

Российская академия наук
Отделение энергетики, машиностроения, механики и процессов
управления РАН
Научный совет РАН по механике конструкций из композиционных
материалов
ФГБУН Институт прикладной механики РАН
ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН
ФГБУ Московский авиационный институт (Национальный
исследовательский университет)
Московский физико-технический институт (Государственный
университет)

МЕХАНИКА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ И СИСТЕМ

СБОРНИК ТРУДОВ
2-й Всероссийской научной конференции
(17 – 19 декабря 2013 года, г. Москва)

Том 2.

МОСКВА

«Механика наноструктурированных материалов и систем».
Сборник трудов 2-й Всероссийской научной конференции в 3-х томах. Том 2.
Москва, 17 – 19 декабря 2013 г. – М.: ИПРИМ РАН, 2013. – 187 с.

В том 2 Сборника трудов конференции включены работы участников конференции, доложенные на секции “Проблемы горения и детонации сложных сред”.

Составители сборника:

Карнет Ю.Н., Муковникова И.И., Яновский Ю.Г.

© Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной механики Российской академии наук, 2013

Том 2
СОДЕРЖАНИЕ

Проблемы горения и детонации сложных сред	5
Экспериментальное исследование распространения детонации пропано-бутано-кислородных смесей в субкритическом канале Бивол Г.Ю., Бочарников В.М., Ленкевич Д.А.....	6
Методика сбора и обработки данных при исследовании задач обтекания и горения в импульсной гиперзвуковой аэрогазодинамической трубе Большаинов И.П., Захаров Н.Н., Прудников А.Г., Прядко Е.С., Садовин М.А.....	12
Экспериментальное исследование воздушных и огненных концентрированных вихрей с целью интенсификации процессов гетерогенного горения Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н., Протасов М.В., Щеголев Н.Л..	26
Качественная теория движения и горения турбулентных струй Воротилин В.П., Яновский Ю.Г.....	35
Особенности химических энергоносителей для комбинированных силовых установок гиперзвуковой реактивной военной техники Захаров Н.Н., Прудников А.Г.....	53
Численное исследование влияния эжектора на эффективность сопловой насадки детонационного двигателя Коробов А.Е., Головастов С.В.....	63
Экспериментальное исследование вихревых структур в газовой струе при акустическом воздействии Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Моралев И.А.....	74
Управление детонационным горением в сверхзвуковом потоке горючей газовой смеси в плоских каналах Левин В.А., Журавская Т.А.....	82
Численное моделирование спиновой детонации в трехмерных каналах круглого сечения Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В.....	92
Исследование волновых процессов в аэродинамической трубе ИПРИМ РАН в натурном и виртуальном эксперименте Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В., Большаинов И.П., Захаров Н.Н., Яновский Ю.Г.....	112
Экспериментальное исследование физических механизмов вибрационного горения твердого биотоплива Полежаев Ю.В., Гешеле В.Д., Раскатов И.П., Стоник О.Г.....	133
Определение времен задержки воспламенения в смесях метан/воздух/частицы Fe Тропин Д.А., Федоров А.В.....	140
Структура детонационной волны в метано-воздушной смеси Федоров А.В., Фомин П.А., Тропин Д.А.....	149

Влияние межфазного тепло- и массообмена на ударно-волновое инициирование кислородсодержащих пузырьков в жидком циклогексане	
Фомин П.А.....	160
Управление детонационными процессами в силаносодержащих газовых смесях путем добавления химически инертных микрочастиц	
Фомин П.А., Федоров А.В., Чен Дж.-Р.....	176

Проблемы горения и детонации сложных сред

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ ПРОПАНО-БУТАНО-КИСЛОРОДНЫХ СМЕСЕЙ В СУБКРИТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ*

Бивол Г.Ю., Бочарников В.М., Ленкевич Д.А.

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

В статье экспериментально исследуются закономерности распространения детонации в пропано-бутано-кислородной смеси в цилиндрическом канале постоянного сечения и диаметром ниже критического диаметра распространения детонации. Инициирование горения осуществляется в форкамере. Фронт пламени при входе в узкий канал ускоряется и приводит к формированию детонационного фронта. Представлены профили давления на входе в канал и эволюция скорости пламени и детонации в узком канале. Изучены сценарии распространения фронта пламени и возникновения детонации в зависимости от параметров форкамеры.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из методов формирования детонации является переход горения в детонацию (ПГД) [1,2]. Для современных технических приложений, благодаря требованиям портативности, существует потребность в уменьшении расстояния между точкой зажигания и расстоянием перехода горения в детонацию [3].

Изучая пределы существования детонации в тонких трубках для разбавленных смесей и смесей, состоящих только из окислителя и горючего, авторы [4] пришли к выводу, что снижение скорости детонационной волны и ее ослабление, в основном, вызвано трением и потерями энергии в стенке трубы. Чтобы уменьшить преддетонационное расстояние, используется форкамера, представляющая собой расширение в начале детонационного канала [5]. Из-за ускорения в канале фронта пламени, возникающего за счет расширения продуктов сгорания в форкамере, наблюдается сдвиг в балансе между выделяемой и рассеиваемой энергией.

Аналогично, эффект форкамеры может быть использован для получения детонации в каналах с диаметром меньшим, чем размер детонационной ячейки.

При горении в замкнутом объеме на скорость пламени влияет зависимость давления от времени. Процесс горения в форкамере зависит от её формы, точнее от соотношения между объемом сгоревшего вещества и площадью поверхности пламени [6]. Определение площади пламени представляет трудность, так как неизвестна форма фронта горения и её изменение во времени. При допущении, что площадь пламени одинаковая во всех форкамерах, разница состоит в их объемах.

Основная цель работы заключалась в том, чтобы экспериментально определить методы образования детонации в каналах с диаметром меньшим, чем критический диаметр стационарного распространения детонации. В частности, изучалось влияние длины форкамеры на механизм перехода горения в детонацию в пропанобутановой смеси с кислородом.

* Работа выполнена при частичной поддержке Минобрнауки (№ 11.519.11.3003 от 18.08.2011 и № 16.518.11.7007 от 12.05.2011) и РФФИ (грант 13-08-01227 А).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на стенде, состоящем из форкамеры и узкого канала общей длиной более 600 мм. Детонационный канал постоянного круглого сечения диаметром 3 мм, состоял из нескольких секций различной длины (рис.1).

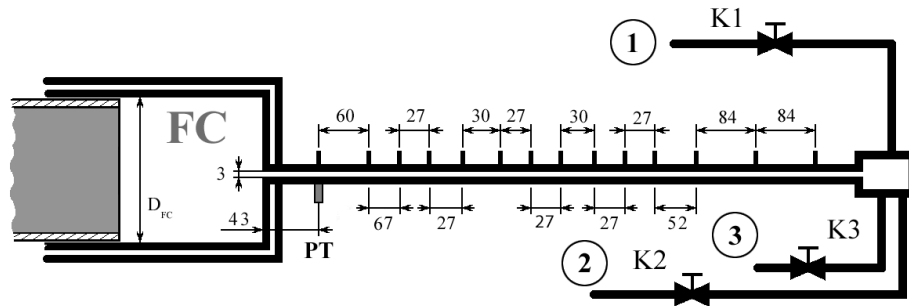


Рис.1. Схема экспериментальной установки для изучения распространения пламени в каналах ниже критического диаметра.

Конструкция форкамеры позволяла изменять её длину при внутреннем диаметре 20 мм. Длины форкамеры составляли 8, 27 и 40 мм. Смесь поджигалась электрическим разрядом с энергией разряда 0,1 Дж. Каждая секция была оснащена фотодатчиком для измерения средней скорости детонационной волны. Фотодатчики регистрировали моменты прихода пламени в двенадцати сечениях канала. Расстояния между элементами установки указаны на рис.1. Средняя скорость распространения фронта пламени вдоль канала рассчитывалась по зарегистрированным интервалам времени между срабатыванием соответствующих датчиков. На выходе из форкамеры располагался датчик давления для измерения профилей давления от времени.

Было исследовано влияние длины форкамеры на переход горения в детонацию. Определялась средняя скорость пламени вдоль канала для трех длин форкамеры: 8, 27 и 40 мм. Эксперименты проводились с пропанобутановой смесью с кислородом. Горючая смесь предварительно составлялась по парциальным давлениям в смесителе и выдерживалась не менее суток. Перед экспериментом установка откачивалась до давления 0.5 Тор, затем заполнялась смесью до нужного давления, после чего смесь поджигалась искрой. Погрешность измерения скорости определялась погрешностью измерения временных интервалов и расстояний между датчиками и составляла 2%.

3. ГОРЕНИЕ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ФОРКАМЕРЕ

Горение газа в форкамере происходит в дефлаграционном режиме. Время между поджигом от свечи и приходом фронта пламени до первого датчика составляет – 820 мкс, 960 мкс и 1100 мкс для форкамер длиной 8 мм, 27 мм и 40 мм соответственно. Что дает нам средние скорости фронта пламени на участке 62 м/с, 73 м/с и 75 м/с соответственно. Максимальная скорость распространения ламинарного пламени в пропанобутановой смеси с кислородом равна 40-60 м/с, незначительное увеличение средней скорости фронта пламени обусловлено тем фактом, что фронт пламени распространяется сначала в форкамере, а затем ускоряется в канале. Причем, в канале смесь уже является поджатой.

Рост давления в канале происходит за счет сгорания смеси в форкамере. Увеличение давления в форкамере можно рассчитать по методу Эльбе [6]:

$$\frac{dp}{dt} = p_0(\eta_0 - 1) \frac{Fu_n \rho}{V \rho_0},$$

где p – текущее давление в сосуде, p_0 – начальное давление в сосуде, η_0 – увеличение давления при полной сгорании смеси, F – площадь поверхности распространения пламени, u_n – скорость распространения пламени, ρ – текущая плотность среды, ρ_0 – начальная плотность среды, V – объем сгораемой смеси.

Возможны несколько характерных форм форкамер, для которых рост давления будет различным. Поскольку для короткой форкамеры фронт горения будет полусферическим, а для длинных камер фактическим плоским, это дает разные отношения площади поверхности фронта пламени к сжигаемому объему.

Для каждого значения длины форкамеры были проведены серии экспериментов, подсчитаны средние скорости фронта пламени на всех участках канала. На рис.2 приведены профили давления на входе в канал. В зависимости от длины форкамеры скорость повышения давления менялась. При длине форкамеры 8 мм давление в канале на начальном этапе повышалось монотонно со скоростью 6 атм/мс (рис.2 – кривая 1). Время полного прохождения канала фронтом пламени составляет около 400 мкс. С момента прихода пламени в сечение, где измеряется давление, и в течение более чем 400 мкс повышение давление имело монотонный характер. Учесть изменение давления во времени можно двумя способами.

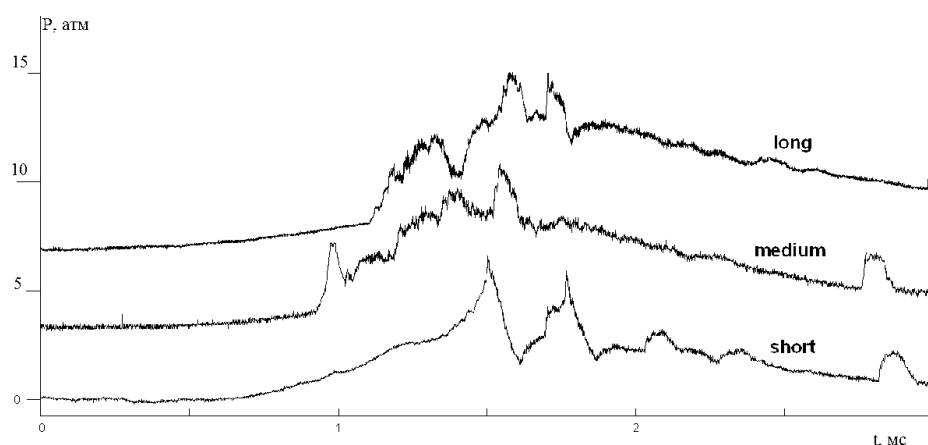


Рис.2. Профили давления для трех разных случаев начальной энергии форкамеры.

Как мы видим из графиков давления, при увеличении длины форкамеры увеличивается скорость повышения давления. В случае короткой камеры (8мм) она составляет 6 атм/мс, для средней(27мм) 10 атм/мс, для длинной (40мм) 22 атм/мс соответственно. Сравнивая данные значения экспериментальных результатов с теоретическими оценками по методу Эльбе, наблюдается соответствие на качественном уровне.

Для форкамеры большой (40мм) длины повышение давления имеет как составляющую постоянного увеличения, так и локальные скачки. Для форкамеры длиной 27 мм (рис.2 – кривая 2) профиль повышения давления имеет пик высотой 3 атм. с характерной шириной 90 мкс. Поскольку в течение времени порядка 100мс пламя распространяется в канале со скоростью значительно меньше скорости звука менее 100 м/с, можно ожидать, что через 20-40 калибров канала

профили давления несколько сгладятся. До того момента, когда к узкому каналу из форкамеры подходит фронт пламени, внутри канала уже создается градиент давления 1,8 кПа/м.

Для форкамеры длиной 40 мм (рис.2 – кривая 3) профиль давления имеет пик высотой 4 атм. с характерной шириной 260 мкс. Градиент давления в канале до прихода фронта пламени равен 4 кПа/м.

Три конструкции форкамеры дают нам три принципиально разных режима сгорания внутри канала (см. рис.3). Эти три типа можно разделить по такому параметру, как скорость повышения давления. Были измерены средние скорости распространения пламени в канале для различных форкамер на длине канала 600 мм, которое соответствует 200 калибрам. Во всех случаях рост скорости имеет немонотонный характер. Для короткой форкамеры (8мм) средняя скорость увеличивается до 2 км/с, а затем плавно спадает, превышая скорость Чепмена-Жуге на расстоянии 480 мм (160 калибров). На участке от 210 до 300 мм (70 и 100 калибров) наблюдается «горб» с увеличением скорости до 1450 м/с и резким падением на величину 400 м/с. Для средней форкамеры (27мм) скорость достигает 2,2 км/с, после наблюдается плавный спад. Превышение скорости Чепмена-Жуге происходит на расстоянии 330мм (110 калибров). Форма «горба» отличается от случая 1. Он наблюдается на расстоянии 240-270 мм (80 и 90 калибров) и имеет провал всего на 100 м/с. Для длинной форкамеры (40мм) максимальная скорость распространения фронта пламени достигает 3 км/с, средняя скорость спадает на участке 180-210мм (60 и 70 калибров) на величину до 200 м/с. Расстояние, на котором средняя скорость превышает скорость Чепмена-Жуге, составляет 310 мм (103 калибра).

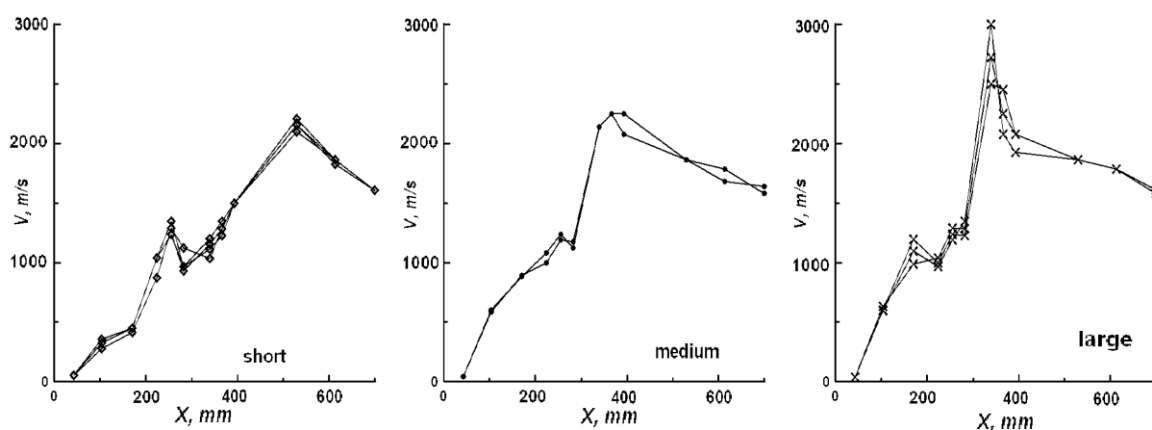


Рис.3. Зависимости средней скорости распространения пламени от положения пламени в канале для трех разных случаев начальной энергии форкамеры.

Скорость распространения стационарной детонации Чепмена-Жуге для пропанобутановой смеси с кислородом, составляет 1880 м/с. Детонационная ячейка составляет 15 мм. Преддетонационное расстояние определялось как расстояние, при прохождении которого скорость становится выше скорости распространения стационарной детонации для данной смеси. Преддетонационные расстояния составили 160, 110 и 103 калибров для короткой, средней и длинной форкамеры соответственно.

В случае длинной форкамеры удалось получить пересжатый режим детонации со скоростью распространения около 3 км/с. В конце камеры детонация выходит на стационарный режим со скоростью около 2 км/с,

что соответствует стационарной скорости распространения детонационной волны для пропанобутановой смеси с кислородом.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Существует и другой способ учесть изменение давления, рассчитав полный импульс давления через интеграл по времени. Однако оценить физический смысл интеграла давления мешает неопределенность с левым пределом интегрирования. Логично ожидать, что профиль давления на участке с медленным ростом должен меньше влиять на характер последующего давления, чем характер профиля в момент 100-200 мкс, когда наблюдается существенный рост давления. Определение точного момента, когда происходит переход с медленного роста на быстрый, затруднено, и следовательно, сложно интерпретировать результаты.

В статье [7] наблюдалось большее ускорение пламени при распространении пламени по среды с отрицательным градиентом давления, чем по среде постоянного давления. При этом увеличение имело локальный максимум. В нашей работе скорости пламени и градиенты давления были значительно выше, однако зависимость скорости распространения имеет схожую форму. Таким образом «горб» на графике скорости в разных участках канала на расстоянии от 180 до 300 мкс, возможно, вызван отрицательным градиентом среды, по которой распространяется пламя.

С увеличением давления размер детонационной ячейки уменьшается, а сгорание газа в форкамере обеспечивает рост давления в канале, по которому и происходит распространение пламени с переходом в детонацию. Данное объяснение может являться одной из причин, почему мы наблюдаем распространения детонации в канале меньше критического сечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдалось распространение детонации в каналах меньше критического при поджиге в форкамере. Наблюдались скорости распространения детонации на уровне Чепмена-Жуге. Кривые средней скорости или немонотонный характер, отклонение от монотонного характера можно объяснить отрицательным градиентом давления среды, вызванным прогоранием газа в форкамере.

Три конструкции форкамеры дают нам три принципиально разных режима сгорания, которые можно разделить по скорости повышения давления. Первый режим отличается локальным максимумом при нарастании скорости, и преддетонационным расстоянием 160 калибров. Второй режим имеет менее выраженный локальный максимум, и преддетонационное расстояние 109 калибров. Третий режим имеет преддетонационное расстояние 103 калибра. При этом максимальная скорость распространения детонации достигает 3000 м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Baklanov D.I., Golovastov S.V., Gvozdeva L.G., Kaltayev A., Scherbak N.B., Volodin V.V.* Investigation of transition of deflagration to detonation in moving mixtures of combustible gases / 20th ICDERS. Proceedings. – Montreal, Canada, July 25-30, 2005.

2. *Бакланов Д.И., Голуб В.В., Иванов К.В., Кривокорытов М.С.* Переход горения в детонацию в канале с диаметром меньше критического диаметра существования стационарной детонации // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т.49. – №6. – С.1-6.
3. *Голуб В.В., Баженова Т.В., Бакланов Д.И., Иванов К.В., Кривокорытов М.С.* Применение детонации водородо-воздушной смеси в устройствах для безыгольной инъекции // Теплофизика высоких температур. – 2013. – Т.51. – №1. – С.1-3.
4. *Camargo A., Ng H.D., Chao J., Lee J.H.S.* Propagation of gaseous detonations in small tubes // 22nd ICDERS. Proceedings. – Minsk, Belarus, 2009.
5. *Smirnov N.N.* Gas-dynamics and wave-dynamics. – Moscow: IRIS-press, 2005.
6. *Зельдович Я.Б., Воеводский В.В.* Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. – М.: Моск. мех. ин-т, 1947.
7. *Джонс. Д., Изааксон Л., Врик С.* Турбулентный пограничный слой при наличии подвода массы горения и градиента давления // Ракет. техника и космонавтика. – 1971. – Т.9. – №9. – С.122-129.

МЕТОДИКА СБОРА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЗАДАЧ ОБТЕКАНИЯ И ГОРЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

Большаинов И.П.¹, Захаров Н.Н.¹, Прудников А.Г.², Прядко Е.С.²,
Садовин М.А.¹

¹ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия

²ФГУП ЦИАМ им. П.И. Баранова, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

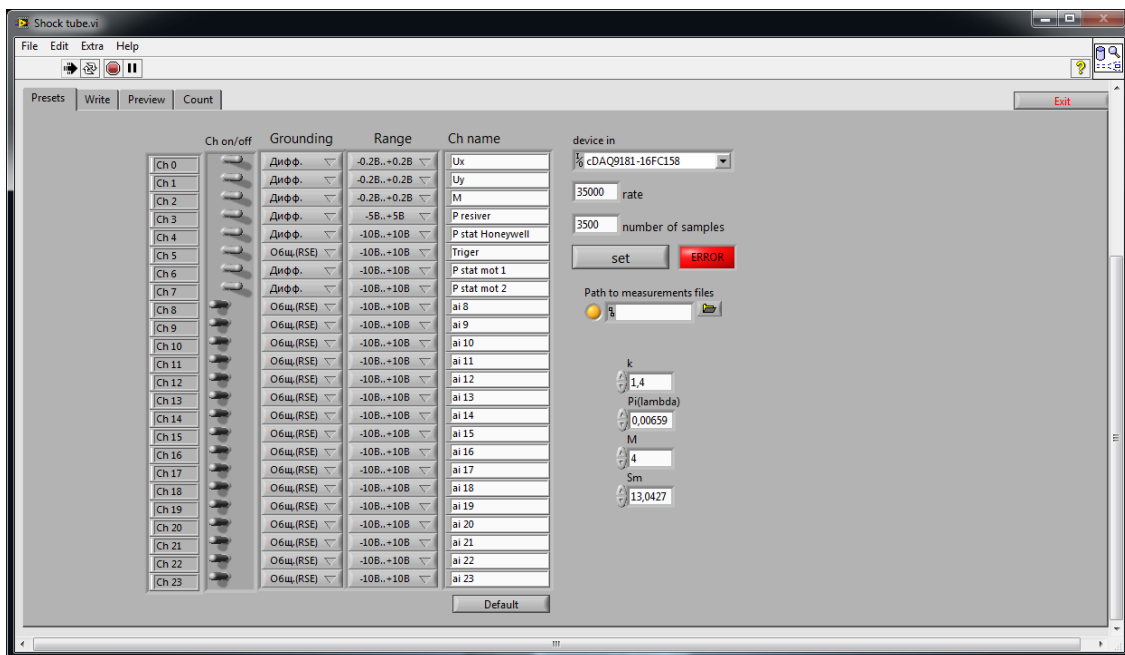
Рассмотрена методика сбора и обработки экспериментальных данных в гиперзвуковой импульсной трубе при исследовании задач внешней и внутренней аэрогазодинамики.

ВВЕДЕНИЕ

Для проведения измерений и обработки экспериментальных данных, получаемых при испытании моделей в гиперзвуковой импульсной трубе и на других установках, разработана программа, с рабочим названием Hypersonic Facility. Для её создания использовался язык G, среда программирования – Labview 2011. В программу заложены широкие возможности по проведению измерений с помощью различных АЦП от National Instruments. Кроме того, расчет параметров течения вынесен в отдельный vi файл, что позволит легко его дополнить необходимыми расчетами.

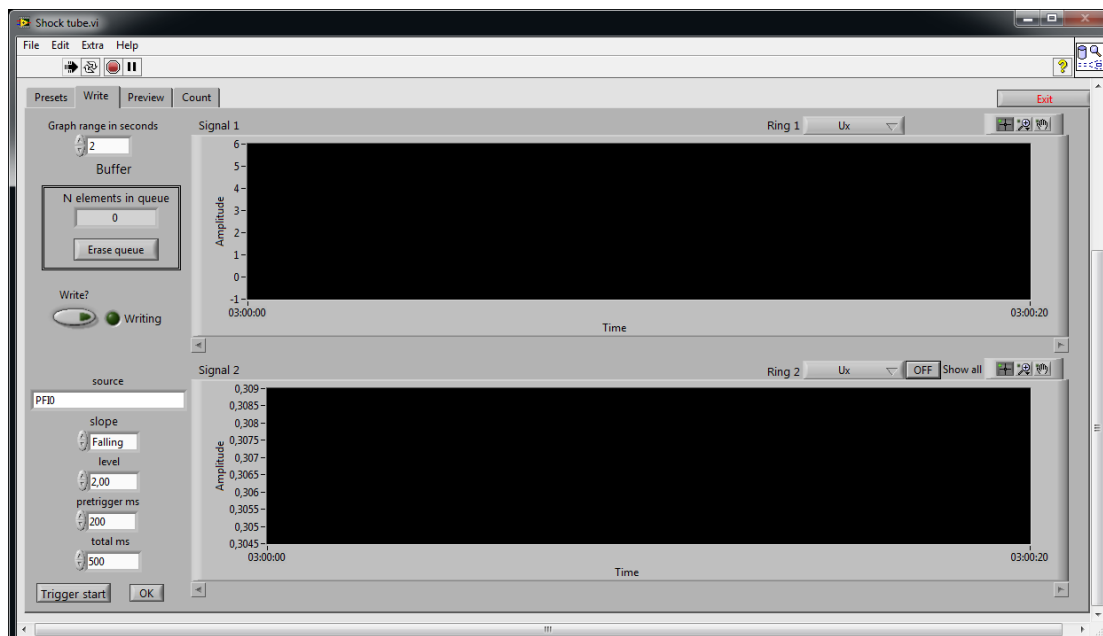
1. НАСТРОЙКА СБОРА ДАННЫХ

Для настройки сбора данных необходимо перейти на вкладку Presets. Сначала необходимо выбрать АЦП в поле device in. Далее выбрать каналы, с которых будут регистрироваться сигнал. Необходимо помнить, что некоторые АЦП работают в последовательном режиме сбора данных. Это означает, что максимальная частота сбора данных с N каналов будет равняться максимальной частоте АЦП, деленной на количество каналов. Для каждого канала необходимо указать метод заземления, диапазон напряжений, а также можно присвоить имя для дальнейшего удобства работы с данными. Далее необходимо указать частоту (rate) и число выборок (number of samples). Число выборок – это число значений, считываемых с АЦП. Типичным значением данного параметра для корректной работы программы является 10% от частоты. Чтобы применить все параметры, необходимо нажать кнопку set. Если все параметры выставлены верно, то будет гореть индикатор по error. Путь, по которому будут сохраняться данные эксперимента, можно указать вручную (будет гореть зеленый индикатор) или оставить пустым (будет гореть желтый). В последнем случае в папке с программой будет создана папка с текущей датой, в которую будут записываться данные. Для дальнейших расчетов указывается k – показатель адиабаты, $\pi(\lambda)$, число маха M и площадь модели S_m .



2.1. Регистрация сигнала.

Блок записи устроен максимально просто: кнопка записи включена – идет запись, выключена – не идет. Новый файл создается при каждом нажатии кнопки write. На обоих графиках можно выбрать любой отображаемый канал, а на нижнем включить кнопку отображать все каналы. Диапазон обоих графиков можно регулировать параметром Graph range, устанавливающий диапазон Ох в секундах.

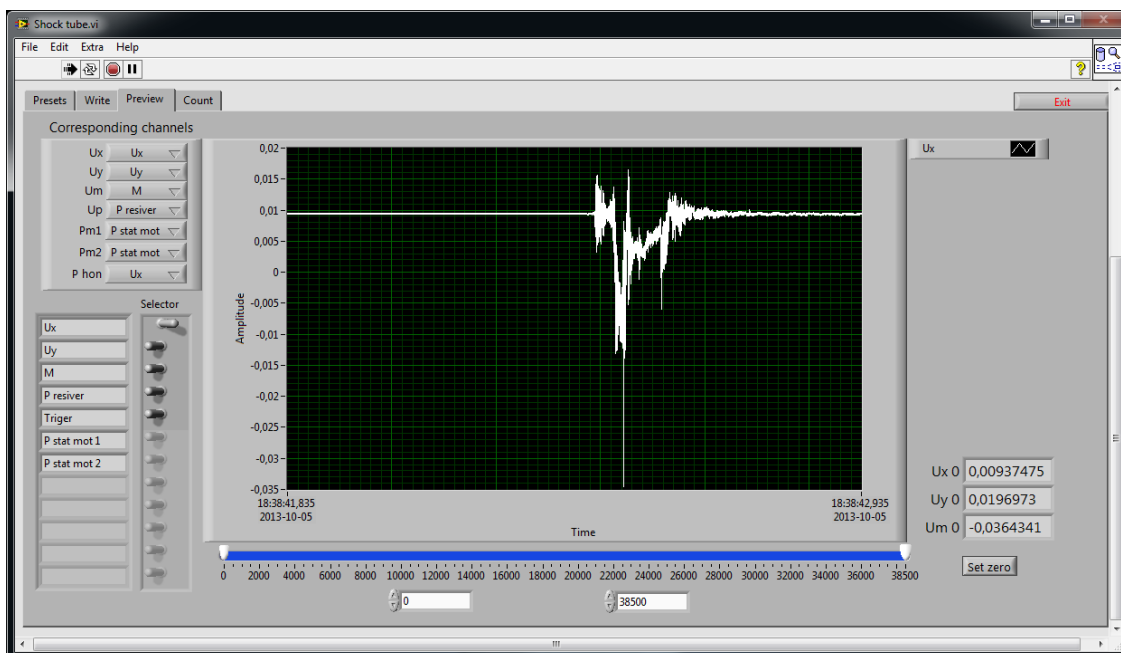


Также удобно пользоваться индикатором N elements in queue, отображающим кол-во элементов в буфере, которые ждут записи и индикатором writing: если он горит, то идет запись. Если кнопка writing выключена, но запись продолжается, это означает, что буфер еще не опустошён после последнего эксперимента, в нем присутствуют элементы, ожидающие записи. Для АЦП, позволяющих

реализовывать сбор данных по триггеру, предусмотрена возможность запуска по триггеру. Для этого необходимо указать канал триггера в поле source, выбрать границу и ее уровень, а также выставить время записи до триггера и общее. По нажатию кнопки Trigger Start программа будет записывать данные в циклический буфер, переписывая наиболее старые значения. Размер буфера определяется параметром total ms.

2.2. Подготовка к обработке.

Записанные измерения далее можно обработать. Для этого необходимо, исходя из легенды, отображаемых графиков и названий каналов (присвоенных на вкладке Presets) задать соответствия между каналами и измеряемыми параметрами: компоненты тензовесов U_x , U_y , U_m , полное давление в ресивер U_p , статические давления в камере P_{m1} , P_{m2} . Далее с помощью 2 ползунков выбрать нулевые значения сигналов U_x , U_y и U_m для и нажать кнопку set zero. Отображаемые элементы на графике можно выбирать с помощью selector переключателей.

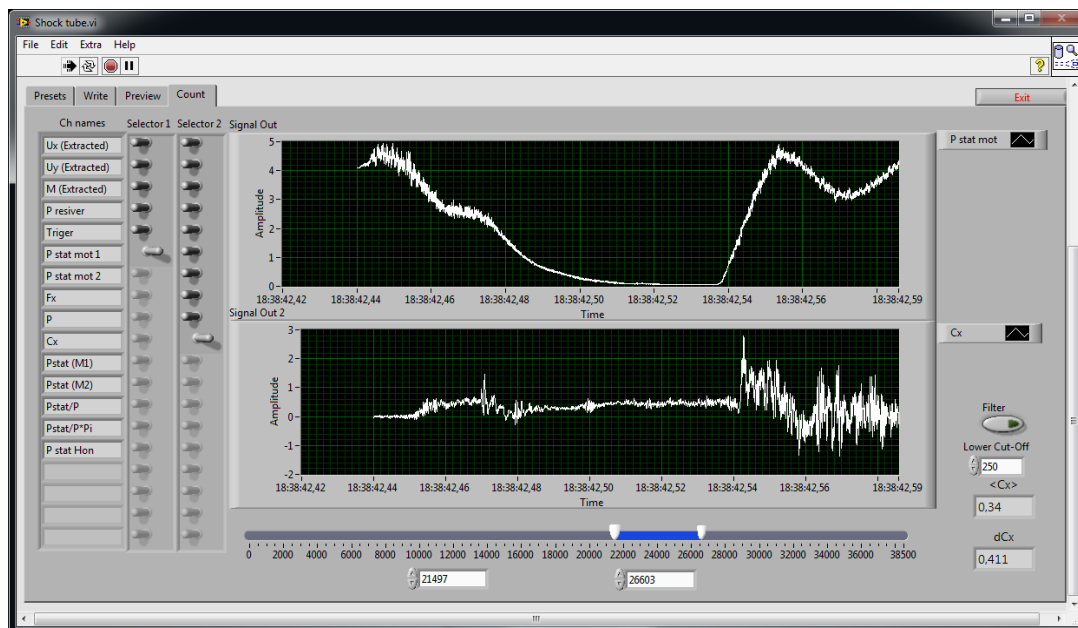


2.3. Обработка.

Для обработки необходимо перейти на вкладку Count. Отображаемые графики можно выбирать с помощью 2 наборов переключателей selector 1 и selector 2. С помощью ползунков выбирается интересующий интервал, по которому проводится поиск среднего значения S_x . В правом нижнем углу реализовано управление фильтром сигнала S_x , который задерживает все высокие частоты, выше указанной в поле Lower Cut-off. Усредненное по выбранному интервалу значение S_x и ΔS_x выводятся в соответствующие поля $\langle S_x \rangle$ и dS_x .

Также, как и на вкладке Preview скрывать и отображать интересующие графики можно переключателями Selector 1 и selector 2. Экспортировать данные можно 2 способами. Первый – С помощью меню -> File -> export. В выбранной директории будет сохранен текстовый файл, в который по столбцам будут записаны время, компоненты тензовесов U_x , U_y и M , напряжение на датчике

давления в ресивере P resiver, сигнал триггера trigger, напряжения на датчиках Моторолла Pstat Motorola 1 и Pstat Motorola 2, сила сопротивления Fx, полное давление P, коэффициент аэродинамического сопротивления Cx, статические давления в камере Pstat (M1) и Pstat (M2), отнесенные давления Pstat/P, Pstat/P*Pi. Второй способ экспортирования данных заключается в том, чтобы на 1 графике отобразить все интересующие сигналы, далее нажать правой мышкой по этому графику, выбрать Export -> export to Excel.



Созданная программа опробована при определении характеристик модели «конуса + цилиндр» и других аэродинамических тел, а также при определении характеристик горения твёрдого и пастообразного топлива. С ее помощью проведено более 40 экспериментов. Полученное высокое быстродействие программы и удобство её использования, позволяет резко снизить время обработки каждого эксперимента, а также получать результаты в реальном времени, что чрезвычайно важно для достижения достоверных данных.

3. РАЗРАБОТКА МЕТОДИК ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ И ХАРАКТЕРИСТИК БЕСКОМПРЕССОРНЫХ ВРД РАКЕТНЫХ ЛА

Для исследования характеристики горения твердых и пастообразных топлив при атмосферном давлении была разработана и изготовлена разборная модель ракетного двигателя (РД) со сменными соплами (рис.1) . Критическое сечение сопел составляло 9, 10, 11 и 12 мм. Угол раскрытия – 15 градусов. Модель способна выдержать давление в камере сгорания 500 атм. В нее можно помещать различные заряды твердых и пастообразных топлив. Она пригодна для испытаний на различных исследовательских стендах.

Для определения характеристик внешнего и внутреннего открытого и газогенераторного (ГГ) горения модель может быть размещена в аэродинамической трубе как длительного действия, так и в импульсной с длительностью работы от 0.1 до 3-х секунд. При этом на нос модели накручивается специальное ВЗУ.

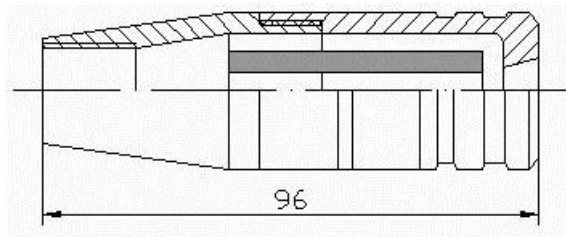


Рис.1. Схема модели РД.

Для определения импульса и тяги различных твердых и пастообразных топлив, модель может быть установлена на тензометрические весы. В настоящих экспериментах использовались тензовесы Тензо-М с возможностью измерения силы до 20 и 1000 кг. Для закрепления модели на весах в нее вкручивается наконечник с державкой и датчиком абсолютного давления ДМП-60 или ДМП-400 для измерения полного давления газов в камере сгорания (КС) (рис.2).

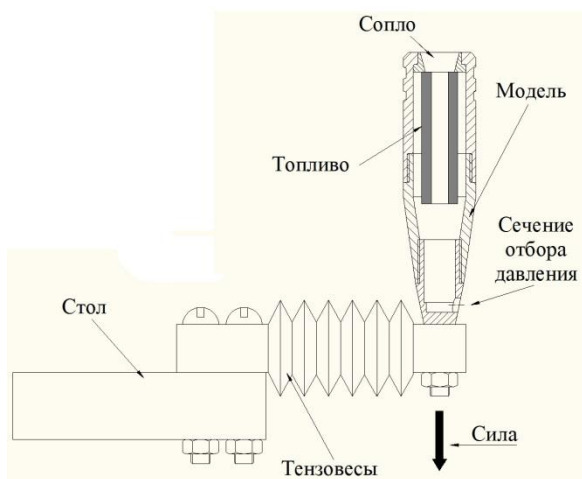


Рис.2. Схема модели РД с зарядом твердого или пастообразного топлива на тензометрических весах и фотография модели с датчиком давления ДМП-60.

Данная модель приспособлена и для испытаний на двухметровом баллистическом маятнике, спроектированном и созданном в ИПРИМ РАН (рис.3), а также на центробежном стенде (рис.4). Оба этих стенда позволяют определять значения импульса различных твердых и пастообразных топлив путем измерения угла отклонения или количества оборотов. При этом модель закрепляется на стенде посредством хомута, а в ее носовую часть вкручивается глухой наконечник. Сменные сопла с различными критическими сечениями позволяют получать разное давление в КС.

При подготовке к эксперименту производилась тарировка датчика давления и тензометрических весов.

Температура продуктов сгорания определялась с помощью яркостного пирометра.

Чтобы правильно поставить эксперимент предварительно необходимо сделать оценку исследуемых параметров. В ходе экспериментов определялось полное давление в камере сгорания модели РД, тяга и секундный массовый расход топлив. Полное давление в КС РД определяется из выражения:

$$\gamma_{\text{пт}} \pi (r_2 + r_1) u_T l = \frac{0,4 P^* F_{\text{кр}}}{\sqrt{T^*}}.$$

Здесь $\gamma_{\text{пт}}$ – удельный вес топлива, r_1 и r_2 – внутренний и внешний радиус топливной шашки соответственно, u_T – скорость сгорания топлива, l – длина шашки.

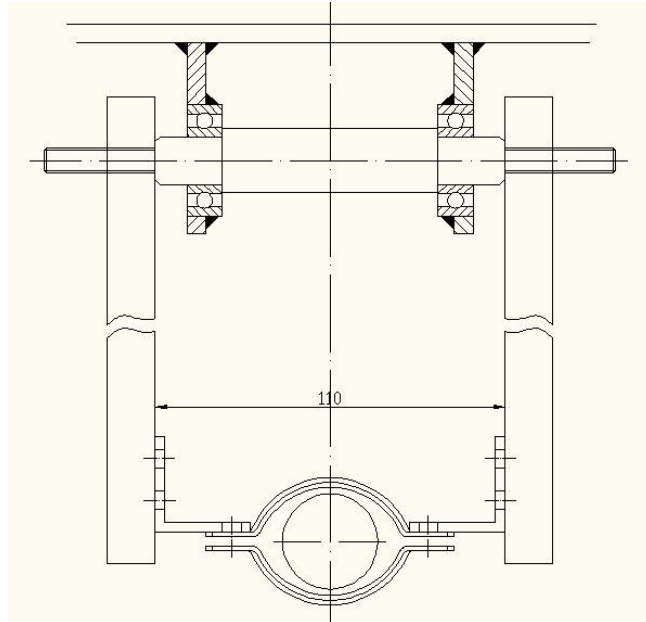


Рис.3. Схема баллистического маятника.

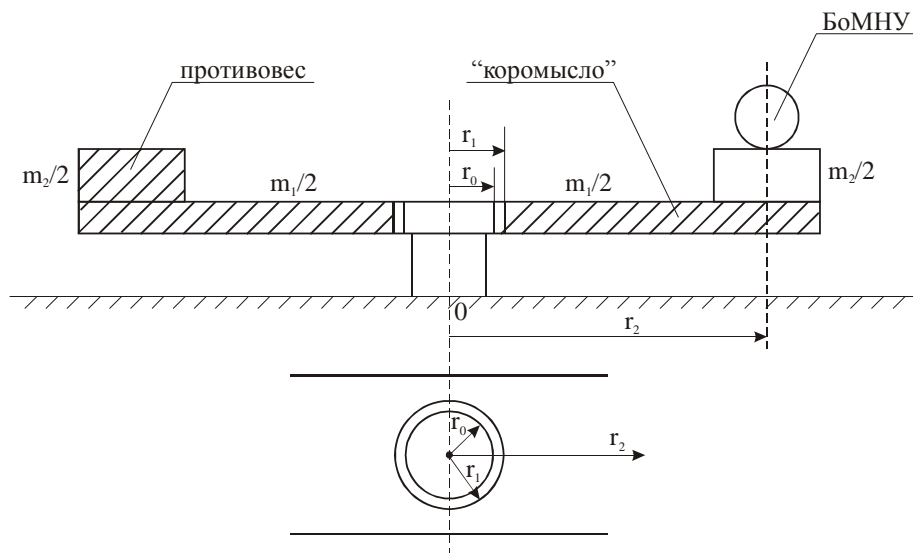


Рис.4. Схема центробежного стенда.

Тяга:

$$R = J \cdot \frac{m_T}{\tau},$$

где J – импульс топлива, m_T – масса топлива и τ – время горения топлива.

Секундный массовый расход:

$$G_{\text{ТП}} = u_T^0 (P-1)^\nu S_T \gamma_{\text{ТП}} \Leftrightarrow G_p = \frac{0,4 \bar{P} P_K F_{\text{кр}}}{\sqrt{T^*}},$$

где u_T^0 – скорость горения топлива при атмосферном давлении, S_T – площадь поверхности горения топлива.

Испытаниям подвергались следующие типы топлив:

- Баллистичное ракетное твёрдое топливо,
- Пастотопливные газогенерирующие составы:
 - ❖ Паста ГПС-2ФК,
 - ❖ Паста аномального горения ГПС-3ФУ.

В качестве примера на рис.5 показано измерение импульса тяги твёрдого топлива в модели РД на тензовесах, а на рис.6. – измерение импульса тяги пастообразного топлива ГПС-2ФК в модели РД на тензовесах. На этих рисунках слева показан сигнал от тензовесов, полученный на мониторе, а справа видна реактивная струя продуктов сгорания.

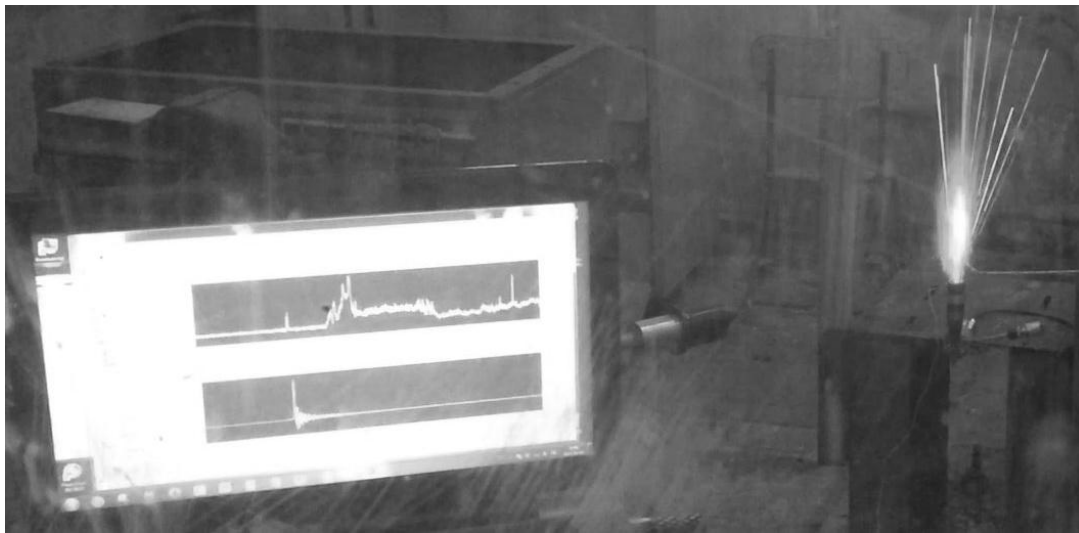


Рис.5.

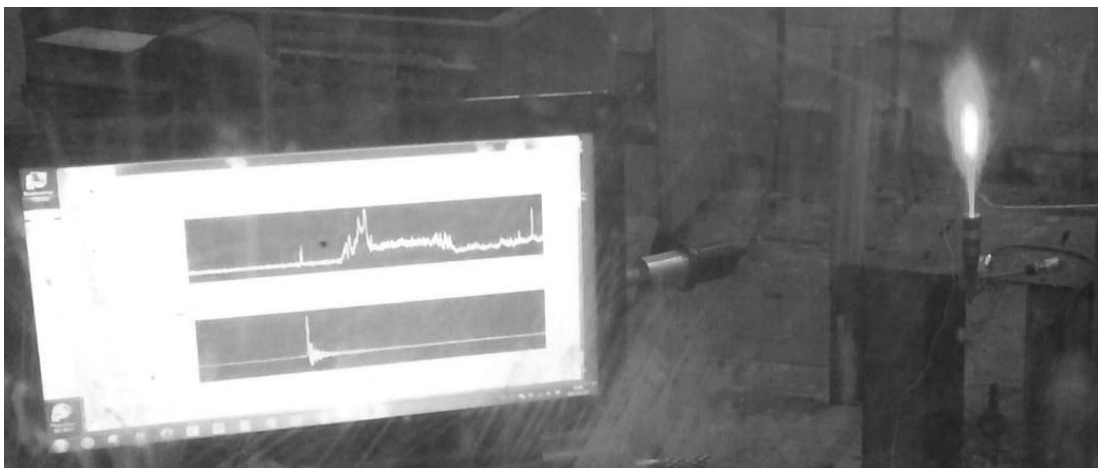


Рис.6.

Результаты измерений скорости горения и секундного массового расхода твердого и пастообразного топлива при атмосферном давлении приведены в Таблице 1.

Таблица 1.

№	Дата и время	Марка топлива	Броня	Комментарий	Скорость горения V по видео, мм/сек	Расход топлива G, г/сек
1	04.12.2013	Баллистит	Без брони	Горело со всех сторон.	-	-
2		Баллистит	Немного бумаги + силикатный клей	Торцевое горение. Броня лопнула	7,65	1,83
3		Баллистит	Много бумаги + силикат. клей + скотч	Торцевое горение.	1,23	0,298
4		Баллистит	Много бумаги + силикат. клей + скотч	Торцевое горение.	1,09	0,26
5		Баллистит	Много бумаги + силикат. клей + скотч	Торцевое горение.	1,24	0,3
6		Паста ГПС-3АФУ	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	0,906
7		Паста ГПС-3АФУ	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	0,86
8		Паста ГПС-3АФУ	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	0,902
9		Паста ГЖС-2	Пластиковая чашечка - пыж 16	Поджечь не удалось.	-	-
1	06.12.2013	Паста ГПС-2ФК	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	0,78
2		Паста ГПС-3ФУ	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	1,13
3		Паста ГПС-3ФУ	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	0,79
4		Паста ГПС-2ФК	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	1,97
5		Паста ГПС-2ФК	Пластиковая чашечка - пыж 16	Прогрессивное горение.	-	1,55
6		РСИ-12К (рыжее)	Нижний торец и вокруг из 1 слоя бумажного скотча.	Торцевое горение.	0,59	0,128
7		Паста ГПС-3АФУ	Без брони	Прогрессивное горение.	-	-

Результаты измерений давления в камере сгорания, температуры продуктов сгорания, а также импульса, скорости горения и секундного массового расхода твердого и пастообразного топлива в модели РД на тензометрических весах приведены в Таблице 2 и на рис.7-10.

Таблица 2.

№	Дата и время	Марка топлива	Броня	Комментарий	Скорость горения V по видео, мм/сек	Расход топлива G, г/сек	T
1	11.12.2013	Баллистит	Бумажный скотч	Горело со всех сторон.	10,56	2,56	-
2		Баллистит	Бумажный скотч	Прогрессивное горение.	14,08	3,41	2700
3		Баллистит	Бумажный скотч	Прогрессивное горение.	25,58	6,2	2450
4		Баллистит	Бумажный скотч	Неудачная попытка поджега со всех сторон. Горело в основном изнутри (прогрессивное горение).	19,32	4,68	2400
5		Баллистит	Патрон диаметром 18 мм.	Горело со всех сторон.	21,95	5,32	2475
6		ГПС-2ФК	Патрон диаметром 18 мм.	Прогрессивное горение.	-	-	-

На рис.7 показано изменение давления и реактивной силы при сгорании 22,1 г пастообразного топлива ГПС-2ФК в модели РД. В этом опыте при сгорании топлива давление резко возрастает и при достижении максимального значения монотонно уменьшается, в критическом сечении сопла модели устанавливается скорость звука. Результаты этих испытаний подтвердили предварительную оценку максимального значения давления и силы тяги ($P \approx 300$ атм, $F \approx 300$ кг).

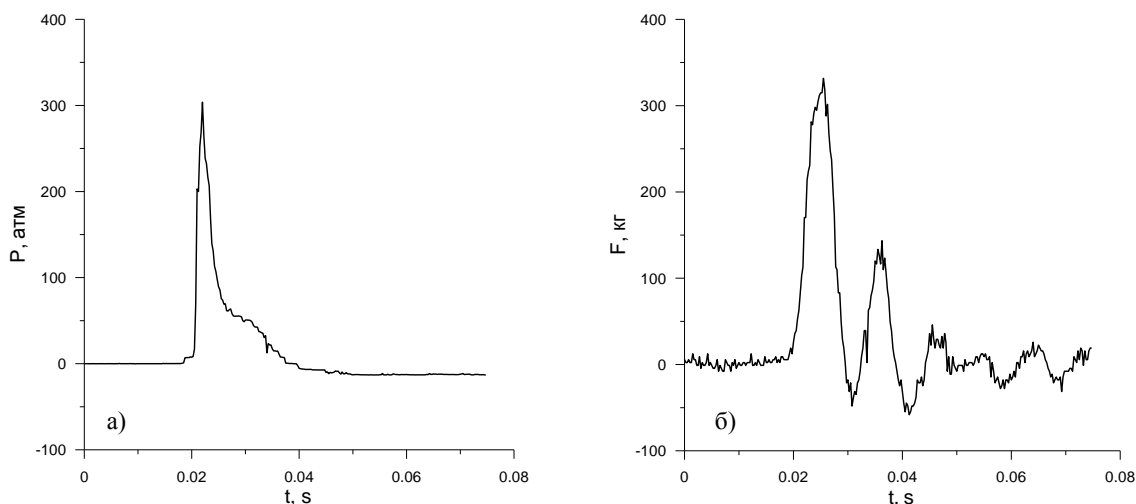


Рис.7. Изменение давления в камере (а) и силы развиваемой в модели РД (б) при сгорании пастообразного топлива ГПС-2ФК.

На рис.8 показаны результаты испытаний пасты ГПС-3ФУ. В приведённых опытах масса пасты составляла ~ 11 . Её поджог, осуществлялся с торца и из центрального канала. Характер изменения давления и реактивной силы по времени при сгорании этой пасты в модели РД аналогичен сгоранию пасты ГПС-2ФК.

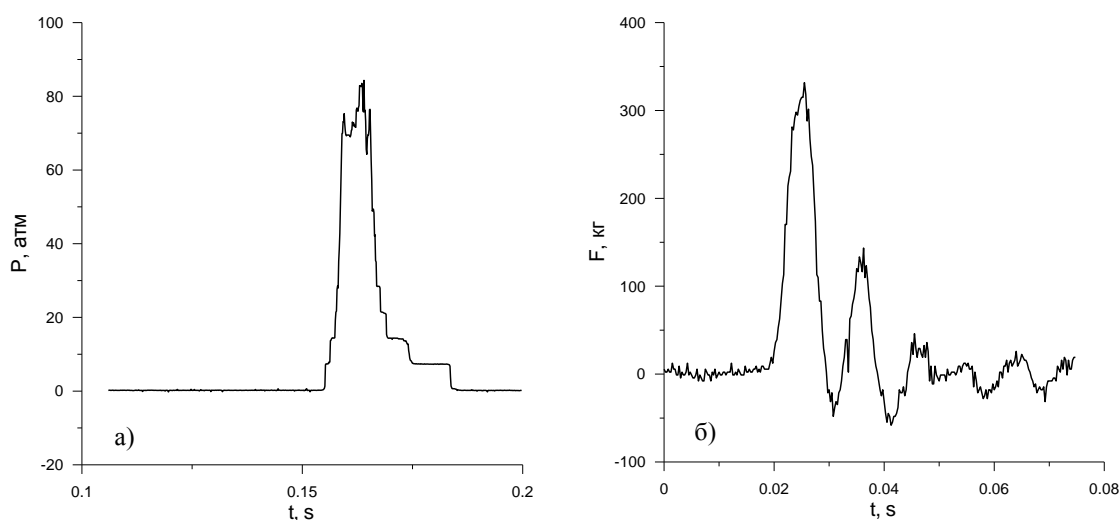


Рис.8. Изменение давления в камере (а) и силы развиваемой в модели РД (б) при сгорании пастообразного топлива ГПС-3ФУ.

Скорость сгорания пастообразных топлив типа ГПС и ГЖС хорошо описывается интерполяционной зависимостью:

$$U_T = U_T^0 + \Delta U(P_{\xi}/P_i - 1)^{\nu}$$

На рис.9 и 10 показаны графические зависимости скорости сгорания пастообразных топлив семейства ГПС и ГЖС от давления.

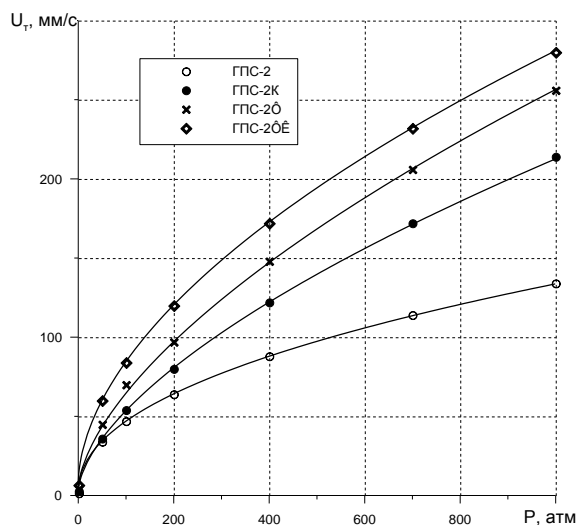


Рис.9. Зависимость скорости горения пастообразного топлива типа ГПС от давления.

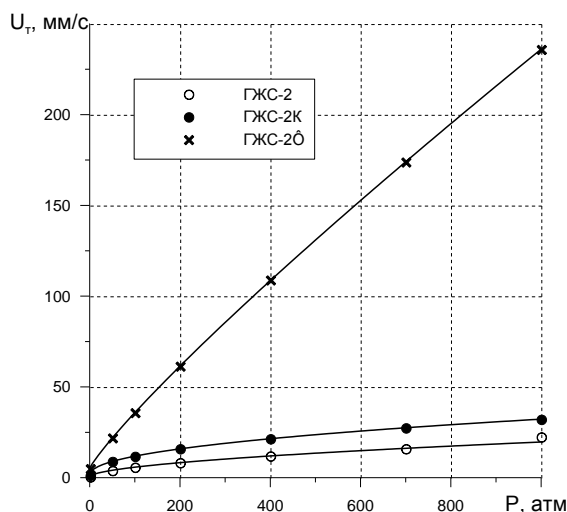


Рис.10. Зависимость скорости горения пастообразного топлива типа ГЖС от давления.

4. ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКЕЛА ПЛАМЕНИ ПРИ ЛОБОВОМ И ДОННОМ ГОРЕНИИ ПАСТООБРАЗНОГО ГОРЮЧЕГО В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Для исследования факела пламени при лобовом и донном горении пастообразного горючего в гиперзвуковой импульсной трубе была использована разработанная в настоящей работе системы сбора и обработки экспериментальных данных. Система обеспечивает сбор экспериментальных данных с различных датчиков (давления, термпар, тензочувствительных и пр.), калибровку датчиков, преобразование полученных данных в размерные физические величины (градусы Кельвина, кг/см^2 , кг/с и т.п.), отображение и сохранение результатов экспериментов. Количество измерительных каналов было 16.

При весовых испытаниях велась теневая регистрация структуры течения, видеорегистрация процесса горения, и измерялось давление внутри тракта модели. Измерение температур осуществлялось хромель-алюмелевыми (ХА) термопарами с выводами для записи на ПК.

Для визуализации структуры потока применялась оптическая схема на базе теневого прибора с подсветкой неодимовым лазером непрерывного действия. Теневые картины регистрировались скоростной камерой с повышенным пространственным разрешением и выводом на ПК.

5. ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКЕЛА ПЛАМЕНИ ПРИ ДОННО-СПУТНОЙ СХЕМЕ РАЗМЕЩЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА-ГОРЮЧЕГО

Модель для исследования факела пламени при донном горении рис.11, представляет собой проточную камеру спутного сгорания при размещении топлива в кольцевой застойной зоне. Для крепления пастообразного горючего его размещали внутри шелковой оболочки см. рис.11, при этом наблюдалась повторяемость характера горения. Процесс горения происходил с постепенным повышением интенсивности и плавным снижением. Задержка воспламенения зависела от расстояния края внутренней трубки воздуховода до торцевого сечения топливного элемента и менялась от 0,7 до 1,5 с при времени горения ~ 1,5 с и при массе топливного элемента $m=3,3-3,5$ г.

Стендовые испытания проводились на макетных образцах, изготовленных в ЦИАМ с доработкой узлов и деталей в ИПРИМ РАН. На рис.11 приведены основные геометрические параметры испытываемой модели с односкачковым ВЗУ без газогенератора.

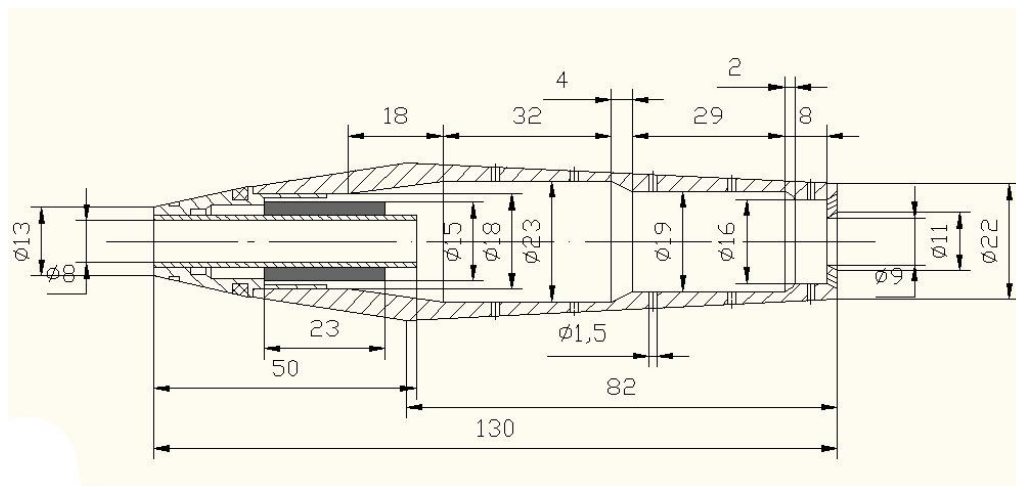


Рис.11. Схема модели для исследования факела пламени при донном горении пастообразного топлива-горючего.

6. ИСПЫТАНИЯ МОДЕЛИ С ГОРЕНИЕМ ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА В ИМПУЛЬСНОЙ ТРУБЕ

В опытах регистрировалось свечение продуктов горения, теневая картина обтекания модели, параметры потока (T , M) и давление внутри модели.

Характерные примеры видеорегистрации горения пастообразного топлива и структуры течения даны на рис.12.

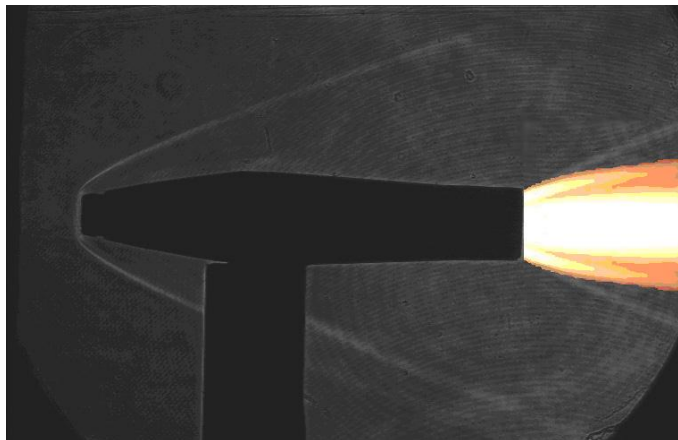


Рис.12. Теневая фотография сверхзвукового обтекания модели и видеорегистрация дожигания пастообразного топлива на выходе из модели при $M=4$.

Основная часть опытов с ПТГ велась при $M=4$, $T_0=700-800$ К, начальном значении давления в форкамере $P_{\phi}^*=60$ атм и давлении при котором происходило горение $P_{\phi}^*=40-15$ ата, масса пастообразного топливо-горючего $m \approx 4-5$ г. Время интенсивного камерного горения составляло $\sim 0,5-0,7$ с, характер горения практически всегда был одинаковым. После воспламенения происходило плавное увеличение интенсивности, затем равномерный спад. Изменение давления внутри модели подтверждает подобный характер процесса горения при донно-спутной схеме размещения и горения пастообразного топлива-горючего (рис.13).

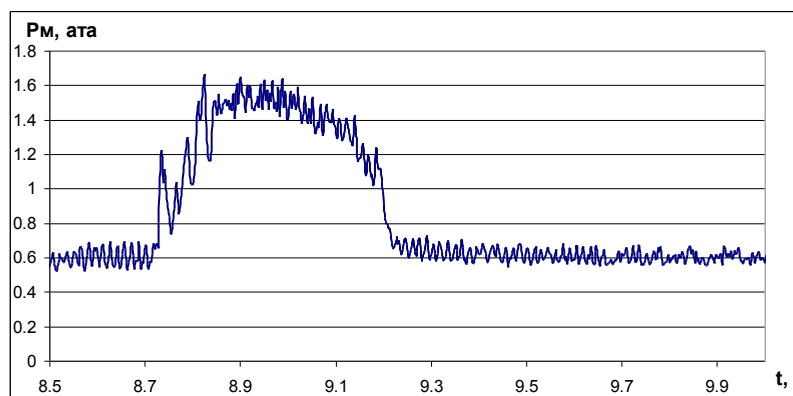


Рис.13. Изменение статическое давление внутри модели за время пуска.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЕСОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОДЕЛИ

Для изучения аэродинамических характеристик модели при горении применялись трёхкомпонентные весы. Чтобы снизить влияние всей конструкции вводимой в поток на процесс обтекания собственно модели, собственно весы были вынесены из потока, так что в поток «лишним» вводился только пилон-державка. Вследствие этого модель крепилась на весах боковым пилоном-державкой, что привело к взаимовлиянию показаний по различным компонентам

вектора внешней АД-силы. Это не позволило с высокой достоверностью определить абсолютные значения компонентов аэродинамических сил, действующих на модель. Для оценки АД-сил моделей в холодном воздушном потоке использовался коэффициент лобового аэродинамического сопротивления модели и державки C_{x0} , $C_{x \text{ держ}}$, определяемый известными соотношениями.

Отношение статического давления в камере Эйфеля (на срезе АД-сопла) к давлению внутри модели менялось от 0,2-0,3 без горения топлива до 0,08 при горении, что свидетельствует о звуковом характере истечения продуктов неполного сгорания во внешний сверхзвуковой поток, и что подтверждается теньевыми снимками структуры течения. При этом условии считая, что на донном срезе моделей давление однозначно связано с давлением внутри модели, (в момент максимальной интенсивности горения топлива давление внутри модели поднималось до 1,8 ата) из весовых испытаний можно получить количественную информацию об изменении продольной и поперечной сил, действующей на модель при горении топлива по опытной величине: $\Delta F_x = F_{x1} - F_{x0}$ – разницы между продольными силами, действующими на модель в момент перед горением (F_{x0}) и при горении (F_{x1}), аналогично для поперечной силы (F_y).

Ниже приведены полученные экспериментальные данные для режима испытания модели в импульсной трубе. Испытания проводились при $T_0=750\text{K}$, $P_{\text{ф}}^* = 40$ ата. Топливо – паста П5, $m=4,4$ г. Время горение пасты с 0.7 с, средний интегральный секундный расход топливо-горючего:

$$G_{\text{т}} = \frac{4.4}{0.7} = 6.292 / \text{с}$$

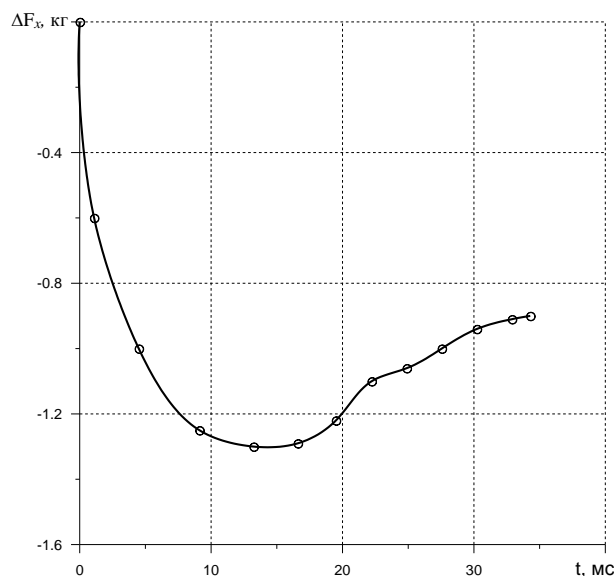


Рис.14. Изменение X-овой нагрузки ΔF_x [кГ] модели при данном выдуве газогорючих струй.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Разработана, изготовлена и собрана модель баллистического маятника.
- Разработана модель РД со сменными соплами для исследования влияния давления на скорость сгорания твердого и пастообразного топлива.

- Отработана методика измерения импульса силы и давления при сгорании твердого и пастообразного топлива на тензометрических весах.
- Получены первые данные по скорости горения твердого топлива и расходные характеристики при сгорании пастообразного топлива при атмосферном давлении.
- Исследована динамика развития процесса сгорания твердого и пастообразного топлива в модели РД.
- Определена температура продуктов сгорания твердого топлива с помощью яркостного пирометра.
- Получены изменения по времени аэродинамической силы действующей на испытываемую модель, статического давления в рабочей части и полного давления в форкамере трубы, а так же теневые картины обтекания модели сверхзвуковым потоком воздуха в процессе развития течения в трубе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большиянов И.П., Захаров Н.Н. Комплексное исследование течений в гиперзвуковой аэродинамической установке / Материалы XVIII Международной конференции по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2013). – М.: Изд-во МАИ, 2013. – С.609-612.
2. Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большиянов И.П., Захаров Н.Н. Комплексное исследование течений в гиперзвуковой аэродинамической установке / Материалы 4-ой Международной научной школы молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах». – М.: МАКС Пресс, 2013. – С.100-101.
3. Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большиянов И.П., Захаров Н.Н., Яновский Ю.Г., Прудников А.Г. Исследование волновых процессов в аэродинамической трубе ИПРИМ РАН в натурном и виртуальном эксперименте / Всероссийский симпозиум «Механика композиционных материалов и конструкций». Сборник тезисов докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013.
4. Большиянов И.П., Захаров Н.Н., Прудников А.Г., Прядко Е.С., Садовин М.А. Разработка методик экспериментального определения параметров и характеристик бескомпрессорных ВРД ракетных ЛА / Всероссийский симпозиум «Механика композиционных материалов и конструкций». Сборник тезисов докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013г.
5. Большиянов И.П., Садовин М.А. Разработка системы сбора и обработки экспериментальных данных в гиперзвуковой импульсной трубе при исследовании задач внешней и внутренней аэрогазодинамики / Всероссийский симпозиум «Механика композиционных материалов и конструкций». Сборник тезисов докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДУШНЫХ И ОГНЕННЫХ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ВИХРЕЙ С ЦЕЛЬЮ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССОВ ГЕТЕРОГЕННОГО ГОРЕНИЯ*

Вараксин А.Ю.^{1,2}, Ромаш М.Э.¹, Копейцев В.Н.¹, Протасов М.В.¹, Щеголев Н.Л.²

¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Выполнены экспериментальные исследования условий генерации воздушных и огненных концентрированных вихрей без использования принудительной закрутки. Новые оригинальные результаты фундаментальных исследований являются основой для выработки методов стабилизации и увеличения полноты сгорания углеводородных топлив.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вихревое движение является одной из распространенных форм движения сплошных сред. В огромном многообразии вихревых течений отчетливо выделяются концентрированные вихри, широко распространенные в природе (пыльные «дьяволы», воздушные смерчи, водяные смерчи, огненные смерчи) [1,2]. Они находят свое применение во многих технических устройствах (циклонные сепараторы, вихревые топочные камеры и горелки, центробежные форсунки, вихревые трубы, различные турбулизаторы) [3]. Поэтому физическое моделирование концентрированных вихрей в лабораторных условиях является актуальной задачей.

Ограниченные стенками вихревые течения формируют посредством тангенциального соплового подвода среды; использования механических закручивающих устройств (направляющих закручивающих лопаток, винтов, шнеков, внутреннего спирального оребрения и т.п.) [4-6]; интенсивного вращения корпусных элементов каналов (вращающихся труб). Генерацию свободных (не ограниченных стенками) концентрированных вихрей (в том числе и огненных) осуществляют, как правило, с использованием вентиляторов и/или путем вращения основания (подстилающей поверхности) экспериментальной установки [7-9]. Получаемые указанными способами стационарные вихревые потоки удобны для детального экспериментального изучения, однако их характеристики могут значительно отличаться от параметров реальных нестационарных вихревых структур, наблюдаемых, например, в земной атмосфере.

Изучение свободных нестационарных концентрированных вихрей осложнено вследствие целого ряда причин – спонтанности образования, пространственно-временной неустойчивости, практической невозможности управления характеристиками и т.д. Отмеченные выше трудности стали причиной того, что к настоящему времени практически отсутствуют экспериментальные работы, где получены результаты по устойчивости и динамике свободных нестационарных концентрированных вихрей, приемлемые для верификации

* Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Горение и взрыв».

математических моделей. Исключением являются работы авторов по изучению возможностей генерации и управления поведением свободных нестационарных воздушных вихрей [10-14].

Целями настоящей работы являются изучение особенностей генерации свободных концентрированных воздушных вихрей при переменных вертикальных градиентах температуры, а также демонстрация принципиальной возможности физического моделирования свободных концентрированных огненных вихрей без использования закручивающих устройств.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ВОЗДУШНЫХ ВИХРЕЙ

Ниже будут описаны экспериментальная установка и некоторые результаты исследований условий генерации концентрированных воздушных вихрей в условиях переменного вертикального градиента температуры воздуха.

2.1. Экспериментальная установка.

Для генерации концентрированных воздушных вихрей использовалась простая установка, схема которой приведена на рис.1. Установка располагалась в комнате площадью $6 \times 6 \text{ м}^2$ с полом 1, потолком 2 высотой 3.3 м на расстоянии 0.7 м от одной из стен 3. Она представляла собой стол 4 высотой 0.35 м с тремя ножками 5. В качестве горизонтальной поверхности стола 4 использовался лист алюминия (марка Д16АМ) диаметром 1100 мм и толщиной 1.5 мм. Верхняя (подстилающая) поверхность алюминиевого листа была зачернена жаростойкой краской. Под столом размещалась газовая горелка 6, снабженная электрическим поджигом. Тепловая мощность горелки в настоящем исследовании равнялась $P = 2 \text{ кВт}$. Диаметр пламени 7 горелки составлял 250 мм. Сжиженная пропанобутановая смесь, необходимая для работы газовой горелки, располагалась в баллоне 8 емкостью 27 л.

Описанная установка позволяет осуществлять контролируемый нагрев подстилающей поверхности алюминиевого листа, приводящий к генерации нестационарных вихревых структур 9 вследствие создания неустойчивой стратификации воздуха [2,10,12]. Для визуализации образуемых вихревых структур использовались частицы-трассеры (частицы магнезии микрометровых размеров), которые наносились тонким слоем на подстилающую поверхность перед проведением экспериментов. Видеосъемка генерируемых вихрей проводилась с использованием цифровой видеокамеры (модель Sanyo VCC-6572P, Япония).

Рядом со столом располагалась стойка 10, снабженная штангой 11. Штанга имеет возможность перемещения в вертикальном направлении. На штанге располагалась сетка 12 диаметром 800 мм, на которую помещались цилиндрики «сухого льда» 13 (CO_2 в твердой фазе) общей массой 400 г. Образующийся под сеткой нисходящий поток охлажденного воздуха 14 визуализировался продуктами сублимации «сухого льда».

Таким образом, в настоящей работе помимо подогрева воздуха снизу с целью возможной интенсификации процесса генерации концентрированных вихрей была предпринята попытка расхолаживания воздуха сверху.

Ранее авторами были найдены условия стабильной генерации свободных воздушных концентрированных вихрей [2,10].

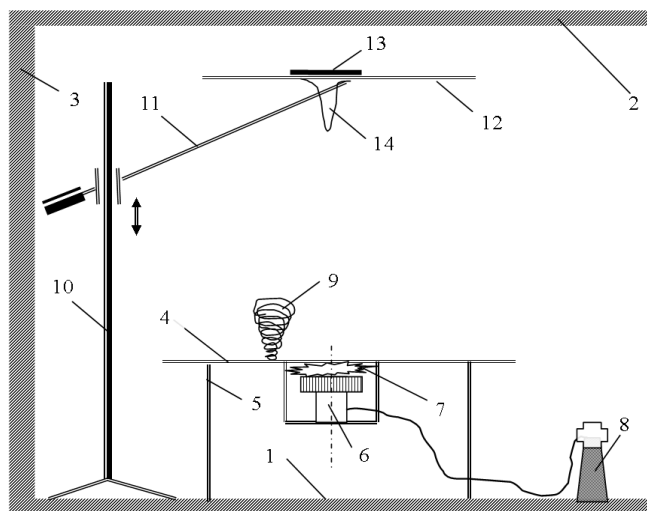


Рис.1. Схема экспериментальной установки для генерации воздушных вихрей.

Работа проводилась на шести различных тепловых режимах, характеризующимися своими режимами нагрева горелки ($P = 2$ кВт, 3.5 кВт), временами нагрева ($\tau_h = 60, 120$ и 180 с), временами охлаждения ($\tau_c = 600, 900$ и 1200 с) и максимальными температурами в центре подстилающей поверхности ($T_{c\max} = 150 - 340$ °С). «Мягкие» режимы (№№1–3), при которых достигались относительно невысокие температуры поверхности ($T_{c\max} = 150 - 230$ °С), реализовывались при низких темпах нагрева ($P = 2$ кВт). Более «жесткие» режимы (№№4–6) характеризуются более высокими температурами поверхности ($T_{c\max} = 230 - 340$ °С), которые достигаются при больших значениях теплового потока ($P = 3.5$ кВт).

Многочратное повторение экспериментов позволило сделать следующие выводы. Устойчивая генерация вихревых структур наблюдалась на всех режимах (за исключением режима №1) и начиналась при достижении температуры подстилающей поверхности в ее центре значения $T_c = 200$ °С. Самые крупные вихри генерировались на режимах №5 и №6 при температуре в центре поверхности $T_c > 300$ °С. При работе на более «мягких» режимах (№2 и №3) количество вихрей, наблюдаемых за один эксперимент, и их геометрические размеры были меньшими, чем при работе на «жестких» режимах №4, №5 и №6.

Проведенные ранее измерения показали, что распределение температуры воздуха по вертикали неоднородно. Так для режима №6 при $\tau_h = 180$ с (в момент отключения горелки) температура воздуха над центром листа принимала значения $T_a = 44, 40, 31, 23$ °С при $y = 50, 100, 200, 300$ мм соответственно. Здесь y – расстояние от центра листа по вертикали. При работе на «мягких» режимах ($P = 2$ кВт) распределение температуры воздуха по вертикали также было неоднородным, однако уровень температур и реализуемые градиенты значительно ниже, чем на режиме №6.

2.2. Результаты.

Использование «сухого льда» позволяло расхолаживать воздух до температуры $3-5^{\circ}\text{C}$ на расстоянии 50 мм под сеткой. Конструкция установки давала возможность изменять расстояние между подстилающей поверхностью и горизонтальной сеткой, где располагались цилиндрики льда (см. рис.1). Эксперименты проводились для трех различных расстояний – 1.1, 1.4 и 1.7 м. Очевидно, что величина вертикального градиента температуры воздуха была максимальной при минимальном расстоянии между подстилающей поверхностью и сеткой. Однако, как показали опыты, добиться устойчивой генерации концентрированных вихревых структур при малых расстояниях (1.1 и 1.4 м) не удалось. Тем не менее, при максимальном расстоянии между поверхностью стола и сеткой (1.7 м) наблюдалась резкая интенсификация процесса генерации воздушных концентрированных вихрей по сравнению со случаем, когда температура воздуха изменялась лишь путем его нагрева газовой горелкой снизу [2,10].

Интенсификация процесса генерации проявлялась в увеличении среднего количества наблюдаемых вихревых структур за один эксперимент, а также в росте интенсивности (характерная скорость, геометрия) и времени жизни воздушных вихрей (рис.2). Так при работе на «мягких» режимах (№2 и №3) при тепловой мощности горелки $P=2$ кВт в условиях дополнительного расхолаживания воздуха сверху зафиксирована стабильная генерация вихревых структур, превосходивших по интенсивности и продолжительности жизни вихри, полученные ранее при работе на «жестком» режиме №6 при $P=3.5$ кВт [2,10].

На рис.3 приведены типичные выборочные кадры видеосъемки одного концентрированного воздушного вихря. Каждый кадр (фотография) соответствует определенному времени, отсчитываемому от момента зарождения вихря (начала срыва и уноса частиц магнезии с подстилающей поверхности). Представленные кадры позволяют проводить качественный анализ пространственно-временной структуры нестационарных вихревых образований, наблюдаемых в эксперименте.



Рис.2. Генерация концентрированных воздушных вихрей при переменных вертикальных градиентах температуры.

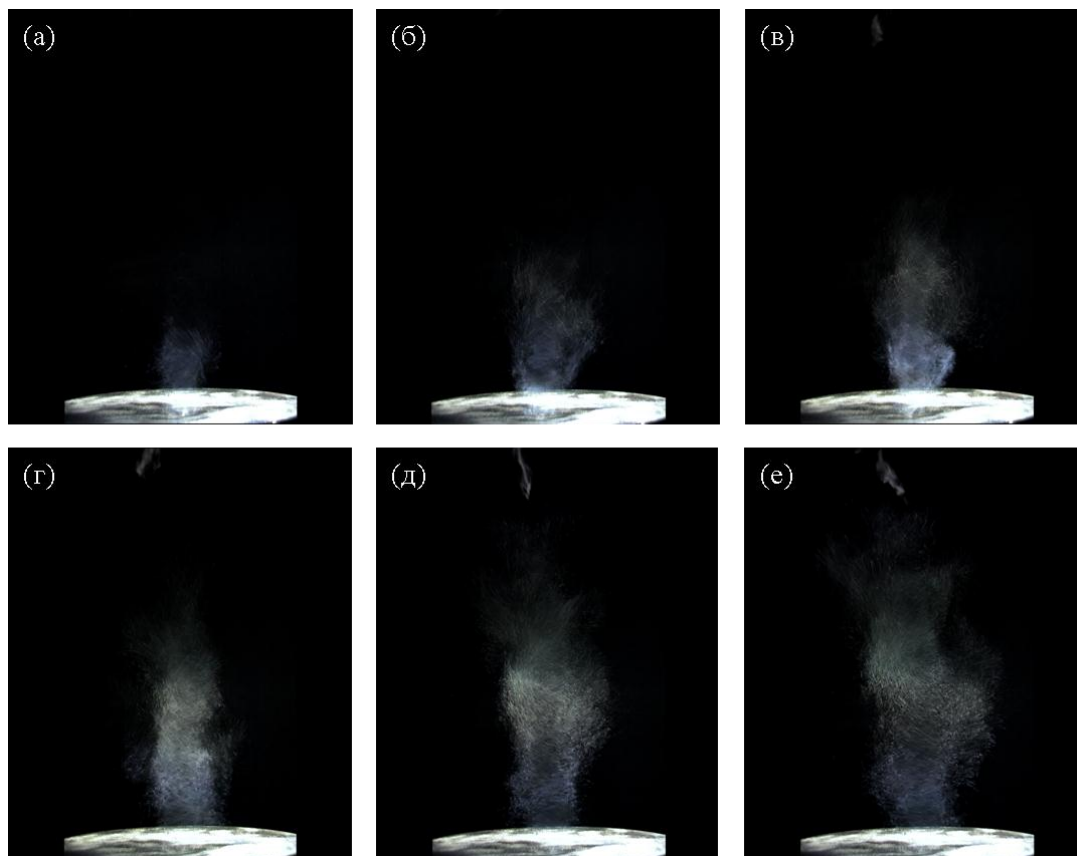


Рис.3. Видеосъемка концентрированного воздушного вихря в разные моменты времени: (а) 0.5 с; (б) 1.0 с; (в) 1.5 с; (г) 2.0 с; (д) 2.5 с; (е) 3.0 с.

Проанализируем приведенные кадры. На всех фотографиях отчетливо прослеживается рост видимой высоты воздушного вихря, визуализируемого посредством частиц магнезии. Так высота вихря составляет 0.3, 0.6, 0.8 и 1.2 м на рис.3а, 3б, 3в и 3д, соответственно. Необходимо отметить следующее важное обстоятельство. В отсутствие вихревой структуры нисходящий поток холодного воздуха, визуализируемый продуктами сублимации льда, является крайне слабым и практически невидимым (рис.3а, 3б). Это происходит, по-видимому, вследствие двух причин. Во-первых, холодный воздух отесняется восходящими конвективными потоками теплого воздуха. Во-вторых, продукты сублимации льда интенсивно испаряются, двигаясь вниз в окружении теплого воздуха, что снижает их видимость.

В случае возникновения вихревой структуры и ее развития картина меняется. В процессе жизненного цикла воздушного вихря в его центральной области формируется область пониженного давления, в которую устремляются порции находящегося сверху относительно холодного воздуха. Сказанное приводит к появлению на фотографиях (рис.3в, 3г) в верхней части хорошо различимых продуктов сублимации льда, визуализирующих нисходящее движение холодного воздуха. Особенно показательным является рис.3д, на котором отчетливо виден шнур продуктов сублимации «сухого льда», направленный вниз и ориентированный соосно растущему снизу воздушному вихрю. Есть все основания предполагать, что указанный шнур представляет собой вихревую нить, в пользу чего свидетельствует его компактность и структура (правда, плохо различимая вследствие малого размера кадра).

На рис.3е видно уширение воздушного вихря, за которым последовал его распад. Повышение давления в ядре вихревой структуры в процессе разрушения, по-видимому, уменьшает приток холодного воздуха, что является причиной хорошо различимого уширения и шнура продуктов сублимации льда.

Предпринятая в работе попытка интенсификации процессов вихреобразования путем организации двух встречных («вкручивающихся» один в другой) вихрей требует дополнительного развития.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ОГНЕННЫХ ВИХРЕЙ

Ниже будут описаны экспериментальная установка и первые результаты экспериментов по нахождению условий генерации концентрированных огненных вихрей без принудительной механической закрутки.

3.1. Экспериментальная установка.

Для генерации концентрированных огненных вихрей использовалась простая установка, схема которой показана на рис.4. Она располагалась в комнате с полом 1 площадью 6х6 м², потолком 2 высотой 3.3 м на расстоянии 0.5 м от одной из стен 3. Экспериментальная установка представляла собой стол 4 высотой 0.35 м, имеющий три ножки 5. В качестве горизонтальной поверхности стола 4 выступал лист алюминия (марка Д16АМ) диаметром 1100 мм и толщиной 1.5 мм. Верхняя (подстилающая) поверхность алюминиевого листа была зачернена жаростойкой краской. Перед проведением экспериментов в центральной части подстилающей поверхности размещались таблетки уротропина 6 (гексаметилентетрамин, химическая формула – C₆H₁₂N₄). Масса каждой таблетки – 21 г (диаметр 40 мм). Теплота сгорания уротропина – 30 МДж/кг. Девятнадцать таблеток располагались в центре подстилающей поверхности, формируя вписанный в окружность (диаметр 300 мм) шестиугольник (рис.5). При проведении эксперимента они поджигались, формируя пламена 7. В процессе горения таблеток наблюдалась генерация огненных вихрей 8, высота которых значительно превосходила высоту пламени над областью расположения горючего.

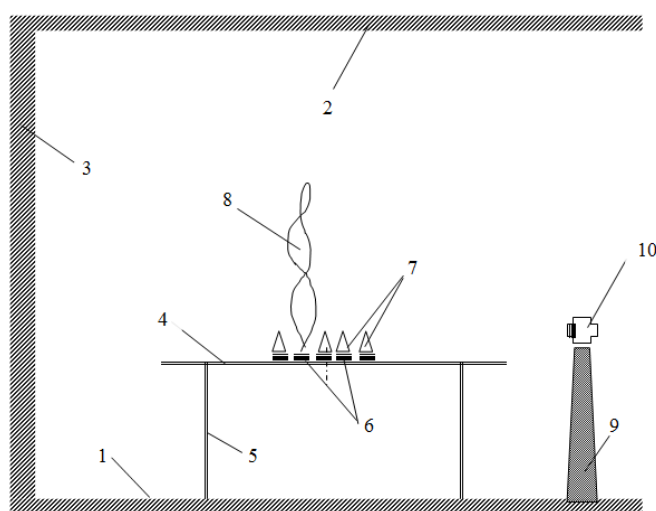


Рис.4. Схема экспериментальной установки для генерации огненных вихрей.



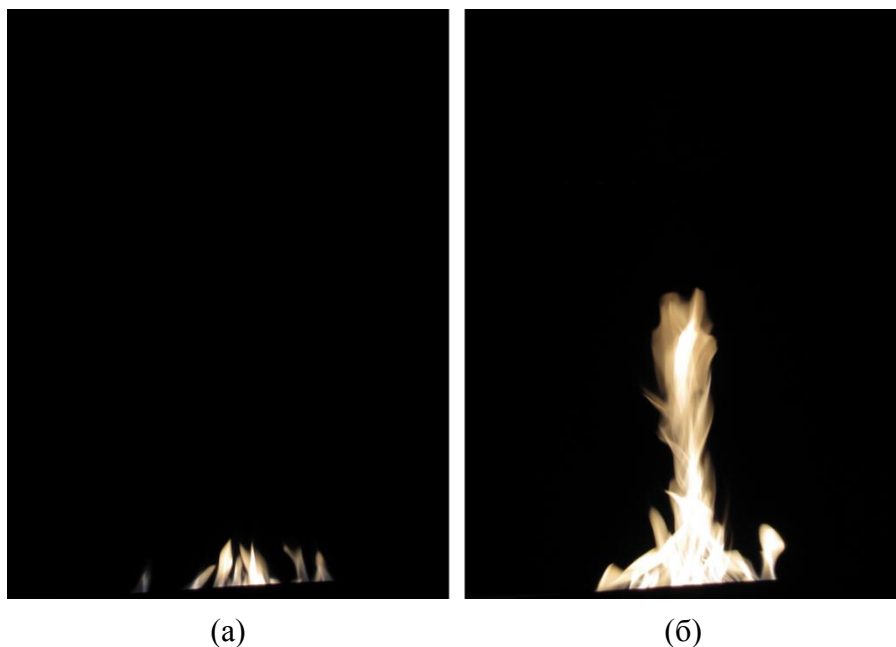
Рис.5. Схема расположения таблеток горючего на подстилающей поверхности (вид сверху).

Видеосъемка процесса горения и генерируемых вихревых структур проводилась с использованием располагаемого на стойке 9 цифрового фотоаппарата 10 (модель Canon SX20, Япония).

Описанная экспериментальная установка позволяет осуществлять сжигание твердого горючего с выделением контролируемого количества теплоты, а также фотосъемку некоторых особенностей процесса сгорания таблеток.

3.2. Результаты.

В процессе горения таблеток наблюдалась генерация огненных вихрей, высота которых в несколько раз превосходила высоту фронта пламени над областью расположения горючего (рис.6). При этом признаком возникновения огненных вихревых структур также являлось появление винтовых траекторий у нагретых частиц продуктов сгорания.



(а)

(б)

Рис.6. Типичные фотографии: а) обычное горение таблеток; б) зафиксированный огненный вихрь.

Фотосъемка производилась в ручном режиме с выдержкой 0.01 с. Покадровый анализ позволяет получать информацию о следующих параметрах процесса генерации огненных вихрей и их интегральных характеристиках:

1) временной диапазон образования огненных вихревых структур; 2) область возникновения огненных вихрей; 3) количество наблюдаемых огненных вихрей за один эксперимент; 4) время жизни огненных вихревых структур; 5) высота огненных вихрей; 6) диаметр огненных вихрей.

Многократное повторение экспериментов позволило сделать следующие выводы. Самые первые вихревые огненные структуры начинали образовываться через 3 минуты, а самые последние – через 12 минут после поджога таблеток. Полное сгорание таблеток происходило за 15-17 минут. Образование огненных вихрей происходило как в центре области расположения горючего, так и на ее периферии. Количество наблюдаемых вихревых структур – до 15 за один эксперимент. Время жизни подавляющего большинства генерируемых вихрей составляло от 1 до 5 секунд. Наибольшая высота огненных вихревых структур достигала 0.7 м, а их максимальный диаметр 0.05 м.

Процесс формирования огненного вихря, по-видимому, сопровождается заметным радиальным притоком воздуха со всех направлений к основанию основного (центрального) конвективного потока и сопутствующим закручиванием потока относительно вертикальной оси вследствие наличия градиентов скоростей и температур. Поток продуктов сгорания в огненном вихре состоит из комбинации относительно тонких вихревых нитей, вращающихся и взаимодействующих друг с другом.

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность физического моделирования огненных вихрей без использования механических закручивающих устройств. Генерируемые огненные вихри являются лабораторными аналогами огненных смерчей, возникающих при крупных лесных пожарах, возгораниях на больших площадях в городских районах при плотной застройке, на лесоперерабатывающих предприятиях.

ВЫВОДЫ

Начаты работы по изучению процесса генерации свободных концентрированных воздушных вихрей при переменных степенях неустойчивости воздуха по высоте. Степень неустойчивости, определяемая величиной вертикальных градиентов температуры воздуха, варьировалась путем осуществления нагрева подстилающей металлической поверхности снизу; расхолаживания воздуха сверху; одновременного нагрева поверхности и расхолаживания воздуха. Полученные результаты позволяют сделать вывод о резкой интенсификации процесса вихреобразования с увеличением степени температурной стратификации воздуха.

Показана принципиальная возможность физического моделирования свободных концентрированных огненных вихрей в лабораторных условиях без использования закручивающих устройств. Найдены некоторые характеристики (время начала генерации, необходимая тепловая мощность и др.) процесса образования огненных вихревых структур. Определены некоторые параметры (геометрия, время жизни и др.) концентрированных огненных вихрей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Наливкин Д.В.* Ураганы, бури и смерчи. Географические особенности и геологическая деятельность. – Л.: Наука, 1969. – 487 с.

2. *Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н.* Торнадо. – М.: Физматлит, 2011. – 344 с.
3. *Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н.* Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения. – М.: УНПЦ «Энергомаш», 2000. – 412 с.
4. *Ying S.J., Chang C.C.* Exploratory model study of tornado-like vortex dynamics // *J. Atmospheric Sciences.* – 1970. – Vol.27. – N1. – P.3-14.
5. *Ward N.B.* The exploration of certain features of tornado dynamics using laboratory model // *J. Atmospheric Sciences.* – 1972. – Vol.29. – N9. – P.1194-1204.
6. *Church C.R., Snow J.T., Agee E.M.* Tornado vortex simulation at Purdue University // *Bull. Amer. Meteor. Soc.* – 1977. – Vol.58. – N9. – P.900-908.
7. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Суков Я.В.* Физическое моделирование огненных смерчей // *ДАН.* – 2004. – Т.395. – №2. – С.196-198.
8. *Гришин А.М., Голованов А.Н., Колесников А.А., Строкатов А.А., Цвык Р.Ш.* Экспериментальное исследование тепловых и огненных смерчей // *ДАН.* – 2005. – Т.400. – №5. – С.618-620.
9. *Haan F.L., Sarkar P.P., Gallus W.A.* Design, construction and performance of a large tornado simulator for wind engineering applications // *Engineering Structures.* – 2008. – Vol.30. – P.1146-1159.
10. *Varaksin A.Yu., Romash M.E., Kopeitsev V.N., Gorbachev M.A.* Simulation of free heat vortices: generation, stability, control // *High Temperature.* – 2010. – Vol.48. – N6. – P.918-925.
11. *Varaksin A.Yu., Romash M.E., Kopeitsev V.N., Gorbachev M.A.* Physical simulation of air tornados: some dimensionless parameters // *High Temperature.* – 2011. – Vol.49. – N2. – P.310-313.
12. *Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N., Gorbachev M.A.* Experimental study of wall-free non-stationary vortices generation due to air unstable stratification // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2012. – Vol.55. – P.6567-6572.
13. *Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N.* Effect of net structures on wall-free non-stationary air heat vortices // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2013. – Vol.64. – P.817-828.
14. *Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N.* Tornado-like gas-solid flow / *The 6th Int. Symp. on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion.* AIP Conf. Proc. – 2010. – Vol.1207. – P.342-347.

КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ И ГОРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ СТРУЙ

Воротилин В.П.

ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Без привлечения эмпирических корреляций и подгоночных констант получена замкнутая система уравнений, описывающая движение и горение турбулентных струй горючего газа во внешней среде окислителя (воздуха). Основой предлагаемой теории явились представления о турбулентной среде как совокупности независимых турбулентных частиц - вихрей, при случайных контактах которых происходит смешение и горение реагирующих газов. Рассмотрен предел мгновенных реакций, соответствующий режиму диффузионного горения. Особенностью предлагаемой теории явилась необходимость ввести понятие эффективной скорости реакции не только для молекул реагирующих веществ, но также и для занимаемых ими объемов. Было получено уравнение баланса реагирующих объемов, замкнувшее систему интегральных уравнений баланса, описывающих все необходимые свойства быстрых химических реакций в условиях турбулентного смешения реагирующих веществ. С учетом факта существования резкой границы раздела между турбулентной струей и ламинарным течением внешней среды дан вывод обобщенного уравнения захвата внешней среды, замкнувшего систему гидродинамических уравнений движения турбулентных струй. Рассмотрены различные сопутствующие эффекты движения и горения, в частности, эффекты излучения, спутного течения внешней среды, турбулентности внешней среды, различия плотностей горючего струи и внешнего течения. Получено качественное согласие теоретических расчетов длины факела горения с имеющимися экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

В предлагаемой статье отдельные, трудно решаемые проблемы движения и горения турбулентных струй, рассмотренные ранее в работах [1-6], связаны между собой в единой физической картине механизма турбулентного горения. Под термином «качественная теория» подразумевается, что приводимые далее рассуждения и доказательства основаны только на качественном описании понятий и структур, выражающих (по нашим представлениям) суть механизма воздействия турбулентности на процессы движения и горения турбулентных струй, но свойства которых описываются и, в принципе, могут быть рассчитаны на основе решений фундаментальных уравнений движения и конвективного тепло- и массопереноса с химической реакцией. К подобным понятиям относится, например, понятие турбулентного вихря, как независимой частицы хаотически блуждающей по объему турбулентной среды, при описании которой важно знать ее только характерный размер λ и характерное время «жизни» τ .

С теоретической точки зрения основанием для поиска новых решений в упомянутых выше и настоящей работах явилось отсутствие в существующих расчетных моделях движения и горения турбулентных струй [7-10] понятия реально существующей границы раздела между турбулентной струей и областью ламинарного течения во внешней среде. Практический интерес работы ввиду наличия множества трудно учитываемых сопутствующих конструктивных,

физических и химических факторов горения в опытных и промышленных установках ограничен оценками качественного соответствия результатов теоретических расчетов имеющимся опытным данным.

Наличие четко различимой, нерегулярной по длине и пульсирующей во времени границы раздела между областью турбулентного течения в струе и ламинарным течением во внешней среде является отличительной особенностью движения турбулентных струй. Именно на этой границе происходят процессы смешения топлива струи и окислителя внешней среды. Реакции горения относятся к классу химических реакций, протекающих с большими скоростями молекулярных реакций. Для них лимитирующей стадией процесса является подвод реагентов к зоне реакции, а сама реакционная зона вырождается в поверхность. Поэтому для процессов диффузионного горения вопросы смешения окислителя внешней среды и горючего газа турбулентной струи становятся основными в решении всей проблемы. Перенос окислителя внешней среды идет по механизму молекулярной диффузии, а горючего турбулентной струи под воздействием крупномасштабных турбулентных пульсаций. Но это различие в существующих моделях, использующих для описания переноса обоих реагентов механизм турбулентной диффузии, также никак не учитывается. Картина горения схематично представляется в виде вытянутого вдоль струи эллипсоида, внутри которого находится еще не сгоревший газ, снаружи окислитель, а реакция горения происходит на поверхности эллипсоида, причем положение этой поверхности причинно никак не связано с границей турбулентной струи. Таким образом, граница струи как один из факторов, характеризующих процесс смешения реагентов, остается вне поля зрения классической теории турбулентных струй. Напротив, метод решения, предлагаемый в данной работе, исходит из необходимости рассмотрения процессов смешения именно на границах струй, и как будет видно из дальнейших рассуждений, их описание однозначно связано с описанием закономерностей движения и горения турбулентных струй.

2. ОБОБЩЕННОЕ УРАВНЕНИЕ ЗАХВАТА ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ

Существующие модели движения и горения турбулентных струй, основанные на представлениях полуэмпирической теории, указанные особенности движения и горения никак не учитывают. Механизм турбулентной вязкости применялся ко всему пространству, в котором движется турбулентная струя, включая область внешнего ламинарного течения [7]. При описании гидродинамики однородных по составу турбулентных струй это упущение теории практически было не заметно. Единственный вопрос, связанный с фактом существования реальной границы турбулентной струи, касался механизма завихрения потенциального течения внешней среды. Для его объяснения была введена гипотеза о существовании на границе турбулентной струи вязкого надслоя толщиной порядка масштаба минимальных турбулентных пульсаций λ_{\min} [11]. Предполагалось, что завихрение внешней среды происходит в этом надслое под действием сил молекулярной вязкости. Но поскольку движение турбулентных струй не зависит от молекулярной вязкости, то по аналогии с механизмом диссипации турбулентной энергии утверждалось, что скорость завихрения зависит только от крупномасштабных пульсаций внутри струи. Голословность этого объяснения выглядит скорее как попытка отмахнуться от серьезного

обсуждения проблемы завихрения внешней среды, поскольку, как было сказано выше, сама проблема не затрагивает основ существующих представлений о механизме турбулентных течений и методах их расчета.

В действительности, объяснение на основе гипотезы вязкого надслоя не только голословно и бездоказательно, но и физически противоречиво. Вот аргументы его несостоятельности и, соответственно, альтернативного объяснения механизма завихрения. Отметим, именно с попыткой обоснования физического механизма этого явления связана дальнейшая разработка предлагаемой теории движения и горения турбулентных струй. Во-первых, в рамках указанной гипотезы исключается механизм обратного влияния внешней среды на турбулентную струю, поскольку предполагается, что развитие струи, т.е. расширение ее границ целиком определяется динамикой хаотических пульсаций скорости внутри струи. Однако, как очевидно, условия течения во внешней среде должны влиять на движение струи. Достаточно сказать, что даже, если в строгой постановке задачи исходить из понятия турбулентной вязкости, то решение с условием $u(x, y \rightarrow \pm\infty) \rightarrow u_\infty$, где u_∞ – скорость внешнего течения, даст формальный результат, учитывающий влияние внешних условий. Отметим, что и в соотношениях для скорости расширения турбулентной струи, из соображений размерности задаваемой в виде [7]:

$$dr/dt \approx |u - u_\infty|$$

где t – время, r – текущий радиус струи, u – ее средняя по сечению струи скорость, также неявно подразумевается некоторый механизм обмена импульсом между струей и внешним течением. Иначе говоря, исходя из установленного факта, что внешняя среда и турбулентная струя это две четко различимые среды, акт динамического взаимодействия между ними можно представить как силу трения, действующую на границе этих сред.

Поскольку течение турбулентных струй не зависит от молекулярной вязкости, из соображений размерности следует, что эта сила может быть пропорциональна только квадрату некоторой комбинацией скоростей движения внешней среды и струи. В работах [1-6] она задавалась пропорциональной квадрату разности средней скорости струи и скорости внешнего течения. В данной работе с тем, чтобы учесть механизм переноса импульса от границы во внутрь струи, эту силу запишем в более общем виде:

$$F_{fr} = \gamma \rho_\infty (u_s - u_\infty)^2$$

где γ – некоторая константа, ρ_∞ – плотность внешней среды – смеси кислорода и инертной примеси (азота), далее помечаемых индексами «*ok*» и «*in*» соответственно:

$$\rho_\infty = (1 - \varepsilon_\infty) \rho_{ok} + \varepsilon_\infty \rho_{in} \quad (1)$$

ε_∞ - объемная доля азота (для воздуха $\varepsilon_\infty = 0.79$); u_s – некоторая промежуточная скорость между скоростью внешнего течения и средней скорости струи. Из условия непрерывности скорости и потока импульса, перетекающего от внешнего течения во внутрь струи, эту же силу представим в виде:

$$F_{fr} = \gamma \rho (u_s - u)^2$$

где ρ – средняя по сечению плотность струи. Приравняв друг другу обе формы записи силы, для u_s и F_{fr} получим выражения:

$$u_s = \frac{u + (\rho_\infty / \rho)^{1/2} u_\infty}{1 + (\rho_\infty / \rho)^{1/2}}, \quad F_{fr} = \gamma \frac{\rho_\infty (u_\infty - u)^2}{(1 + (\rho_\infty / \rho)^{1/2})^2}. \quad (2)$$

Вывод о том, что закон трения неизбежно квадратичен по скорости, означает, что обтекание возмущенной границы турбулентной струи внешним потоком должно происходить с образованием отрывных вихрей. Отметим, что факт действительного существования отрывных вихрей на границах турбулентных струй наглядно иллюстрируют флэш-снимки подкрашенных турбулентных струй [12]. По смыслу деления всей области течения на внешнюю безвихревую среду и собственно турбулентную струю указанные отрывные вихри должны остаться в составе струи, играя для нее роль источника турбулентности. Поэтому и импульс, при трении отдаваемый им струей, также должен возвратиться струе. От струи вихри получают импульс пропорциональный разности скоростей $u - u_\infty$. Отсюда, введя обозначение v_c для скорости захвата вихрей внешней среды, поток возвращаемого импульса можно представить в виде:

$$j = \rho_\infty v_c |u - u_\infty|$$

Из условия равенства потоков j и F_{fr} для v_c находим выражение:

$$v_c = \gamma \frac{|u - u_\infty| + \xi_t u_\infty}{(1 + (\rho_\infty / \rho)^{1/2})^2}, \quad (3)$$

где ради общности в правую часть равенства добавлен член, учитывающий вклад внешней турбулентности [4], $\xi_t = u_t / u_\infty$ – отношение интенсивности пульсаций внешнего потока к его скорости. Так в работе [13] ее уровень для внешнего течения оценивался величиной $\sim 3-6\%$. Отметим, что введенное понятие скорости захвата не следует смешивать со скоростью натекания внешней среды на струю, обозначенную как u_{ex} . Последняя выводится из уравнения материального баланса и факт ее существования не зависит от режима течения струи. Теперь для струи, движущейся вдоль оси x , можно написать уравнение баланса массы «турбулентной» жидкости рассматривая произведение $\rho_\infty v_c$ как источник ее массы на единице площади поверхности струи:

$$\frac{d(\rho u r^2)}{dx} = 2\gamma \rho_\infty \frac{(|u_\infty - u| + \xi_t u_\infty)}{(1 + (\rho_\infty / \rho)^{1/2})^2} r. \quad (4)$$

Общий характер полученных формул подчеркивает то обстоятельство, что никакие конкретные свойства крупных вихрей, особенности механизма их формирования на возмущенной границе турбулентной струи в их окончательном виде ни в чем не проявляются. Уравнение (4) играет роль замыкающего уравнения для системы интегральных уравнений баланса массы, состава, импульса, кинетической энергии и теплоты. Фактор границы как источника турбулентности дал основание описывать искомые параметры струи (скорость, концентрации, температуру) в упрощенной форме однородных распределений по сечению струи, а поверхность струи рассматривать как поверхность излучения при заданной температуре струи. Под влиянием хаотических турбулентных пульсаций крупномасштабные вихри окислителя проникают во внутренние области течения в струе, дробятся на мелкие вихри, в конечном счете, равномерно распределяясь по ее всему поперечному сечению. Таким образом, видим двоякую роль, которую играют структуры и механизмы, описываемые формулами (2)-(4), в процессах движения и горения струй. С одной

стороны они выражают суть механизма турбулентности в струях, а с другой позволяют оценить верхнюю границу скорости смешения окислителя из внешней среды с горючим реагентом струи, величину которой с учетом соотношений (1),(3) представим в виде:

$$q_{ок} = 2\gamma(1 - \varepsilon_{\infty})\rho_{ок\infty} \frac{(|u_{\infty} - u| + \xi u_{\infty})}{(1 + (\rho_{\infty} / \rho)^{1/2})^2} r. \quad (5)$$

Отметим качественно важную роль предложенной модификации механизма захвата и турбулизации внешней среды для процессов горения при существенно различающихся плотностях горючего струи и внешней среды окислителя. Так, если в старом варианте теории поток окислителя на струю не зависел от плотности струи (знаменатель в формулах (2)-(5) был равен единице) и был пропорционален $\rho_{ок\infty}$, то теперь, например, для струи водорода в воздухе будет справедлива оценка $q_{ок} \sim \rho_{ок\infty} \rho_{H_2} / \rho_{\infty}$ т.е. поток окислителя на горящую струю будет примерно в 16 раз меньше, что, как будет видно из последующих расчетов, существенно скажется на длине факела горения струи.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ВЫВОД УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ И ТЕПЛО-МАССОПЕРЕНОСА

Горение турбулентных струй в реальных условиях отличается исключительным многообразием режимов и влияющих на него сопутствующих физико-химических процессов и конструктивных факторов [8-10,13-16]. Естественно, что с точки зрения поставленных целей исследования, а именно, выяснения и описания механизма воздействия турбулентности на процесс горения, необходимы существенные упрощения общей картины горения. В данной работе рассматривается горение одиночной струи смеси горючего газа и инертной примеси, вытекающей из отверстия с радиусом r_0 со скоростью u_0 и плотностью ρ_0 :

$$\rho_0 = (1 - \varepsilon_0)\rho_{f0} + \varepsilon_0\rho_{in0} \quad (6)$$

где ρ_{f0} – плотность горючего газа, ρ_{in0} – плотность инертной примеси, ε_0 – ее объемная доля, в параллельный поток внешней среды, движущейся со скоростью u_{∞} и плотностью ρ_{∞} . Условная схема течения показана на рис.1. Предполагается, что с момента выхода струя движется в развитом турбулентном режиме со всеми характерными признаками турбулентности, позволяющим использовать уравнение (4). Текущие плотность ρ и скорость u струи, из-за турбулентного перемешивания принимаются постоянными по поперечному сечению струи. Исключаются все особенности горения, связанные с начальными этапами его возникновения, т.е. предполагается, что реакция начинается сразу же с момента выхода струи горючего газа в окружающее пространство окислителя. Состояние исходных компонент газовой фазы и продуктов реакции описывается уравнением идеального газа:

$$\rho_g = \mu P_{\infty} / RT \quad (7)$$

где μ – молекулярный вес, $P_{\infty} = 1.013 \cdot 10^5$ [паскаль] – давление, одно и то же для всей струи и внешней среды, T – температура [°K], $R = 8.314$ [кдж/моль K] – газовая постоянная. Рассматривается простейший вариант горения

без учета эффектов диссоциации и образования промежуточных продуктов реакции. Формулу реакции можно представить в виде:

$$n_{ok} + 1 = n_{p1} + n_{p2}$$

где $n_i = m_i(\mu_i/\mu_f)$, m_i - стехиометрический коэффициент, обозначающий количество молекул реагента « i » на одну молекулу реагента « f », « pi » - индекс продуктов реакции: $p1 = H_2O$, $p2 = CO_2$. Эффектная скорость реакции W_i любого из реагентов выражалась через реакцию реагента « f » W_f соотношением:

$$W_i = \pm n_i W_f \quad (8)$$

где знак «+» относится к исходным реагентам, «-» к продуктам реакции. Реакция горения происходит с выделением тепла. Тепловая энергия Q_T , выделяемая в единице объема струи равна $\lambda_f W_f$, где λ_f - тепловыделение на единицу массы реагента « f », Теплоемкости компонент смеси C_{pi} [кдж/кг К] задавались как функции температуры согласно данным справочника [17].

Уравнения баланса массы, импульса, состава и тепловой энергии получим путем суммирования входящих и выходящих потоков любой из указанных субстанций между нормальными сечениями струи x и $x + dx$, как показано на рис.1, с добавленными источниками (стоками) в объеме струи.

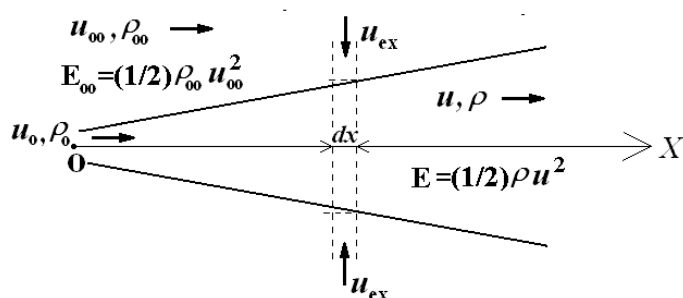


Рис.1. Схема движения турбулентной струи в спутном потоке газа внешней; E и E_{00} - кинетическая энергия (на единицу объема) струи и внешнего течения; u_{ex} - скорость эжекции внешней среды; смысл остальных параметров поясняется в тексте.

Все полученные по указанной методике уравнения записываются в безразмерном виде с использованием параметров u_0 , ρ_0 и r_0 в качестве характерных масштабов скорости, плотности и длины соответственно:

$$d[(\rho_{\infty} u_{\infty} - \rho u)r^2] / dx - 2r \rho_{\infty} u_{ex} = 0 \quad (9)$$

$$d[\rho u(u_{\infty} - u)r^2] / dx = 0 \quad (10)$$

$$d(\rho_i u r^2 V_i) / dx = -W_i r^2 + q_i \quad (11)$$

$$d(\bar{C}_p \rho u r^2 T) / dx = \lambda_f W_f r^2 + 2C_{p\infty} \rho_{\infty} T_{\infty} v_c r - 2[\sigma / (\rho_0 u_0)] T^4 r \quad (12)$$

где V_i - объемная доля i -го компонента (всего пять компонент), q_i - внешний источник массы, для окислителя задаваемый соотношением (5), аналогичной формулой для инерта - с заменой множителя $(1 - \varepsilon_{\infty})\rho_{ok\infty}$ на $\varepsilon_{\infty}\rho_{in\infty}$ и равный нулю для остальных компонент; \bar{C}_p - среднее значение теплоемкости смеси:

$$\bar{C}_p = \sum_i C_{pi} \rho_i V_i / \rho, \quad (13)$$

Отметим, что уравнение баланса для продольной компоненты импульса (10) записано с учетом подстановки в него выражения для u_{ex} из уравнения (9). В уравнении баланса тепла (12) первое слагаемое - теплота реакции, 2-е - тепло захватываемой массы внешней среды, 3-е - сток тепла за счет излучения по закону Стефана-Больцмана, $\sigma = 5.673 \cdot 10^{-11}$ [кж/К⁴м²с] - константа излучения. К написанным уравнениям следует добавить два условия, связывающих между собой V_i, ρ_i и ρ :

$$\sum V_i = 1, \quad \sum \rho_i V_i = \rho \quad (14)$$

Система уравнений (9)-(12) вместе с уравнением захвата (4) и дополнительными условиями (7),(14) при заданном значении параметра эффективной реакции W_f (вывод выражения которого будет дан позднее) образуют замкнутую систему дифференциальных уравнений относительно искомых u, r, ρ, V_i и T . Результаты интегрирования уравнений (10),(11) с учетом вытекающих из постановки задачи начальных условий для искомых переменных представим в виде:

$$u = u_\infty + (1 - u_\infty) / \varphi, \quad r = [\varphi / (\rho u)]^{1/2} \quad (15)$$

$$\rho_{ok} V_{ok} / \rho = n_{ok} [\beta_\infty (1 - 1/\varphi) - W / \varphi], \quad \rho_f V_f / \rho = [\rho_{f0} (1 - \varepsilon_0) - W] / \varphi \quad (16)$$

$$\rho_{in} V_{in} / \rho = (1 - n_{ok} \beta_\infty) (1 - 1/\varphi) + \rho_{in0} \varepsilon_0 / \varphi, \quad \rho_{pi} V_{pi} / \rho = n_{pi} W / \varphi$$

где для краткости записи введены обозначения:

$$\varphi = \rho u r^2, \quad \beta_\infty = (1 - \varepsilon_\infty) \rho_{ok\infty} / (n_{ok} \rho_\infty)$$

а через W обозначен расход реагента « f » на длине струи x :

$$W = \int_0^x W_f r^2 dx \quad (17)$$

Подставив V_i из (16) в первое из равенств (14) для ρ получим выражение:

$$\rho = \varphi \rho_{ok} / \left[(\varphi - 1) (\rho_{ok\infty} / \rho_\infty) + \rho_{ok0} + W (m_{p1} + m_{p2} - m_{ok} - 1) (\mu_{ok} / \mu_f) \right]$$

Аналогично, выражение для \bar{C}_p получим после подстановки $\rho_i V_i / \rho$ из (16) в (13):

$$\bar{C}_p = (C_{p0T} + C_{p\infty T} (\varphi - 1) + W (C_{p1} n_{p1} + C_{p2} n_{p2} - C_{pok} n_{pok} - C_{pf})) / \varphi$$

где C_{p0T} и $C_{p\infty T}$ - теплоемкости струи во входном сечении и внешней среды, вычисленные при текущей температуре струи T . Для расчета двух оставшихся искомых φ и T имеем уравнение захвата (4) и теплового баланса (12). Осталась еще одна важная гидродинамическая характеристика струи - ее кинетическая энергия $E = (1/2) \rho u^2$. Обозначим разность ее потоков, входящих и выходящих через сечения x и $x + dx$, в виде произведения $\varepsilon \pi r^2 dx$. Поскольку E является функцией других искомых переменных, эта разность уже не обязана равняться нулю. В результате несложных расчетов с использованием уравнения (10) для ε получим выражение:

$$\varepsilon \pi r^2 = (\pi / 2) (u - u_\infty)^2 d(\rho u r^2) / dx$$

или после подстановки производной из уравнения захвата (4):

$$\varepsilon \pi r^2 = \gamma \rho_\infty (u - u_\infty)^2 \frac{(|u_\infty - u| + \xi_l u_\infty)}{(1 + (\rho_\infty / \rho)^{1/2})^2} \pi r \quad (18)$$

Физический смысл параметра ε легко раскрывается, если уравнение (18) переписать с учетом выражения для силы трения (2) в виде:

$$\varepsilon \pi r^2 = F_{fr} (|u_\infty - u| + \xi_l u_\infty) \pi r$$

Правая часть равенства имеет смысл работы силы трения внешнего течения на границе турбулентной струи. Результат этой работы согласно исходным представлениям теории – формирование на границе струи отрывных вихрей, поглощаемых в объем турбулентной струи. Соответственно, параметр ε можно интерпретировать как скорость диссипации энергии этих вихрей в единице объема струи.

4. ВЫВОД ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СКОРОСТЕЙ РЕАКЦИЙ

Турбулентная струя горючего газа распространяется в окружающей среде другого газа - окислителя. Поэтому процесс горения турбулентных струй происходит в режиме предварительно несмешанных реагентов (режиме диффузионного горения). Реакции горения относятся к классу химических реакций, протекающих с большими скоростями молекулярных реакций, без потери общности для физики и химии процессов горения рассматриваемых далее как предел бесконечно быстрых или мгновенных реакций. Для них лимитирующей стадией процесса является подвод реагентов к зоне реакции. Поэтому скорость смешения реагентов для подобных реакций будет определять величину эффективной скорости реакции. Для турбулентных струй процесс смешения можно разбить на несколько последовательных этапов, различающихся характерными пространственными и временными масштабами взаимного сближения реагирующих молекул. На первом из них в результате отрывного обтекания внешним потоком возмущенной границы турбулентной струи происходит образование крупномасштабных вихрей, содержащих реагент из внешней среды, с последующим их захватом во внутрь турбулентной области течения. Из-за малости поверхности контакта реагентов на этом этапе смешения эффектами реакции можно пренебречь. Под воздействием различного рода динамических процессов внутри струи происходит дробление захваченных крупных вихрей до вихрей минимального масштаба длины, определяемого (вместе с минимальным масштабом времени) соотношениями:

$$\lambda_{\min} = (\rho \nu^3 / \varepsilon)^{1/4}, \quad \tau_{\min} = (\rho \nu / \varepsilon)^{1/2} \quad (19)$$

где ν - кинематическая вязкость, ε - скорость диссипации турбулентной энергии. Наконец, на завершающем этапе смешения до молекулярного уровня действует механизм молекулярной диффузии. Вихри минимального масштаба имеют максимальную поверхность контакта, для которой в единице объема можно написать оценку:

$$S \sim 1 / \lambda_{\min} \quad (20)$$

Для них процессы смешения и реакции протекают с наибольшей интенсивностью. Поэтому в целях не существенных для теории упрощений далее предполагается, что все вихри внутри струи дробятся до вихрей масштаба λ_{\min} . Для предела бесконечно быстрой реакции реакционная зона вырождается в поверхность, разделяющей объем струи на две области, в каждой из которых

может находиться только одно из реагирующих веществ: Далее эти области помечаются индексами содержащихся в них реагентов с дополнительным индексом «*r*». Удельные объемы областей V_{ri} связаны условием нормировки:

$$V_{rf} + V_{rok} = 1 \quad (21)$$

Отметим, что если ранее введенная переменная V_i задает величину физического объема реагента i , то переменная V_{ri} есть часть объема струи, где может находиться этот реагент, и поэтому всегда $V_{ri} \geq V_i$. Соответственно, произведение $\rho_i V_i$ - средняя по всему объему (в сечении x) струи концентрация реагента i , а $C_i = \rho_i V_i / V_{ri}$ - его концентрация в реакционном объеме V_{ri} .

Турбулентными пульсациями объемы реагентов разбиваются на фрагменты, распределенные по объему струи случайным образом. Поэтому V_{ri} имеет смысл вероятности того, что в данной точке пространства находится i -й реагент. Поскольку области состоят из независимых вихрей, то V_{ri} есть также вероятность события попасть на поверхность вихря с тем же i -м реагентом. Контакты вихря с вихрем происходят независимо от находящихся в них реагентов. Поэтому V_{rf} и V_{rok} есть вероятности независимых событий и их произведение будет определять вероятность контакта областей «*f*» и «*ok*». Отсюда с учетом формулы (19) для удельной площади контакта областей S_{12} можно написать выражение:

$$S_{12} = \gamma_s V_{rf} V_{rok} / \lambda_{min} \quad (22)$$

где γ_s - некоторая константа.

Используя концепцию независимых вихрей, нетрудно составить наглядную схему реакционного процесса, и получить количественную оценку для эффективной скорости реакции. Именно, случайные столкновения реагирующих вихрей можно представить как повторяющийся с частотой порядка $1/\tau_{min}$ выход вихрей с заданными концентрациями реагентов из глубины областей 1 и 2 к поверхности S_{12} , где они в течение времени контакта, по порядку величины равном τ_{min} , обмениваются диффузионными потоками реагентов J_{Di} . Концентрации реагентов на поверхности реакции обращаются в нуль. Поэтому потоки J_{Di} задают массу реагентов, исчезающих в ходе реакции на единице площади контакта, должны удовлетворять стехиометрическому равенству:

$$J_{Dok} / \mu_{ok} = m_{ok} J_{Df} / \mu_f \quad (23)$$

Произведение удельной площади контакта S_{12} на усредненные по времени контакта τ_{min} потоки J_{Di} даст величину эффективной скорости реакции (обезразмеренной по группе параметров $\rho_0 \mu_0 / r_0$) для i -го реагента в единице реакционного объема струи:

$$W_i = J_{Di} S_{12} \quad (24)$$

Необходимую оценку J_{Di} получим из решения нестационарных уравнений диффузии с мгновенной реакцией [18]. Результаты решения с учетом усреднения по времени контакта вихрей запишем в виде:

$$\begin{aligned}
J_{Di} &= v_r \chi_i C_i, \\
v_r &= \left((D_{ok} D_f)^{1/2} / \tau_{\min} \right)^{1/2} \eta_r \\
\chi_i &= \exp(-\eta_i^2) / \left[\eta_i (1 \pm \operatorname{erf}(\eta_i)) \right]
\end{aligned} \tag{25}$$

где v_r - скорость движения фронта реакции с положительным направлением, принятым в сторону области « f »; $\eta_i = \kappa^{\pm 1} \eta_r$; знак «+» берется при $i = ok$, знак «-» при $i = f$; D_i - коэффициент молекулярной диффузии, $\kappa = (D_f / D_{ok})^{1/4}$. Переменная η_r при заданных C_i определяется из уравнения (23), которое после подстановки в него J_{Di} из соотношений (25), примет вид:

$$B \exp\left(-(\kappa \eta_r)^2\right) / (1 + \operatorname{erf}(\kappa \eta_r)) = \exp\left(-(\eta_r / \kappa)^2\right) / (1 - \operatorname{erf}(\eta_r / \kappa)) \tag{26}$$

где через B обозначена комбинация переменных:

$$B = C_{ok} / (n_{ok} \kappa^2 C_f)$$

Результат подстановки оценок S_{12} и J_{Di} в выражение для W_f (24) запишем в виде:

$$W_f = A \rho_f V_f V_{rok} \eta_r \chi_f \tag{27}$$

где вновь введенный параметр A , определяемый соотношением:

$$A = \gamma_s \left(D_{ok} D_f / \nu^2 \right)^{1/4} (\varepsilon / \rho)^{1/2} \operatorname{Re}_0^{1/2} \tag{28}$$

характеризует интенсивность турбулентного смешения реагентов, γ_s - константа, $\operatorname{Re}_0 = u_0 r_0 / \nu$. Отметим, что в предлагаемом варианте теории параметр A является функцией других расчетных переменных и числа Рейнольдса, в отличие от работы [2], в которой он задавался как независимый параметр, изменяющийся в пределах $0 < A < \infty$.

Зная эффективные реакции W_i , из уравнений материального баланса можно найти искомые концентрации C_i . Однако теория содержит еще две неизвестные - объемные доли реагентов V_{ri} , связанные условием (21). Отсюда, чтобы число уравнений соответствовало числу неизвестных, необходимо еще одно уравнение. Физическая причина, позволяющая вывести недостающее уравнение, связана с тем свойством мгновенных реакций, что в общем случае произвольных значений параметра B фронт реакции движется с некоторой отличной от нуля скоростью v_r . Если, например, $v_r > 0$, то за малое время dt фронт реакции сместится вглубь области « f » на расстояние $v_r dt$, и таким образом к объему области « ok » будет добавлен некоторый малый объем dV_{rok} и точно такой же вычтен из объема области « f ». Полную скорость изменения удельных объемов W_{Vi} , как и при определении W_i , найдем, умножив S_{12} на v_r . Обезразмеренное по параметру u_0 / r_0 выражение для W_{Vi} примет вид:

$$W_{Vi} = \pm A V_{rf} V_{rok} \eta_r \tag{29}$$

где знак «+» пишется для области « ok » и «-» для области « f », а уравнение баланса объемов, аналогичное уравнениям для C_i достаточно получить для одной из искоемых V_{ri} .

Напрямую написать уравнение баланса объемов, как это было сделано для потоков массы и импульса, не получится, поскольку изменение объемов сложным образом зависит также от температуры и реакции. Но можно, используя ранее введенное понятие «турбулентной» жидкости и полученное для нее уравнение баланса (4), написать аналогичные уравнения по каждой из реакционных зон - «*f*» и «*ok*». Тогда произведение ρW_{Vi} можно описывать как источник (сток) массы «турбулентной» жидкости в *i*-ой реакционной зоне. Из внешней среды согласно уравнению захвата (4) поступает поток «турбулентной» жидкости равный $\rho_{\infty} v_c$, который можно представить как сумму потоков окислителя $q_{ok} = (1 - \varepsilon_{\infty}) \rho_{ok\infty}$ и инертной примеси $q_{in} = \varepsilon_{\infty} \rho_{in\infty}$. Поток q_{ok} целиком попадает в реакционную область V_{rok} , а поток инерта равномерно распределяется по объему струи, т.е. попадая в каждую из реакционных областей пропорционально ее удельному объему V_{ri} . Отсюда для обеих областей можно написать следующую пару взаимосвязанных уравнений баланса масс, в сумме дающих уравнение захвата (4):

$$\begin{aligned} d(\rho r^2 V_{rok})/dx &= \rho r^2 W_V + 2v_c r [(1 - \varepsilon_{\infty}) \rho_{ok\infty} + \varepsilon_{\infty} \rho_{in\infty} V_{rok}] \\ d(\rho r^2 V_{rf})/dx &= -\rho r^2 W_V + 2v_c r \varepsilon_{\infty} \rho_{in\infty} V_{rf} \end{aligned}$$

и в дальнейшем использовать только одно из них, поскольку V_{ri} уже связаны нормировкой (21). Используя уравнение захвата (4), первое из написанных уравнений после несложных преобразований представим в виде:

$$udV_{rok}/dx = W_V + 2(1 - \varepsilon_{\infty}) \rho_{ok\infty} (1 - V_{rok}) v_c / (\rho r) \quad (30)$$

Подведем итог полученным результатам: имеем три дифференциальные уравнения (4), (12), (30) относительно искомым $\varphi = \rho r^2$, T и V_{rok} ; трансцендентное уравнение (26) для искомой η_r ; интеграл (17), который можно переписать в виде дифференциального уравнения для искомой W , и множество алгебраических формул, однозначно связывающих их с другими искомыми переменными. Задача содержит ряд независимых гидродинамических и физико-химических параметров, задающих условия движения и горения турбулентных струй - Re_0 , u_{∞} , ρ_{∞} , ε_0 , ε_{∞} , ξ_i , m_i , и две универсальные константы - γ (в уравнении захвата внешней среды (4)) и γ_s (в выражении для параметра интенсивности турбулентного смешения реагентов (28)). Значение первой из них, имеющей геометрический смысл угла расширения однородной затопленной струи, было принято в согласии с имеющимися экспериментальными данными [7] равным 0.32. Вторая входит множителем при числе Рейнольдса в параметре A , и поэтому ее неопределенность не отразится на качественном исследовании зависимости от этого числа искомым параметров горения.

5. ОБЩИЙ КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РЕШЕНИЙ

Поскольку в теории отсутствуют подгоночные константы, эмпирические и полуэмпирические корреляции расчеты различных эффектов горения должны обладать силой объективных законов и поэтому могут стимулировать осмысленную постановку экспериментальных исследований для выяснения конкретных особенностей процессов горения. Обилие независимых параметров

даже для такой предельно упрощенной схемы горения, как рассмотренной в данной работе, указывает на трудности поиска и выявления общих законов горения на основе опытных данных. Но закономерности, установленные для частных вариантов горения турбулентных струй, по крайней мере, на качественном уровне могут быть использованы для проверки правильности теоретических расчетов. Помимо расчетов естественных и в принципе измеряемых параметров горения, таких как температура, состав реагентов по длине струи, длина факела горения представляют интерес переменные, характеризующие внутренние взаимосвязи механизма горения – эффективные скорости реакции W_f и W_{vi} , объемы реакционных зон V_{ri} . В рамках качественного сравнения с экспериментом представляют интерес также оценки длины факела горения с учетом и без различных сопутствующих факторов движения и горения турбулентных струй, таких как эффекты теплового излучения, разности плотностей горючего и окислителя.

Последующие расчеты различных характеристик турбулентного горения приведены на примере горения струи водорода в параллельном потоке внешней среды – воздуха, вытекающей из отверстия с диаметром $D_0 = 0.8$ см при $T_0 = T_\infty = 298.1^\circ \text{K}$. Поскольку при горении выделяется большое количества тепла ($\lambda_{\text{H}_2} = 1.424 \cdot 10^5 \text{ кДж/кг}$; $\rho_{\text{H}_2} = 8.17 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$), то температура является одной из основных характеристик, в наглядной форме иллюстрирующей особенности его протекания в зависимости от многообразия исходных условий задачи. На рис.2 для варианта движения с u_∞ и ξ_t , равными нулю, т.е. в неподвижной внешней среде и без внешней турбулентности, начальном содержании инертной примеси в струе $\varepsilon_0 = 0$ и некоторым наборе значений чисел Рейнольдса из интервала $3000 \leq \text{Re}_0 \leq 10^5$ приведены кривые зависимости средней температуры струи от продольной координаты x . Кривые 1-5 рассчитаны с учетом теплового излучения.

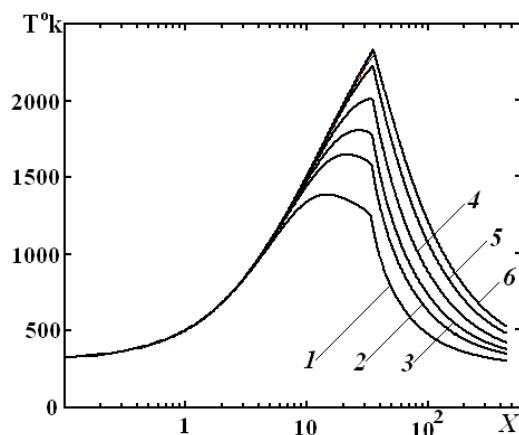


Рис.2. Кривые средней температуры вдоль струи $T(x)$ при $u_\infty = 0$, $\varepsilon_0 = 0$ и ряде значений числа Рейнольдса: 1 – $\text{Re}=3000$; 2 – 10^4 ; 3 – $2 \cdot 10^4$; 4 – $5 \cdot 10^4$; 5 – 10^5 ; кривая 6 – расчет варианта без учета эффектов теплового излучения.

Отметим, что излом на нисходящей ветви кривых соответствует моменту полного исчерпания горючего струи. Иллюстрацией роли излучения служит

кривая 6, рассчитанная при его отсутствии. Фактически это все кривые из указанного интервала чисел Re_0 , слившиеся в одну кривую. Объяснение полученному эффекту излучения состоит в том, что с ростом Re_0 (точнее с ростом начальной скорости струи u_0) относительные потери на излучение по сравнению с тепловыделением от реакции горения уменьшаются и, соответственно, возрастает средняя температура, достигая максимума при $u_0 \rightarrow \infty$. Независимость температуры от числа Рейнольдса в отсутствие излучения объясняется весьма слабой зависимостью от Re_0 эффективных скоростей реакции W_f и W_v , кривые которых как функции x при тех же условиях горения и числах Рейнольдса приведены на рис.3.

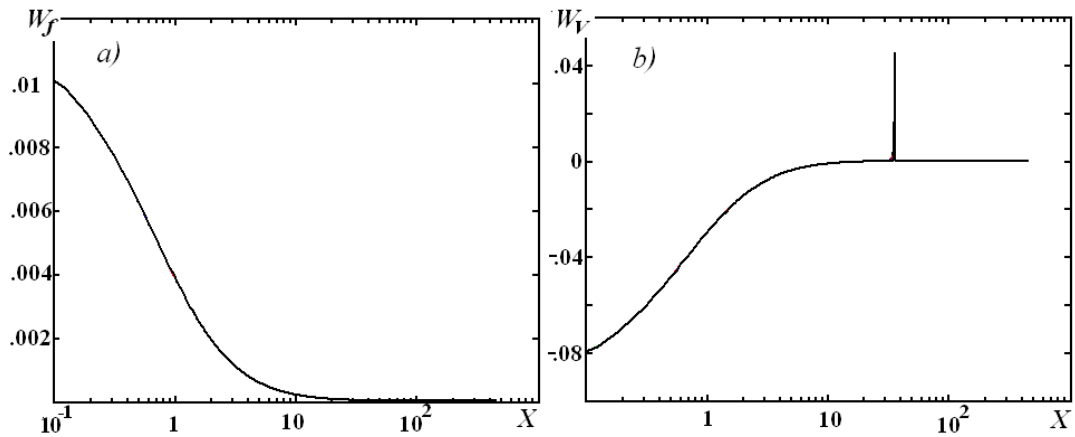


Рис.3. Кривые эффективной скорости горения водорода W_f (рис.3 а) и эффективной скорости изменения реакционного объема V_{rok} кислорода в объеме струи W_v как функции продольной координаты x при всех прочих параметрах горения, что и на рис.2.

Отметим, что кривая $W_f(x)$ на рис. 3 а практически полностью совпадает с максимальной скоростью горения, лимитируемой скоростью захвата кислорода из внешней среды (5), за исключением малой зоны в окрестности полного исчерпания горючего. Детали поведения кривых W_f и W_v в этой зоне показаны на рис.4. Истинно сложный характер взаимодействия различных физических механизмов, обусловивших независимость величин W_f и W_v от числа Рейнольдса почти на всем протяжении струи подчеркивает тот факт, что формулы (27) и (29), по которым они рассчитывались, явно зависят как от числа Рейнольдса, так и от других искомых параметров, в частности, от V_{ok} и V_{rok} , кривые которых при тех же условиях горения представлены на рис.5.

Среди отмеченных выше внешних условий горения струи в опытах часто варьируются такие параметры, как объемное содержание инертной примеси в струе ε_0 , скорость и турбулентность спутного течения [13,19]. На рис.6. приведены кривые температуры и теплоемкости струи при $Re_0 = 20000$, $u_\infty = 0$ и некотором наборе значений параметра ε_0 .

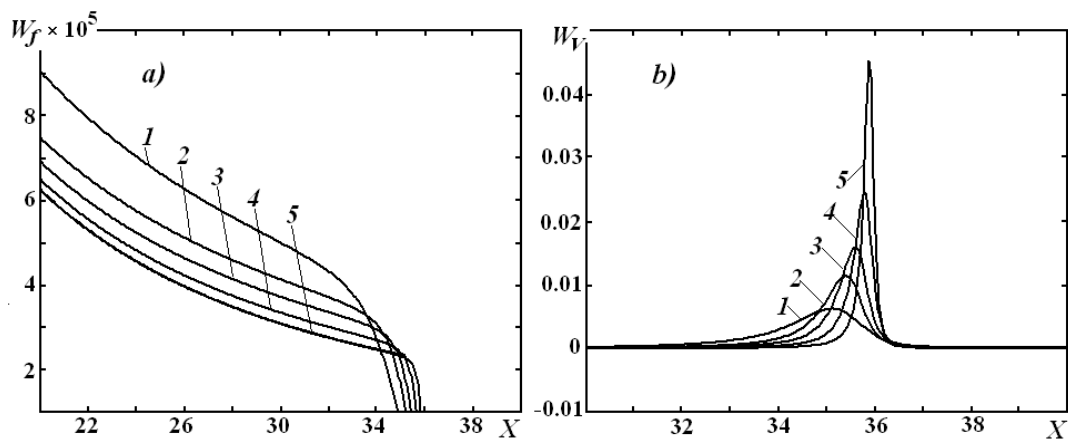


Рис.4. Кривые $W_f(x)$ и $W_v(x)$ в области максимума температуры горения и полного исчерпания горючего при тех же условиях движения и горения и тех же числах Рейнольдса и соответствующим им номерам кривых, что и на рис.2-3.

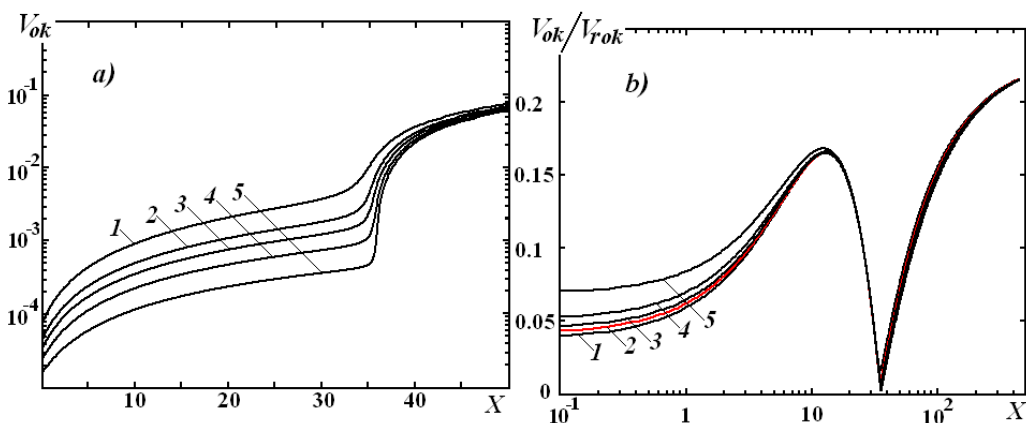


Рис.5. Кривые физической объемной доли V_{ok} окислителя и ее отношения к объемной реакционной доли V_{rok} , т.е. той части объема, где могут находиться его молекулы, вдоль струи при тех же условиях горения и движения, что и на предыдущих рисунках.

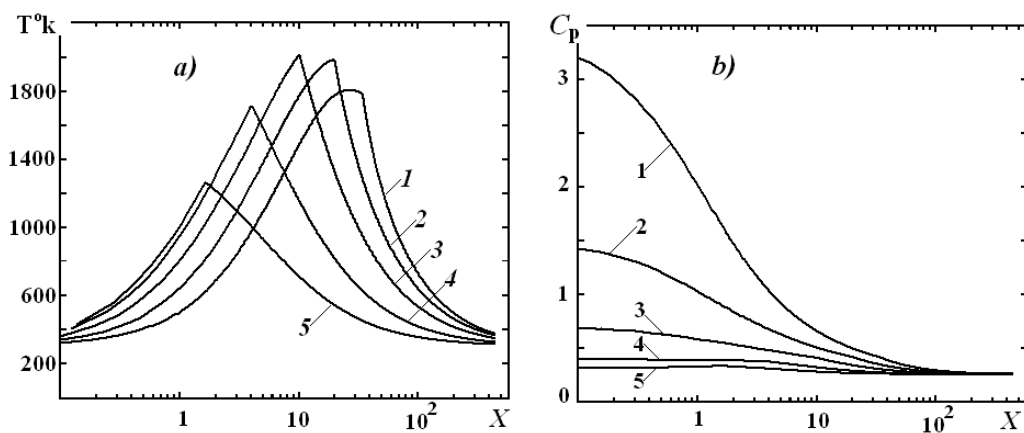


Рис.6. Кривые температуры и теплоемкости при $Re_0 = 20000$, $u_\infty = 0$ и ряде значений объемной доли примеси инертного газа (азота) в выходном сечении струи: кривая 1 – $\varepsilon_0 = 0$; 2- 0.1; 3- 0.3; 4- 0.6; 5- 0.8.

Интересной особенностью полученных кривых явилось то, что максимум температуры горения струи горючего, существенно разбавленной инертной примесью азота (кривая 3), оказался на 200° выше, чем для струи чистого водорода. Объяснение данному эффекту дают кривые теплоемкости (рис.6а), резко падающие с ростом содержания инертной примеси в струе горючего газа.

В работе [19] измерялась длина факела горения струй различных горючих газов, определяемая как то расстояние вдоль оси x , на котором ее температура падает до $T_L \approx 800-900^\circ \text{K}$. Экспериментальные данные этой и других упомянутых в ней работ для области турбулентных чисел Рейнольдса аппроксимировались зависимостью:

$$L/D_0 = c_1 \text{Re}^{0.2} (D_*/D_0)^{1/2} (1 - \varepsilon_0)^{c_2} \quad (31)$$

где для водорода коэффициенты $c_1 = 2.64$, $c_2 = 0.8$, $D_* = 0.3 \text{см}$ – условный диаметр. Полученный результат возрастания L с ростом числа Re , трудно объяснить с точки зрения классических представлений. Действительно, с одной стороны движение турбулентных струй от молекулярной вязкости не зависит, а с другой с ростом Re интенсивность перемешивания и, следовательно, эффективная скорость горения должны только возрастать. При этом длина факела горения может только сокращаться, в пределе $\text{Re} \rightarrow \infty$, достигая некоторого минимального значения. Однако с точки зрения результатов предлагаемой теории эффект возрастания L с ростом числа Рейнольдса элементарно объясняется отмеченным выше относительным уменьшением вклада излучения в тепловой баланс струи. На рис.7 представлены результаты теоретических расчетов L струи чистого водорода в неподвижной внешней среде окислителя – воздуха (т.е. для случая с $\varepsilon_0 = 0$ и $u_\infty = 0$) при $T_L = 850^\circ \text{K}$ по уравнениям модифицированной теории захвата внешней среды, учитывающей разность плотности струи горючего газа и окислителя внешней среды, в двух вариантах – кривая с номером 2 с учетом и номером 3 без учета теплового излучения и для сравнения кривая с номером 1 по эмпирической зависимости (31).

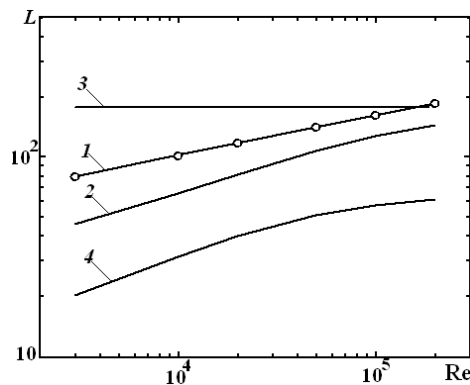


Рис.7. Безразмерная длина факела горения струи водорода $L \equiv L/(2r_0)$ для варианта с $\varepsilon_0 = 0$ и $u_\infty = 0$ как функция числа Рейнольдса струи в ее выходном сечении $x = 0$. Кривая 2 рассчитана с учетом излучения, а кривая 3 – без; кривая 1 – эксперимент (корреляция (31)); кривая 4 – вариант теории захвата внешней среды без учета эффекта разности плотности струи и внешнего течения.

Как видно из приведенных кривых, учет излучения по закону излучения черного тела дает несколько заниженные значения длины факела горения по сравнению с экспериментальными данными, а вообще без учета - завышенные. Очевидно, что кривые с учетом возможных поправок на излучение по закону серого тела расположатся между кривыми с номерами 2 и 3 и, следовательно, еще ближе к экспериментальной кривой 1. Приведенная на рисунке кривая с номером 4 рассчитывалась по варианту теории [6], для которого масса захватываемой внешней среды и максимальная скорость горения была существенно выше, чем в ее улучшенном варианте.

ВЫВОДЫ

1. Теоретически решается задача высокотемпературного горения турбулентной струи горючего газа в окружающей среде окислителя - воздуха. В отличие от ранее разрабатывавшихся полуэмпирических моделей движения и горения турбулентных струй учтена главная особенность движения турбулентной струи – наличие четкой границы раздела между струей и внешней ламинарной средой. Предложен альтернативный существующим представлениям механизм завихрения внешней среды на границах турбулентных струй. В его основе лежит идея образования турбулентных вихрей на границах турбулентных струй как единственного механизма динамического взаимодействия ламинарного и потенциального течения внешней среды с турбулентным течением самой струи. Дан вывод обобщенного уравнения захвата внешней среды (баланса «турбулентной» жидкости) с учетом эффектов различия плотностей струи и внешнего течения.

2. Учтены два важных фактора горения – зависимость теплоемкости струи от температуры и состава и тепловое излучение в рамках закона Стефана-Больцмана. Фактор границы как источника турбулентности дал основание описывать искомые параметры струи (скорость, концентрации, температуру) в упрощенной форме однородных распределений по сечению струи, а поверхность струи рассматривать как поверхность излучения при заданной температуре струи.

3. Исходя из представлений о структуре турбулентности как совокупности независимых турбулентных частиц – вихрей получено выражение для эффективной скорости горения W_r в турбулентной среде. Введено понятие реакционных объемов реагентов, играющих роль своеобразных реагентов. Для них, как и для реагирующих веществ, получено выражение эффективной скорости реакции и на этой основе дан вывод уравнения баланса реакционных объемов, замкнувшего систему уравнений, описывающих процесс горения в условиях турбулентного смешения реагентов.

4. Поскольку в теории отсутствуют подгоночные константы и эмпирические корреляции, то все расчетные зависимости должны выражать суть объективных закономерностей горения турбулентных струй и поэтому могут представлять интерес для возможной экспериментальной проверки. В частности, получено качественное соответствие расчетов длины факела горения опытным данным. Дано объяснение тому факту, что наблюдаемый эффект возрастания длины факела горения с ростом числа Рейнольдса связан с относительным уменьшением потерь на излучение в тепловом балансе струи.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 *Великодный В.Ю., Воротилин В.П., Еремеев А.В., Никитенко Л.К., Яновский Ю.Г.* Теоретическое и экспериментальное исследование газо-жидкостных турбулентных струй с закруткой / Конференция «Современные проблемы механики гетерогенных сред». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2005. – Т.3. – С.368-377.
- 2 *Воротилин В.П., Великодный В.Ю.* О механизме горения турбулентных струй / Всероссийская конференция «Механика и наномеханика структурно-сложных и гетерогенных сред. Успехи, проблемы, перспективы». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2010. – С.122-136.
- 3 *Воротилин В.П.* К теории горения турбулентных струй с учетом эффектов излучения / Всероссийская конференция «Механика композиционных материалов и конструкций, структурно-сложных и гетерогенных сред». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2011. – С.99-109.
- 4 *Воротилин В.П.* О горении турбулентных струй в спутном потоке / Всероссийская конференция «Механика наноструктурированных материалов и систем». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2011. – С.158-171.
- 5 *Воротилин В.П.* К теории движения и горения турбулентных струй в сносящем потоке внешней среды / Всероссийская конференция «Механика композиционных материалов и конструкций». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2012. – С.148-164.
- 6 *Воротилин В.П., Яновский Ю.Г.* О механизме турбулентности в задачах движения и горения турбулентных струй / XVIII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2013). Материалы. – М., 2013. – С.525-527.
- 7 *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 715 с.
- 8 *Вулис Л.А., Ярин Л.П.* Аэродинамика факела. – Л.: Энергия, 1978. – 216 с.
- 9 *Сполдинг Д.Б.* Горение и массообмен. – М.: Машиностроение, 1985. – 236 с.
- 10 *Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р.* Горение. Физические и химические аспекты. – М.: Физматлит, 2003. – 540 с.
- 11 *Corrsin S., Kistler A.L.* Free-stream boundaries of turbulent flows / NASA Rept. – 1955. – №1244/
- 12 *Westerweel J., Fukushima C., Pedersen J.M., Hunt J.C.R.* Momentum and scalar transport at the turbulent/non-turbulent interface of a jet // J. Fluid Mech. – 2009. – Vol.631. – P.199-230.
- 13 *Аннушкин Ю.М.* Основные закономерности выгорания турбулентных струй водорода в воздушных каналах // ФГВ. – 1981. – Т.17. – №4. – С.59.
- 14 *Щитенков Е.С.* Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 739 с.
- 15 *Крайко В.Е., Макаров В.Е.* Одномерная математическая модель камеры сгорания водородовоздушного гиперзвукового прямоточного реактивного двигателя // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1997. – №1. – С.146.
- 16 *Прудников А.Г.* К вопросу о вихревом горении // ФГВ. – 2010. – Т.46. – №6. – С.12.
- 17 Термодинамические свойства индивидуальных веществ, т. I и II. / Под ред. В.П.Глушко. – Изд-во АН СССР, 1978-1982гг.
- 18 *Danckwerts P.V.* Gas-Liquid Reactions. – New York: Mc Grew Hill, 1969.

- 19 *Полежаев Ю.В., Воробьев Б.А., Коровин Г.К.* Экспериментальное исследование длины свободного диффузионного факела горючих газов, разбавленных инертными газами // ИФЖ. – 2010. – Т.83. – №2. – С.298-303.

ОСОБЕННОСТИ ХИМИЧЕСКИХ ЭНЕРГОНОСИТЕЛЕЙ ДЛЯ КОМБИНИРОВАННЫХ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК ГИПЕРЗВУКОВОЙ РЕАКТИВНОЙ ВОЕННОЙ ТЕХНИКИ

Захаров Н.Н.¹, Прудников А.Г.²

¹ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия

²ФГУП ЦИАМ им. Баранова П.И., г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Рассмотрены особенности газогенерирующих составов химических энергоносителей камер и камер сгорания комбинированных силовых установок гиперзвуковой реактивной военной техники и основные требования к ним. Проведен анализ характеристик пастообразных газогенерирующих составов (ПГГС), необходимых для успешного развития теплогазоаэродинамических камер-сопел. Рассмотрены современные модификации пастообразных и твердых (с наноразмерными добавками) топлив разгонных и доразгонных ступеней комбинированных силовых устройств авиакосмических летательных, в том числе малоразмерных аппаратов.

1. ОСОБЕННОСТИ ГАЗОГЕНЕРИРУЮЩИХ СОСТАВОВ ЭНЕРГОНОСИТЕЛЕЙ СИЛОВЫХ УСТАНОВОК ГИПЕРЗВУКОВОЙ РЕАКТИВНОЙ ТЕХНИКИ

Обобщая опыт, накопленный в ходе многолетних исследований в данной области [1-3], можно кратко перечислить основные требования к химическим энергоносителям, применяемым в силовых установках гиперзвуковой реактивной техники:

1. Все рецептуры и составы химических энергоносителей должны быть унитарно газогенерирующими составами твердыми (ТГГС), пастообразными (ПГГС), в лучшем (перспективном) варианте тиксотропными газогенерирующими составами (ТИГГС), т.е. твердыми, как асфальт, (при хранении на складах, транспортировке, в дальнем маршевом полете и т.п.), и текучими, жидкими, как бытовой керосин, при больших и умеренных давлениях подачи. Для малой ГРВТ боеприпасного типа с минимальным числом номенклатурных элементов, никакие другие (бинарные, гибридные, разнофазные и т.п.) составы с большим числом вспомогательных узлов и агрегатов неприемлемы.

Этому требованию удовлетворяют все отечественные твердые и пастообразные топлива (ТТ, ПТ), новые опытные разработки ФГУП «Прикладная химия» и ГНИИХТЭОС совместно с институтами РАН, ВШ и Минпромторга смешанных составов топлива и горючего разного долевого содержания для разгонных и маршевых тяговых устройств в виде известных образцов шашек ТРТ отечественных НИИ и ОКБ прикладной химии и малоизвестных образцов ПГГС в несколько раз более энергоемкого ПРТ, ПТГ, ТГ и ПГ типа твердый керосин (ТК), металлокеросин (ТМК).

2. Все рецептуры топлив, топливо-горючих и горючих должны быть взрывобезопасны, горючи и нетоксичны (точнее: токсичностью третьего класса опасности, как у бытового жидкого керосина). Этому требованию удовлетворяют все отечественные ПТ и их смеси, но не ТРТ и не все ТРГ.

При соблюдении обычных правил техники безопасности, принятых в химической промышленности, любая из требуемых отечественных паст безопасна при хранении, транспортировке, в служебном помещении, на военном складе, в камере ствольного пастотопливного ускорителя (ПТУ) и в камере бортового РДПТ, РПДПТ и маршевом ГПВРД на ПТГ или ПГ. При крупноочаговом пожаре можно тушить песком, кошмой, порошковыми составами.

При ускорениях малых образцов гиперзвуковой реактивной военной техники (ГРВТ) в шестиметровых танковых пушках и других метательных устройствах кинетического оружия 21 века [2,4] с перегрузками 30-60 тысяч g все отечественные и американские ПГГС не детонируют в отличие от шашек ТРТ в ствольных ускорителях. В нашем распоряжении имеются отечественные и американские видеофильмы со взрывами РДТТ при вылете ракеты или реактивного снаряда из ствола.

3. Все образцы гиперзвукового оружия 21 века, согласно новым военным концепциям и доктринами, должны быть самоуправляемыми, в худшем случае самокорректируемыми согласно новым принципам: «...выстрелил и забыл...» одна пуля – одна маневрирующая цель, один слабый, но технически вооруженный защитник против массива противника вместо концепций 40-60-х годов – скорострельность и кучность.

Все пастообразные газогенерирующие составы по многократности и скорости включения и выключения процесса нормального и аномального горения по дозированнойности, частоте и управлению подачи (динамике) имеют подавляющие преимущества перед твердыми таблеточно-дозированными составами ТТ нормального и детонационного горения.

4. Существенным требованием к химическим энергоносителям является требование высокой плотности его заряда во всех исполнительных элементах энергосиловых устройств образцов ГРВТ: для камерного и ствольного заряда разгонного устройства, для доразгонного и маршевого заряда, заряда боевой части (БЧ) ракетного летательного аппарата (РЛА).

Удельный вес всех трех используемых видов газогенерирующих топливных составов (пороховых, ракетных твердых и пастообразных) примерно одинаков $\gamma_{\text{ТТ}} = \gamma_{\text{ПХ}} = \gamma_{\text{ПГ}} = 1.7 \text{ г/см}^3$.

Однако в силу спецификации процесса горения зернистого порохового ГГС его насыпной удельный вес получается намного меньше ($\gamma_{\text{НВ}} = 1 \text{ г/см}^3$)

У твердой шашки начальные каналы горения занимают от 10 до 15% объема газогенератора. И только пастообразные ГГС, благодаря существованию каналобразующих огнепроводящих шнуров (ОПШ) могут иметь первоначальное 100% заполнение топливного объема газогенератора. Кроме того, с добавками наноконпонентов существенно улучшаются термохимические характеристики ГГС.

2. ОСОБЕННОСТИ ПАСТООБРАЗНЫХ ГАЗОГЕНЕРИРУЮЩИХ СОСТАВОВ (ПГГС), НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ УСПЕШНОГО РАЗВИТИЯ ТЕПЛОГАЗОАЭРОДИНАМИЧЕСКИХ КАМЕР-СОПЕЛ

Выделим основные физико-химические преимущества пастообразных газогенерирующих составов перед твердыми ракетными топливами (ТРТ) и твердыми топливо-горючими (ТТГ):

1. Плотность ТРТ достаточно высокая $\gamma_{\text{ТТ}}=1.7\text{г/см}^3$, плотность ПТ такая же, но может быть и больше $\gamma_{\text{ПТ}}\geq 1.7$ (до 1.9 г/см^3)
2. Максимальная температура продуктов горения
 для ТРТ $T_{\text{г}}^*\geq 2700\text{К}$ до 3000К
 для ПГГС $T_{\text{г}}^*$ от 3000К до 4000К
3. Максимальная приведенная скорость $\lambda_{\text{м}}$, у ПТ значительно выше, чем у ТТ
 для ТРТ $\lambda_{\text{м}}=2.657$ (при $\chi=1.33$)
 для ПГГС $\lambda_{\text{м}}=3\dots 3.3$ (при $\chi=1.22\dots 1.2$)
4. Минимальный молекулярный вес ПТ и ТТ одинаков, но перспективные отечественные ПТ имеют существенно меньшие значения
 для ТРТ $\mu_{\text{ТТ}}=2.8\dots 2.9$
 для ПГГС $\mu_{\text{ПТ}}$ от 2.8 до 1.1
 Рассмотрим физико-технические преимущества ПТ перед ТТ.
1. Скорости нормального горения заметно выше у ПТ, а аномального горения подавляюще выше, чем у ТТ
 $u_{\text{ТТ}}^0 = 5\dots 7\text{мм/с}$ (при $p = 1\text{атм}$);
 $u_{\text{ПТ}}^0 > 10\dots 15\text{мм/с}$ (при $p = 1\text{атм}$) и есть составы с $u_{\text{ПТ}}^0$ от 0.5м/с до 1м/с ;
 каналобразующие в массиве ПТ и ПТГ огнепроводящие шнуры (ОПШ) имеют такие же скорости нормального горения.
2. Главное техническое преимущество ПТ перед ТТ – ТТ лопаются и взрываются при пушечных перегрузках и не годятся для пушечного разгона боеприпасных образцов гиперзвуковой реактивной военной техники 21 века.
3. Пушечный разгон, комбинированный собственным пушечным камерным и ствольным зарядом ПГГС увеличивает маршевую дальность метаемых ракет с ГПВРД на ПТ в 2-3 раза.
4. Полнота заряжания ПГГС с ОПШ - 100%
 для ТРТ - 80%
 для пороха - 60% (точнее 58.8%)
5. Возможность, в отличие от ПХ и ТТ, дозирования подачи и расхода ПТ, а значит и возможность многократного включения, выключения ствольного программирования режима разгона, управления и тяги бортового РДПТ.
6. Возможность создания импульсных периодических устройств РДПТ коррекции и управления с частотой от 100 герц и выше с помощью аномального горения (с $\nu > 1$, где ν - степень зависимости скорости горения ПТ от давления).
7. Возможность более простого создания трехрежимных бортовых КСУ на ПТ в составе РДПТ, РПДПТ и СПВРД с возможностью заполнения и опустошения зарядных объемов под камеры дожигания последующих ступеней комбинированного силового устройства (КСУ) на пастообразном топливе (ПТ) и пастообразном топливо-горючем (ПТГ), что уже успешно внедрено в артиллерийские системы США и НАТО всех видов базирования.
8. Возможность оперативного создания разных композиций самогорящих ПТГ переменного состава топлива и горючего оптимального для каждого участка работы КСУ.
9. Возможность многослойного армирования сгорающей тканью (марлей, шелком) камерного, ствольного и внествольного заряда ПГГС трехрежимного или многорежимного комбинированного РДПТ.
10. Возможность управления объемным газопритоком ПГГС, и соответственно законом изменения давления в камере или камере, как заранее (выбором

необходимого числа каналобразующих огнепроводящих шнуров), так и в момент перед выстрелом.

11. Возможность подачи и транспортировки тиксотропного ПГГС на дальние расстояния (для геологических ракет подземной проходки ТЭК) или в любую охлаждаемую точку корпуса спускаемой из космоса капсулы АКРТ.

12. Возможность дополнительной подпитки энергии лазерным лучом в открытую, «бессопловую» камеру с черным ПГГС и прозрачным теплогазоаэродинамическим соплом лазерного ГПВРД авиакосмического ГЛА, вместо не состоявшегося проекта США авиакосмических ракет с ГПВРД с лазерной подпиткой энергии зеркально-отраженного луча.

3. НОВЫЕ ЭНЕРГОНОСИТЕЛИ – ПАСТООБРАЗНЫЕ ТОПЛИВА (ПТ) РАЗГОННЫХ И ДОРАЗГОННЫХ СТУПЕНЕЙ КОМБИНИРОВАННЫХ СИЛОВЫХ УСТРОЙСТВ АВИАКОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Наряду с имеющимися твердыми газогенерирующими составами топлива для отработки конструкции ступеней ствольного разгона и вневольного доразгона ЦИАМом было предложено использовать пастообразные газогенерирующие составы (ПГГС) топлива. Основными требованиями к пастообразным топливам были: повышенная энергетическая эффективность, существенно более высокая скорость горения ($u_t^0 > 100$ мм/с и более), высокая вязкость (на уровне пластилина) при сохранении тиксотропных свойств, а также отсутствие расслоения при хранении. В качестве высокоэнергетических компонентов ПТ, ПГ, и ПТГ было решено использовать нанодисперсные порошки бора, алюминия и боридов алюминия. Эти порошки, имея высокую удельную поверхность, также являются эффективными загустителями. В Табл.1 приведены некоторые свойства порошков.

Таблица 1.

Свойства исследованных ГНИИХТЭОСом нанопорошков металлов.

Металл	Содержание алюминия, %	Удельная поверхность, м ² /г	Активность, %
н-АI*	97,2	8,0	94,0
н-БА-62	62,0	19,0	95,0
н-БА-43	43,0	17,0	95,0
н-БА-34	34,0	16,0	95,0
н-В	-	17,0	97,0

В таблице и далее приняты следующие сокращения: н-АI – наноалюминий, н-БА – наноборалюминий, н-В – нанобор. Цифры в н-БА означают содержание алюминия в %.

Исследование окисления нанопорошков при нагревании на воздухе до 1000°С показало, что нанопорошок бора и его соединения с алюминием и сплавы с алюминием более активны по отношению к воздуху, чем наноразмерный алюминий и тем более используемый в ракетных топливах порошок микронного алюминия АСД-4. Окисление всех порошков начинается уже при температуре 100°С. Причем активность порошков наноборидов

алюминия увеличивается с уменьшением содержания алюминия. Довольно неожиданной оказалась высокая активность нанобора по сравнению с наноалюминием [16].

Активность полученных нанопорошков была изучена ГНИИХТЭОС также в комбинированном составе унитарных образцов модельного пастообразного топливо-горючего, содержащего 40% растворителя децилина, загущенного 5% полиэтилена (дисперсионная фаза ТП), 25% перхлората аммония, 5% ПАМ-4 и 30% порошкообразного металла. Для полученных образцов топлив определяли скорость горения при атмосферном давлении, для чего пасту помещали в кювету длиной 100 мм, шириной 8 мм и высотой 5 мм. Затем пасту поджигали с торца и засекали время горения секундомером. Результаты приведены в Табл.2.

Таблица 2.

Скорости горения пастообразных топлив, содержащих металлическое горючие.

Индекс образца пасты	Содержание компонентов, %				Скорость горения, мм/с
	АСД-4	н-Аl	н-В	БА-43	
ТП-6	30	-	-	-	2
ТП-7	-	30	-	-	3,5
ТП-8	-	-	30	-	2,9
ТП-9	-	15	15	-	4,3
ТП-10	-	-	-	30	8,5

Как видно из полученных результатов замена обычного алюминиевого порошка средней дисперсности (АСД-4) наноразмерными порошками бора и алюминия увеличивает скорость горения модельного топлива в 1,5-1,7 раза, замена АСД-4 на механическую смесь нанобора и наноалюминия повышает скорость горения в 2,1 раза, но наибольший эффект достигается при введении боридов алюминия. В этом случае скорость горения увеличивается в 4,2 раза.

Для дальнейших исследований, поэтому, в качестве металлического горючего был выбран нанодисперсный порошок боридов алюминия.

Были приготовлены два вида паст. Пастообразное горючее на основе тех же компонентов, что и твердое горючее с заменой полиэтилена на жидкое горючее для ракетных двигателей, загущенное полиэтиленом Т-10.

Таблица 3.

Пастообразные горючие на основе углеводородов с добавкой карборана и наноалюминия.

Паста	Содержание компонентов, %					Плотность, г/см ³	Теплота сгорания	
	Т-10	ПЭ	Д9	н-Аl	Доб.		ккал/кг	ккал/л
Т-Д9	82,5	4,5	13	-	-	0,88	10710	9420
Т-н-Аl	74,8	5,2	-	15,0	5,0	1,10	9170	9536

Пасты имеют высокую теплоту сгорания (Табл.3), но как показали стендовые испытания скорость сгорания такого горючего недостаточна и, кроме того, при выстреле не происходит полного сгорания горючего. В связи с этим решено было получить и испытать пастообразные топлива, в которых в качестве дисперсионной фазы использовать разработанную в ФГУП «РНЦ ГИПХ» пасту ГПС-2ФК, отличающуюся чрезвычайно высокой скоростью горения. К сожалению, состав пасты нам неизвестен, по некоторым предположениям

основу его составляют либо нитраты, либо перхлораты органических полиаминов в растворе этиленгликоля. Саму эту пасту по технологическим причинам было трудно использовать в разрабатываемом двигателе. Для повышения энергетической эффективности топлива в пасту ввели нанодисперсный борид алюминия, а для обеспечения высокой полноты сгорания ввести в качестве окислителя высокодисперсный перхлорат аммония марки К-50-4. Пасты готовили смешением компонентов в смесителе типа Вернера-Пфлейдерера. Состав паст приведен в Табл.4. Пасты являются тиксотропными и сохраняют приданную форму без расслаивания в течение длительного времени (срок хранения, как показал опыт, не менее трех лет).

Таблица 4.

Пастообразные топлива.

Паста	Содержание компонентов, %			
	ГПС-2ФК	ДБА	ПХА	Этилен-гликоль
П-4	50,0	21,1	28,9	-
П-5	39,1	24,7	33,9	2,3
П-6	37,5	28,1	28,1	6,3
П-7	28,3	27,7	38,4	5,6

Паста П-5 проходила испытания на стенде ИПРИМ в модели РД с различной степенью расширения сопла при нулевой скорости обдува и в модели РД при донной схеме размещения и горения пасты в импульсной трубе при $M=4$.

Испытания паст в составе модельного снаряда РС-30 не выявили какого-либо преимущества той или иной пасты. Для всех паст температура самовоспламенения составляет около 500К, скорость сгорания 10 мм/с.

Возможно для повышения скорости сгорания следовало бы использовать порошок борида алюминия с большей удельной поверхностью, например, 30-40 м²/г (средний размер частиц 80-60 нм).

Основные достоинства апробированных комбинированных составов пастотопливных горючих (ПТГ):

- удобство заряжания (заполнения свободных объемов гильзы и ГРС);
- скорость горения ПТГ достаточна для вневольного доразгона ГРС до второй гиперзвуковой скорости (от $u_c=1.5$ км/с)

Основной недостаток данного ПТГС ПТГ, выявленный при оценке его теплогазоаэродинамических характеристик: доля топлива была слишком большой ($g_T=0.25-0.27$) для проявления теплогазоаэродинамического эффекта дожигания его горючего с внешним сверхзвуковым потоком воздуха в блоках аэрогазодинамического и теплогазоаэродинамического управления СРС-30.

4. НОВЫЕ ТВЕРДЫЕ ЭНЕРГОНОСИТЕЛИ МАРШЕВЫХ СТУПЕНЕЙ КОМБИНИРОВАННЫХ СИЛОВЫХ УСТРОЙСТВ АВИАКОСМИЧЕСКИХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Для реализации новых конструкции разрабатываемых отечественных малоразмерных гиперзвуковых летательных аппаратов с управляемым маршевым вектором тяги потребовались и новые твердые и пастообразные высокоэнергетические горючие, способные улучшить динамические и маневренные характеристики этих летательных аппаратов.

- Основными требованиями к разрабатываемому твердому горючему были:
- теплота сгорания не ниже, чем у жидких углеводородных горючих, например, у горючего Т-10;
 - повышенная по сравнению с обычными углеводородными горючими плотность;
 - большое количество воздуха, необходимое для сжигания горючего, L_0 , кг/кг.

Основным компонентом горючего по предложению ЦИАМ был выбран полиэтилен массового производства, имеющий сравнительно высокие плотность, теплоту сгорания и физико-механические свойства. В качестве добавок, улучшающих теплофизические свойства полиэтилена, были предложены карбораны и металлические горючие: алюминий, бор и бориды алюминия. Как видим, все компоненты хорошо известны и применяются в ракетной технике. Выбор карборанов был обусловлен тем, что ранее работами в ГНИИХТЭОС было показано, что он улучшает газификацию полиэтилена при пиролизе, что должно было по мнению его сотрудников повысить скорость сгорания. Кроме того, карбораны имеют высокую теплоту сгорания. В качестве других добавок были взяты нанодисперсные порошки активных металлов, которые в настоящее время широко исследуются в различных высокоэнергетических композициях: в твердых ракетных топливах, объемно-детонирующих системах, в пиротехнических составах. В ГНИИХТЭОС имеется производство нанодисперсных порошков таких металлов путем пере конденсации обычных порошков в плазменном электро-дуговом реакторе. Установка позволяет получать нанодисперсные порошки бора и боридов алюминия, что затруднительно делать существующим в нашей стране и за рубежом методом электровзрыва металлической проволоки.

В последнее десятилетие было проведено много работ по изучению возможности использования нанодисперсных порошков металлов в жидких, гелеобразных и твердых ракетных топливах. Исследования показали, что в отличие от микронного алюминия, который влияет на температуру пламени в камере сгорания, но не оказывает влияния на скорость горения ТРТ, замена микронного алюминия на наноразмерный порошок алюминия (НПА) приводит к увеличению скорости горения твердых ракетных топлив, жидких и гибридных горючих. При горении наноразмерные частицы алюминия превращаются в оксиды на границе твердое тело/газ, при этом в факеле не видно горящего алюминия. Вычисленное время жизни горящих частиц составляет около 40-70 наносекунд.

Результаты экспериментов с введением НПА в смесевые твердые топлива показывают значительное увеличение скорости горения при частичной или полной замене микронного алюминия наноразмерным, при этом увеличение удельной поверхности нанопорошка выше $10 \text{ м}^2/\text{г}$ ещё больше увеличивает скорость горения. Кроме того было показано, что замена промышленного порошка алюминия АСД-4 на НПА сокращает время задержки воспламенения и улучшает эффективность горения алюминия в ракетных топливах, что объясняется высокой химической активностью НПА. Введение 13-20% наноразмерного порошка алюминия или бора в полибутадиен с концевыми гидроксильными группами, не содержащий окислителей, увеличивает его скорость горения с воздухом на 40-70%, а в случае нитроцеллюлозы отмечено возрастание скорости горения в два раза.

Поэтому, по мнению наших коллег из ГНИИХТЭОСа, использование в качестве добавок к горючему (полиэтилену или другим полиолефинам) ультра- и нанодисперсных порошков алюминия и бора является весьма перспективным направлением в разработке высокоэнергетических горючих для ГПВРД.

Предварительно в ГНИИХТЭОСе были проведены расчеты некоторых теплофизических свойств твердых горючих на основе перечисленных компонентов, которые показаны в Табл.5.

Таблица 5.

Некоторые теплофизические свойства твердых горючих на основе 85% полиэтилена и 15% высокоэнергетической добавки.

Добавка	Плотность, г/см ³	Теплота сгорания		L ₀ , кг/кг
		ккал/кг	ккал/л	
ПЭ	0,92	10560	9715	14,8
о-карборан	0,925	11005	10180	14,3
Фенилкарборан	0,92	10830	9960	14,4
Бор	1,01	11070	11180	14,0
Алюминий	1,02	10070	10270	13,2
Борид алюминия	1,016	10540	10710	13,6

Из таблицы видно, что на основе этих компонентов может быть создано твердое горючее, удовлетворяющее предъявленным требованиям и оно было создано и испытано [15,16].

Твердое горючее на основе полиэтилена должно, на наш взгляд, обладать достоинствами жидких горючих и твердых топлив и лишено их недостатков. В частности по энергетическим характеристикам оно не уступает жидким углеводородам и в то же время позволяет снизить эксплуатационные издержки, повысить надежность, упростить конструкцию двигателя. Блоки полиэтилена не содержат окислителя, поэтому они стабильны при хранении. Наличие возможных микротрещин или микропузырьков, которые могут образовываться при изготовлении блоков, не влияет на процесс горения, т.к. вначале блоки горючего подвергаются пиролизу и газификации, а в камеру сгорания поступают уже газифицированные продукты пиролиза.

Полиэтилен отличается высокими прочностными свойствами, стабильностью при хранении, легко перерабатывается известными методами, не токсичен.

Изготовление шашек твердого керосина (ТК), официально: твердого легкоплавкого углеводородного горючего (ТЛУВГ) и твердого легкоплавкого металлсодержащего углеводородного горючего (ТЛМУВГ).

Шашки твердого горючего получали в ГНИИХТЭОС в специально изготовленных пресс-формах из стали или алюминия.

После остывания формы из нее извлекали шашки с заданным внутренним диаметром 7 мм, внешним диаметром 15 мм и длиной 136 мм.

Состав и некоторые свойства шашек приведены в Табл.6.

Первые стендовые испытания новых образцов твердого углеводородного горючего (ТУГ) и твердого металл-углеводородного горючего (ТМУГ) показали, что они, в отличие от обычного керосина, самовоспламеняются при обдуве их в составе двигателя потоком воздуха со скоростью $M_n \geq 2,7$ при температуре 750 К и выше. В случае добавки карборана температура самовоспламенения горючего составляет 650К при $M_n \geq 2,4$. Скорости бокового и лобового горения

составляют соответственно 0,3 мм/с и 1 мм/с. Для этапа доразгона полученные скорости горения ТУГ и ТМУГ были недостаточны, но удовлетворительны для марша. Кроме того желательно иметь рецептуры ТГГС и ПТГГС с более низкой температурой самовоспламенения.

Таблица 6.

Состав и некоторые свойства твердых горючих.

Состав	Содержание компонентов, %							Плотность, г/см ³	Теплота сгорания	
	ПЭ	Д9	АСД-4	н-Аl	Доб.	Фк	ДБА		ккал/кг	ккал/л
П-Д9	87,3	12,7	-	-	-	-	-	0,89	11140	9915
П-АСД4	75,0	-	20	-	5	-	-	1,06	9510	10080
П-н-Аl	75,0	-	10	10	5	-	-	1,05	9510	9980
К16	45,0	20,0	8,5	-	26,5фп	-	-	1,35	7980	10770
К17	40,0	-	12,5	-	25,0 фп	10,0	12,5	1,29	8120	10470
К18	65,0	-	-	-	-	15,0	20,0	1,05	10480	11000
П-Фк	85,0	-	-	-	-	15,0	-	0,92	10830	9960

П – полиэтилен, Д9 – о-карборан, н-Аl – нанодисперсный порошок алюминия, Фк –фенилкарборан, доб. - добавки – инициатор воспламенения

Основным недостатком предложенных и испытанных новых твердых металлоуглеродородных горючих является то, что горение происходит как бы отдельно в две стадии, т.е. сначала начинает гореть полиэтилен, а затем порошок мелкодисперсного металла вместо необходимого нанодисперсного металла. При этом не происходило выноса сгоревшего металла, точнее, оксида металла из камеры сгорания двигателя, а образовывался каркас из продуктов сгорания, а возможно и несгоревшего металла, состав продуктов сгорания, к сожалению, не исследовался. Более предпочтительны, поэтому пока шашки ТУВГ на основе полиэтилена и производных карборана, в которых сгорание происходит полнее, без образования каркаса или шашки ТМУВГ с нанопорошками металла. В настоящее время, к сожалению, производство карборана в РФ было прекращено.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение особенностей газогенерирующих составов химических энергоносителей камер и камер сгорания комбинированных силовых установок гиперзвуковой реактивной военной техники и основных требования к ним позволит наметить направление дальнейших изысканий для повышения тактико-технических характеристик нового направления авиации. Анализ характеристик пастообразных газогенерирующих составов показал их перспективность для успешного развития теплогазоаэродинамических камер-сопел. Наличие современных перспективных модификаций пастообразных топлив способствует разработке разгонных и доразгонных ступеней комбинированных силовых устройств авиакосмических летательных аппаратов современного уровня.

Также сделано заключение, что введением добавок наноразмерных компонентов, например, алюминия в смесевые твердые топлива значительно увеличивает скорости горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дорофеев А.А.* Основы теории тепловых ракетных двигателей (Общая теория ракетных двигателей). – М.: МГТУ им.Н.Э.Баумана, 1999.
2. *Шунейко И.И.* Пилотируемые полёты на Луну, конструкция и характеристики Saturn V Apollo. – М., 1973.
3. *Завистовский Д.И., Спесивцев В.В.* Конструкция и проектирование жидкостных ракетных двигателей. Камеры / Учеб. пособие. – Харьков: Национальный аэрокосмический университет «Харьковский авиационный институт», 2006. – 122 с.
4. *Фоменко В.В., Молчанов О.Н., Ахтырский М.В.* Разработка и экспериментально-теоретическое исследование составов пастообразного топлива для перспективных комбинированных малогабаритных летательных аппаратов. – М.: НТО ФГУП «РНЦ «Прикладная химия», 2010.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЖЕКТОРА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СОПЛОВОЙ НАСАДКИ ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ*

Коробов А.Е., Головастов С.В.

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Численно исследовано течение газа внутри эжектора при импульсно-периодическом воздействии детонационной волны. В качестве эжектирующего газа использовался поток за детонационной волной, выходящей из длинной детонационной трубки диаметром 20 мм. Начальные распределения скорости газа, давления, температуры и плотности задавались внутри детонационной трубки. Решались уравнения Навье-Стокса с использованием конечно-разностной схемы Рунге второго порядка. Определены расход эжектируемого воздуха и тяга, создаваемая реактивным двигателем в пульсирующем режиме. Показано, что использование эжектора способно привести к увеличению тяги на 17%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одними из перспективных двигателей малой тяги являются пульсирующие детонационные двигатели (ПДД). Это обусловлено тем, что термический коэффициент полезного действия сжигания топлива в детонационной волне превышает КПД сжигания топлива при постоянном давлении на 13% [1].

Однако детонационное сжигание топлива осуществляется не во всем объеме камеры сгорания одновременно, а в довольно узком фронте. Этот фронт, как правило, много меньше размеров камеры сгорания, а скорость распространения превышает скорость звука несгоревшей смеси в 4-6 раз. Поэтому в камере сгорания могут образовываться локальные области повышенного давления и области разрежения, а детонационное горение не может быть рассмотрено как квазистационарное.

Кроме того, при использовании пульсирующего детонационного горения продукты сгорания оказывают на сопло и на камеру сгорания переменное воздействие. Так, например, если в начале цикла продукты сгорания будут совершать положительную работу, то в конце цикла работа может оказаться отрицательной.

Увеличение КПД в пульсирующем двигателе может быть достигнуто за счет оптимального использования нестационарного режима сжигания топлива. Одним из таких способов повышения тяги двигателя является использование эжектора.

Принцип работы эжектора в импульсном режиме представлен на рис.1. За фронтом детонационной волны, выходящей из камеры сгорания, следует волна разрежения, фаза которой значительно превышает фазу сжатия на фронте волны. Повышение тяги, таким образом, может быть обусловлено увеличением массы рабочего тела за счет двух факторов:

* Работа выполнена при поддержке Президиума РАН «Горение и взрыв» и Министерства образования и науки, СП-1782.2012.1.

1. За счет турбулентного смешения потока, исходящего из камеры сгорания, и внешнего воздуха. Этот процесс так же справедлив для стационарного эжектора.

2. За счет того, что в фазе волны разрежения давление газа в волне может быть меньше давления внешнего воздуха.

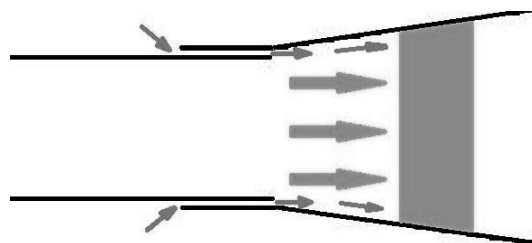


Рис.1. Импульсный эжектор.

Внешний воздух поступает в область эжектора через зазоры, увеличивая тем самым суммарный расход газа и кинетическую энергию газа, истекающего из эжектора.

В [2] была представлена зависимость отношения тяги двигателя с эжектором и без эжектора от коэффициента эжекции n для стационарного случая:

$$P/P_0 = \sqrt{(n+1)\eta}$$

где P – тяга двигателя с эжектором, P_0 – тяга двигателя без эжектора, $n=G_{eg}/G_0$ – коэффициент эжекции, где G_{eg} – поток эжектируемого воздуха, G_0 – поток газа из камеры сгорания, η – коэффициент полезного действия эжектора. Было показано, что использование эжектора для двигателя с постоянным расходом может привести к выигрышу в тяги до 35% в [2] и до 50% в [3]. В 1951 году было открыто явление аномального прироста тяги в эжекторе с пульсирующим рабочим потоком [4].

Повышение эффективности соплового насадка при эжекции внешнего воздуха так же может быть обусловлено снижением сопротивления набегающему потоку. Из-за вязкости и геометрии сопла набегающий внешний поток замедляется на внешних стенках реактивного двигателя. Торможение потока приводит к увеличению силы сопротивления. При использовании эжектора внешний набегающий поток будет частично устремляться через зазоры в камеру сгорания. Из-за увеличения скорости потока относительно внешних стенок двигателя и вследствие уравнения Бернулли давление, оказываемое набегающим потоком на внешние стенки сопла, снизится.

В [5] было показано, что использование эжектора для пульсирующего двигателя может привести к выигрышу в тяге до 100%, но при давлениях гораздо меньших, чем давление на пике детонационной волны. В [6] был получен прирост тяги более 100% для пульсирующего детонационного двигателя, но была использована детонационная камера с толстыми стенками. В [7] был получен прирост тяги 60% при использовании эжектора с диаметром равным 1,6 диаметра детонационной камеры. При использовании эжектора с большим диаметром получались меньшие значения прироста тяги.

Цели настоящей работы заключались в том, чтобы определить динамику тяги в пульсирующем двигателе с эжектором в течение одного и двух последовательных импульсов, а также показать динамику расхода присоединенной массы окружающего воздуха.

Отношение диаметра входа эжектора к диаметру детонационной трубки в данной работе было выбрано равным 1,1. Это соотношение было выбрано из результатов работы [8], где исследовался массовый расход в зависимости от величины зазора между эжектором и детонационной трубки.

2. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

2.1. Геометрия, расчетная сетка.

В работе была использована осесимметричная двумерная модель. На рис.2 представлена геометрическая модель, включающая в себя детонационную трубку (1), эжектор (2) и внешнюю область с открытыми границами (3). Детонационная трубка представляет собой трубу, у которой левый конец закрыт, а правый открыт. Размеры внешней области были выбраны такими, чтобы её границы не влияли на газовый поток внутри эжектора в течение цикла. В работе использовалась гексагональная сетка с утачками в областях, где предполагался высокий градиент термодинамических величин. На рис.2 представлены размеры в миллиметрах, количество ячеек указаны в скобках. При увеличении размера ячеек в 1,5 раза, средние значения тяги за период менялись в пределах 1%. Из предположения о линейной сеточной сходимости, ошибки связанные с размером ячейки составили около 2%.

После выхода из детонационной трубки детонационная волна распространяется во все стороны, в том числе и в обратном направлении. Мы рассмотрели три существенно разных случая (рис.2: 2A, 2B, 2C).

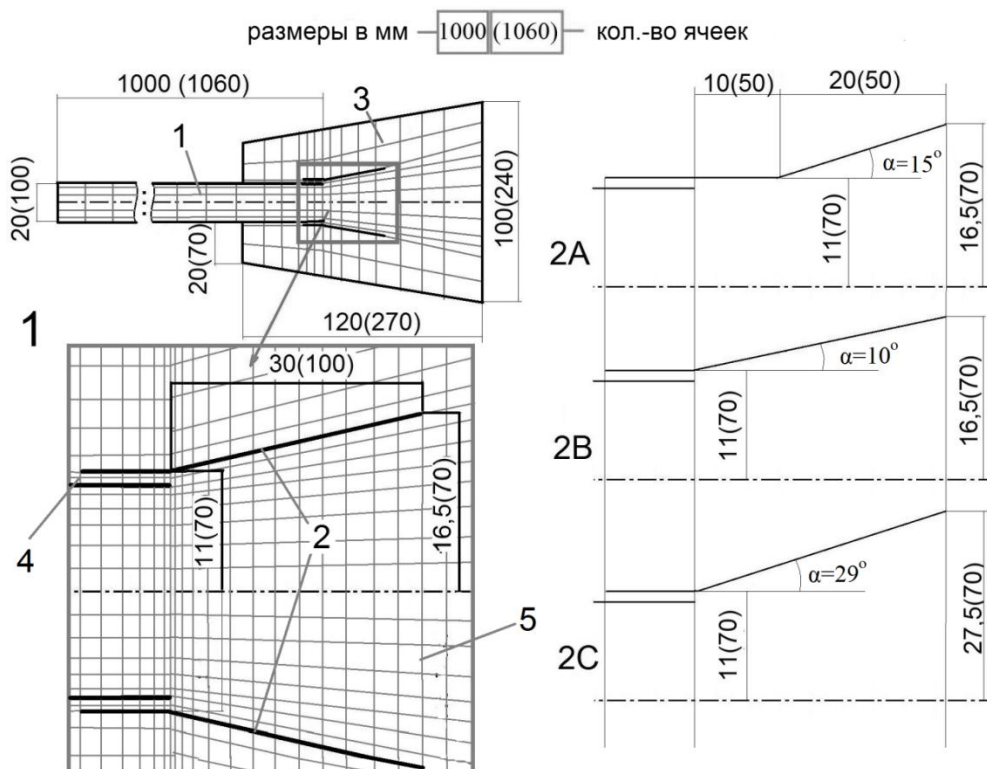


Рис.2. Геометрическая модель и формы эжекторов: 2A, 2B, 2C. 1 – детонационная трубка, 2 – эжектор, 3 – внешняя область с открытыми границами, 4 – щель между эжектором и детонационной трубой, 5 – выход эжектора.

Мы рассматривали эжектор в форме расширяющегося сопла, так как расширение сверхзвукового потока приводит к большему увеличению тяги по сравнению с эжектором постоянного сечения.

В первом случае (2А) детонационная волна, покидая детонационную трубку, ослабляется слабо, пропорционально отношению сечений эжектора и трубки. Эжектор расширяется на некотором расстоянии от выхода из детонационной трубки. Таким образом, противоположный поток в щели между детонационной трубкой и эжектором, связанный с детонационной волной, значительный.

Во втором случае (2В) ослабление детонационной волны после выхода из детонационной трубки существенно. В данном случае расширение эжектора начинается сразу у выхода из детонационной трубки, при этом сечение на выходе из эжектора такое же, что и в первом случае. Таким образом, противоположный поток в зазоре меньше, чем в первом случае.

Третий случай (2С) подобен второму, но при этом угол расширения больше, чем в предыдущих двух случаях. Таким образом, ослабление волны значительно, что приводит к уменьшению обратного потока в щели.

Все стенки адиабатичны и без прилипания. Толщиной стенок пренебрегается. На внешней границе давление равно 1 атм, температура равна 300 К.

2.2. Метод вычислений.

Решались уравнения Навье-Стокса с использованием конечноразностной схемы Рунге второго порядка [9]. Хотя трение на стенках не учитывается, трение между потоком, исходящим из детонационной трубки, и эжектируемым воздухом пренебрегать нельзя. В свою очередь нельзя пренебрегать вязкостью. В качестве модели турбулентности была выбрана модель Спаларта-Аллмараса [10].

В качестве топлива использовалась водородо-воздушная смесь. Предполагалось, что все газодинамические процессы, протекающие в детонационной трубке, адиабатические. При этом использовалась модель идеального сжимаемого газа.

2.3. Начальные и граничные условия.

Начальные условия задавались по профилю давления за детонационной волной и по скорости фронта волны. Для того, чтобы задать профиль детонационной волны, использовались экспериментальные значения, приведенные в [8]: длина импульса 0,1мс, давление на пике детонационной волны 20 атм, скорость фронта детонационной волны 1950 м/с. Температура считалась равной 2440 К, скорость газа сразу за фронтом относительно детонационной трубки 1130 м/с. При этом считалось, что скорость газа у закрытого конца равна нулю. На рис.3 представлены начальные условия моделирования.

Начальное распределение плотности за фронтом детонационной волны было вычислено из уравнения сохранения массы:

$$\rho_1 = \rho_0 \frac{D}{D - v},$$

где ρ_0 – начальная плотность газа, ρ_1 – плотность газа за фронтом, D – скорость фронта детонационной волны.

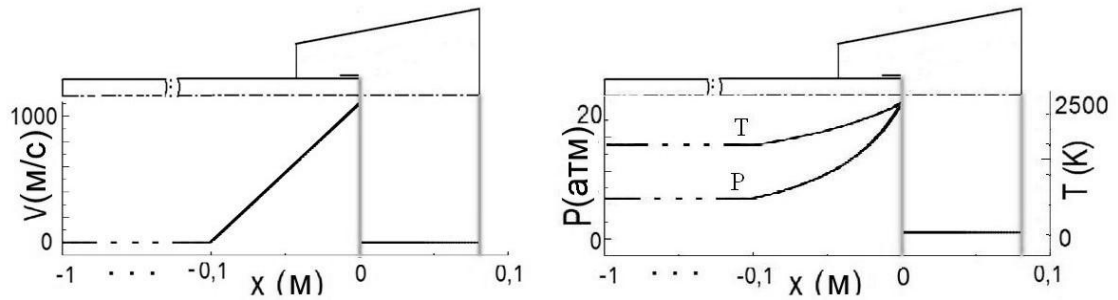


Рис.3. Начальные условия на оси. Слева: скорость газа; справа: давление и температура

Начальное распределение давления было получено из предположения об адиабатичном изэнтропическом расширении продуктов сгорания за фронтом детонационной волны в трубке:

$$p_1 = p_{peak} \left(\frac{\rho_1}{\rho_{peak}} \right)^\gamma,$$

где p_1 – давление газа за фронтом детонационной волны, p_{max} – давление на фронте детонационной волны, ρ_{peak} – плотность на фронте детонационной волны, γ – показатель адиабаты.

Начальное распределение температуры вычислялось из уравнения идеального газа:

$$T_1 = \frac{Mp_1}{R\rho_1},$$

где M – молярная масса газа; R – газовая постоянная.

Начальное давление вне трубки равнялось 1 атм. Начальная температура вне трубки равнялась 300 К.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Было проведено численное моделирование стартового импульса детонационного двигателя (первый период) и импульса, следующего за стартовым (второй период). Было проведено моделирование для трех периодов: 0,3; 0,5 и 1 мс. Начальные условия для второго периода в трубке были теми же, что и для первого периода. Начальные условия для второго периода вне трубки были конечными условиями для первого периода.

Основными обсуждаемыми расчетными величинами, представленными в данной работе, являются расход газа через зазор эжектора и тяга, создаваемая за счет импульса истекающего газа. В главе приведено поэтапное рассмотрение одного цикла, двух последовательных циклов, а также сравнение расчетных величин для нескольких геометрий.

На рис.4 представлены зависимости расхода G_{ej} присоединенного воздуха через зазор эжектора и тяга P , создаваемая на срезе эжектора для геометрии 2В. При этом мы выделили четыре стадии одного импульса по времени.

I стадия, выход детонационной волны из трубки.

Фронт детонационной волны при выходе из канала ударной трубки распространяется не только вдоль оси этой трубки, но и в радиальных направлениях. При огибании открытого края детонационной трубки фронт

детонационной волны частично устремляется в обратную сторону через зазор эжектора (рис.5.1). Это приводит к тому, что в течение примерно 20 мкс расход присоединенного воздуха через зазоры эжектора имеет отрицательное значение. Максимальное значение для геометрии 2В составляло 48 г/с.

В тяге наблюдается резкий пик 2,3 кН, связанный с прохождением фронта детонационной волны через эжектора.

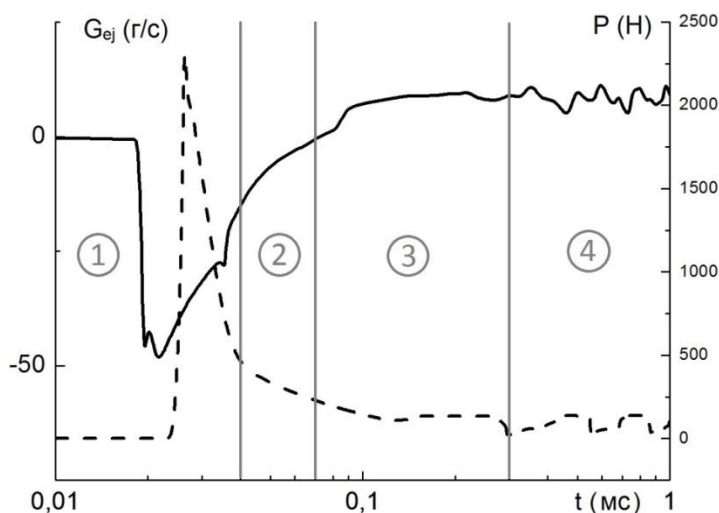


Рис.4. Зависимость расхода газа в щели эжектора и тяги на выходе из эжектора от времени для второй формы эжектора. 1, 2, 3, 4 – стадии одного импульса.

II стадия, ослабление интенсивности детонационной волны, снижение отрицательного расхода.

Давление за фронтом детонационной волны спадает до 0,6 атм за 70 мкс с момента прохождения фронтом детонационной волны открытого конца трубки сгорания. Поэтому после резкого отрицательного пика с момента времени 20 мкс по 70 мкс мы наблюдаем снижение модуля расхода присоединено воздуха до 0 г/с (см. рис.5.2).

При этом тяга так же уменьшается, но остается положительной.

III стадия, действие волны разрежения, повышение положительного расхода.

При снижении давления за детонационной волной происходит засасывание внешнего воздуха. В результате этого направление эжектируемого воздуха меняет знак на положительное, значение расхода достигает 10 г/с, направление не меняется до конца периода.

При этом тяга становится практически постоянной с 0,1 до 0,2 мс и составляет 110-130 Н.

IV стадия, флуктуации.

Далее давление на выходе детонационной трубки падает быстрее, чем давление вне трубы, вследствие чего поток эжектируемого воздуха уменьшается и даже может стать отрицательным. Это приводит к флуктуациям в потоке эжектируемого воздуха (см. рис.4). Флуктуации расхода газа в зазоре между эжектором и трубкой сгорания варьируются от 5 до 11 г/с.

Вследствие флуктуаций эжектируемого воздуха тяга также испытывает флуктуации в пределах от 20 до 140 Н.

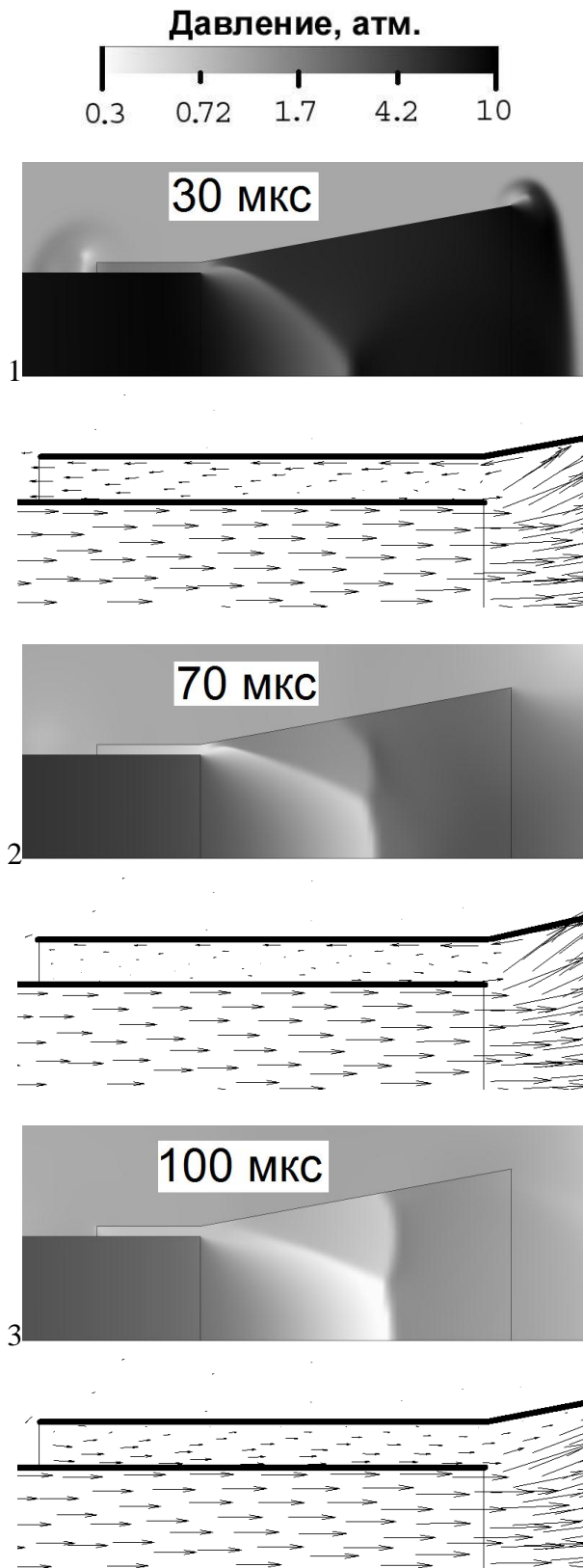


Рис.5. Поля давления в эжекторе и скоростей в зазоре между трубкой сгорания и эжектором через 30, 70 и 100 мкс после выхода детонационной волны из трубки сгорания.

V стадия, второй цикл

Расход газа в щели между трубкой сгорания и эжектором во втором периоде имеет зависимость от времени аналогичную первому периоду, за исключением первых 100 мкс (см. рис. 6). Отрицательный расход также наблюдается, но его максимальное значение меньше по величине и составляет для геометрии 2В 20 г/с.

Начальное давление в эжекторе меньше атмосферного и варьируется от 0,15 до 1 атм. Начальный поток в эжекторе отличен от нулевого. Эти факторы приводят к повышению средней тяги во втором периоде с 119 Н до 190 Н.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис.6 представлены зависимости расходов эжектируемого газа через зазор эжектора для трех конфигураций: 2А, 2В, 2С.

Во-первых, происходит сравнение относительно места положения расширения. Что более эффективно: длинный узкий канал эжектора или расширение сразу от выхода детонационной трубки.

Значения отрицательного эжектируемого потока для 2А и 2С составили: 67 и 27 г/с соответственно. Это составляет примерно 140% и 56% от значения отрицательного эжектируемого потока для 2В.

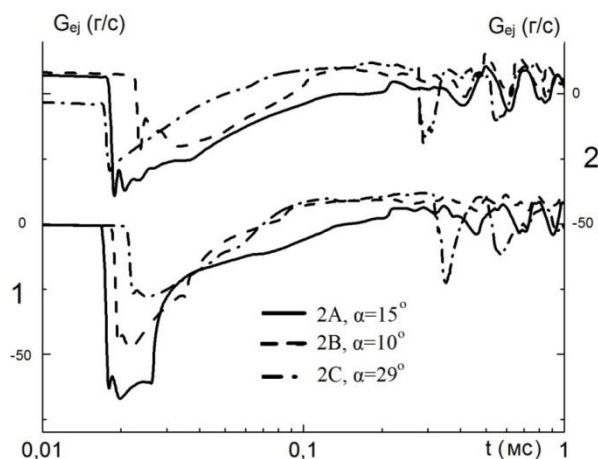


Рис.6. Зависимость потока эжектируемого газа от времени. 1) первый период (шкала слева) 2) второй период (шкала справа).

Отрицательный эжектируемый поток во 2В и в 2С меньше, чем в 2А (см. рис.6). Таким образом, использование эжекторов, у которых расширение начинается сразу после выхода из детонационной трубы, более эффективно для повышения эжектритруемой присоединенной массы воздуха, чем эжекторы, у которых расширение начинается на некотором расстоянии от выхода детонационной трубы, например, 10 мм (полкалибра трубки).

Максимальный отрицательный эжектируемый поток в 2С меньше, чем в первых двух, вследствие значительного ослабления детонационной волны на выходе из детонационной трубы. Но при этом в третьем случае значительны флуктуации, вследствие чего эффективность эжектора в качестве насоса зависит от частоты.

Во втором цикле наблюдается аналогичная зависимость, хотя значения начального отрицательного потока ниже для 2А и 2С и составили 46 и 20 г/с.

Значение отрицательного эжектируемого потока для 2С для второго цикла практически тоже, но при этом наблюдается более острый пик.

Хотя тяга двигателя значительно уменьшается после некоторого промежутка времени, но при этом не обращается в ноль, интегральная тяга за один период возрастает при увеличении периода двигателя (рис.7). В свою очередь энергия, затраченная на один период, не зависит от частоты двигателя. Чем выше период, тем больше фаза волны разрежения. И тем больше воздействие импульса истекающих продуктов. Таким образом, чем период больше, тем КПД двигателя больше. Но при этом поток газа из трубы значительно ослабляется, вследствие чего средняя тяга уменьшается.

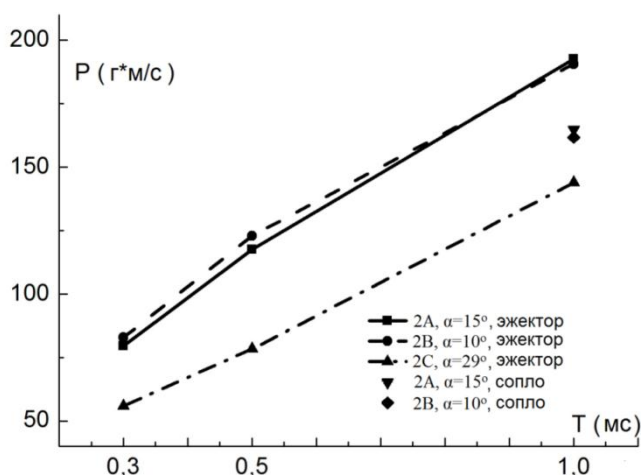


Рис.7. Интегральная тяга за период на выходе из эжектора.

В первые 0,1 мс поток газа из детонационной трубки значительный, вследствие чего, модуль коэффициента эжекции не велик, что в свою очередь (из уравнения 1) это приводит к незначительному влиянию отрицательного эжектируемого потока на тягу системы. Кроме того отрицательный поток эжектируемого воздуха для второго периода примерно вдвое меньше, чем для первого. Это можно увидеть на рис.8, где представлена зависимость тяги на выходе из эжектора от времени для второго периода. В первые 0,1 мс различие между тягой двигателя с открытой и закрытой щелью между трубкой сгорания и эжектором незначительно. Но после 0,1 мс поток газа из детонационной трубы становится значительно меньше, что приводит к существенному влиянию флуктуаций эжектируемого потока на тягу двигателя. Значительные флуктуации эжектируемого воздуха в третьем случае приводят к тому, что прирост тяги в этом случае меньше, чем для первых двух случаев (рис.9). Для случаев 2А и 2В был получен прирост тяги более 100%.

Прирост тяги наблюдался в каждом случае. Было предположено, что основной причиной прироста тяги было расширение эжектора. Таким образом, тяга двигателя с эжектором сравнивалась как с тягой двигателя без эжектора и с сопловой насадкой той же формы, но без эжектирования. Прирост тяги случаев 2А и 2В для периода 1мс для двигателя с сопловой насадкой без эжектирования по сравнению с двигателем без насадок составил около 70%. Таким образом, прирост тяги, обусловленный эжектированием, составил около 17%.

Максимальный коэффициент увеличения тяги для стационарного сопла не превосходит 40-50%. За счет того, что в фазе волны разрежения давление газа

в волне может быть меньше давления внешнего воздуха, также возможно увеличение потока газа из камеры сгорания по сравнению со случаем без использования какого-либо соплового насадка. Тем самым, коэффициент увеличения тяги для нестационарного соплового насадка может быть значительно выше, чем для стационарного.

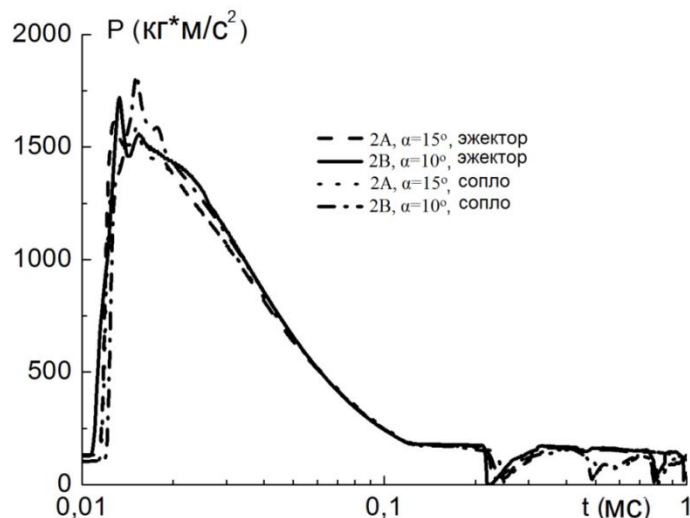


Рис.8. Зависимость тяги на выходе из эжектора от времени.

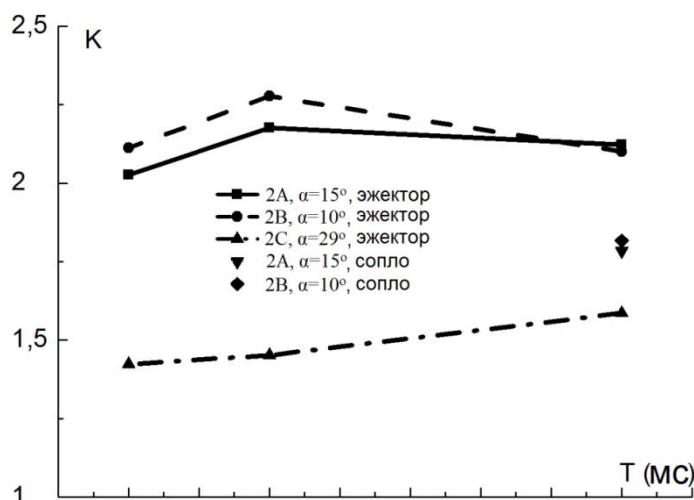


Рис.9. Коэффициент прироста тяги.

ВЫВОДЫ

Проведено численное моделирование стартового импульса и импульса, следующего за стартовым, для трех трёх интервалов между импульсами: 0,3 мс; 0,5 мс и 1 мс.

Получен прирост тяги около 70% для сопловой насадки без эжектирования. Получен прирост тяги более 100% для эжектора. Получен прирост тяги 17% обусловленный только эжектированием.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зельдович Я.Б.* Об энергетическом использовании детонационного сгорания // Журнал технической физики. – 1940. – №1(17). – С.1453-1461.
2. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. Т.1. – М.: Наука, 1969. – С.553-565.
3. *Голубев В.А., Монахова В.П.* Методы исследования эжекторных усилителей тяги (ЭУТ) // Труды МАИ. – 2006.
4. *Челомей В.Н., Кудрин О.И., Квасников А.В.* Явление аномально высокого прироста тяги в газовом эжекционном процессе с пульсирующей активной струей // Научное открытие. – 1951.
5. *Слободкина Ф.А., Евтюхин А.В.* Теоретическое исследование импульсного эжектора как устройства увеличения тяги авиационного двигателя. // Авиационно-космическая техника и технология. – 2003.
6. *Wilson J., Sgondea A., Paxson D., Rosenthal B.* Parametric investigation of thrust augmentation by ejectors on a Pulsed Detonation Tube // J. of propulsion and power. – 2007. – Vol.23. – N1.
7. *Canteins G., Franzetti F., Zocloniska E., Khasainov B.A., Zitoun R., Desbordes D.* // Experimental and numerical investigations on PDE performance augmentation by means of an ejector // Shock Waves. – 2006.
8. *Golovastov S.V., Baklanov D.I., Golub V.V., Laskin I.N., Lenkevich D.A.*, Influence of outlet construction on thrust of pulse detonation engine / 4th European Conference for Aerospace Sciences. Proceedings. – 2011. – N491.
9. *Roe P.L.* Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes // J. of computational Physics. – 1981. – Vol.43. – P.357-372.
10. *Spalart P.R., Allmaras S.R.* A One-equation turbulence model for aerodynamic flows // AIAA. – 1992. – P.92-0439.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР В ГАЗОВОЙ СТРУЕ ПРИ АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ*

Кривокорытов М.С.^{1,2}, Голуб В.В.¹, Моралев И.А.¹

¹ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

²Московский Физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

РЕЗЮМЕ

В работе представлены результаты экспериментального исследования воздействия акустических колебаний на диффузионный метановый факел. Получена зависимость концентрации оксидов азота в продуктах горения от частоты акустического воздействия. Показано, что под действием звука может наблюдаться бифуркация факела, вызванная развитием неустойчивостей в струе еще не прореагировавшего газа. Представлены результаты экспериментального исследования струи гелия, подверженной акустическому воздействию, методом Particle Image Velocimetry. Обсуждаются механизмы потери устойчивости течения. Показано, что под действием звука в струе развивается ассиметричная мода неустойчивости, что приводит к дроблению струи. Обнаружено, что колебания струи сопровождаются вторичной неустойчивостью, проявляющейся в образовании вихрей внутри струи.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших научных и технических задач, связанных с процессом горения, является исследование эффектов ускорения или торможения пламени, которые могут быть использованы для управления скоростью сгорания топлива, регулирования выхода продуктов сгорания во множестве приложений, требующих управления скоростью горения. Основным эффектом, вызываемый турбулизацией зоны горения – это увеличение площади поверхности пламени, что ведет к усилению таких ведущих для процесса горения факторов как теплопроводность и диффузия, дальнейшему развитию турбулентности и, в итоге, к значительному ускорению пламени. Одним из естественных путей гидродинамического влияния на область горения является воздействие акустическим полем.

Влияние акустики на пламена было отмечено более ста лет назад. К самым ранним описаниям подобных эффектов можно отнести наблюдения Леконта [1], который заметил прыжки пламени горелки в ответ на определённые ноты виолончели. Следуя Тиндалю [2], «происхождение чувствительности следует, несомненно, искать в неустойчивости, сопровождающей вихревое движение». Тиндаль показал, что чувствительным местом является основание пламени. «Звук, подводимый по трубке, не эффективен, если он подаётся к пламени несколько выше, а также, если он подходит к горелке ниже места, откуда выходит пламя. Такие же по существу явления получаются в случае, когда струя газа вытекает из отверстия под соответствующим давлением».

* Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Горение и взрыв», при поддержке совета по грантам Президента Российской Федерации, грант № МК-2894.2012.8.

При диффузионном горении, когда горючий газ истекает в окружающее пространство, реакции горения протекают на поверхности соприкосновения горючего с воздухом. В этом случае звуковые волны взаимодействуют с пламенем как непосредственно, так и косвенно. Прямое взаимодействие между волнами и пламенем происходит в зоне горения, тогда как косвенное взаимодействие происходит в области потока еще не прореагировавшего газа, независимо от особенностей пламени. В зависимости от частоты и амплитуды звука, появление участка, на который наложено акустическое воздействие, может серьезно повлиять на структуру и движение пламени в целом. Результатом акустического воздействия на диффузионное горение является множество эффектов, таких как снижение концентрации сажи [3] и оксидов азота [4,5] в продуктах горения, увеличение эффективности сгорания топлива [6]. В этих работах изменение в составе продуктов горения связывают с интенсификацией смешения горючего газа и окружающего воздуха под действием звука. Известно, что в ряде случаев изменение коэффициентов диффузии и теплопроводности под действием акустических колебаний может достигать 31% [7]. Однако в работах [3-6] интенсификация смешения происходит за счет колебаний пламени под действием звука, а также за счет турбулизации струи еще не прореагировавшего горючего газа. Последнее отчетливо проявляется в эффекте бифуркации диффузионного факела (рис.1а) [5,8]. При этом авторами [5] отмечается резонансное снижение концентрации оксидов азота в продуктах горения на частоте 3 кГц (рис.1б).

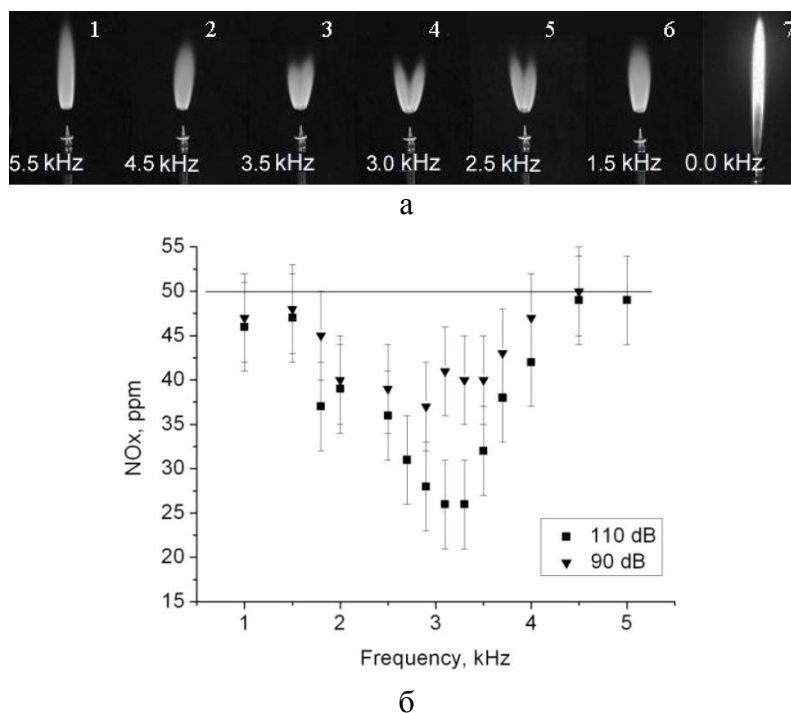
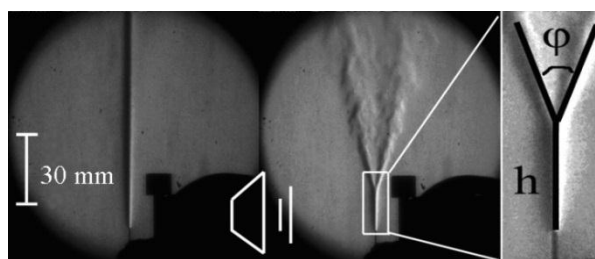


Рис.1. а) фотографии диффузионного метанового факела при различных частотах акустического воздействия; б) концентрация NO_x в продуктах горения [5].

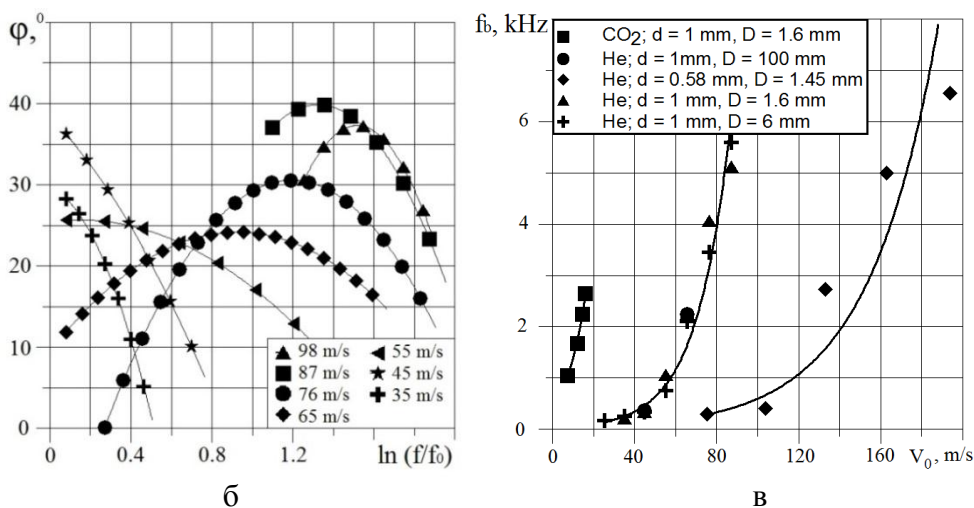
Исследованию устойчивости струйных течений посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ. Теоретически и экспериментально доказано, что свободное сдвиговое течение, имеющее точки перегиба в профиле скорости, невязко неустойчиво. Его возмущения экспоненциально растут вниз по потоку, образуя вихри, которые объединяются

друг с другом в форме больших когерентных структур. Однако при переходе к меньшим масштабам, механизм развития струй меняется. В работе [9] показано, что микроструи как с параболическим, так и с ударным профилем скорости сохраняют ламинарность на расстояниях порядка 10 калибров диаметра струи. При этом отсутствуют кольцевые вихри Кельвина-Гельмгольца, и развитие струи вниз по потоку определяется механизмом колебательной неустойчивости струи как целого. В настоящее время в литературе имеется большое число работ по устойчивости дозвуковых макроструй, основные результаты которых приведены в [10], но только единичные исследования посвящены устойчивости возбужденных и невозбужденных газовых струй субмиллиметрового [11] и микронного масштабов [12].

В предыдущих работах [13] коллективом авторов было показано, что в ряде случаев при акустическом воздействии на струю газа можно наблюдать явление бифуркации (рис.2а). Измерения угла бифуркации, ϕ и расстояния от открытого конца трубки до места деления струи, h показали, что зависимости ϕ и h от частоты имеют колоколообразную форму (рис.2б), причем для угла ϕ выпуклость вверх, а для расстояния h выпуклость вниз. Более того, положение максимума зависимости угла бифуркации от частоты совпадает с минимумом зависимости расстояния до места деления струи от частоты.



а



б

в

Рис.2. а) Теплерограммы струи гелия: слева – в отсутствии звука, справа – под действием звука 1700 Hz, 80 dB, начальный диаметр струи $d=1$ мм и средняя скорость 65,5 м/с; б) зависимость угла бифуркации от частоты акустического воздействия при различных скоростях струи в логарифмическом масштабе, $f_0=100$ Hz, в) зависимости частоты бифуркации (f_b) от средней скорости потока на выходе из трубки (V_0) для струй различной геометрии и газов [13].

Оказалось, что частота акустического воздействия, при которой наблюдается эффект, зависит от начальной скорости струи, ее диаметра, а также газа, используемого в эксперименте (рис.2в).

Настоящая работа является продолжением этих исследований и посвящена экспериментальному изучению процессов турбулизации струй при акустическом воздействии методом Particle Image Velocimetry (PIV).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Объектом исследования данной работы являлась струя гелия, истекающая в атмосферный воздух, и ее реакция на внешнее акустическое воздействие. Гелий истекал в воздух из трубки с внутренним диаметром 1 мм и внешним диаметром 1.6 мм. Длина трубки более чем в сто раз превосходила ее внутренний диаметр. Скорость истечения контролировалась вентилем точной регулировки расхода газа. Объемный расход гелия измерялся ротаметром РМ-02-0,25 ГУЗ, по его значению вычислялась средняя по сечению скорость потока. Средняя скорость потока в эксперименте составляла 45 м/с, что соответствует значению числа Рейнольдса, вычисленного по внутреннему диаметру трубки, $Re \approx 400$, что меньше критического значения числа Рейнольдса для течения в трубе ($Re_{cr} = 2300$). Это позволяет полагать, что в трубке формируется классическое Пуазейлевское течение, и профиль скорости на выходе из трубки параболический.

Источником акустических возмущений служила динамическая головка Senon Audio PT25Z, установленная на расстоянии 15 см от трубки так, что плоскость излучателя звука была параллельна оси трубки. Частота звуковых колебаний задавалась генератором АКТАКОМ АНР-3122, ее значение составляло 300 Гц, при этом звуковое давление на оси трубки определялось измерителем уровня шума AZ 8922 и поддерживалось на уровне 80 дБ. На трубке (2 см от открытого конца) устанавливался микрофон, с его помощью можно было следить за профилем звуковой волны. На указанной частоте профиль звуковой волны имеет синусоидальную форму. При перемещении микрофона в плоскости трубки на расстояния ~ 20 см изменения времени задержки между сигналом генератора и сигналом с микрофона замечено не было, что позволяет считать фронт волны плоским. Значение числа Струхалия, вычисленного по внутреннему диаметру трубки, составляло $St \approx 7 \times 10^{-3}$.

Согласно [13], при воздействии на струю гелия с начальным диаметром 1 мм и средней скоростью 45 м/с акустических колебаний частотой 300 Гц с уровнем звукового давления на оси струи 80 дБ наблюдается эффект бифуркации (рис.2). При этом струя делится на расстоянии 30 мм от открытого конца трубки, из которой истекает.

Измерение мгновенных полей скоростей потока проводилось методом Stereoscopic PIV на базе комплекса LaVision FlowMaster Stereo PIV, позволяющим измерять распределение мгновенных значений трех компонент вектора скорости потока в плоскости (плоскости лазерного ножа). Струя подсвечивалась лазерным ножом, сформированным из двойного лазерного импульса с энергией около 70 мДж и длительностью 6 ns каждый. Лазерный нож толщиной ~ 0.5 мм подсвечивал течение, засеянное частицами оксида титана (размер частиц ~ 0.2 мкм), в плоскости распространения струи, проходящей через ее центр («вдоль») или в плоскости перпендикулярной распространению струи («поперек»). Для засева внешнего пространства был организован спутный поток

со скоростью ~ 0.5 м/с. Засев спутного потока осуществлялся частицами TiO или табачным дымом. Пространственное разрешение системы составляло 0.2 мм для случая «вдоль» и 0.1 мм для случая «поперек». Измерения проводились с максимальной для системы скоростью съемки – 7 Гц, при этом количество измерений за один эксперимент определялось объемом памяти видеокамер и составляло 70. После усреднения такой серии получалось распределение трех компонент вектора скорости в плоскости лазерного ножа.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Результаты измерения поля скоростей струи в ее продольном сечении.

Здесь и далее X , Y и Z – пространственные координаты в правой прямоугольной системе координат, начало которой находится в центре струи на выходе из трубки. Направление распространения звука совпадает с направлением оси X . На рис.3 представлены результаты измерения мгновенного поля скоростей течения в его продольном сечении (в плоскости XOY) для струи гелия с начальным диаметром 1 мм.

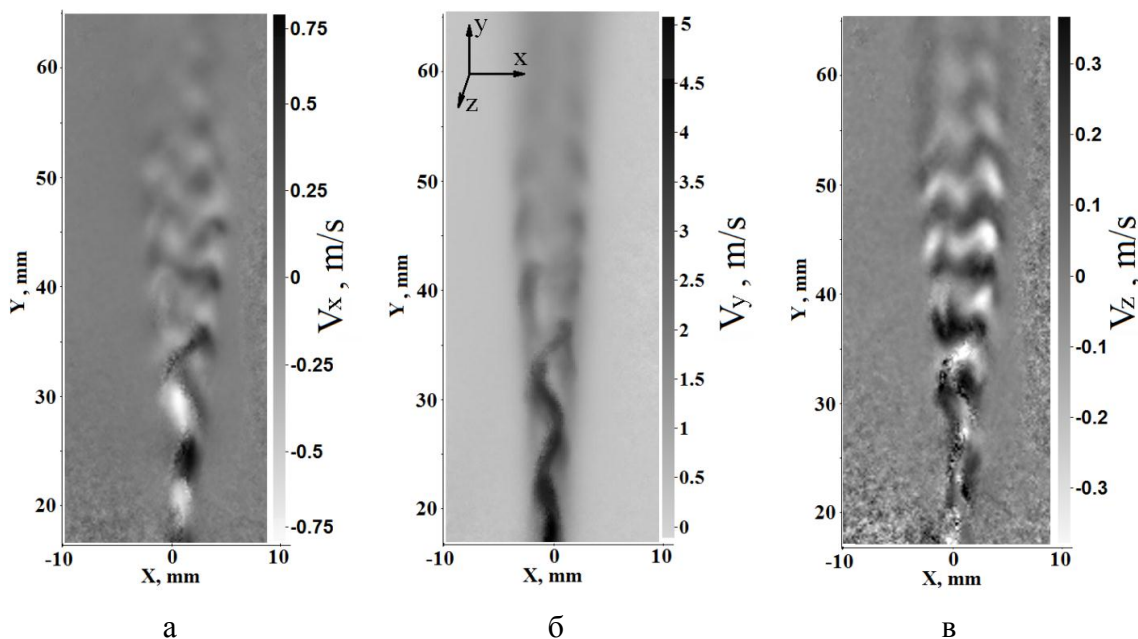


Рис.3. Мгновенные поля компонент вектора скорости потока: а) V_x , б) V_y , в) V_z . В эксперименте $V_0 = 45$ м/с, $f = 300$ Гц.

Под действием звука в струе развивается ассиметричная мода неустойчивости (изгибная неустойчивость), что проявляется в колебаниях струи как целого (рис.3(б)). При продвижении вниз по потоку эти колебания усиливаются, приводя к дроблению струи на чередующиеся области, расходящиеся под определенным углом. В эксперименте было обнаружено, что это чередование синхронизовано с внешним воздействием.

На рис.3(а) видны, области, где $V_x > 0$ и $V_x < 0$, следующие друг за другом вплоть до высоты ~ 30 мм от открытого конца трубки. Они соответствуют колебаниям струи в направлении распространения звука. На рис.3(в) видны области, где $V_z > 0$ и $V_z < 0$, также следующие друг за другом, но в области выше 30 мм от открытого конца трубки, т.е. выше места деления потока (бифуркации).

Это говорит о сложной трехмерной картине течения возникающей в результате акустического воздействия.

3.2. Результаты измерения поля скоростей струи в ее поперечном сечении.

На рис.4(а,б) представлены результаты измерения вертикальной компоненты скорости (V_y) вдоль прямой проходящей через центр струи в направлении распространения звука. Эксперименты проводились при различных условиях, а именно, на разных высотах от открытого конца трубки: 15.6 и 35.6 мм, ниже и выше места деления потока соответственно. Мгновенные поля скоростей получены для различных фаз звука, при этом фаза 90° соответствует максимуму давления звуковой волны на оси трубки. В эксперименте $V_0=45$ м/с, $f=300$ Гц.

На рис.4(а) отчетливо видны колебания положения максимума в профиле вертикальной компоненты скорости под действием звука, при этом характер кривых не меняется. Качественный вид профиля скорости в отсутствие акустического воздействия соответствует аналогичным данным для макроструй [14].

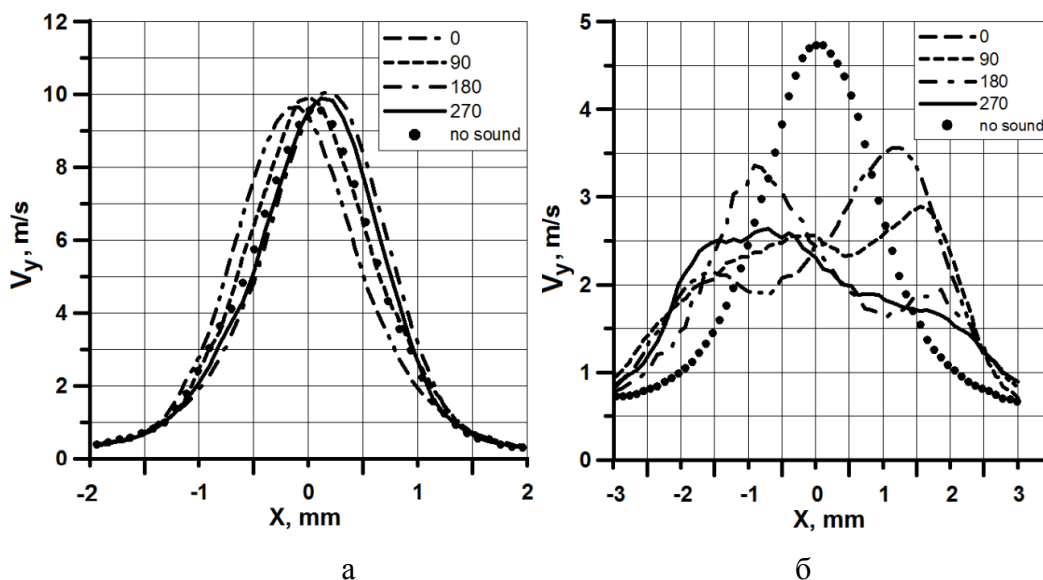


Рис.4. Вертикальная компонента скорости потока при различных (0° , 90° , 180° , 270°) фазах звука: а) 15.6 мм и б) 35.6 мм от открытого конца трубки.

На рис.4(б) видно, что под действием звука профиль скорости значительно искажается, уширяясь, и практически при любой фазе звука в профиле скорости можно наблюдать два максимума, что соответствует разделению струи. Стоит также отметить, что при этом максимум вертикальной компоненты скорости уменьшается (рис.4(б)). Очевидно, это связано с его уширением и увеличением других компонент скорости.

На рис.5 представлены мгновенные поля трех компонент вектора скорости потока в его поперечном сечении на расстоянии 20.6 мм от открытого конца трубки, т.е. до дробления струи. В эксперименте $V_0=45$ м/с, $f=300$ Гц. На рисунке схематически изображена система координат, выделенная ось соответствует компоненте скорости, поле которой приводится на рисунке. Крестом обозначен центр невозбужденной струи. Стрелки на рисунках соответствуют проекции вектора скорости на плоскость лазерного ножа.

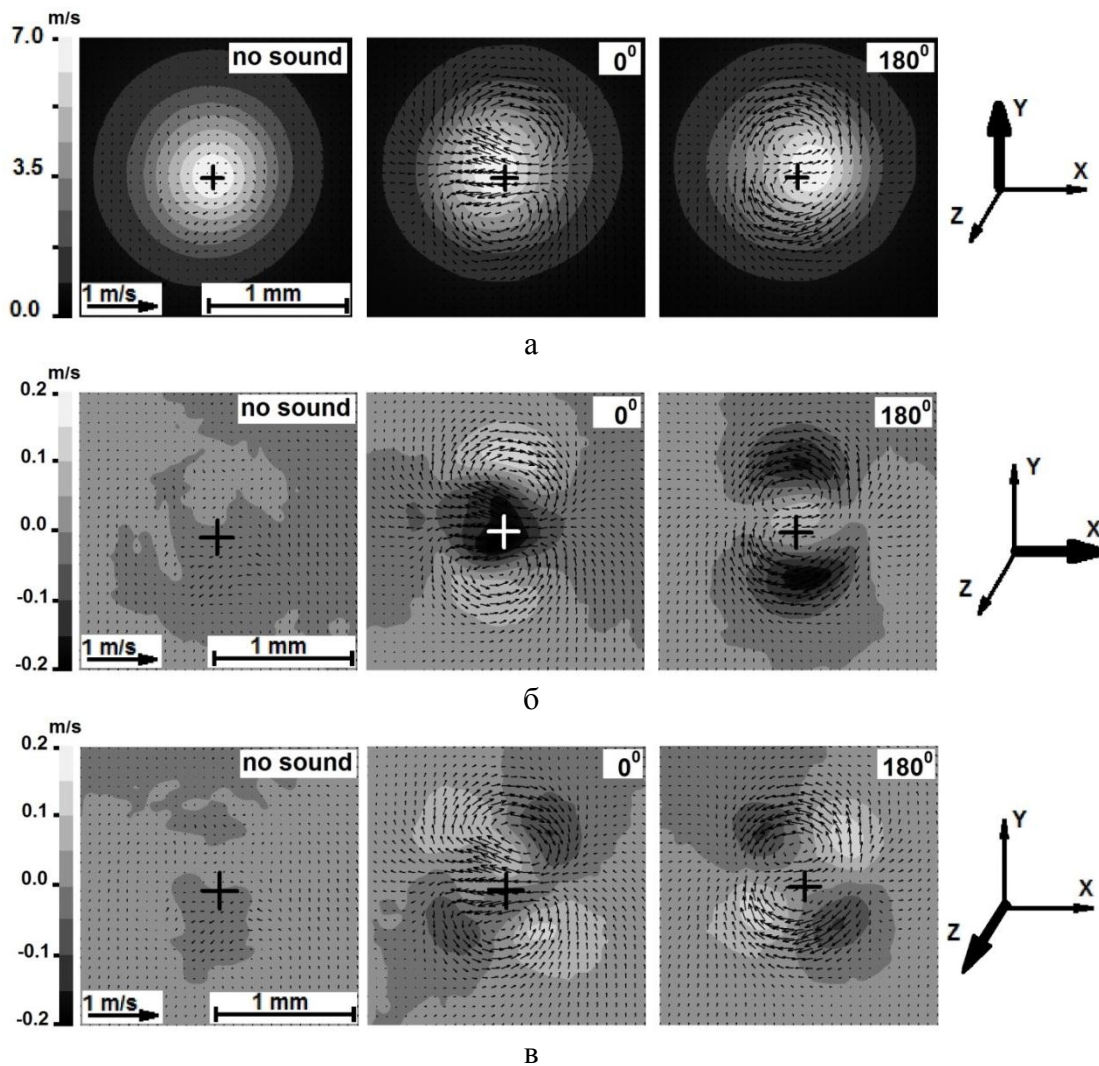


Рис.5. Мгновенные поля компонент скорости потока, на расстоянии 20.6 мм от начала струи в различные по фазе звука моменты времени: а) V_y , б) V_x , в) V_z . В эксперименте $V_0=45$ м/с, $f=300$ Гц.

Из рисунка видно, что колебания струи сопровождаются образованием в ней двух противорвращающихся вихрей, причем прямая соединяющая их центры перпендикулярна направлению распространения звука. Подобную картину течения можно наблюдать при помещении круглой струи в поперечный сдвиговый поток [15]. Однако в данном случае, вихри меняют направление своего вращения один раз в течение одного периода акустических колебаний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что под воздействием акустических колебаний на участке струи, примыкающем к открытому концу трубки, внутри струи возникают вихревые структуры. При этом струя совершает колебания как целое.

По мере удаления вниз по течению эти колебания нарастают и приводят к дроблению струи на чередующиеся области, расходящиеся под определенным углом. Это приводит к интенсификации смешения газа струи с окружающим воздухом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Leconte* On the influence of musical sound on the flame of a jet of coalgas // *Phil. Mag.* – 1858. – Vol.XV. – P.235.
2. *Tyndall J.* On Acoustic Reversibility / *Proc. of the Royal Society of London.* – 1874-1875. – Vol.23. – P.159-165.
3. *Saito M., Sato M., Nishimura A.* Soot suppression by acoustic oscillated combustion // *Fuel.* – 1998. – Vol.77. – N9/10. – P.973-978.
4. *Jeongseog Oh, Pilwon Heo, Youngbin Yoon* Acoustic excitation effect on NOx reduction and flame stability in a lifted non-premixed turbulent hydrogen jet with coaxial air // *Int. J. of hydrogen energy.* – 2009. – Vol.34. – P.7851-7861.
5. *Кривокорытов М.С., Голуб В.В., Володин В.В.* Влияние акустических колебаний на диффузионное горение метана // *Письма в ЖТФ.* – 2012. – Т.38. – Вып.10. – С.57-63.
6. *Yoshida H., Koda M., Ooishi Y., Kobayashi K.P., Saito M.* Super-mixing combustion enhanced by resonance between micro-shear layer and acoustic excitation // *Int. J. Heat and Fluid Flow.* – 2001. – Vol.22. – P.372-379.
7. *Архангельский М.Е.* Воздействие акустических колебаний на процесс диффузии // *УФН.* – 1967. – Т.92. – Вып.2. – С.181-206.
8. *Masataro Suzuki* Fluid-dynamical characteristics of bifurcating jet inside diffusion flame under transverse acoustic excitation // 22nd Intern. Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS). Proceedings. – Belarus. Minsk, July 27-31, 2009.
9. *Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В., Литвиненко М.В.* Дозвуковые круглая и плоская макро- и микроструи в поперечном акустическом поле // *Вестник НГУ. Серия: Физика.* – 2010. – Т.5. – Вып.2. – С.28-42.
10. *Гиневский А.С., Власов Е.В., Каравосов Р.К.* Акустическое управление турбулентными струями. – М.: ФМЛ, 2001.
11. *Грек Г.Р., Козлов В.В., Козлов Г.В., Литвиненко Ю.А.* Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру течения и устойчивость плоской струи // *Вестник НГУ. Серия: Физика.* – 2008. – Т.3. – Вып.3. – С.14-33.
12. *Анискин В.М., Бунтин Д.А., Маслов А.А., Миронов С.Г., Цырюльников И.С.* Исследование устойчивости дозвуковой газовой микроструи // *Журнал технической физики.* – 2012. – Т.82. – Вып.2. – С.17-23.
13. *Кривокорытов М.С., Моралев И.А., Голуб В.В.* Развитие неустойчивостей в газовых микроструях при акустическом воздействии // *Письма в ЖТФ.* – 2013. – Т.39. – Вып.18. – С.38-44.
14. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. – М.: Наука. Гл. ред. Физико-математической литературы, 1984.
15. *Козлов В.В., Грек Г.Р., Литвиненко М.В., Литвиненко Ю.А., Козлов Г.В.* Круглая струя в поперечном сдвиговом потоке // *Вестник НГУ. Серия: Физика.* – 2010. – Т.5. – Вып.1. – С.9-28.

УПРАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГОРЮЧЕЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ПЛОСКИХ КАНАЛАХ*

Левин В.А.^{1,2}, Журавская Т.А.¹

¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

²ФГБУН Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
г. Владивосток, Россия

РЕЗЮМЕ

В рамках детальной кинетики химического взаимодействия численно исследована возможность стабилизации детонационного горения стехиометрической водородно-воздушной смеси, поступающей со сверхзвуковой скоростью в плоские каналы различной формы.

Определены условия, обеспечивающие стабилизацию ячеистой детонационной волны в сверхзвуковом потоке в плоском канале с параллельными стенками с помощью слабых дополнительных разрядов. Изучена возможность стабилизации волны детонации без дополнительного энергоподвода в плоском канале переменного сечения с сужением. Для некоторых значений числа Маха входящего потока предложен способ определения формы канала, в котором без подвода энергии формируется стабилизированная детонационная волна.

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований особенностей детонационного горения горючих газовых смесей обусловлена, главным образом, желанием использовать детонационные волны в различных энергетических установках. Здесь, наряду с детальным изучением детонационных волн в покоящейся смеси, огромный интерес представляет исследование детонационного горения высокоскоростных потоков [1]. Одним из основных направлений проводимых исследований является установление механизмов управления детонацией, в частности, определение условий, обеспечивающих стабилизацию детонационной волны в сверхзвуковом потоке горючей газовой смеси. Так, в [2–4] было показано, что одним из возможных механизмов, стабилизирующих детонацию в потоке, является дополнительный энергоподвод слабыми разрядами. Разряды усиливают движущийся против потока передний ударный фронт и, тем самым, препятствуют сносу детонации. Однако определенный интерес представляет возможность стабилизации детонационной волны без дополнительного подвода энергии. Так, в [5] в рамках квазиодномерного приближения исследована стабилизация бесконечно тонкой волны детонации с постоянным тепловыделением в канале переменного сечения. В [2] проведено исследование распространения детонации в пропано-воздушной смеси в каналах, состоящих из звеньев постоянного сечения и расширяющихся (или сужающихся) по линейному закону, с целью определения условий стабилизации детонации. Исследовалось формирование стационарной детонационной волны в сверхзвуковых потоках водородосодержащих смесей

* Работа поддержана РФФИ (№ 11-01-00068а), Министерством образования и науки РФ (НШ – 5911.2012.1), программой Президиума РАН. Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [19].

в осесимметричном сопле, см., например, [6]. Формирование стационарной детонации в плоских каналах с клиновидной частью для различных чисел Маха входящего потока и различных значений угла раствора клина рассмотрено в [7,8]. В [9] определен механизм управления положением стационарной детонационной волны в клиновидном канале с помощью резонансного лазерного излучения.

Продолжая начатое ранее исследование [2-4], в представленной работе детально изучены условия стабилизации ячеистой детонационной волны в сверхзвуковом потоке стехиометрической водородно-воздушной смеси в плоском канале с параллельными стенками с помощью слабых дополнительных разрядов. Кроме того, исследована возможность стабилизации без дополнительного энергоподвода детонационного горения горючей газовой смеси, поступающей со сверхзвуковой скоростью в плоский канал переменного сечения с сужением. Для некоторых значений числа Маха входящего потока предложен способ определения формы канала, в котором без подвода энергии формируется стабилизированная детонационная волна.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется возможность стабилизации детонационной волны в стехиометрической водородно-воздушной смеси, поступающей со сверхзвуковой скоростью в плоский канал с параллельными стенками или плоский симметричный канал сложной формы. Параметры газовой смеси на входе в канал имеют следующие значения: $p_0 = 1$ атм, $T_0 = 298^\circ\text{K}$, $M_0 > M_{J_0}$, смесь движется вдоль плоскости симметрии канала. Здесь p_0 , T_0 , M_0 – давление, температура и число Маха потока, M_{J_0} – число Маха самоподдерживающейся детонационной волны, распространяющейся по покоящейся стехиометрической водородно-воздушной смеси с параметрами p_0 , T_0 . Поступающая в канал горючая смесь рассматривается как смесь газов H_2 , O_2 , N_2 и Ar в объемном соотношении 42:21:78:1.

В случае инициирования детонации энергоподводом используется мгновенный подвод сверхкритической (достаточной для прямого инициирования детонации) энергии E_0 в области, имеющей форму тонкого слоя толщины h . Плотность энергоподвода E_V зависит от поперечной координаты y ($y = 0$ соответствует плоскости симметрии канала) по гауссовскому закону:

$$E_V(y) = A_0 \exp\left(-\frac{y^2}{r_0^2}\right), \quad \text{где } A_0: \quad E_0 = 2hA_0 \int_0^l \exp\left(-\frac{y^2}{r_0^2}\right) dy.$$

Здесь l – половина ширины канала в области подвода энергии, $r_0 = h/2$.

Система уравнений, описывающих плоское двумерное нестационарное течение невязкой многокомпонентной газовой смеси, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho(u^2 + v^2)/2 + \rho h - p)}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho((u^2 + v^2)/2 + h))}{\partial x} + \\ &+ \frac{\partial(v\rho((u^2 + v^2)/2 + h))}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial(\rho n_i)}{\partial t} + \frac{\partial(u\rho n_i)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho n_i)}{\partial y} &= \rho \omega_i \end{aligned}$$

Здесь x и y – продольная и поперечная декартовы координаты; u и v – соответствующие компоненты скорости; t – время; ρ , p и h – плотность, давление и энтальпия газа; n_i и ω_i – удельная концентрация и скорость образования i -го компонента смеси.

В качестве уравнений состояния горючей смеси, рассматриваемой как совершенный газ, используются соотношения:

$$p = \rho R_0 T \sum_i n_i, \quad h = \sum_i n_i h_i(T).$$

Здесь T – температура, R_0 – универсальная газовая постоянная. Зависимости парциальных энтальпий от температуры $h_i(T)$ определяются по приведенным энергиям Гиббса соответствующих компонентов смеси [10].

В силу симметрии поставленной задачи численно исследуется течение в верхней половине канала. Граничное условие на стенке канала – условие непротекания; на плоскости симметрии $y = 0$: $v(x, y)|_{y=0} = 0$. Граничное условие в выходном сечении канала необходимо лишь в случае, когда нормальная к границе составляющая скорости меньше местной скорости звука (т.е. $M_{out} < 1$). В этом случае задается значение давления на выходе p_{out} : $p_{out} = p_0$.

Решение уравнений газовой динамики совместно с уравнениями детальной химической кинетики [11] (в случае плоского канала с параллельными стенками), [12] (в случае канала переменного сечения с сужением) и [13] (в случае канала сложной формы) было проведено конечно-разностным методом, основанным на схеме С.К. Годунова [14]. Размер ячеек расчетной сетки выбирался оптимальным образом для минимизации времени расчета и обеспечения приемлемой точности получаемого решения.

3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СТЕНКАМИ

Продолжая начатое ранее исследование, изучены условия стабилизации сформированной ячеистой детонационной волны в плоском канале

с параллельными стенками с помощью слабых дополнительных разрядов при числах Маха входящего потока M_0 , существенно превосходящих M_{j0} .

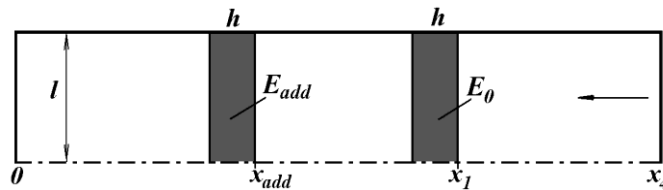


Рис.1. Схема расположения областей энергоподвода в плоском канале с параллельными стенками.

Схема расположения областей энергоподвода в канале представлена на рис.1 (изображена часть канала, расположенная выше плоскости симметрии). Стехиометрическая водородно-воздушная смесь при нормальных условиях втекает в канал через границу $x = x_4$ (направление движение газа обозначено стрелкой, рис.1) и вытекает через границу $x = 0$. Начальным условием для определения течения в канале являются параметры входящего потока. В результате энергоподвода E_0 в канале формируются две детонационные волны: одна распространяется по потоку и быстро сносится им за пределы канала, а вторая – против. В силу того, что скорость потока превышает скорость распространения самоподдерживающейся волны детонации, движущаяся против потока волна, при отсутствии дополнительных возмущений, сносится потоком. С течением времени волна трансформируется в ячеистую детонацию. Для стабилизации рассматриваемой волны используются мгновенные слабые дополнительные разряды, область энергоподвода которых расположена ниже по потоку от места инициирования детонации так, чтобы к области разрядов подходила сформировавшаяся ячеистая детонационная волна. Положение области дополнительных разрядов определяется величиной L : $L = x_1 - x_{add}$. Разряды подводят энергию E_{add} ($E_{add} = \alpha E_0$, где $\alpha \ll 1$), плотность энергоподвода разрядов зависит от поперечной координаты по гауссовскому закону. Подвод энергии E_{add} дополнительным разрядом происходит в тот момент, когда фронт детонационной волны на плоскости симметрии канала ($y = 0$) сносится потоком до середины области дополнительных разрядов. Энергоподвод усиливает детонационную волну, препятствуя тем самым ее сносу потоком. Однако скорость волны постепенно падает и волна снова перемещается потоком к середине области дополнительного энергоподвода, что приводит к «срабатыванию» следующего разряда (выделению энергии E_{add}) и т.д.

Численное исследование возможности стабилизации в канале ширины $2l$ детонационной волны, инициируемой сверхкритическим энергоподводом E_0 в слое толщины h ($h = 0.001\text{ м}$, $x_1/l = 10$), проведено для различных значений числа Маха входящего потока M_0 и различных положений области дополнительных разрядов L .

Расчеты показали, что при фиксированных значениях M_0 и L существует критическое значение энергии дополнительных разрядов E_{add}^* такое, что при $E_{add} > E_{add}^*$ дополнительный энергоподвод стабилизирует детонационную

волну в потоке. Установлено, что критическая энергия дополнительных разрядов E_{add}^* слабо зависит от положения области дополнительного энергоподвода L и определяется, главным образом, числом Маха входящего потока M_0 : так увеличение M_0 приводит к существенному росту E_{add}^* .

В случае докритического дополнительного энергоподвода разрушенная дополнительными разрядами ячеистая структура детонационной волны после прекращения воздействия разрядов восстанавливается с течением времени (рис.2). Факт восстановления ячеистой структуры детонации даже после достаточно сильного, но не разрушающего детонационный режим горения возмущения, был установлен ранее в работах [15,16].

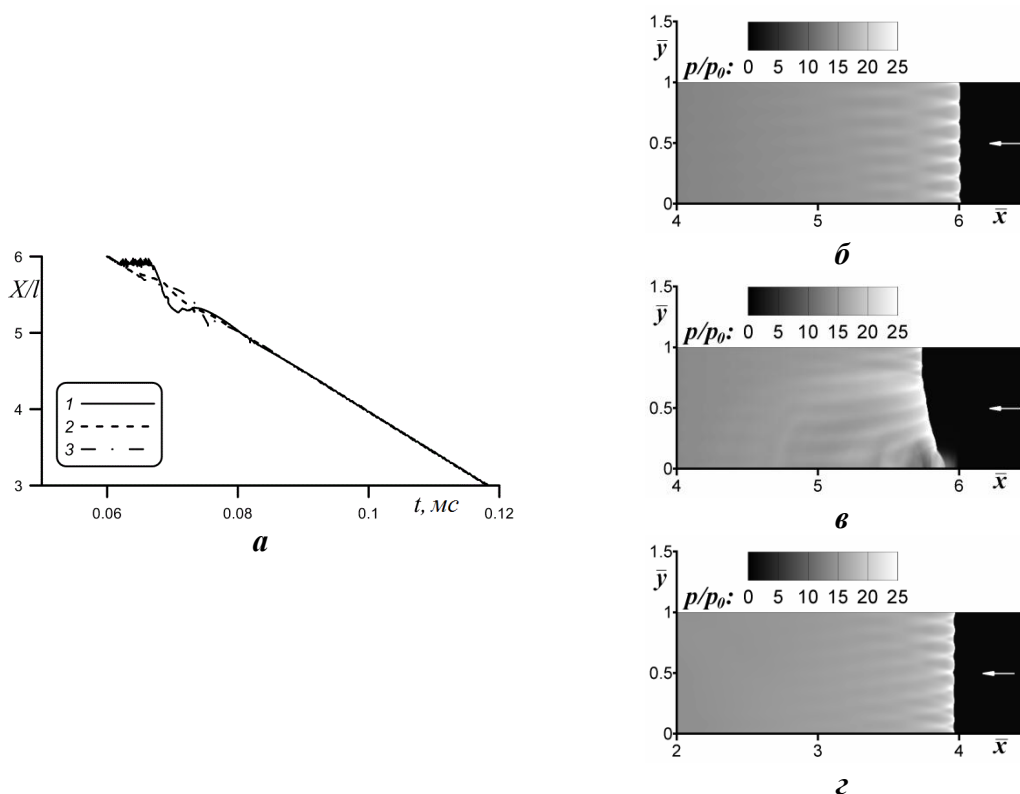


Рис.2. Восстановление ячеистой структуры детонационной волны в случае докритического дополнительного энергоподвода $M_0=5.5$, $L/l=4$, $\alpha=0.007$: а – траектории точек фронта (1 – $\bar{y}=0$, 2 – $\bar{y}=0.5$, 3 – $\bar{y}=1$); б – детонационная волна подходит к области дополнительных разрядов ($t=0.060$ мс); в – взаимодействие волны с разрядами ($t=0.065$ мс); з – восстановление ячеистой структуры волны с течением времени ($t=0.100$ мс). Здесь и далее $\bar{y} = y/l$, $\bar{x} = x/l$.

В случае сверхкритического дополнительного энергоподвода ($E_{add} > E_{add}^*$), т.е. при стабилизации детонационного горения в потоке дополнительными разрядами, с течением времени волна детонации выходит на стационарный пульсирующий режим (рис.3). Установлено, что форма фронта стабилизированной детонации слабо зависит от L , E_{add} и определяется, главным образом, числом Маха потока M_0 . Так, с увеличением M_0 фронт волны больше

«вытянут» по потоку, при этом часть фронта, представляющая собой прямой детонационный скачок, уменьшается.

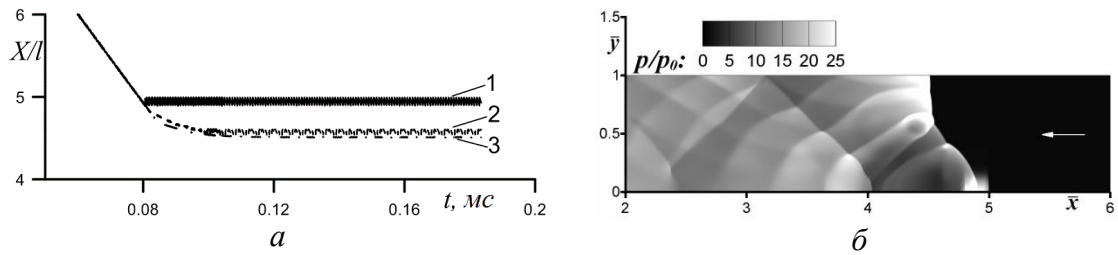


Рис.3. Стабилизация детонации дополнительными разрядами в случае $M_0=5.5$, $L/l=5$, $\alpha=0.05$: *a* – траектории точек фронта (1 – $\bar{y}=0$, 2 – $\bar{y}=0.5$, 3 – $\bar{y}=1$); *б* – стабилизация детонационного горения дополнительными разрядами ($t=0.130\text{мс}$).

Проведенное исследование влияния числа Маха потока, энергии дополнительных разрядов и их локализации на процесс стабилизации детонационной волны показало, что при увеличении энергии стабилизирующих разрядов ($E_{add} : E_{add} > E_{add}^*$) или уменьшении числа Маха потока M_0 при прочих равных условиях частота дополнительного энергоподвода, поддерживающего детонацию в стабилизированном режиме, уменьшается.

4. СТАБИЛИЗАЦИЯ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ БЕЗ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ПОДВОДА ЭНЕРГИИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С СУЖЕНИЕМ

Продолжено начатое в работах [2-4] исследование распространения детонации в плоском симметричном канале переменного сечения с сужением (схема части канала, выше плоскости симметрии, представлена на рис.4*a*).

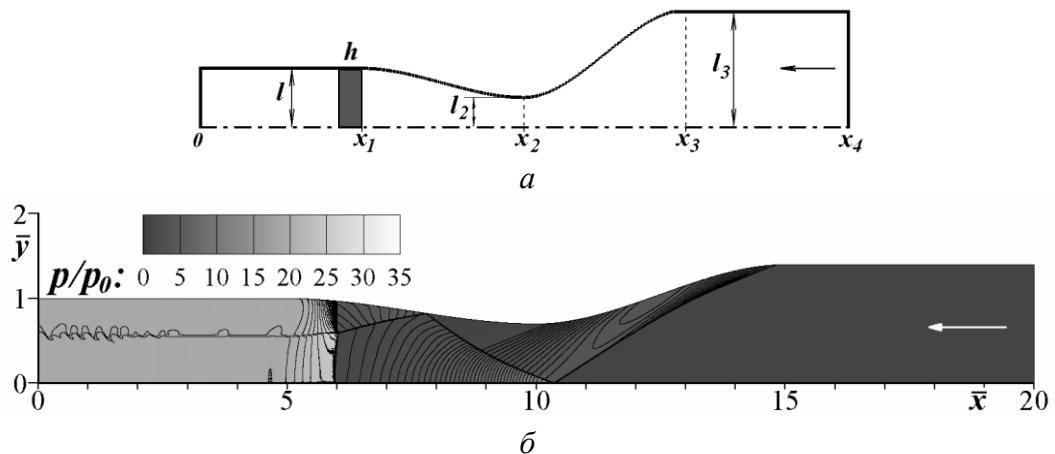


Рис.4. Стабилизация детонационной волны в плоском канале с сужением: *a* – схема канала с сужением, *б* – стабилизация волны детонации в канале при $M_0=5.2$, $l=0.025\text{м}$, $x_1/l=5$, $x_2/l=10$, $x_3/l=15$, $x_4/l=20$, $l_2/l=0.7$, $l_3/l=1.4$

Стехиометрическая водородно-воздушная смесь при нормальных условиях втекает в канал через границу $x = x_4$ (направление движения газа обозначено стрелкой, рис.4а) и вытекает через границу $x = 0$. Форма границы канала в областях расширения в направлении потока ($[x_1, x_2]$) и сужения ($[x_2, x_3]$) определяется многочленами третьей степени, обеспечивающими гладкое изменение площади поперечного сечения. Начальное условие для решения поставленной задачи – стационарное сверхзвуковое плоское двумерное течение газовой смеси в рассматриваемом канале без учета химического взаимодействия, полученное методом установления. Область энергоподвода, инициирующего детонацию, расположена около сечения $x = x_1$ (затемненная область, рис.4а).

В результате начального выделения энергии образуются две детонационные волны: одна распространяется по потоку и быстро сносится им за пределы канала, вторая – против потока. Особенности распространения последней волны и были подробно исследованы. Так, в работах [2-4] для некоторых значений числа Маха входящего потока были определены геометрические параметры канала, обеспечивающие стабилизацию детонационного горения без дополнительного подвода энергии. Развивая полученный ранее результат, исследование возможности стабилизации рассматриваемой волны в канале было проведено на подробной расчетной сетке с шагом разбиения, достаточным для корректного численного моделирования течения за лидирующим ударным фронтом, в частности, в зоне индукции. Проведенные детальные расчеты подтвердили полученный ранее результат: геометрические параметры канала могут быть подобраны так, что в канале без дополнительного энергоподвода формируется стабилизированная волна детонации. Так, поле давления и линии уровня плотности в случае формирования стабилизированного детонационного горения горючей смеси, поступающей в канал с сужением при $M_0 = 5.2$, представлены на рис.4б. Хорошо видно, что детонационный фронт образует с косым скачком стационарного решения трехударную маховскую конфигурацию.

5. ФОРМИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ДЕТОНАЦИИ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Рассмотрено течение, формирующееся при обтекании неограниченным сверхзвуковым потоком стехиометрической водородно-воздушной смеси при нормальных условиях (M_0 – число Маха потока, $M_0 > M_{j0}$) полубесконечного плоского препятствия, расположенного вдоль потока. Форма препятствия выбиралась так, чтобы перед ним формировалась отошедшая детонационная волна. Отметим, что в рассмотренном случае волна стабилизируется около препятствия, поскольку скорость набегающего потока существенно больше скорости распространения самоподдерживающейся детонации. Далее численно исследовалась возможность формирования стабилизированного детонационного горения водородно-воздушной смеси, поступающей с той же скоростью в плоский канал (с препятствием), форма стенки которого определяется линией тока рассмотренного ранее течения. Начальное условие для решения поставленной задачи – входящий сверхзвуковой поток горючей газовой смеси. Для численного моделирования исследуемого течения использовалась расчетная сетка с шагом разбиения $\Delta = 0.02$ мм.

Формирование детонации на препятствии в ударной трубе было экспериментально изучено в работах Р.И.Солоухина [17,18]. Однако скорость входящего потока в этих исследованиях была меньше скорости самоподдерживающейся детонации, что приводило к отрыву детонационной волны от препятствия и ее распространению вверх по потоку.

В результате проведенного исследования было установлено, что существует критический размер входного сечения канала l^* (зависящий от числа Маха входящего потока M_0) такой, что в каналах, размер входного сечения которых больше критического ($l > l^*$) без подвода энергии формируется стабилизированная детонационная волна.

Полученное в результате численного моделирования течение с отошедшей детонационной волной, формирующееся при обтекании препятствия неограниченным потоком при $M_0=7$, является стационарным (рис.5а). Тогда, если в канале, определенном указанным выше способом, формируется стационарное течение, то оно должно представлять собой сужение полученного течения на область канала, то есть в канале формируется стационарная детонационная волна. Такое течение и было получено в расчетах в случаях сверхкритического размера входного сечения канала, т.е. при $l > l^*$ (рис.5б). В случаях докритической ширины входного сечения стационарное течение оказывается неустойчивым, детонационная волна уходит от препятствия и выходит из канала против потока.

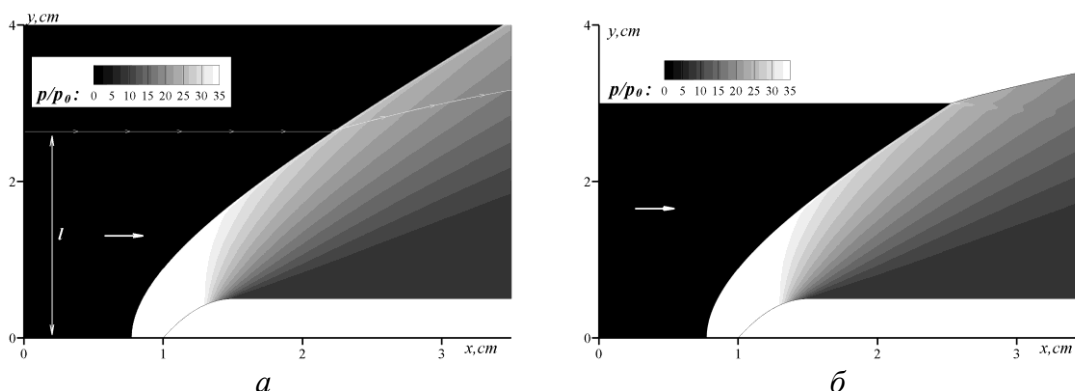


Рис.5. а – формирование отошедшей детонационной волны при обтекании препятствия неограниченным потоком при $M_0=7$; б – формирование при $M_0=7$ стационарного детонационного горения смеси в канале сложной формы в случае сверхкритической ширины входного сечения $l=0.03\text{м}$.

При $M_0=6$ течение с отошедшей детонационной волной, формирующееся при обтекании неограниченным потоком препятствия, не является стационарным (рис.6а). Его нестационарность обусловлена поперечными волнами, движущимися вдоль фронта стабилизированной перед препятствием детонационной волны. В этом случае при сверхкритической ширине входного сечения канала, определенного указанным выше способом, формируется течение со стабилизированной детонационной волной Маховской конфигурации (рис.6б), а в случае докритического размера входного сечения формирующаяся перед препятствием волна детонации выходит из канала против потока.

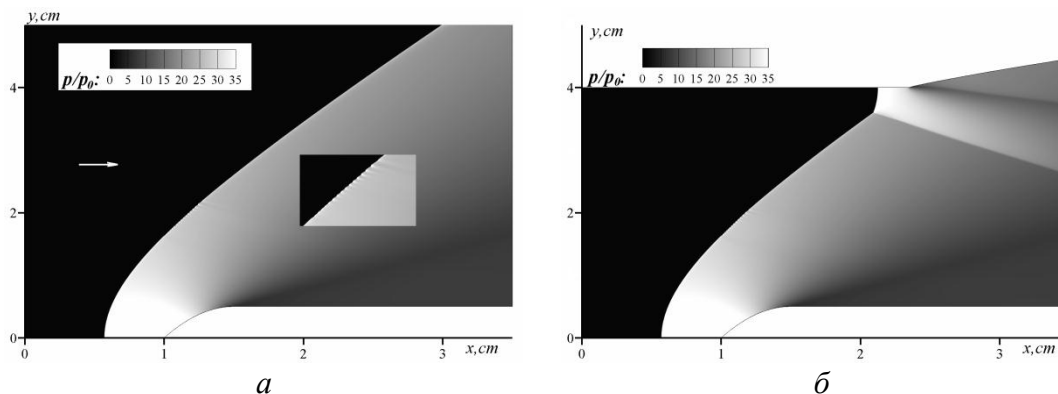


Рис.6. *а* – формирование отошедшей детонационной волны при обтекании препятствия неограниченным потоком при $M_0=6$; *б* – формирование при $M_0=6$ стабилизированного детонационного горения смеси в канале сложной формы в случае сверхкритической ширины входного сечения $l=0.04$ м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках детальной кинетики химического взаимодействия численно исследована возможность стабилизации детонационного горения стехиометрической водородно-воздушной смеси, поступающей со сверхзвуковой скоростью в плоские каналы различной формы.

Определены условия, обеспечивающие стабилизацию ячеистой детонационной волны в сверхзвуковом потоке в плоском канале с параллельными стенками с помощью слабых дополнительных разрядов. Изучена возможность стабилизации сформированной волны детонации без дополнительного энергоподвода в плоском канале переменного сечения с сужением. Для некоторых значений числа Маха входящего потока предложен способ определения формы канала, в котором без подвода энергии формируется стабилизированная детонационная волна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А.А., Звягинцев В.И., Наливайченко Д.Г. Детонационные волны в сверхзвуковом потоке реагирующей смеси // ФГВ. – 2006. – Т.42. – №5. – С.85-100.
2. Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф. Инициирование, распространение и стабилизация детонационных волн в сверхзвуковом потоке // Проблемы современной механики. К 85-летию со дня рождения академика Г.Г.Черного. – М.: Изд-во МГУ; Изд-во «Омега-Л», 2008. – С.240-259.
3. Журавская Т.А., Левин В.А. Исследование некоторых способов стабилизации детонационной волны в сверхзвуковом потоке // МЖГ. – 2012. – №6. – С.126-136.
4. Левин В.А., Журавская Т.А. Стабилизация детонации в сверхзвуковом потоке водородно-воздушной смеси в плоских каналах // IV-й Всероссийский симпозиум «Механика композиционных материалов и конструкций». Сборник трудов. – М.: ИПРИМ РАН, 2012. – Т.2. – С.57-65.

5. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Возбуждение и срыв детонации в газах // Инж.-физ. ж. – 2010. – Т.83. – №6. – С.1174-1201.
6. Туник Ю.В. Численное моделирование детонационного горения водородовоздушных смесей в сопле Лавалья // Изв. РАН. – МЖГ. – 2010. – №2. – С.107-114.
7. Trotsyuk A.V., Kudryavtsev A.N., Ivanov M.S. Numerical investigations of detonation waves in supersonic steady flows // Pulse and Continuous Detonation Propulsion. – М.: TORUS PRESS, 2006. – P.125-138.
8. Fan H.Y., Lu F.K. Numerical modelling of oblique shock and detonation wave induced in a wedged channel // Proc. Inst. Mech. Engineers. Pt G: J. Aerospace Engng. – 2008. – Vol.222. – N5. – P.687-703.
9. Безгин Л.В., Копченков В.И., Старик А.М., Титова Н.С. Иницирование детонационной волны при обтекании клина сверхзвуковым потоком водородно-кислородной смеси резонансным лазерным излучением. // Ж. техн. физики. – 2007. – Т.77. – Вып.1. – С.42-49.
10. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. / Под ред. Глушко В.П. и др. – М.: Наука, 1978. – Т.1. – 495 с.
11. Попов Н.А. Влияние неравновесного возбуждения на воспламенение водород-кислородных смесей // ТВТ. – 2007. – Т.45. – №2. – С.296-315.
12. Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. – М.: Физматлит, 2003. – 351 с.
13. Старик А.М., Титова Н.С., Шарипов А.С., Козлов В.Е. О механизме окисления синтез-газа // ФГВ. – 2010. – Т.46. – №5. – С.3-19.
14. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
15. Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F. Influence of Obstacles on Detonation Wave Propagation // Pulsed and Continuous Detonations. Moscow: TORUS PRESS, 2006. – P.176-180.
16. Журавская Т.А. Распространение волн детонации в плоских каналах с препятствиями // Механика жидкости и газа. – 2007. – №6. – С.135-143.
17. Солоухин Р.И. Пульсирующее горение газа за ударной волной в сверхзвуковом потоке // ПМТФ. – 1961. – №5. – С.57-60.
18. Солоухин Р.И. Детонационные волны в газах // Успехи физических наук. – 1963. – Т.LXXX. – №4. – С.525-551.
19. Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин Вад.В. Практика суперкомпьютера "Ломоносов" // Открытые системы. – 2012. – №7. – С.36-39.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В ТРЕХМЕРНЫХ КАНАЛАХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ*

Левин В.А.^{1,2}, Мануйлович И.С.¹, Марков В.В.¹

¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия
²ФГБУН Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
г. Владивосток, Россия

РЕЗЮМЕ

Проведено численное моделирование трехмерных структур газовой детонации в каналах круглого сечения, которые формируются спонтанно в силу неустойчивости при инициировании плоской одномерной ударной волной, вызванной подводом энергии у закрытого торца канала. Для каналов достаточно больших диаметров получена нерегулярная трехмерная ячеистая структура детонации. Установлено, что в канале круглого сечения достаточно малого диаметра изначально плоская волна детонации спонтанно трансформируется в волну спиновой детонации, проходя четыре фазы: 1) распространение одномерной детонационной волны с возрастанием возмущений, вносимых из-за ограниченной точности арифметических операций; 2) детонация с хаотической трехмерной структурой, связанной с наличием интенсивных поперечных волн; 3) фаза постепенной трансформации поперечных волн в одну вращающуюся поперечную детонационную волну; 4) спиновая детонация, при которой ее фронт равномерно вращается вокруг оси симметрии, двигаясь вдоль нее. Найдено критическое значение диаметра канала, разделяющее режимы с трехмерной ячеистой детонацией и режимы со спиновой детонацией. Проведено исследование устойчивости волны спиновой детонации к возмущениям, вносимым при ее переходе в канал большего (или меньшего) диаметра. Установлено, что спин сохраняется, если диаметр канала меньше (или, соответственно, больше) определенного критического значения. Расчеты выполнены на суперкомпьютере «Ломоносов» с числом расчетных ячеек от 0,1 до 10 миллиардов. Все расчеты ячеистой и спиновой детонации проводились для трехмерного канала большой длины (до 1 метра) целиком, а не только в его части, содержащей детонационную волну, что позволило корректно смоделировать и изучить особенности трансформации структуры детонации в процессе ее распространения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение детонационных волн в газах продиктовано, главным образом, стремлением использовать их потенциал для практических целей в оригинальных импульсных установках и специальных энергетических системах для летательных аппаратов и ракет. Большие величины газодинамических параметров и сложная картина течения за фронтом детонационной волны серьезно затрудняют как экспериментальное, так и теоретическое изучение детонации. Основным источником информации о волнах детонации являются эксперименты. Среди ученых-экспериментаторов особое место по праву занимает Р.И. Солоухин [1-6]. Его работы стали настольными книгами для поколений исследователей. Огромный вклад в исследования детонации внесли его коллеги, последователи

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-01-12043-офи_м), Совета по грантам Президента РФ (НШ-5436.2014.1), Программ фундаментальных исследований Президиума РАН. Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ им.М.В. Ломоносова [50].

и ученики. По мере накопления экспериментальных данных совершенствовались и теоретические модели детонации. Так, двухстадийная модель, учитывающая задержку воспламенения и конечное время последующего тепловыделения, позволяет описать нестационарную нелинейную волновую структуру детонации [7]. В первых теоретических работах аналитическим методом получены законы затухания одномерных слабо пересжатых бесконечно-тонких детонационных волн, которые позднее подтвердились численными расчетами. Был установлен асимптотический характер перехода плоской волны на режим Чепмена-Жуге, а цилиндрической и сферической – на конечном расстоянии от места возникновения [8-9]. В рамках двухстадийной модели аналитически была исследована начальная стадия течения при точечном взрыве и обнаружен эффект расщепления детонационной волны [10]. Численно с использованием модельной и реальной кинетики был установлен механизм возникновения и распространения самоподдерживающейся детонационной волны при взрыве, в частности, показано, что такая волна всегда нестационарная, а параметры на ее головном фронте изменяются периодически под воздействием ударных волн, формирующихся в зоне индукции перед ускоряющимся фронтом пламени [11-15]. Автоколебательный процесс развивается лишь в том случае, когда величина энергии взрыва превосходит определенное критическое значение. Иначе детонационная волна затухает, распадаясь на ударную волну и волну медленного горения. Были определены значения критической энергии при инициировании детонации поршнем, электрическим разрядом, взрывающейся проволокой, зарядом тротила и определена ее зависимость от параметров горючей смеси и пространственно-временных характеристик источников энергии, а также дано объяснение аномальной экспериментальной зависимости критической энергии от продолжительности электрического разряда [15-17]. Согласно расчетам, это связано с существованием характерного времени подвода энергии, в течение которого практически вся масса газа, участвующая в формировании мощной ударной волны, распространяющейся по горючей смеси, вытекает из зоны разряда, вызывая в ней сильное падение плотности. В результате большая часть подводимой затем энергии расходуется «впустую», т.е. идет на нагревание оставшейся массы газа. Исследовано инициирование детонации зарядом тротила в неоднородной водородно-воздушной смеси, образующейся при диффузии водорода в воздух или при наличии экранирующего слоя воздуха [18-20]. Изучалась проблема уменьшения критической энергии инициирования, и было установлено ее понижение на порядок за счет жесткой оболочки определенного радиуса, разрушающейся через некоторое время после взаимодействия с головной ударной волной [21-23]. Проводились исследования оригинальных механизмов возбуждения детонации. Так, была установлена возможность инициирования детонации в смеси водорода с воздухом в результате коллапса сферической или цилиндрической области с пониженным давлением без дополнительного подвода энергии извне и получена зависимость минимального радиуса области, при котором реализуется детонация, от величины давления внутри нее [24-27]. В рамках исследования неоднородной структуры детонации первоначально с использованием двухстадийной кинетики было рассмотрено развитие возмущения плоской волны, приводящее к формированию ячеистой структуры детонации, а также установлено существование минимального и максимального размеров ячеек и выявлена определяющая роль поперечных волн при инициировании и распространении детонации, в частности,

при переходе волны в расширяющийся канал [28]. Была сформулирована используемая многими исследователями двумерная модель спина и рассчитана структура двухголовой спиновой детонационной волны [14]. Исследовались волновые процессы при детонации водородно-воздушной смеси в плоских каналах сложной формы с учетом реальной кинетики [29-33]. Так, изучено влияние на распространение ячеистой детонации расположенного поперек канала препятствия. Установлено существование критической высоты препятствия, при превышении которой происходит срыв детонации, которая может быть восстановлена посредством дополнительной поперечной стенки. В случае, когда препятствие сверхкритической высоты может разрушиться спустя определенное время, исследовано влияние времени существования препятствия и получено, что детонация сохраняется, если оно меньше определенного критического. Определены также условия сохранения ячеистой детонационной волны в канале с разрушающейся поперечной стенкой, полностью перекрывающей канал и при переходе детонации из канала постоянного сечения в резко расширяющийся канал. Так, установлено, что при выходе детонации из канала, ширина которого меньше половины критической ширины канала для выхода детонационной волны в открытое пространство, детонация сохраняется, если величина расширения канала не превосходит некоторое критическое значение. Исследовалось с практической точки зрения инициирование детонации в сверхзвуковом потоке водородно-воздушной смеси электрическим разрядом с однородным и неоднородным по пространству энерговыделением [34-35]. Изучено влияние времени разряда и скорости сверхзвукового потока на процесс формирования детонации. Определены критические энергии при инициировании детонации электрическим разрядом в форме плоского слоя и исследована ее зависимость от его толщины. Установлено, что в рассмотренных случаях имеет место монотонное уменьшение энергии инициирования при уменьшении толщины слоя. При мгновенном разряде и неравномерном распределении энергии поперек канала по синусоидальному закону установлено уменьшение критической энергии инициирования за счет отражения от стенок канала мощных поперечных ударных волн, формирующихся при энергоподводе. При неравномерном распределении энергии электрического разряда по пространству исследовано влияние времени энергоподвода и скорости сверхзвукового потока на процесс формирования детонации. В частности, установлен эффект роста энергии инициирования с увеличением продолжительности разряда и скорости потока. Рассмотрена также проблема стабилизации детонации в сверхзвуковом потоке в каналах и трубах. В двумерной постановке показано, что нестационарная волна детонации, распространяющаяся вверх по потоку, может быть стабилизирована за счет подвода энергии электрическими разрядами малой интенсивности в определенные моменты времени. В рамках квазиодномерного подхода установлены закономерности поведения волны и показана возможность ее стабилизации за счет специальной формы канала.

Особое внимание в последнее десятилетие уделяется проблемам инициирования и стабилизации детонации в ограниченных объемах камер сгорания энергетических установок, реализующих высокоскоростное сжигание топлива. В этой связи особую роль приобретают методы математического моделирования, которые благодаря бурному развитию высокопроизводительной техники открывают практически безграничные возможности исследования

разнообразных явлений в природе и технике с учетом сложных быстропротекающих физико-химических процессов. Важно отметить необходимость тесного сотрудничества теоретиков и экспериментаторов. Как показывают последние результаты по инициированию детонации, вычислительный эксперимент позволяет найти новые схемы течений, гарантирующих формирование самоподдерживающегося детонационного горения и связанные с использованием механической энергии горючей смеси. Важные результаты получены и по ячеистой структуре детонации, которые вносят весомый вклад в решение фундаментальных проблем детонации.

Использование высокопроизводительной вычислительной техники позволило исследовать многомерные течения при инициировании детонации за счет энергии движения горючей смеси и при ее взаимодействии с движущимися границами [36-46]. При этом обнаружены неизвестные ранее режимы распространения волн химических реакций, среди которых галолирующая слоистая детонация.

Следует особо отметить, что неотъемлемым атрибутом газовой детонации является наличие нестационарных скачков уплотнения за головным ударным фронтом. Только благодаря их взаимодействию друг с другом и с лидирующим скачком уплотнения оказывается возможным распространение самоподдерживающейся волны детонации. При моделировании детонации в одномерном приближении с учетом конечного времени протекания химических реакций наблюдаются продольные скачки уплотнения, формирующиеся периодически перед самоускоряющимся фронтом тепловыделения, а в экспериментах и в расчетах в двумерном и трехмерном приближении – это поперечные волны за головной ударной волной. Из сказанного следует важность и фундаментальный характер проблем, в течение многих лет рассматриваемых теоретиками московской школы.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Для описания газодинамических трехмерных нестационарных течений используется система уравнений Эйлера для идеальной многокомпонентной реагирующей смеси в неподвижной декартовой системе координат, которая в дивергентной форме имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_i w)}{\partial z} &= \omega_i, & \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= 0, & \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} + \frac{\partial(p + \rho w^2)}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial(H - p)}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} + \frac{\partial(Hw)}{\partial z} &= 0, & H = \sum_{i=1}^N \rho_i h_i + \rho \frac{u^2 + v^2}{2} = 0, & \rho = \sum_{i=1}^N \rho_i. \end{aligned}$$

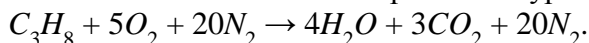
здесь p , ρ – давление и плотность смеси, u , v и w – компоненты скорости вдоль осей x , y и z соответственно, N – число компонентов смеси, ρ_i и h_i – плотность и энтальпия i -го компонента, ω_i – скорость изменения ρ_i при химических реакциях, H – полная энтальпия.

Уравнения состояния смеси имеют вид:

$$p = \sum_{i=1}^N (\rho_i / \mu_i) R_0 T, \quad h_i = c_{0i} + c_{pi} T, \quad i=1, \dots, N,$$

где T – температура смеси, μ_i – молярные массы компонентов, R_0 – универсальная газовая постоянная, а c_{0i} , c_{pi} – постоянные, полученные аппроксимацией табличных значений [47].

Для описания химических реакций в горючей смеси углеводородов с воздухом используется одностадийная кинетика [48] с одной необратимой реакцией. Исследуются течения пропановоздушной смеси, в которой реакция протекает в соответствии со стехиометрическим уравнением



Здесь $N=5$, а скорость реакции определяет все ω_i согласно равенствам

$$\frac{\omega_{C_3H_8}}{\mu_{C_3H_8}} = \frac{\omega_{O_2}}{5\mu_{O_2}} = -\frac{\omega_{H_2O}}{4\mu_{H_2O}} = -\frac{\omega_{CO_2}}{3\mu_{CO_2}} = AT^\beta e^{-\frac{E}{R_0T}} \left(\frac{\rho_{C_3H_8}}{\mu_{C_3H_8}} \right)^a \left(\frac{\rho_{O_2}}{\mu_{O_2}} \right)^b, \quad \omega_{N_2} = 0$$

где индексы i заменены на символы компонентов смеси. A , E , a , b и β – постоянные.

В рассмотренных ниже задачах воздух считается смесью кислорода с азотом в молярном соотношении $\nu_{O_2}:\nu_{N_2}=1:4$, а пропановоздушная смесь задается соотношением $\nu_{C_3H_8}:\nu_{O_2}:\nu_{N_2}=1:5:20$.

На стенках выставляется условие непротекания.

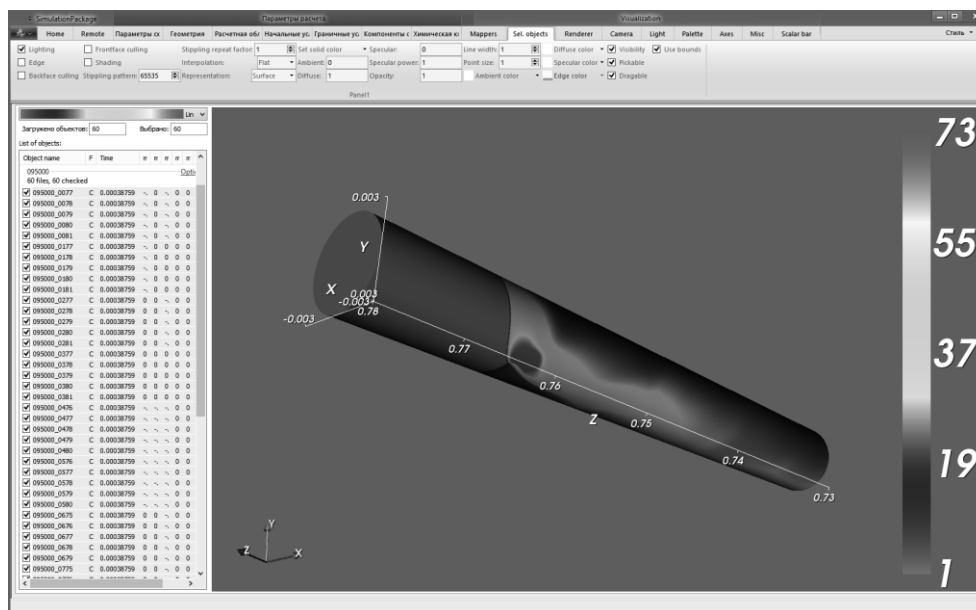


Рис.1. Интерфейс разработанного программного комплекса при визуализации данных по спиновой детонации, полученных в расчете.

Исследование проводится модифицированным методом С.К. Годунова [49] 1-го порядка точности по пространству и по времени. Метод реализован в оригинальном программном комплексе, предназначенном для решения широкого круга одномерных, двумерных и трехмерных задач нестационарной динамики газообразных горючих смесей. Для адекватного расчета течений реагирующих газовых смесей требуется высокое пространственное разрешение, при котором на зону реакции всегда приходится достаточно большое число ячеек. Поэтому для численного исследования необходимы большие ресурсы многопроцессорных суперЭВМ. Программный комплекс, разработанный

и используемый в данном исследовании, имеет графический интерфейс с функциями визуализации (рис.1). Вычислительный алгоритм распараллелен на основе MPI и позволяет производить расчеты задач с количеством расчетных ячеек в несколько миллиардов. В данной работе представлены результаты, полученные на суперкомпьютере МГУ «Ломоносов» с расчетными сетками, содержащими от 0.1 до 10 миллиардов ячеек.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ О ТРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛАХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

Разработанный программный комплекс был использован для детального моделирования структуры детонации в трехмерных каналах круглого сечения. Предполагалось, что в таких каналах из-за отсутствия изломов боковой поверхности имеются благоприятные условия для формирования спинового режима детонации, при котором поперечная волна распространяется по спирали одновременно вдоль основного фронта и вдоль поверхности канала.

Рассматривались каналы длиной 1 м и различных диаметров D , величина которых изменялась в широких пределах. Во всех случаях использовалась специальная расчетная сетка, не сгущающаяся к оси симметрии. Линейный размер расчетных ячеек не превышал 0.1 мм. Все расчеты проводились для всего трехмерного канала целиком, а не только в его части, содержащей детонационную волну, что позволило корректно смоделировать и изучить особенности трансформации структуры детонации в процессе ее распространения.

Исследовалась детонация в покоящейся стехиометрической пропановоздушной смеси при давлении 1 атм и температуре 20°C. Предполагалось, что детонация инициируется мгновенным однородным подводом энергии в трехсантиметровой зоне у закрытого конца канала. В силу постановки задачи течение одномерно на начальной стадии, и его параметры зависят только от продольной координаты z . Но неустойчивость горения за головным фронтом волны детонации приводит к росту возмущений, источником которых являются ошибки округления на уровне машинной точности. В результате одномерная детонационная волна постепенно приобретает трехмерную структуру. При расчетах по локальным максимумам давления составлялась трехмерная шлирен-диаграмма, аналогичная численным шлирен-диаграммам при моделировании двумерной ячеистой детонации. Значения максимумов давления на боковой поверхности канала, в совокупности представляющие собой двумерные шлирен-диаграммы, аналогичные регистрируемым в экспериментах следовым картинам тройных точек, также являлись предметом изучения и визуализировались.

В каналах, у которых размер сечения допускает распространение большого числа поперечных волн, наблюдалось спонтанное формирование нерегулярной трехмерной ячеистой структуры детонации с поперечными волнами, распространяющимися в плоскости сечения и взаимодействующими друг с другом и с боковой стенкой канала. При этом форма следов на поверхности канала отличается от ромбовидной, а вся картина следов имеет хаотический характер, хотя и напоминает двумерную периодическую структуру, наблюдаемую в плоских каналах. Проведенные расчеты показывают, что нерегулярность трехмерной ячеистой детонации напрямую связана с наличием дополнительной, по сравнению с двумерным случаем, пространственной степени свободы. Вместе

с тем, уменьшение поперечных размеров канала приводит к уменьшению числа поперечных волн вплоть до их полного подавления. Из общих соображений ясно, что при ширине канала, меньшей определенного критического значения, детонация будет распространяться все время в режиме, близком к одномерному. Кроме этого, логично ожидать, что при наличии только одной поперечной волны картина течения уже не будет нерегулярной. Результаты экспериментов подсказывают, что в этом случае детонация распространяется в спиновом режиме.

Целью данной работы является моделирование в расчетах процесса спонтанного формирования спиновой детонации в силу неустойчивости одномерного течения, определение диапазона значений диаметра канала, в котором реализуется спиновый режим детонации, а также решение вопросов, связанных с устойчивостью самой спиновой детонации, в частности, вопросов ее трансформации при изменении размеров поперечного сечения вдоль канала. Для изучения устойчивости спиновой детонации рассмотрена такая зависимость диаметра сечения D от продольной координаты z , что при $0 < z < L$ $D = D_1$, при $L < z < (D_2 - D_1)/2$ $D = D_1 + (z - L)(D_2 - D_1)$, а при $z > L$ $D = D_2$. Этот закон соответствует каналам, состоящим из двух цилиндрических секций, соединенных секцией конической формы с углом полураствора 45° . При $D_2 > D_1$ имеем расширяющийся канал, при $D_2 < D_1$ – сужающийся.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ КРУГЛОГО СЕЧЕНИЯ

В силу постановки задачи, в начальный момент времени происходит воспламенение смеси в цилиндрической зоне между стенкой $z=0$ и плоскостью $z=3$ см и она практически мгновенно сгорает. В результате распада произвольного разрыва по смеси в положительном направлении оси z распространяется одномерная плоская волна детонации. Ранее авторами было показано, что при достаточно большом диаметре канала движение одномерной детонационной волны из-за ее неустойчивости сопровождается ростом малых возмущений, которые всегда присутствуют в численных расчетах. В результате одномерная детонация с течением времени приобретает нерегулярную трехмерную ячеистую структуру. В данной работе проведены расчеты для различных значений диаметра канала D и определены диапазоны этого параметра, соответствующие различным режимам течения. Численными расчетами показано, что при $D < 2$ мм детонация остается практически одномерной. При $2 \text{ мм} < D < 4.5 \text{ мм}$ с течением времени возникают слабые поперечные волны, но их интенсивности оказывается недостаточно для формирования четкой картины течения и спиновая детонация не формируется даже на расстоянии 1 м от твердой стенки. Расчеты показывают, что при $D > 9$ мм детонация превращается в трехмерную нерегулярную ячеистую, которая наблюдается с момента ее формирования вплоть до момента ее удаления на расстояние 1 м от твердой стенки. При $4.5 \text{ мм} < D < 9 \text{ мм}$ одномерная детонация постепенно трансформируется в спиновую.

Согласно расчетам спонтанное превращение одномерной детонации в спиновую проходит четыре фазы: 1) распространение одномерной детонационной волны с возрастанием возмущений, вносимых из-за ограниченной точности арифметических операций; 2) детонация с нерегулярной, хаотической трехмерной структурой, связанной с наличием интенсивных поперечных волн;

3) фаза постепенной трансформации поперечных волн в одну вращающуюся поперечную детонационную волну; 4) спиновая детонация, при которой ее фронт равномерно вращается вокруг оси симметрии, двигаясь вдоль нее.

В одном из типичных расчетов детонации в канале с диаметром $D = 6$ мм примерно в диапазоне $23 \text{ см} < z < 37 \text{ см}$ наблюдалась трехмерная нерегулярная ячеистая детонация. Отслеживать распространение поперечных волн удобно по плоским поперечным срезам объемной шлирен-диаграммы. Шесть таких срезов, расположенных между $z = 34$ см и $z = 35$ см с шагом 0.2 см, представлены на рис.2.

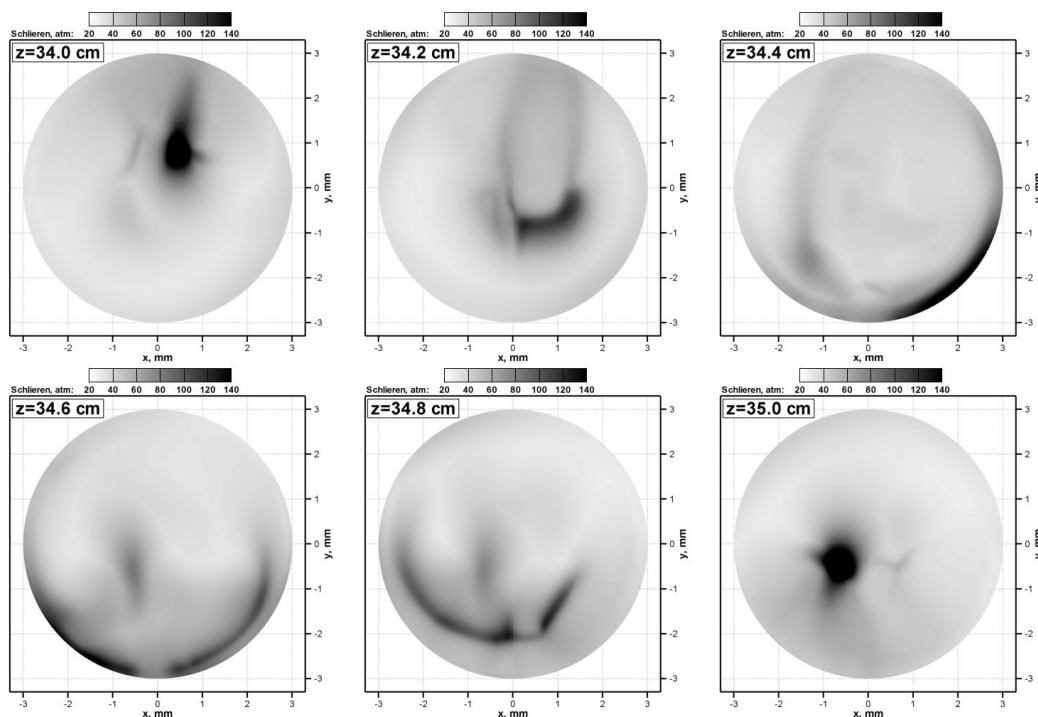


Рис.2. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 34, 34.2, 34.4, 34.6, 34.8$ и 35 см, соответствующие стадии нерегулярной детонации, предшествующей спиновой.

По приведенным срезам видно, что одна-две поперечные волны распространяются в плоскости сечения, периодически отражаясь от стенок и претерпевая кумуляцию, но в различных точках сечения. При этом в картине поперечных волн не наблюдается строгой повторяемости и структуры. Постепенно, через множество колебаний, поперечные волны приобретают вращательное движение в целом, а затем превращаются в одну вращающуюся волну спиновой детонации. Рис.3 демонстрирует фазу развитой спиновой детонации, при которой поля максимума давления только поворачиваются при переходе от сечения к сечению. Заметим, что максимум давления достигается не на поверхности канала, а внутри него. Это связано со структурой течения при спиновой детонации (см. схему на рис.4).

Как показали расчеты, при спиновой детонации имеются две основные волны – головная и поперечная, которые имеют общую линию **AB**. При этом оба конца линии движутся по спирали. Один из концов, например, **A**, находится на поверхности канала, а второй – **B** перемещается внутри него. При этом на линии **AB** головной фронт испытывает излом, а вблизи точки **B** из-за особой

формы головного фронта и сложного взаимодействия волн интенсивность кумуляции даже больше, чем в точке **A**. В точке **A** имеет место взаимодействие трех почти плоских волн, а в точке **B** – взаимодействие плоской волны и волны, близкой к конической. В результате внутри канала вблизи головного фронта за точкой **B** величина давления больше, чем за точкой **A**.

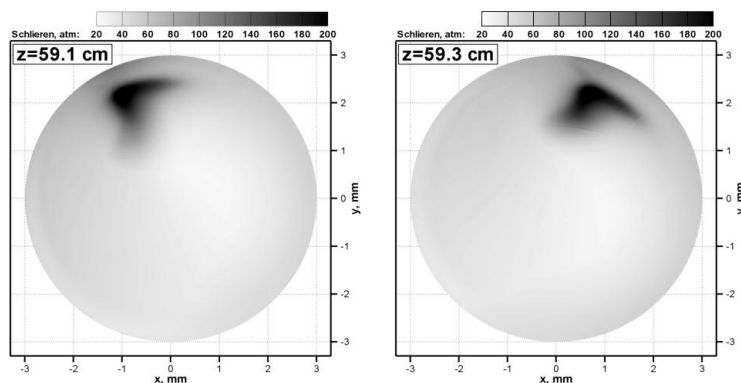


Рис.3. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 59.1$ и 59.2 см, соответствующие развитой спиновой детонации.

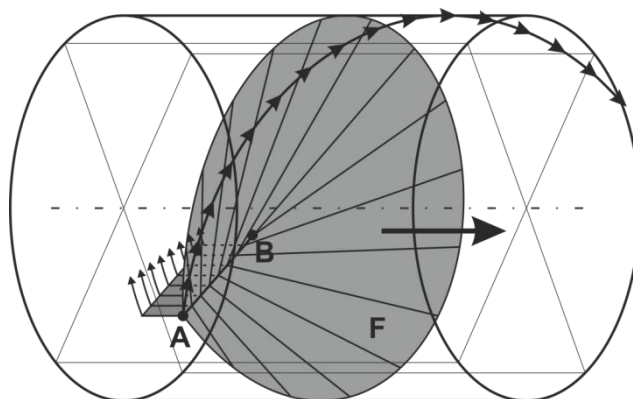


Рис.4. Схема распространения спиновой детонации. **F** – головной фронт, **AB** – линия взаимодействия головного фронта и поперечной волны, т. **A** находится на поверхности канала и описывает спираль.

Следует отметить, что как трехмерная нерегулярная ячеистая детонация, так и спиновая детонация обладают определенным «запасом устойчивости», который позволяет им существовать при наличии малых возмущений. Следует отметить, что даже в тех случаях, когда нет спонтанного формирования спиновой детонации, она может возникнуть как результат специального начального распределения газодинамических параметров вблизи зоны инициирования, которое содержит, например, спиралевидную область с повышенной температурой. С этой точки зрения, указанные выше границы диапазона для спиновой детонации являются приблизительными и их можно считать соответствующими спонтанному формированию спиновой детонации из одномерной при наличии малых возмущений.

Отметим также, что расчет двух задач с одинаковыми начальными распределениями параметров, но с различными на уровне машинной точности координатами узлов расчетной сетки или с отличающимися на уровне машинной точности последовательностями временных шагов, приводит к различным малым

возмущениям и, как следствие, к несколько различным картинам течения. Однако расчеты показывают, что в целом при одних и тех же условиях имеет место одна и та же последовательность переходов детонации из одного режима в другой, причем приблизительно в одни и те же моменты времени. Но, как и следовало ожидать из постановки задачи, направление вращения спиновой детонации оказывается полностью неопределенным и зависящим от «квазислучайных» возмущений и различий величин на пределах машинной точности.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПЕРЕХОДА СПИНОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛ БОЛЬШЕГО ИЛИ МЕНЬШЕГО СЕЧЕНИЯ

Полученный в расчетах процесс спонтанного формирования развитой спиновой детонации поставил вопрос о необходимости исследования устойчивости спиновой детонации к различным возмущениям. В данном разделе представлены результаты расчетов течений при переходе спиновой детонации из канала диаметром 6 мм в канал большего или меньшего диаметра D через короткий участок конической формы. Полностью геометрия таких каналов описана в разделе 3. При этом длина канала с диаметром 6 мм задавалась равной $L = 60$ см, что гарантировало формирование развитой спиновой детонации до конической секции. D является параметром, от которого существенно зависит режим течения, формирующегося после перехода волны через зону трансформации сечения канала.

Расчеты проводились с начального момента времени, соответствующего иницированию одномерной детонации. Эта особенность дала возможность получить и сравнить ряд картин формирования спиновой детонации в одном и том же канале с длиной 60 см и диаметром 6 мм при различных малых возмущениях с амплитудой на уровне машинной точности. Различие в возмущениях было связано, в основном, с различной последовательностью временных шагов из-за различия расчетных сеток.

Для анализа возникающих в расчетах картин течения визуализировались развертки боковой поверхности канала с нанесенными на нее шпирен-диаграммами. Они наглядно демонстрируют следы, оставленные поперечными волнами на поверхности канала. Развитая спиновая детонация может быть идентифицирована по характерным периодически повторяющимся наклонным полосам.

Характерные картины трансформации детонации, полученные в расчетах, представлены на рис.5-12. Развертки боковой поверхности для удобства восприятия разрезаны на фрагменты по 15 см без перекрытий. Эти фрагменты расположены в порядке возрастания z сверху-вниз.

Расчеты при $D > 6$ мм показали существование критического значения диаметра канала $D_{**} = 8.5$ мм такого, что при $6 \text{ мм} < D < D_{**}$ спиновая детонация восстанавливается, а при $D > D_{**}$ она исчезает. Рис.5 наглядно демонстрирует весь процесс распространения детонации для случая при $D = 8$ мм. Из диаграммы видно, что при $3 \text{ см} < z < 22 \text{ см}$ возрастают малые возмущения, которые приводят к нерегулярному режиму трехмерной ячеистой детонации, наблюдаемой в диапазоне $22 \text{ см} < z < 37 \text{ см}$. Затем происходит переход к спиновой детонации, становящейся развитой при подходе к сечению $z = 60$ см. После расширения канала за счет короткой конической секции, расположенной в диапазоне

60 см < z < 60.1 см, спиновая детонация частично утрачивает свою структуру. Ослабление детонации можно наблюдать по меньшим значениям среднего максимума давления, что соответствует более темному цвету на развертке боковой поверхности канала (рис.5). Кроме этого, в диапазоне 63 см < z < 69 см наблюдаются признаки двухголового спина, у которого две поперечные волны распространяются в одном направлении. Это также подтверждает левая часть рис.6, на которой приведен срез шлирен-диаграммы для $z = 66.5$ см с двумя темными участками. Но на последнем участке $z > 69$ см спиновая детонация полностью восстанавливается, как следует из соответствующих участков развертки боковой поверхности. Правая часть рис.6 демонстрирует поперечный срез шлирен-диаграммы для $z = 88.4$ см, характерный для развитой спиновой детонации.

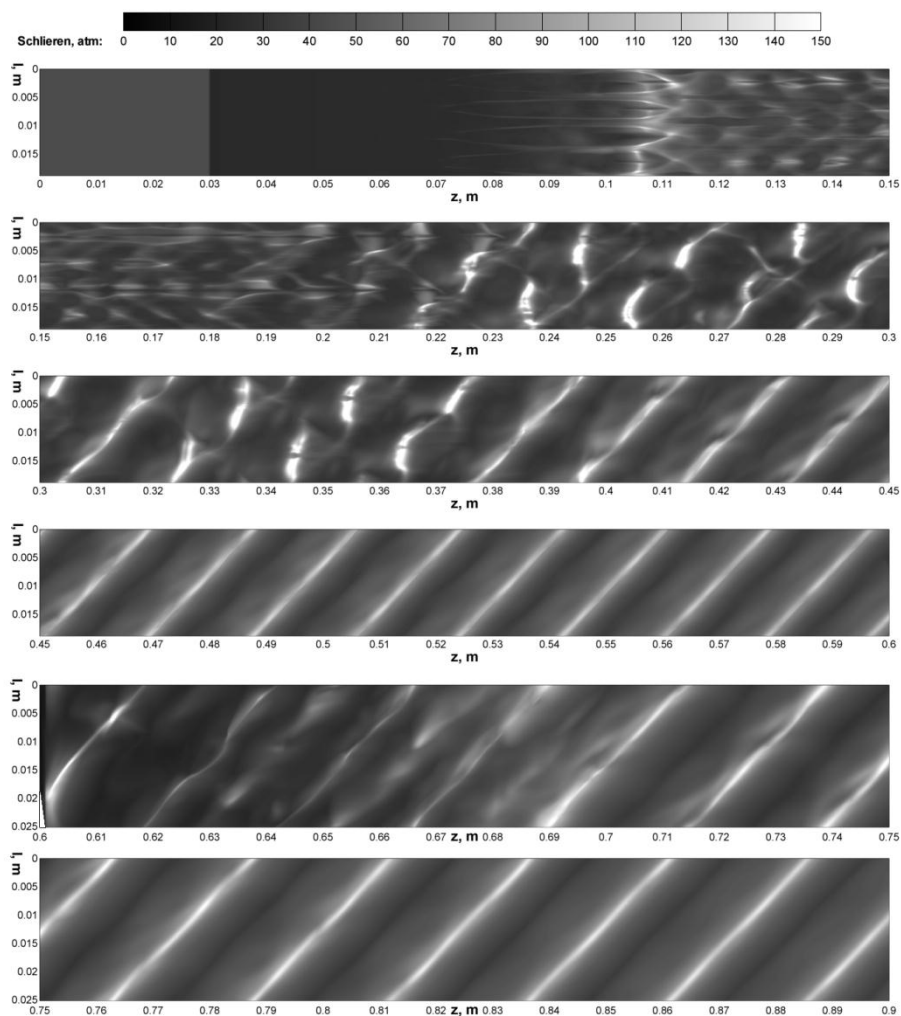


Рис.5. Развертка боковой поверхности со шлирен-диаграммой, полученной для канала, составленного из цилиндров с диаметрами 6 и 8 мм.

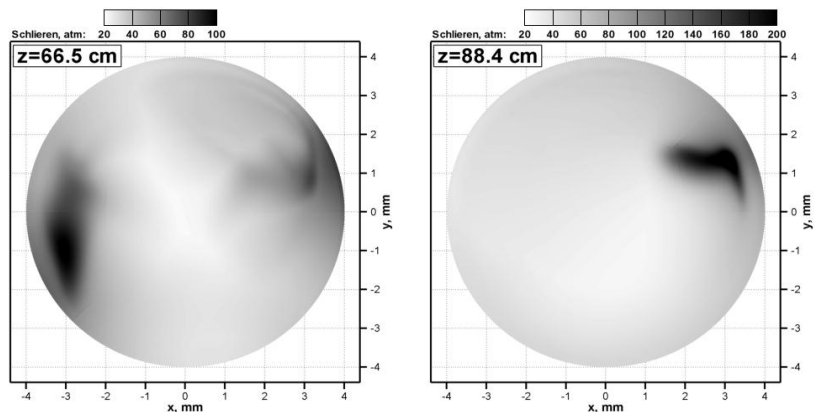


Рис.6. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 66.5$ и 88.4 см.

При $D = 10$ мм режим спиновой детонации не реализуется после расширения канала. Это иллюстрирует рис.7, на котором после $z = 63$ см отсутствует следовая картина и уменьшаются значения максимума давления. Рис.8 демонстрирует структуру поперечных волн почти сразу после выхода спиновой детонации из канала меньшего диаметра, а также отсутствие поперечных волн на большом расстоянии от места стыковки каналов.

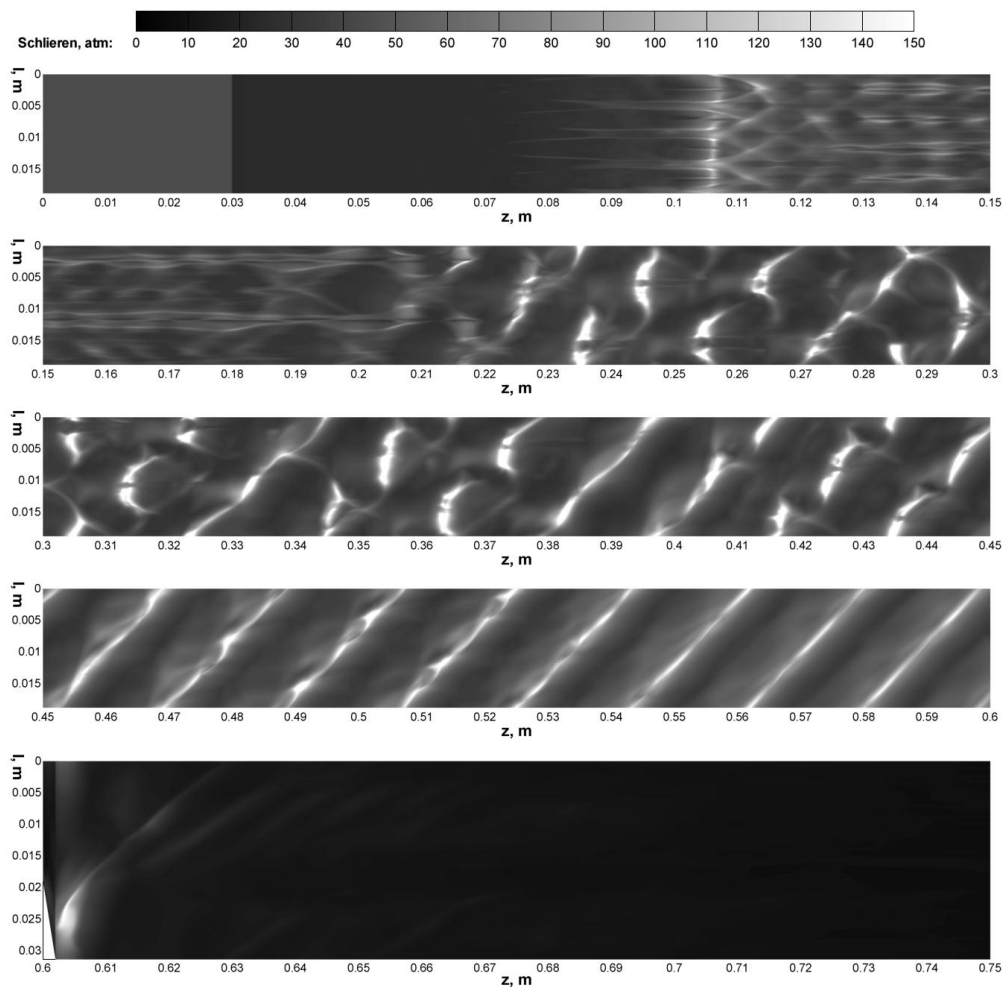


Рис.7. Развертка боковой поверхности со шлирен-диаграммой, полученной для канала, составленного из цилиндров с диаметрами 6 и 10 мм.

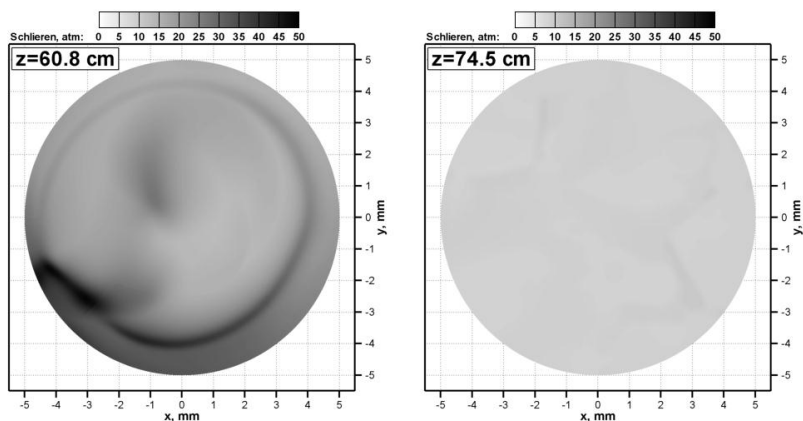


Рис.8. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 60.8$ и 74.5 см.

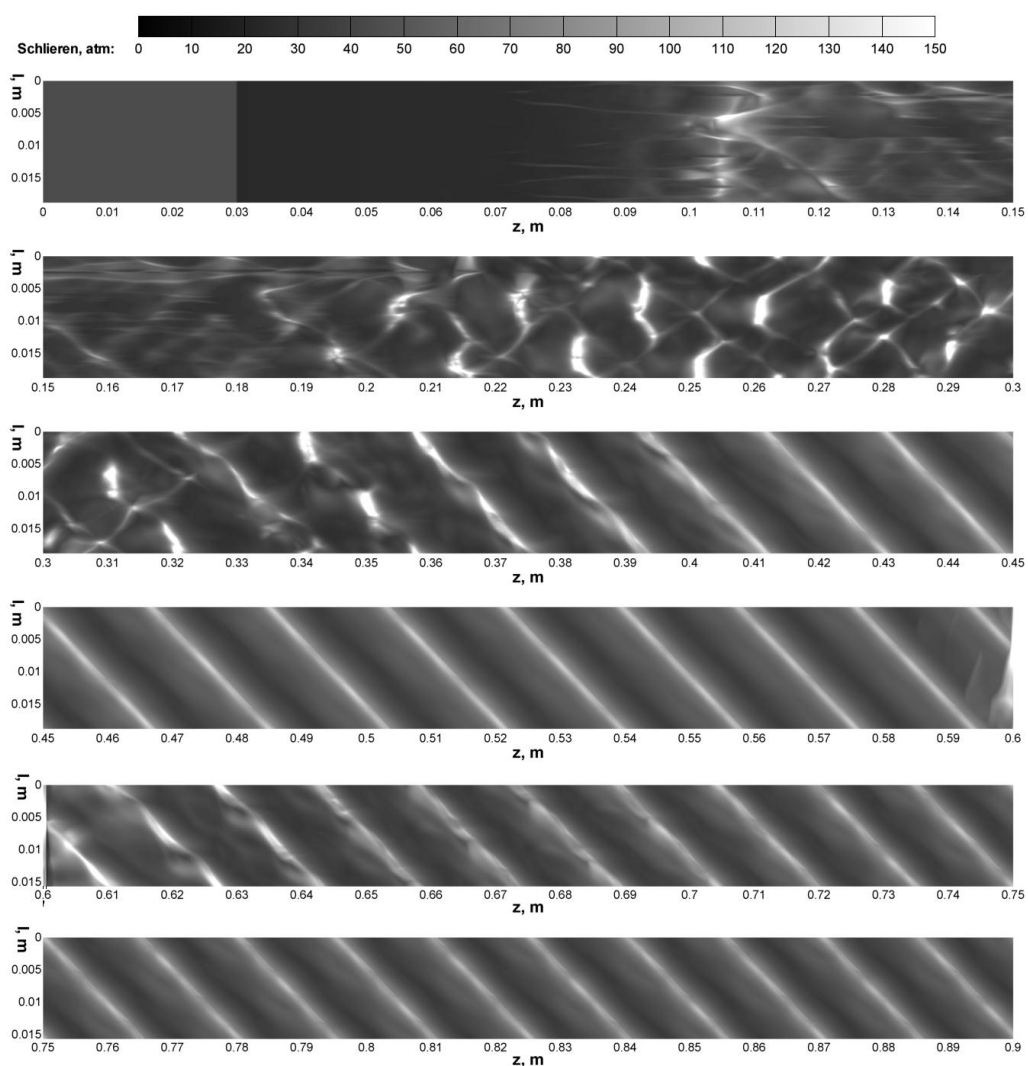


Рис.9. Развертка боковой поверхности со шлирен-диаграммой, полученной для канала, составленного из цилиндров с диаметрами 6 и 5 мм.

Для каналов с $D < 6$ мм расчеты также показали существование критического значения диаметра канала $D_* = 4$ мм такого, что при $D_* < D < 6$ мм спиновая детонация восстанавливается после сужения, а при $D < D_*$ спин

исчезает. Рис.9 иллюстрирует процесс распространения детонации для случая сохранения спина при $D = 5$ мм. Из диаграммы видно, что формирование спиновой детонации происходит аналогично приведенным выше случаям. Однако случайные возмущения на уровне машинной точности здесь влияют таким образом, что направление вращения спиновой детонации изменяется на противоположное. Для данной постановки задачи направление вращения спиновой детонации может быть любым, поскольку имеется изначальная симметрия в распределениях параметров, а малые возмущения в расчете не задаются и являются практически случайными.

Согласно расчетам при $D = 5$ мм спиновая детонация несколько трансформируется, что видно по неровным наклонным линиям в зоне $60 \text{ см} < z < 70 \text{ см}$ на рис.9, а также по поперечному срезу шлирен-диаграммы на левой части рис.10. Затем, как и в случае небольшого расширения канала, происходит постепенное угасание возмущений и переход к развитой спиновой детонации (правая часть рис.10).

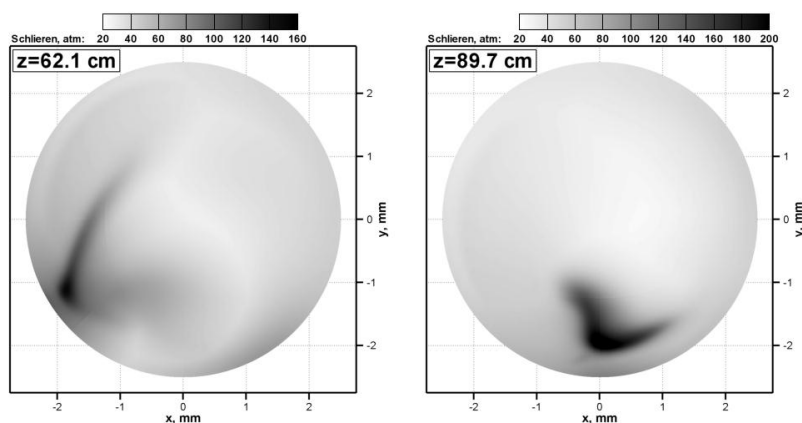


Рис.10. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 62.1$ и 89.7 см.

Значение $D = 4$ мм является пограничным для режимов с подавлением и восстановлением спиновой детонации. Результаты расчетов для этого значения D приведены на рис.11,12.

В этом случае наблюдалось то же направление вращения спиновой детонации, что и на рис.9 (кажущееся соответствие характера изменения диаметра канала направлению вращения является совпадением). При этом уже в зоне $60 \text{ см} < z < 65 \text{ см}$ наблюдается режим с двумя поперечными волнами (левая часть рис.12) без видимого вращения. Затем структура течения трансформируется с преобладанием вращения, противоположного начальному, что следует из картины движения поперечных волн, а также приблизительного наклона светлых участков на рис.11. Однако этот в целом вращательный режим детонации уже нельзя назвать спиновым, так как он подобен режиму нерегулярной ячеистой детонации.

Расчеты развитой спиновой детонации, проведенные для каналов различной ширины, показывают, что период вращения головного фронта пропорционален диаметру канала. Это следует из одинакового наклона всех линий, характеризующих спиновую детонацию на рис.5,7,9,11 для всех рассмотренных каналов. Интересно отметить, что указанная особенность также известна из экспериментов со спиновой детонацией.

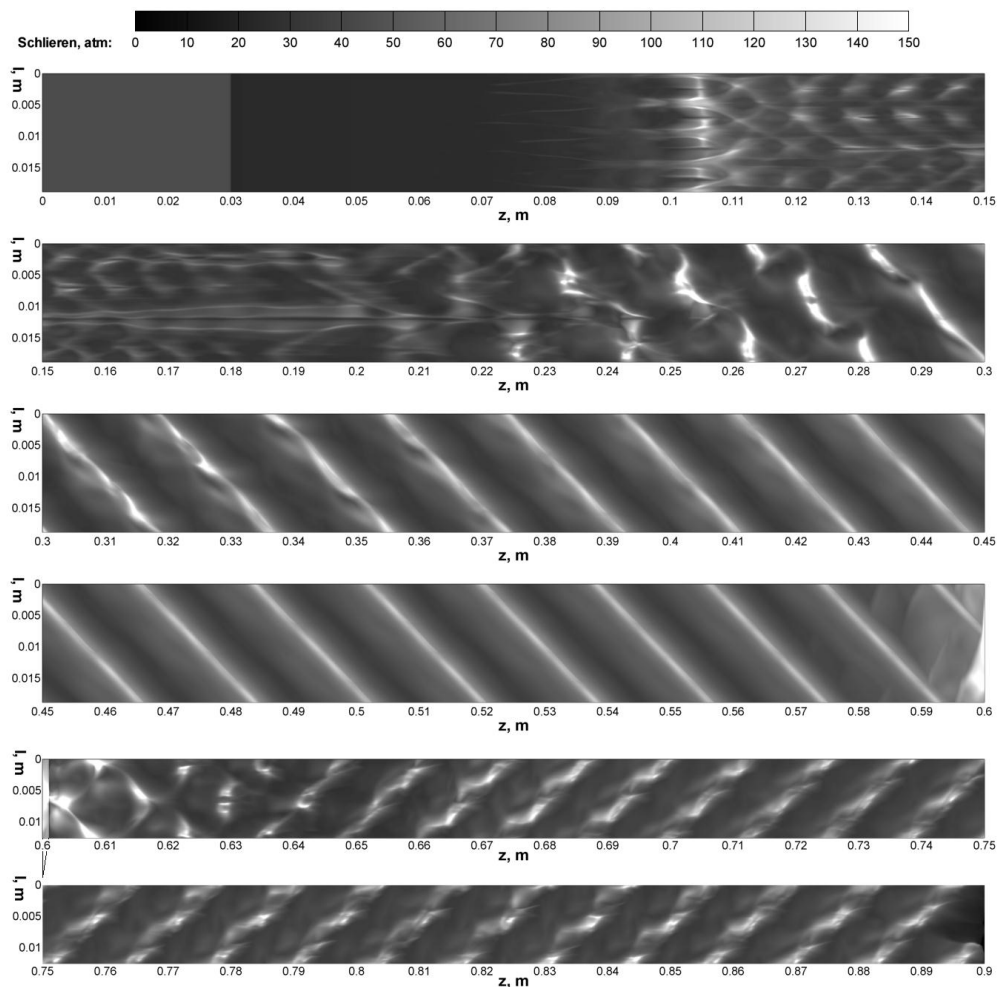


Рис.11. Развертка боковой поверхности со шлирен-диаграммой, полученной для канала, составленного из цилиндров с диаметрами 6 и 4 мм.

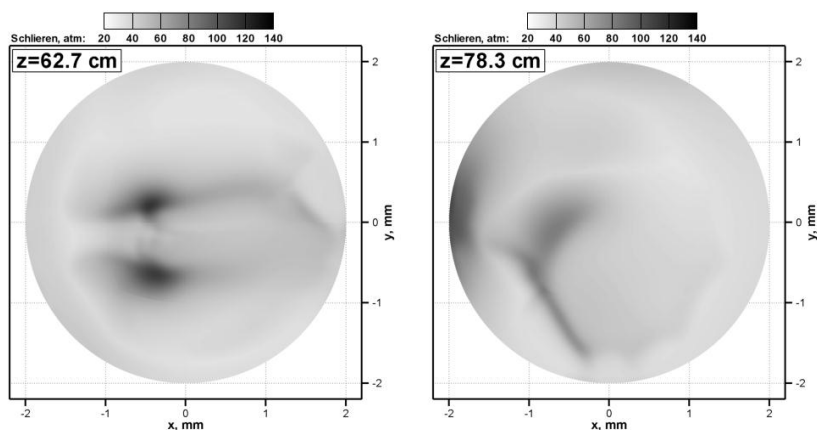


Рис.12. Срезы шлирен-диаграммы для $z = 62.7$ и 78.3 см.

Также отметим еще раз специально, что из-за различных малых возмущений на уровне машинной точности во всех четырех приведенных случаях имеется различие полей газодинамических параметров при распространении волны до сечения $z = 60$ см. Для того, чтобы убедиться в этом, можно сопоставить первые четыре фрагмента, приведенные на рис.5,7,9,11. Но в целом начальные стадии распространения детонации, приведенные на этих рисунках, идентичны.

На рис.13-16 для сравнения представлены в трехмерном виде фрагменты шлирен-диаграмм при спиновой детонации, выходящей из канала диаметром 6 мм в каналы диаметрами 4, 5, 8, 10 мм.

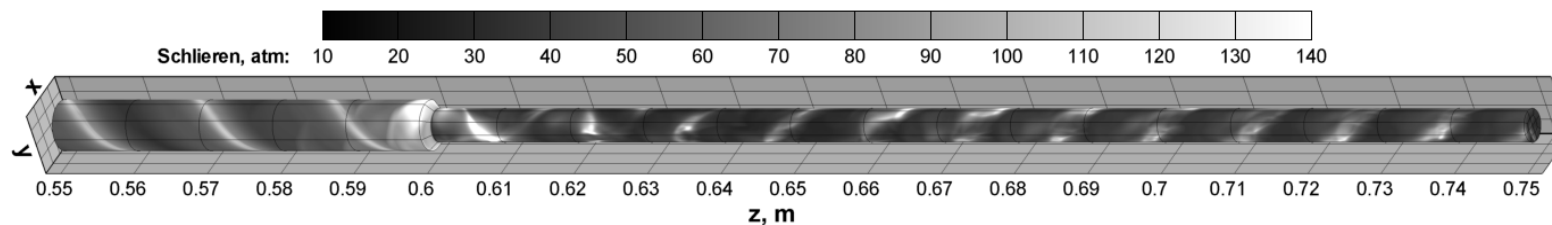


Рис.13. Фрагмент шлирен-диаграммы при спиновой детонации, выходящей из канала диаметром 6 мм в канал диаметром 4 мм

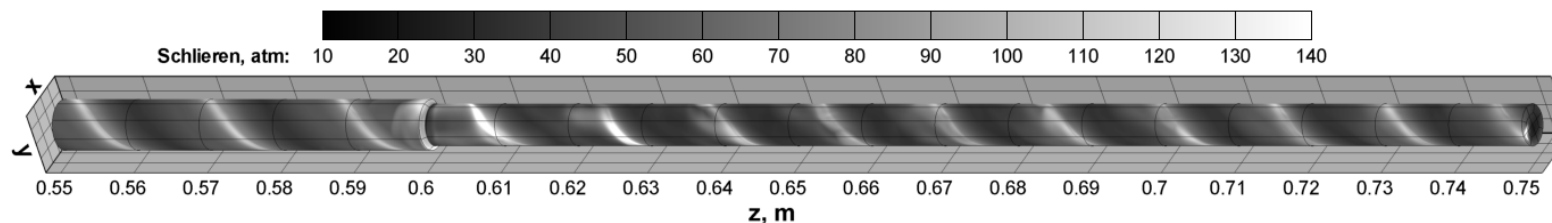


Рис.14. Фрагмент шлирен-диаграммы при спиновой детонации, выходящей из канала диаметром 6 мм в канал диаметром 5 мм

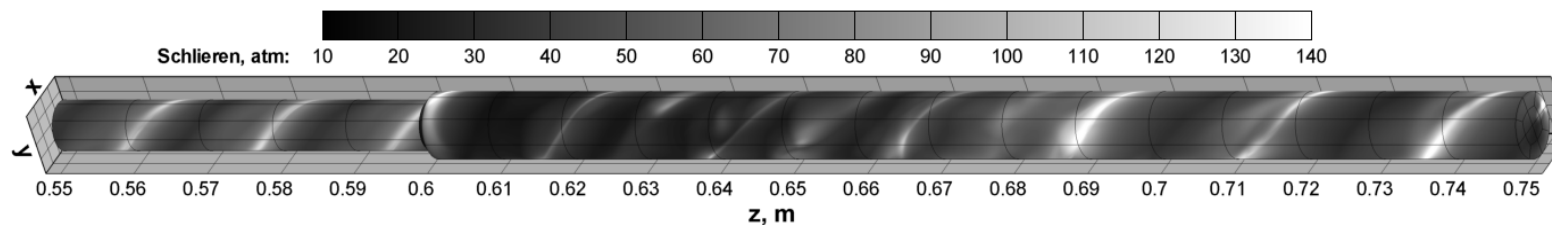


Рис.15. Фрагмент шлирен-диаграммы при спиновой детонации, выходящей из канала диаметром 6 мм в канал диаметром 8 мм

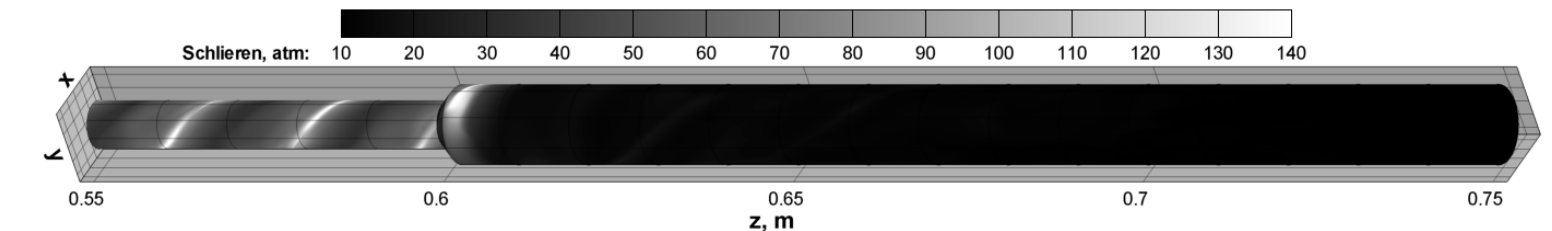


Рис.16. Фрагмент шлирен-диаграммы при спиновой детонации, выходящей из канала диаметром 6 мм в канал диаметром 10 мм

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием суперкомпьютера «Ломоносов» проведено численное исследование трехмерных структур газовой детонации – нерегулярной ячеистой и спиновой – в каналах круглого сечения. Полученные в расчетах структуры формируются спонтанно в силу неустойчивости при инициировании плоской одномерной ударной волной, вызванной подводом энергии у закрытого торца канала. Для каналов достаточно больших диаметров получена нерегулярная трехмерная ячеистая структура детонации. Установлено, что в канале круглого сечения достаточно малого диаметра изначально плоская волна детонации спонтанно трансформируется в волну спиновой детонации, проходя четыре фазы: 1) распространение одномерной детонационной волны с возрастанием возмущений, вносимых из-за ограниченной точности арифметических операций; 2) детонация с хаотической трехмерной структурой, связанной с наличием интенсивных поперечных волн; 3) фаза постепенной трансформации поперечных волн в одну вращающуюся поперечную детонационную волну; 4) спиновая детонация, при которой ее фронт равномерно вращается вокруг оси симметрии, двигаясь вдоль нее. Найдены критические значения диаметра канала, разделяющие режимы с трехмерной ячеистой детонацией, режимы со спиновой детонацией и режимы с детонацией, близкой к одномерной. Показано, направление вращения спина в рассмотренной постановке задачи определяется случайными факторами, а период вращения головного фронта всегда пропорционален диаметру канала.

Проведено исследование устойчивости волны спиновой детонации к возмущениям, вносимым при ее переходе в канал большего (или меньшего) диаметра. Установлено, что спин сохраняется, если диаметр канала меньше (или, соответственно, больше) определенного критического значения D_{**} (D_*).

Все расчеты ячеистой и спиновой детонации проводились для трехмерного канала большой длины (до 1 метра) целиком, а не только в его части, содержащей детонационную волну, что позволило корректно смоделировать и изучить особенности трансформации структуры детонации в процессе ее распространения. Расчеты выполнены с числом расчетных ячеек от 0,1 до 10 миллиардов. Для проведения анализа картины течения по максимумам давления конструировалась численная шпирен-диаграмма, визуализировались ее поперечные сечения и развертки боковой поверхности канала с нанесенной шпирен-диаграммой, показывающие поведение поперечных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Солоухин Р.И. О детонации в газе, нагретом ударной волной // ПМТФ. – 1964. – №4. – С.42-48.
2. Солоухин Р.И. Зона экзотермической реакции в одномерной ударной волне в газе // ФГВ. – 1966. – №3. – С.2-18.
3. Солоухин Р.И. Методы измерения и основные результаты в экспериментах на ударных трубах. – Новосибирск, 1969.
4. Солоухин Р.И. Ударные волны и детонация в газах. – М.: Физматгиз, 1963.
5. Митрофанов В.В., Солоухин Р.И. О дифракции многофронтной детонационной волны // ДАН СССР. – 1964. – Т.159. – №5. – С.1003-1006.

6. *Солоухин Р.И.* Структура многофронтной детонационной волны в газе // ФГВ. – 1965. – №2. – С.35-42.
7. *Коробейников В.П., Левин В.А.* Сильный взрыв в горючей смеси газов // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1969. – №6. – С.48-51.
8. *Черный Г.Г.* Асимптотический закон распространения плоской детонационной волны // ДАН СССР. – 1967. – Т.172. – №3. – С.558-560.
9. *Левин В.А., Черный Г.Г.* Асимптотические законы поведения детонационных волн // ПММ. – 1967. – Т.31. – Вып.3. – С.383-405.
10. *Korobeinikov V.P., Levin V.A., Markov V.V., Chernyi G.G.* Propagation of blast waves in a combustible gas // *Astronautica Acta.* – 1972. – Vol.17. – N5-6. – P.529-537.
11. *Левин В.А., Марков В.В.* О возникновении детонации при концентрированном подводе энергии // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1974. – №5. – С.89-93.
12. *Левин В.А., Марков В.В.* Исследование возникновения детонации при концентрированном подводе энергии // ФГВ. – 1975. – Т.2. – №4. – С.623-629.
13. *Korobeinikov V.P., Markov V.V.* On propagation of combustion and detonation // *Archiwum procesow spalania.* – 1977. – Vol.8. – N1. – P.101-118.
14. *Седов Л.И., Коробейников В.П., Марков В.В.* Теория распространения взрывных волн // Труды МИАН СССР. – 1986. – Т.225. – С.178-216.
15. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Прямое инициирование детонации в смеси водорода с кислородом, разбавленной азотом // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1992. – №6. – С.151-156.
16. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Моделирование инициирования детонации в горючей смеси газов электрическим разрядом // *Химическая физика.* – 1984. – Т.3. – №4. – С.611-613.
17. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Инициирование детонации в водородовоздушной смеси взрывом сферического заряда ТНТ // ФГВ. – 1995. – Т.31. – №2. – С.91-95.
18. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Инициирование детонации в неоднородной смеси водорода с воздухом / Отчет Ин-та механики МГУ №4376. 1995.
19. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Инициирование детонации в водородовоздушной смеси зарядом взрывчатого вещества, окруженного слоем инертного газа // *Вестн. Моск. Ун-та. Сер. Математика. Механика.* – 1997. – №4. – С.32-34.
20. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Влияние воздушной прослойки на инициирование взрывом детонации в водородовоздушной смеси // Труды МИАН. – 1998. – Т.223. – С.141-148.
21. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Восстановление детонации с помощью разрушающейся оболочки // ДАН СССР. – 1997. – Т.352. – №1. – С.48-50.
22. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Влияние разрушающейся оболочки на инициирование детонации в водородовоздушной смеси // XI Симпозиум по горению и взрыву. – Черногловка, 1998. – Т.II. – С.169-170.
23. *Levin V.A., Markov V.V., Osinkin S.F.* Stabilisation of detonation in supersonic flows of combustible gas mixtures // 16th inter. colloq. on the dynamics of explosions and reactive systems. Conference proc. – Poland. Cracow, 1997. – P.529-537.

24. *Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A.* Direct initiation of detonation in hydrogen-air mixtures by decomposition of low pressure domain without energy input // 17th inter. colloq. on the dynamics of explosions and reactive systems. Conference proc. – USA. Boston. 1998. – P.623-635.
25. *Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А.* Прямое инициирование детонации в водородовоздушной смеси сходящейся ударной волной // Химическая физика. – 2001. – Т.20. – №5. – С.26-30.
26. *Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф., Журавская Т.А.* Определение критических условий инициирования детонации в ограниченном объеме сходящейся к центру ударной волной // ФГВ. – 2002. – Т.38. – №6. – С.96-102.
27. *Журавская Т.А., Левин В.А., Марков В.В., Осинкин С.Ф.* Влияние разрушающейся оболочки на формирование детонации в ограниченном объеме сходящейся ударной волной // Химическая физика. – 2003. – Т.22. – №8. – С.34-37.
28. *Марков В.В.* Численное моделирование образования многофронтной структуры детонационной волны // ДАН СССР. – 1981. – Т.258. – №2. – С.158-163.
29. *Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф.* Нелинейные волновые процессы при инициировании и распространении газовой детонации // Труды МИАН. – 2005. – Т.251. – С. 200-214.
30. *Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф.* Иницирование газовой детонации электрическими разрядами / Сб. “Импульсные детонационные двигатели”. ТОРУС ПРЕСС. – С.120-138.
31. *Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F.* Initiation and propagation of detonation in channels of complex shape / Pulse and Continuous Detonation Propulsion. – Moscow: TORUS PRESS, 2006. – P.7-106.
32. *Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф.* Определение критических условий распространения волн детонации в каналах сложной формы / Сб. “Современные проблемы исследования быстропротекающих процессов и явлений катастрофического характера”. – М.: Наука, 2007. – С.75-88.
33. *Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F.* Influence of Obstacles on Detonation Wave Propagation // Deflagrative and detonative combustion. – Moscow: TORUS PRESS, 2010. – P.221-228.
34. *Левин В.А., Марков В.В., Журавская Т.А., Осинкин С.Ф.* Иницирование, распространение и стабилизация детонационных волн в сверхзвуковом потоке / Сб. “Проблемы современной механики”. – Из-во МГУ «Омега-Л», 2008. – С.240-259.
35. *Levin V.A., Markov V.V., Zhuravskaya T.A., Osinkin S.F.* Initiation, Propagation and Stabilization of Detonation in the Supersonic Gas Flow / Seventh Intern. Symposium on Hazards. Prevention and Migration of Industrial Explosions (ISHPMIE). Proceedings. – Russia. St. Petersburg, July 7-11, 2008. – Vol.2. – P.110-118.
36. *Левин В.А., Марков В.В., Хмелевский А.Н.* Теоретическое и экспериментальное исследование работы пульсирующего детонационного двигателя // Химическая физика. – 2005. – Т.24. – №7. – С.37-43.
37. *Бархударов Э.М., Бережецкая Н.К., Журавская Т.А., Копьёв В.А., Косый И.А., Левин В.А., Марков В.В., Попов Н.А., Тактакишвили М.И., Тарасова Н.М., Темчин С.М.* Осесимметричный электрический разряд

- как способ дистанционного нагрева газа // Физика плазмы. – 2009. – Т.35. – №10. – С.1001-1010.
38. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Оптимизация тяговых характеристик пульсирующего детонационного двигателя // ФГВ. – 2010. – №4. – С.56-63.
 39. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Новые эффекты слоистой газовой детонации // ДАН. – 2010. – Т.430. – №2. – С.185-188.
 40. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Особенности галолирующей детонации в сверхзвуковом потоке неоднородной горючей смеси // Изв. РАН, МЖГ. – 2010. – №5. – С.166-174.
 41. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Формирование детонации во вращающихся каналах // ДАН. – 2010. – Т.432. – №6. – С.775-778.
 42. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Инициирование детонации при вращении эллиптического цилиндра внутри кругового цилиндра и деформировании стенок канала // Прикладная механика и техническая физика. – 2010. – 51:4. – С.17-25.
 43. Левин В.А., Громов В.Г., Марков В.В. Афонина Н.Е., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н. Газодинамика и тяга выходного устройства реактивного двигателя с кольцевым соплом // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т.48. – №4. – С.406-417.
 44. Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н., Марков В.В. Исследование кольцевого сопла на продуктах сгорания углеводородных топлив // Теплофизика и аэродинамика. – 2013. – 20:3. – С.263-270.
 45. Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В. Математическое моделирование ударно-волновых процессов при взаимодействии газов с твердыми границами // Труды МИАН. – 2013. – Т.281. – С.42-54.
 46. Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е., Мануйлович И.С., Смехов Г.Д., Хмелевский А.Н., Марков В.В. Экспериментальное и численное моделирование течения в тяговом модуле с кольцевым и линейным двухщелевым соплом // Теплофизика высоких температур. – 2013. – Т.51. – №5. – С.755-763.
 47. Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Справочник. – М.: Наука, 1978. – Т.1. – Кн.2. – 327 с.
 48. Westbrook C.K., Dryer F.L. Chemical kinetic modeling of hydrocarbon combustion // Prog. Energy Combust. Sci. – 1984. – Vol.10. – P.1-57.
 49. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976.
 50. Воеводин Вл., Жуматий С., Соболев С., Антонов А., Брызгалов П., Никитенко Д., Стефанов К., Воеводин В. Практика суперкомпьютера «Ломоносов» // Открытые системы. – 2012. – №7. – С.36-39.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ ИПРИМ РАН В НАТУРНОМ И ВИРТУАЛЬНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ*

Левин В.А.^{1,2}, Мануйлович И.С.¹, Марков В.В.¹, Большианов И.П.³,
Захаров Н.Н.³, Яновский Ю.Г.³

¹НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия

²ФГБУН Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
г. Владивосток, Россия

³ФГБУН Институт прикладной механики РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Представлена математическая модель, компьютерная программа с современным интерфейсом и встроенной визуализацией полей расчетных параметров потока, предназначенная для моделирования на персональном компьютере газодинамических процессов в импульсной гиперзвуковой аэродинамической установке ИПРИМ РАН – виртуальная аэродинамическая труба. Программа позволяет пользователю без специальной подготовки моделировать течения и получать априорную информацию о параметрах потока и об общей картине процесса. Приведены результаты экспериментов и расчетов течения в пустой трубе, обтекания тел различной формы, горения твердотопливной шашки и пастообразного топлива в модели тягового устройства. Сравнение результатов натуральных и виртуальных экспериментов показывает их хорошее соответствие.

1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках Программы фундаментальных исследований президиума РАН «Горение и взрыв» в 2012 году начато, а в 2013 году продолжено совместное комплексное экспериментально-теоретическое исследование ИПРИМ РАН и НИИ механики МГУ газодинамических процессов в импульсной гиперзвуковой аэродинамической установке.

Одним из результатов кооперации институтов РАН и МГУ стало создание и апробирование виртуальной модели реальной экспериментальной установки, реализованной в оригинальной программе для персонального компьютера с удобным интерфейсом, позволяющим в интерактивном режиме благодаря встроенной визуализации наблюдать во время расчета в динамике поля параметров потока и их изменения со временем в определенных точках, соответствующих датчикам на установке. Тем самым открыто новое направление – создание специализированных вычислительных программ – виртуальных установок, аналогов реальных экспериментальных устройств, – которые могут быть использованы исследователями без специальной подготовки. Такие виртуальные установки позволяют практически даром, без затрат на изготовление дорогостоящего оборудования и расходные материалы, проводить априорные исследования, а также корректировать параметры устройств и стратегию реального эксперимента. Учитывая опыт проведенных исследований, можно

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-01-00068а, 1-01-12043-офи_м, 12-01-90416-Укр_а, 12-01-31118-мол_а), Совета по грантам Президента РФ (НШ-5911.2012.1, МК-3355.2012.1), Программ фундаментальных исследований Президиума РАН.

констатировать, что в малом масштабе реализована идея академика О.М. Белоцерковского о создании отечественных вычислительных комплексов на современной вычислительной базе, доступных для контроля, с предсказуемыми свойствами, надежных и простых в эксплуатации.

В настоящей статье сначала описана математическая модель течений многокомпонентной газовой смеси для осесимметричного случая в цилиндрических координатах, основанная на уравнениях Эйлера. В качестве примера уравнений химической кинетики приведена одностадийная кинетика для пропановоздушной реагирующей смеси. Затем представлена компьютерная программа с удобным графическим интерфейсом для расчетов в осесимметричной постановке сверхзвуковых течений в импульсной сверхзвуковой аэродинамической трубе ИПРИМ РАН. Интерфейс программы позволяет задавать газодинамические параметры начального состояния в самой аэродинамической трубе и в камере высокого давления, проводить визуализацию полей газодинамических параметров потока во время выполнения расчета и получать зависимости от времени характеристик течения в заданных точках и силы, действующие на обтекаемые тела и на его отдельные элементы. Данная программа по сути дела является виртуальной моделью реальной сверхзвуковой импульсной аэродинамической трубы и может быть использована экспериментаторами и сотрудниками разных специальностей, не имеющими специальной подготовки. В заключение представлено используемое оборудование, условия и результаты натурных экспериментов в сравнении с данными расчетов различных течений, проведенных с помощью виртуальной модели аэродинамической трубы ИПРИМ РАН.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СМЕСИ ГАЗОВ

Для описания течений многокомпонентной газовой смеси без эффектов переноса используется система дифференциальных уравнений Эйлера [1-6]. При осевой симметрии течения она имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} &= 0, & \frac{\partial(\rho_i r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u r)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v r)}{\partial r} &= \omega_i r, \\ \frac{\partial(\rho u r)}{\partial t} + \frac{\partial[(p + \rho u^2)r]}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v r)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v r)}{\partial x} + \frac{\partial[(p + \rho v^2)r]}{\partial r} &= p, \\ \frac{\partial[(H - p)r]}{\partial t} + \frac{\partial(H u r)}{\partial x} + \frac{\partial(H v r)}{\partial r} &= 0, \\ H &= \sum_{i=1}^N \rho_i h_i + \rho \frac{u^2 + v^2}{2}. \end{aligned}$$

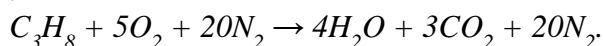
Здесь x и r – продольная и радиальная координаты; u и v – соответствующие компоненты скорости; t – время; ρ , p и H – плотность, давление и полная энтальпия смеси соответственно; N – число компонентов смеси; h_i , ρ_i и ω_i – энтальпия, плотность i -го компонента смеси и скорость ее изменения при химических реакциях.

Калорическое и термическое уравнения состояния имеют вид:

$$h_i = c_{oi} + c_{pi} T, \quad i = 1, \dots, N, \quad p = R_0 T \sum_{i=1}^N n_i / \mu_i$$

где T – температура смеси, R_0 – универсальная газовая постоянная, μ_i – молекулярная масса i -го компонента смеси. Значения парциальных энтальпий $h_i(T)$ получаются аппроксимацией табличных значений [7].

При рассмотрении течений инертных газовых смесей полагается $\omega_i=0$ для всех компонентов смеси. При исследовании детонационных процессов используется одностадийная кинетика горения, описываемая одним стехиометрическим уравнением [8-9]. Например, в случае горения смеси пропана с воздухом:



все ω_i определяются одной скоростью реакции согласно равенствам

$$\frac{\omega_{C_3H_8}}{\mu_{C_3H_8}} = \frac{\omega_{O_2}}{5\mu_{O_2}} = -\frac{\omega_{H_2O}}{4\mu_{H_2O}} = -\frac{\omega_{CO_2}}{3\mu_{CO_2}} = AT^\beta e^{-\frac{E}{R_0T}} \left(\frac{\rho_{C_3H_8}}{\mu_{C_3H_8}} \right)^a \left(\frac{\rho_{O_2}}{\mu_{O_2}} \right)^b,$$

$$\omega_{N_2} = 0,$$

где индексы i заменены символами компонентов, A , β , E , a , b – константы для C_3H_8 .

3. КОМПЬЮТЕРНАЯ ПРОГРАММА С ГРАФИЧЕСКИМ ИНТЕРФЕЙСОМ

Численное исследование течений многокомпонентных газовых смесей проводится с использованием модифицированного метода С.К. Годунова [10] на многоблочных расчетных сетках. На его основе разработана программа, позволяющий рассчитывать осесимметричные течения многокомпонентных инертных и химически активных газовых смесей в виртуальной модели импульсной сверхзвуковой аэродинамической трубы с помещенными в нее образцами нескольких конструкций сложной формы. В настоящее время программа позволяет рассматривать 6 различных постановок задачи:

- 1) течение в пустой аэродинамической трубе;
- 2) обтекание тела сложной формы, расположенного в центральной камере трубы;
- 3) обтекание цилиндрического тела;
- 4) обтекание тела с острой иглой;
- 5) течение около твердотопливной шашки цилиндрической формы;
- 6) обтекание тела сложной формы с прямоточной камерой сгорания на пастообразном топливе.

Каждая из возможных задач определяется специальным текстовым файлом.

Расчеты проводятся на сетке, связанной с границами расчетной области и разбивающей ее на четырехугольные ячейки. Используются структурированные многоблочные сетки, узлы которых в каждом блоке упорядочены и пронумерованы двумя индексами. Многоблочность подразумевает разбивку расчетной области на части, представляющие собой криволинейные четырехугольники.

Программа работает в операционной системе Windows, начиная с версии Windows 7, и использует Ribbon-интерфейс (рис.1) с панелью управления, расположенной в верхней части главного окна.

На панели управления пользователь может задавать ряд параметров расчета и параметров визуализации результатов. К числу параметров расчета относятся: одна из шести конфигураций области течения, описанных выше, положение

установленного тела, задаваемое в миллиметрах и доступное в конфигурациях с внутренним телом, начальное давление воздуха в установке, начальная температура, начальное давление воздуха и температура в баллоне высокого давления, количество расчетных шагов, через которое будет производиться запись полей газодинамических параметров в файлы, и координаты шести датчиков, которые регистрируют в точках газодинамического тракта значения компонент скорости, модуля скорости, числа Маха, плотности, давления и температуры. Кроме этого, имеется выбор из четырех различных значений пространственного разрешения, определяемого частотой линий расчетной сетки.

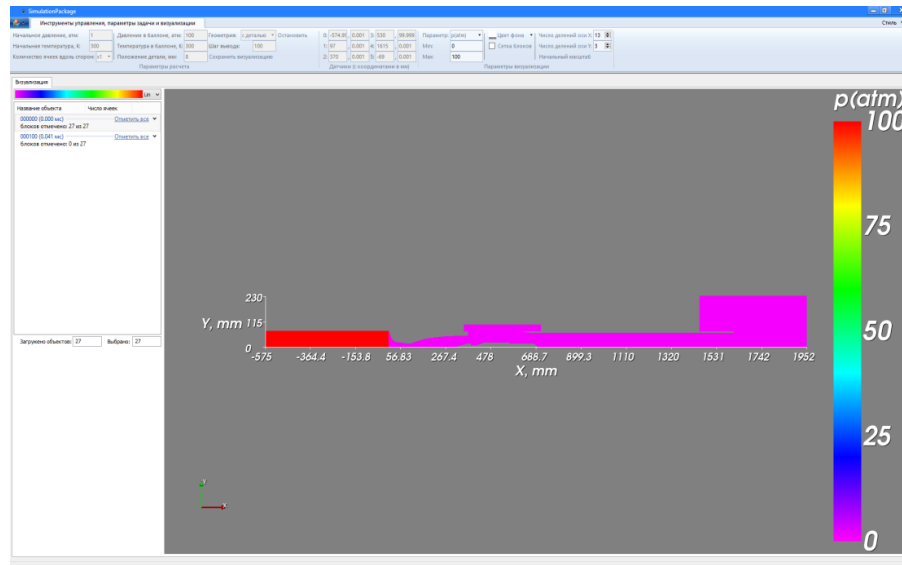


Рис.1. Интерфейс компьютерной программы.

Начало расчета инициируется нажатием кнопки «Начать расчет», которая при этом изменяет название на «Остановить». Повторное нажатие принудительно заканчивает расчет. В процессе расчета изменение его определяющих параметров становится невозможным.

Большую часть окна программы занимает область визуализации, которая отображает поле компонент скорости, модуля скорости, числа Маха, плотности, давления или температуры в определенный момент времени. Визуализируемый параметр и минимум, максимум диапазона, определяющие преобразование значений в цвет, указываются на панели управления. Область визуализации также содержит символ осей x , y с подписями и координатами в миллиметрах, название параметра с единицей измерения и цветовую шкалу, позволяющую быстро ассоциировать цвета со значениями газодинамических параметров. Для осей на панели управления может быть выбрано количество делений, для всей области визуализации – цвет фона, для расчетных блоков – отображение расчетной сетки. Также может быть выбрана одна из девяти цветовых шкал, включая цветные и черно-белые. В любой момент с помощью кнопки на панели управления область визуализации может быть сохранена в виде изображения.

Слева от области визуализации расположен список расчетных блоков, записанных в файлы, сгруппированных по соответствию одному расчетному шагу (моменту времени) и соответствующих выбранной модели. В процессе расчета группы блоков поочередно появляются в списке. У каждой группы отображается соответствующий номер шага и момент времени в миллисекундах. Выбор

расчетных блоков для визуализации осуществляется либо нажатием ссылки «Отметить все» с загрузкой блоков, соответствующих одному моменту времени, либо раскрытием группы и выбором отдельных блоков вручную. При раскрытии группы можно узнать количество ячеек, принадлежащих каждому из расчетных блоков. Кроме этого, координатные оси автоматически изменяют масштаб согласно положению выбранных расчетных блоков.

Реализованы функции изменения масштаба для более подробного рассмотрения структуры течения в некоторой области. К начальному масштабу всегда можно вернуться нажатием кнопки на панели управления. Все функции визуализации, включая экспорт изображения, работают вне зависимости от того, идут ли вычисления или нет.

При расчете идет запись газодинамических параметров, регистрируемых шестью датчиками. Их положение может быть настроено пользователем. Кроме этого, ведется запись величины силы, действующей на установленное тело. Файлы, в которые записываются зависимости параметров от времени, могут быть использованы множеством программ, включая Excel, поскольку организованы в виде столбцов в обычном текстовом формате.

4. ТЕЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСНОЙ ГИПЕРЗВУКОВОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

4.1. Гиперзвуковая импульсная гиперзвуковая аэродинамическая труба.

На рис.2 схематично изображена импульсная аэродинамическая труба ИПРИМ РАН с указанием основных узлов.

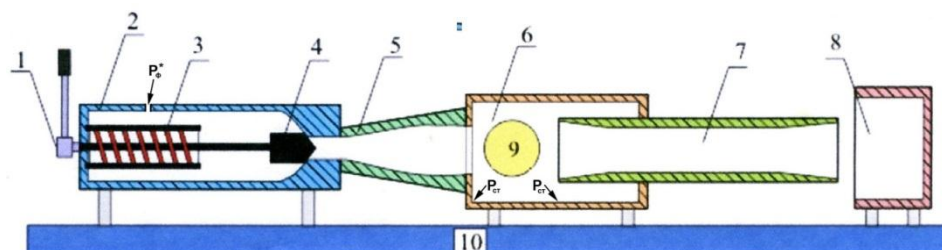


Рис.2. Схема импульсной аэродинамической трубы. Основные узлы: 1 – сбрасывающий клапан; 2 – форкамера; 3 – электрический подогреватель; 4 – быстродействующий затвор; 5 – сопло; 6 – рабочая часть; 7 – диффузор; 8 – рассекатель; 9 – смотровое окно; 10 – платформа; P_{ϕ}^* , $P_{ст}$ – точки отбора полного и статического давлений соответственно.

Для диагностики параметров потока в импульсной трубе измерялось полное давление в форкамере P_{ϕ}^* с помощью датчика ДМП-150 и статическое давление на нижней стенке камеры Эйфеля в сечении выхода из сопла и в сечении входа в диффузор с помощью датчиков Motorola MPX4115A.

Следует заметить, что из-за устройств, фиксирующих модель в пространстве, при испытаниях в аэродинамических трубах течение вблизи дна модели и в следе за моделью (рис.3б) существенно отличается от течения в этих областях при полете натурного летательного аппарата в атмосфере (рис.3а), что приводит к искажению донного давления модели. Наибольшие искажения донного давления вызываются жесткой подвеской.

Искажение донного давления приводит к искажению донного сопротивления модели, которое является частью ее полного сопротивления, в некоторых случаях довольно значительной. В частности, это относится к моделям тел вращения с большой площадью донного среза.

Донное давление за моделью зависит от формы хвостовой державки (ее относительного диаметра, длины цилиндрической части, угла конуса за цилиндрическим участком), от вдува воздуха в след из-под обтекателя державки, от состояния пограничного слоя, угла атаки, числа M , числа Re , наличия струй из проточных каналов модели и от других факторов.

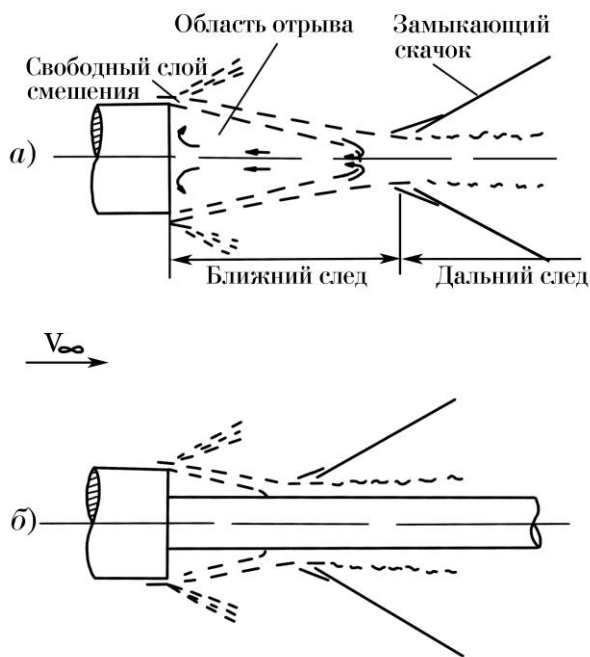


Рис.3. Различие течений за телами в свободном полете (а) и в эксперименте в аэродинамической трубе, из-за наличия жесткой подвески.

Как правило, все модели, которые устанавливаются на жесткой подвеске и для которых определяются суммарные аэродинамические характеристики, в хвостовой части имеют донную камеру. На хвостовой державке в сечении, находящейся вблизи дна донной камеры, располагаются приемные дренажные отверстия. Давление, действующее на кольцевую площадь дна донной камеры, не занятую державкой, обычно измеряется стационарными измерителями донного давления.

Давление, действующее на торцевой срез державки у её основания под обтекателем жесткой подвески, также обычно измеряется стационарными измерителями давления.

Достоинством малых аэродинамических труб, таких как гиперзвуковая импульсная аэродинамическая труба ИПРИМ РАН является то, что она имеет достаточно простую конструкцию, не требует больших энергоресурсов и позволяет получить турбулентный режим течения при гиперзвуковых скоростях потока (моделирование по числам Рейнольдса), что делает условия испытания моделей ЛА близкими к натурным. Данная установка позволяет решать задачи внутренней и внешней газовой динамики. Такие как исследование течения

в элементах сверхзвуковых и гиперзвуковых двигателей, обтекания головных частей ЛА, управления пограничным слоем, волновым сопротивлением и т.д.

Однако из-за малой длительности рабочего режима возникают сложности в измерении параметров потока, а также сил действующих на испытываемые объекты. Система измерения должна с одной стороны реагировать на быстропротекающие процессы. А с другой стороны подготовка и организация эксперимента должна опираться на предварительную оценку этих самых быстропротекающих процессов, которая позволит выбрать тип датчиков, их диапазон измерения, количество и расположение в трубе.

В ситуациях, когда модель имеет сложную форму, очень важно иметь картину её обтекания в реальных условиях аэродинамической трубы, полученную в результате численного расчёта. Расчёт, предваряющий эксперимент в трубе позволяет представить течение, правильно подобрать и расположить датчики давления и температуры, выделить участки с большими градиентами параметров потока. В некоторых случаях расчёт является единственным возможным способом учесть донное давление или внести поправки в измерения донного давления.

В случае испытаний аэродинамических моделей в импульсной трубе с изменяющимися параметрами потока по времени, без численного расчёта таких течений крайне трудно интерпретировать результаты измерений характеристик испытываемых объектов.

Для этих целей в НИИмех МГУ была разработана специализированная вычислительная программа – виртуальная установка, аналог реального экспериментального устройства, позволяющая моделировать течения в импульсной гиперзвуковой аэродинамической трубе ИПРИМ РАН при экспериментальном исследовании моделей аппаратов и двигательных устройств, а также корректировать параметры устройств и стратегию реального эксперимента.

Примеры решения различных задач аэродинамического эксперимента приводятся ниже.

Для верификации разработанной программы были получены экспериментальные данные при исследовании: течения в пустой аэродинамической импульсной трубе; обтекания тел сложной формы; обтекания твердотопливной шашки цилиндрической формы и обтекания тела сложной формы с прямооточной камерой сгорания на пастообразном топливе.

Предварительно была проведена тщательная методическая работа по измерению аэродинамических сил и параметров потока в импульсной трубе ИПРИМ РАН. Для измерения давления использовались малоинерционные датчики. Для измерения аэродинамических сил – малоинерционные тензометрические весы, а для записи экспериментальных данных – высокоскоростное АЦП. В настоящих исследованиях использовалось следующее оборудование:

- Высокочастотные датчики абсолютного давления Motorola MPX4115A (1 кГц).
- Инерционный датчик ДМП-150.
- Трехкомпонентные малоинерционные тензометрические весы, изготовленные в ИТПМ СО РАН с диапазоном измерения до 20 кГ.
- Высокоскоростной АЦП фирмы National Instruments USB-6363 с частотой оцифровки 1 МГц на все каналы.

- Прибор Теплера и высокоскоростная видеокамера FASTCAM (10000 кадров в сек.).

Эксперимент начинается приведением в действие быстродействующего затвора 4 (рис.2), после срабатывания которого происходит истечение запасённого в форкамере воздуха и давление в форкамере падает. На рис.4 показан процесс изменения со временем полного давления в форкамере, а на рис.5 - статического давления на стенке камеры Эйфеля в указанных на рис.2 точках в процессе развития течения в трубе. На рис.4 и 5 приведены также результаты расчёта по виртуальной модели трубы для сопоставления их с экспериментальными данными.

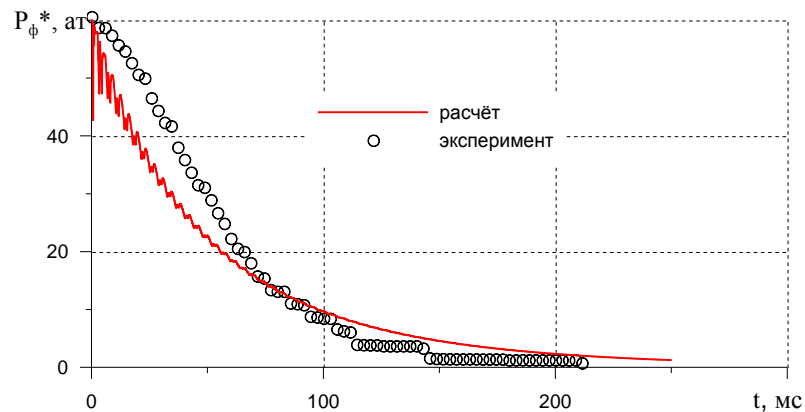


Рис.4. Изменение по времени полного давления в форкамере.

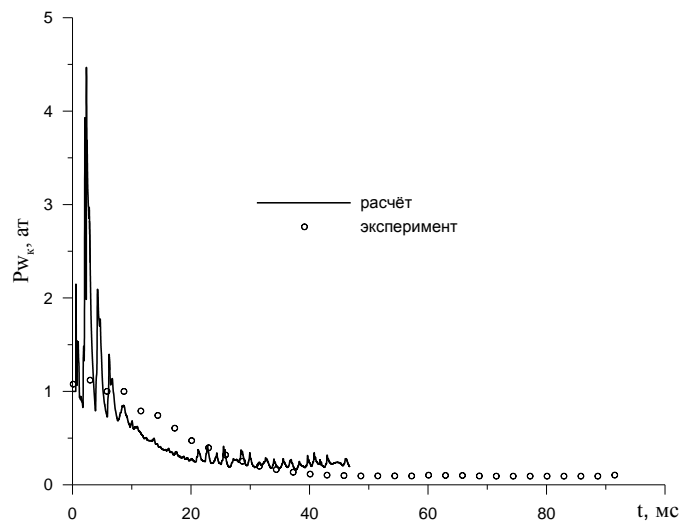


Рис.5. Изменение по времени статического давления в камере Эйфеля.

В качестве тела сложной формы в экспериментальных исследованиях использовалась модель «конус + цилиндр» (рис.6).

Схема установки экспериментальной модели на весах показана на рис.7.

Испытания модели проводились при числе Маха на выходе из сопла $M=4$, температуре в форкамере аэродинамической трубы $T^*=300$ К и полном давлении в форкамере аэродинамической трубы $P^*=60$ атм. Первичные результаты весовых измерений в импульсном режиме приведены на рис.8.

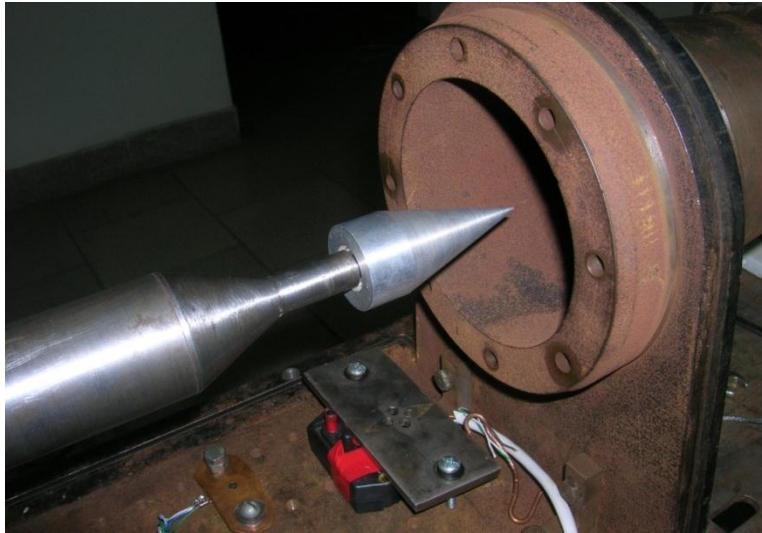


Рис.6. Фотография модели конус + цилиндр, установленной на весах в камере Эйфеля импульсной трубы.

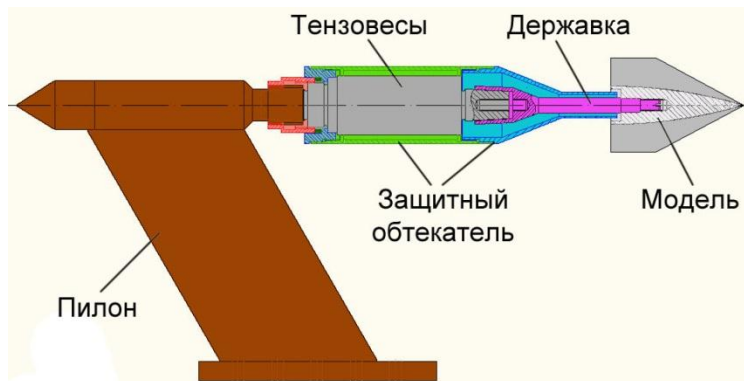


Рис.7. Схема крепление моделей к весам с защитным обтекателем.

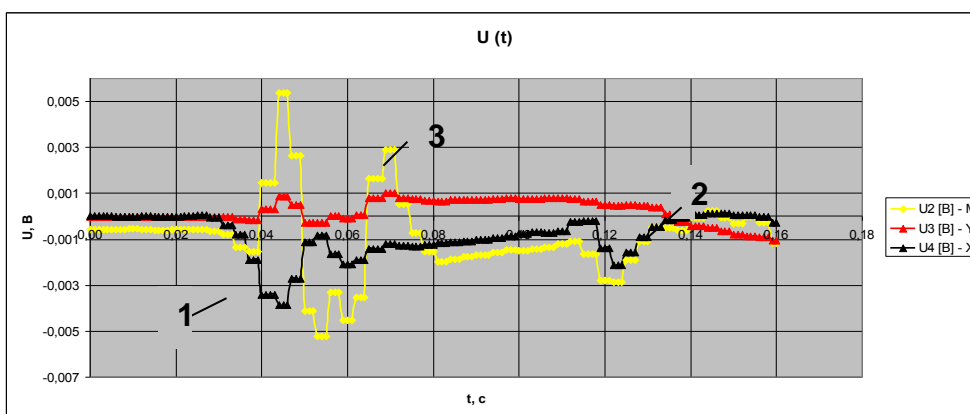


Рис.8. Изменение по времени значений выходных сигналов компонент тензометрических весов для определения сил вдоль осей x , y и момента сил относительно оси z : 1 – составляющая напряжения U_x , 2 – составляющая напряжения U_y , 3 – составляющая напряжения U_{mz} .

Для определения составляющих сил действующих на испытываемую модель по измерениям тензометрических весов используются следующие эмпирические формулы

$$\begin{aligned}
 X &= 1,509U_x + 0,104U_y - 0,0029Umz, \\
 Y &= 0,222U_x + 2,58U_y - 0,00647Umz, \\
 Mz &= -0,067U_x - 0,184U_y - 0,054Umz.
 \end{aligned}$$

На рис.9 приведена теневая фотография обтекания модели конус + цилиндр при $M=4$, а на рис.10 изменение осевой силы по времени, действующей на эту модель в процессе развития течения в импульсной трубе для тех же условий по числу M . Для сравнения на рис.10 приведены результаты численного расчёта осевой силы по виртуальной модели трубы.

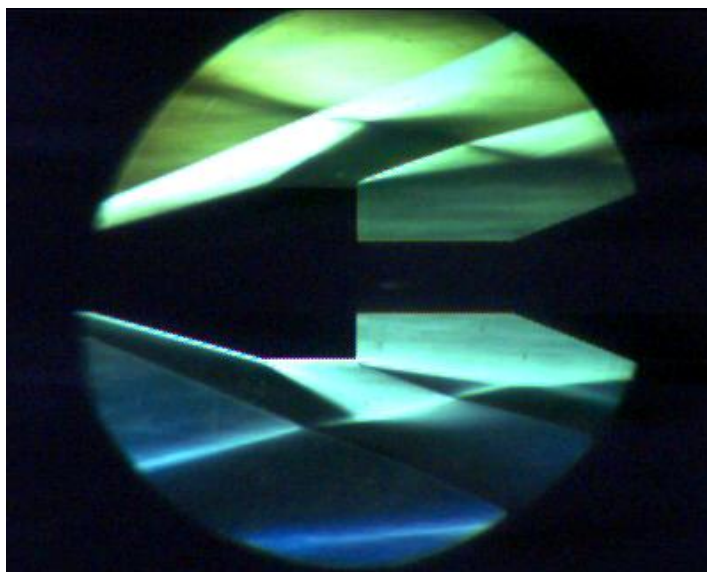


Рис.9. Теневая картина обтекания модели конус + цилиндр при $M=4$.

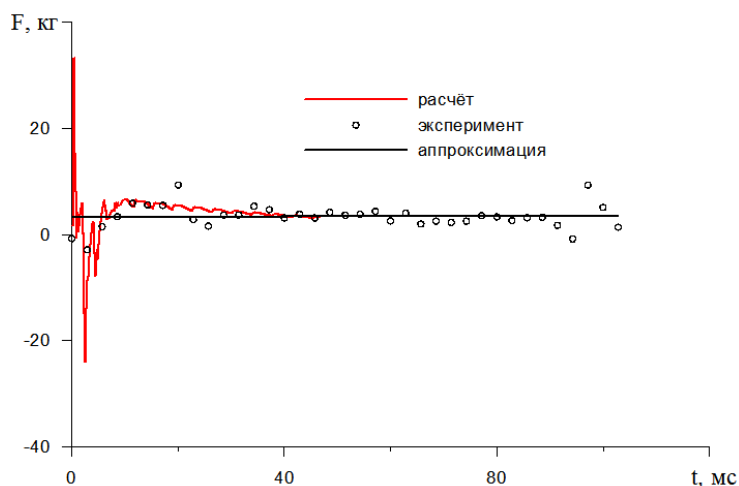


Рис.10. Изменение силы волнового сопротивления модели «конус + цилиндр» при $M=4$.

Значения коэффициентов лобового сопротивления C_x модели «конус + цилиндр», полученные в разных экспериментах при числе $M=4$, представлены на рис.11. Сопоставление экспериментальных данных о C_x испытанной модели с теоретическими значениями показало хорошее соответствие. Так по данным

измерения $Cx_3=0.22\pm 10\%$, а по расчёту, в предположении, что относительное донное давление $P_d/P_H=0.5$ при $M=4$, $Cx_m=0.217$. Здесь P_H – статическое давление в набегающем потоке.

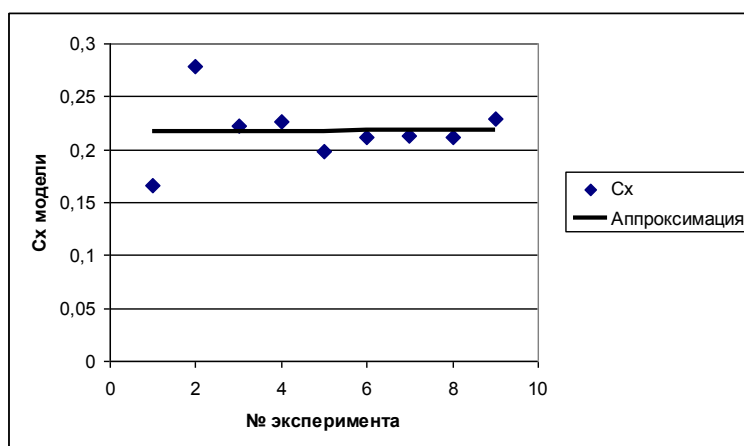


Рис.11. Значения Cx модели «конус + цилиндр». $M=4$, $P_{\phi}^*=60$ атм.

4.2. Факел пламени при лобовом и донном горении пастообразного горючего в сверхзвуковом потоке воздуха.

Для исследования факела пламени при лобовом и донном горении пастообразного горючего в гиперзвуковой импульсной трубе была разработана системы сбора и обработки экспериментальных данных на базе различных АЦП от National Instruments. Система обеспечивает сбор экспериментальных данных с различных датчиков (давления, термопар, тензочувствительных и пр.), калибровку датчиков, преобразование полученных данных в размерные физические величины (градусы Кельвина, $кГ/см^2$, $кг/с$ и т.п.), отображение и сохранение результатов экспериментов. Количество измерительных каналов было 16.

При весовых испытаниях велась теневая регистрация структуры течения, видеорегистрация процесса горения, и измерялось давление внутри тракта модели. Измерение температур осуществлялось хромель-алюмелевыми (ХА) термопарами с выводами для записи на ПК.

Для визуализации структуры потока применялась оптическая схема на базе теневого прибора с подсветкой неодимовым лазером непрерывного действия. Теневые картины регистрировались скоростной камерой с повышенным пространственным разрешением и выводом на ПК.

Модель для исследования факела пламени при донно-спутной схеме размещения и горения пастообразного топлива представляет собой проточную камеру спутного сгорания при размещении топлива в кольцевой застойной зоне (темные прямоугольники на рис.12). Для крепления пастообразного горючего его размещали внутри шелковой оболочки, при этом наблюдалась повторяемость характера горения: процесс горения происходил с постепенным повышением интенсивности и плавным снижением. Задержка воспламенения зависела от расстояния края внутренней трубки воздуховода до торцевого сечения топливного элемента и менялась от 0,7 до 1,5 с при времени горения $\sim 1,5$ с и при массе топливного элемента $m=3,3-3,5$ г.

Стендовые испытания проводились на макетных образцах, изготовленных в ЦИАМ с доработкой узлов и деталей в ИПРИМ РАН. На рис.12 приведены

основные геометрические параметры испытываемой модели с односкачковым ВЗУ без газогенератора.

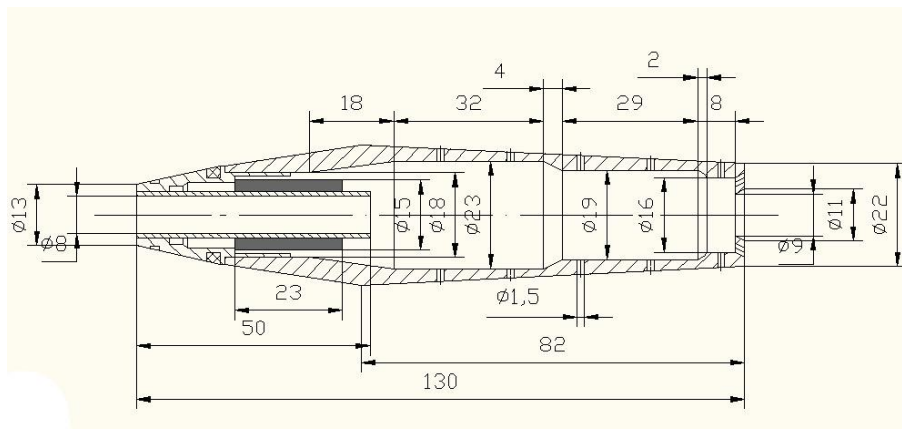


Рис.12. Схема модели для исследования факела пламени при донном горении пастообразного топлива.

В опытах регистрировались: свечение продуктов горения, теневая картина обтекания модели, параметры потока (T , M) и давление внутри модели. Характерные примеры видеорегистрации горения пастообразного топлива даны на рис.13.

Основная часть опытов с ПТГ велась при $M=4$, $T_0=700-800$ К, начальном значении давления в форкамере $P_{\phi}^*=60$ атм и давлении при котором происходило горение $P_{\phi}^*=40-15$ атм, масса пастообразного топлива $m \approx 4-5$ г.

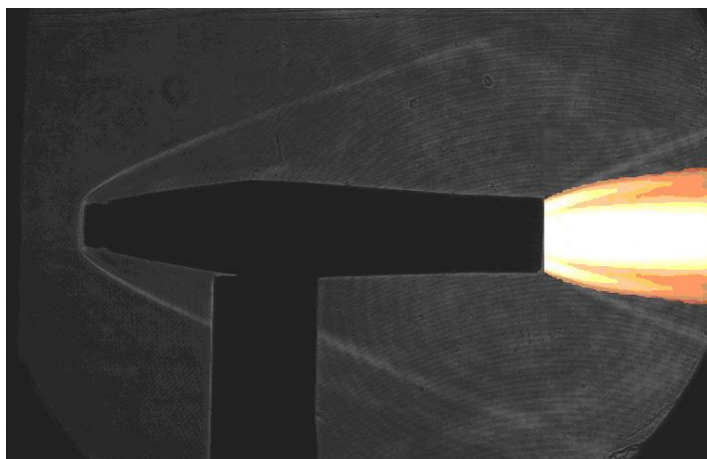


Рис.13. Теневая фотография сверхзвукового обтекания и видеорегистрация дожигания пастообразного топлива на выходе из модели при $M=4$.

Время интенсивного камерного горения, характер которого практически всегда был одинаковым, составляло $\sim 0,5-0,7$ с. После воспламенения происходило плавное увеличение интенсивности, затем равномерный спад. Изменение давления внутри модели подтверждает подобный характер процесса горения при донно-спутной схеме размещения и горения пастообразного топлива (рис.14).

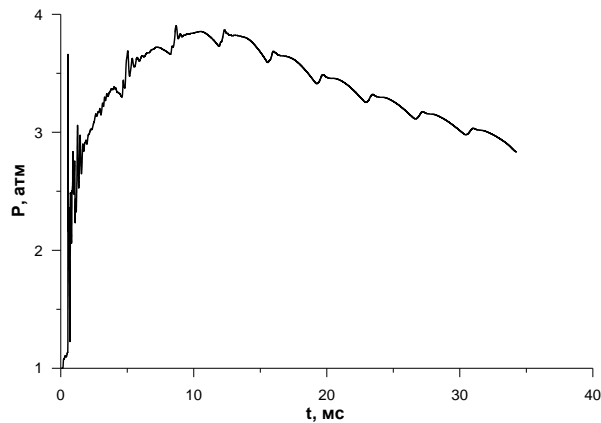


Рис.14. Изменение статическое давление внутри модели за время пуска.

Для изучения аэродинамических характеристик модели при горении применялись трёхкомпонентные весы. Чтобы снизить влияние конструкции измерительного устройства на процесс обтекания модели, весы были вынесены из потока с помощью пилон-державки. Вследствие этого модель крепилась на весах боковым пилоном-державкой, что привело к взаимовлиянию показаний по различным компонентам вектора внешней АД-силы. Это не позволило с высокой достоверностью определить абсолютные значения компонентов аэродинамических сил, действующих на модель. Для оценки АД-сил моделей в холодном воздушном потоке использовался коэффициент лобового аэродинамического сопротивления модели и державки C_{x0} , $C_{x\text{ держ}}$, определяемый известными соотношениями.

Отношение статического давления в камере Эйфеля (на срезе АД-сопла) к давлению внутри модели менялось от 0,2-0,3 без горения топлива до 0,08 при горении, что свидетельствует о звуковом характере истечения продуктов неполного сгорания во внешний сверхзвуковой поток, и что подтверждается теневыми снимками структуры течения. При этом условии, считая, что на донном срезе моделей давление однозначно связано с давлением внутри модели (в момент максимальной интенсивности горения топлива давление внутри модели поднималось до 1,8 *атм*), из весовых испытаний можно получить количественную информацию об изменении продольной и поперечной силы, действующей на модель при горении топлива, по опытной величине: $\Delta F_x = F_{x1} - F_{x0}$ – разницы между продольными силами, действующими на модель в момент перед горением (F_{x0}) и при горении (F_{x1}). Аналогично для поперечной силы (F_y).

Ниже приведены полученные экспериментальные данные для режима испытания модели в импульсной трубе.

Испытания проводились при $T_0=750\text{K}$, $P_{\phi}^*=40\text{ атм}$. Топливо – паста П5, $m=4,4\text{ г}$. Время горение пасты с 0,7 с, средний интегральный секундный расход топлива:

$$G_r = \frac{4.4}{0.7} = 6.29\text{ г/с}.$$

На рис.15 для сравнения представлены экспериментальные данные и данные численного расчета по виртуальной модели изменения со временем осевой силы при горении пастообразного топлива в сверхзвуковом потоке импульсной трубы.

Следует отметить, что сопоставление экспериментальных и расчётных данных, приведённых на рис.4,5,10 и 15, показывает удовлетворительное соответствие реальных процессов, развивающихся в рабочей части трубы, с предсказанием виртуальной модели.

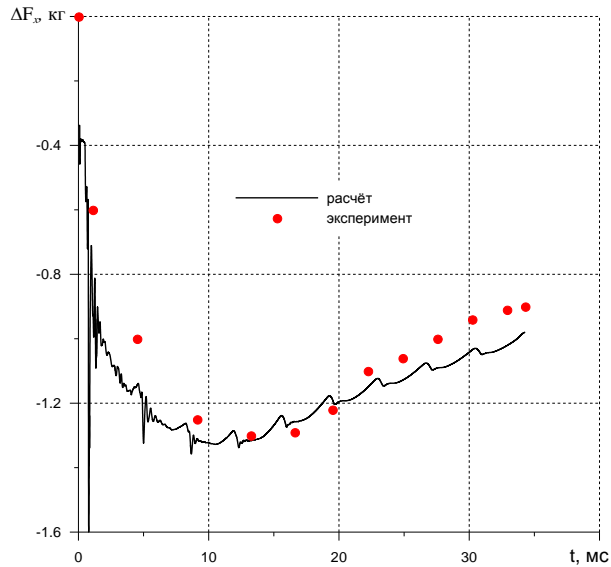


Рис.15. Изменение X-овой нагрузки ΔF [кГ] модели при донном выдуве газово-горючих струй.

4.3. Расчетные поля параметров потока, полученные при вычислительном эксперименте на виртуальной аэродинамической трубе.

Возможности разработанной программы были в полной мере использованы при моделировании течений в импульсной гиперзвуковой аэродинамической трубе ИПРИМ РАН. Для выявления основных особенностей течений была рассмотрена идеальная осесимметричная модель. Но, вместе с тем, форма и размеры большинства элементов модели полностью соответствовали реальной установке. Для проведения расчетов расчетная область разбивалась на множество расчетных блоков. При этом расчетная сетка не имела сгущений, а пространственное разрешение было примерно одинаковым во всей расчетной области. Для моделирования течений в импульсной трубе используются шесть различных геометрических конфигураций расчетной области, соответствующие шести отмеченным ранее постановкам задач.

При моделировании принималось, что все пространство аэродинамической трубы заполнено неподвижным воздухом при давлении P_0 в диапазоне от 0.1 до 1 атм и температуре $T_0=300^\circ\text{K}$, а в камере высокого давления находится неподвижный воздух при повышенном давлении P_ϕ^* от 10 до 200 атм и температуре T_K от 300° до 600° К. Предполагалось, что в начальный момент времени течение возникает в результате разрыва мембраны, отделяющей объем камеры высокого давления от остальной части установки. Во всех рассмотренных случаях расчеты выявили сложную, сильно нестационарную структуру течения с множеством ударных волн, взаимодействующих друг с другом и со стенками камеры, с периодически повторяющимися эффектами кумуляции вблизи оси симметрии. Далее представлены результаты расчетов, иллюстрирующие возможности новой разработанной компьютерной программ на примере течений в пустой трубе и при обтекании тела специальной формы в широком диапазоне определяющих параметров. На всех рисунках представлены поля параметров в расчетной области, ограниченной снизу осью симметрии.

Рис.16 иллюстрирует изменение со временем поля числа Мах в пустой трубе, а рис.17 – при обтекании заостренного тела сложной формы.

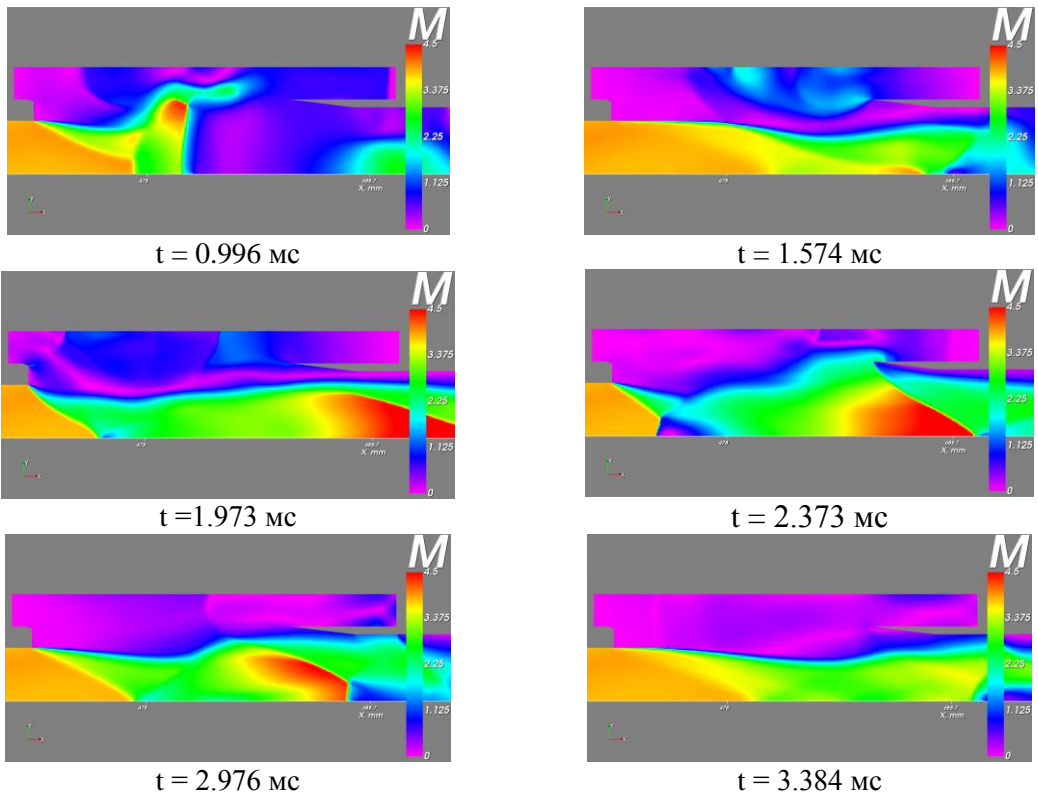
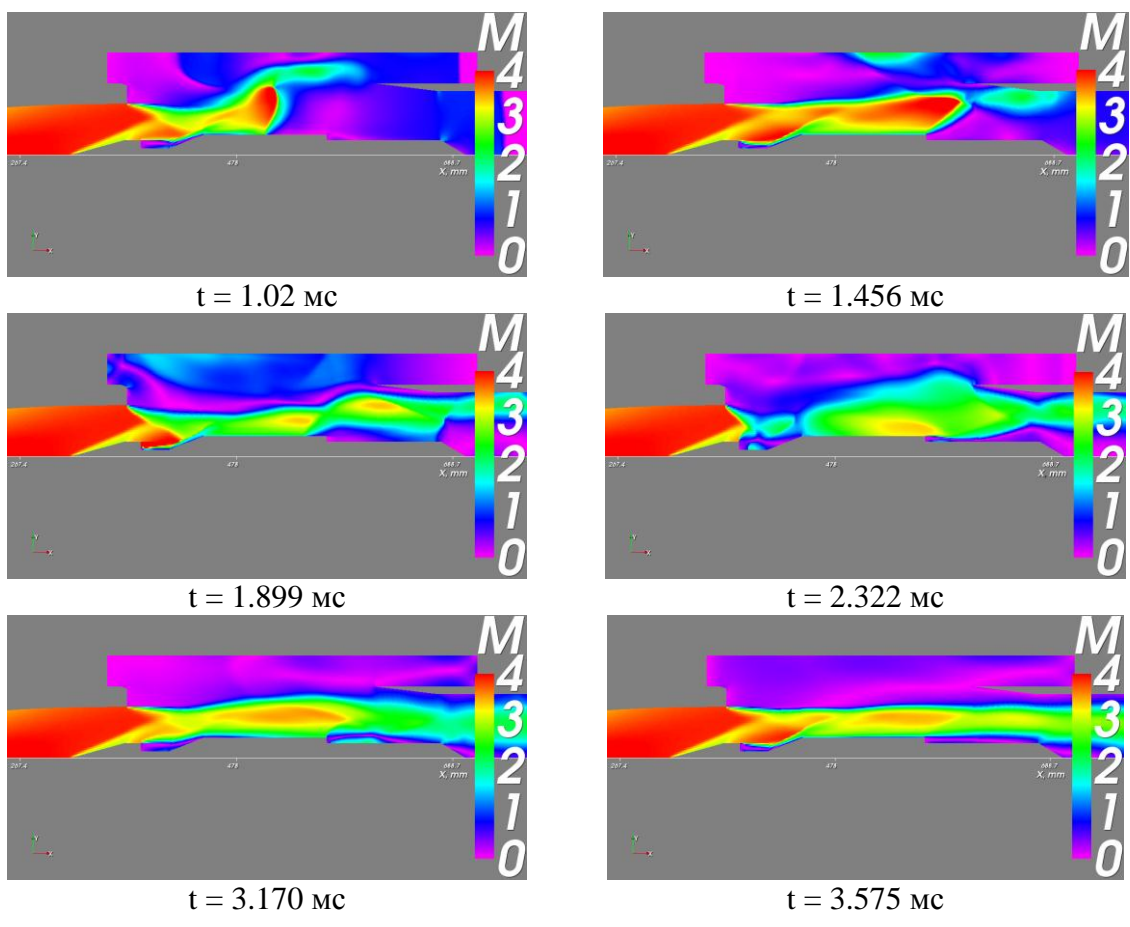


Рис.16. Поле числа Маха для нескольких моментов времени.



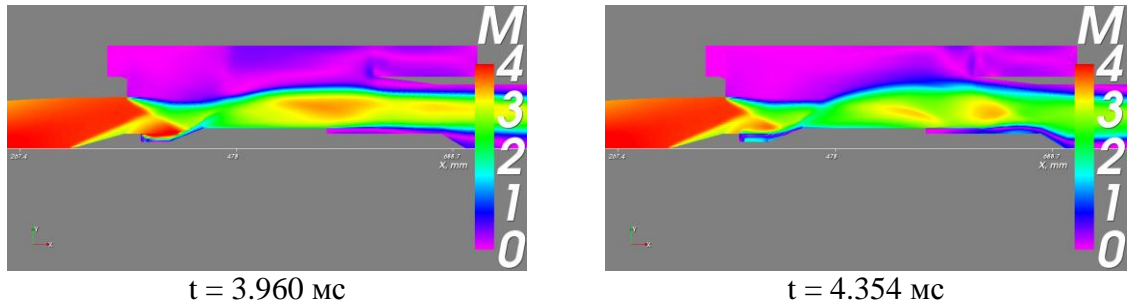


Рис.17. Поле числа Маха для нескольких моментов времени.

На рис.18-19 представлены результаты моделирования горения ТТШ в форме цилиндра. Горение ТТШ моделировалось следующим образом. Считалось, что горение ТТШ происходит с конца, обращенного к набегающему потоку, и что фронт горения остается плоским. Его скорость рассчитывалась как $U=3.3 \times 10^{-3} \times (p/p_{atm})^{1/2}$, где $p_{atm}=1 \text{ атм}$ – атмосферное давление, а p – переменное среднее давление за фронтом. Плотность ТТШ считалась равной $\rho_{ш}=1660 \text{ кг/м}^3$, удельная теплота сгорания $Q=2.5 \times 10^7 \text{ Дж/кг}$, показатель адиабаты продуктов сгорания $\gamma_{пр}=1.22$, молекулярный вес продуктов – $\mu_{пр}=26.26$.

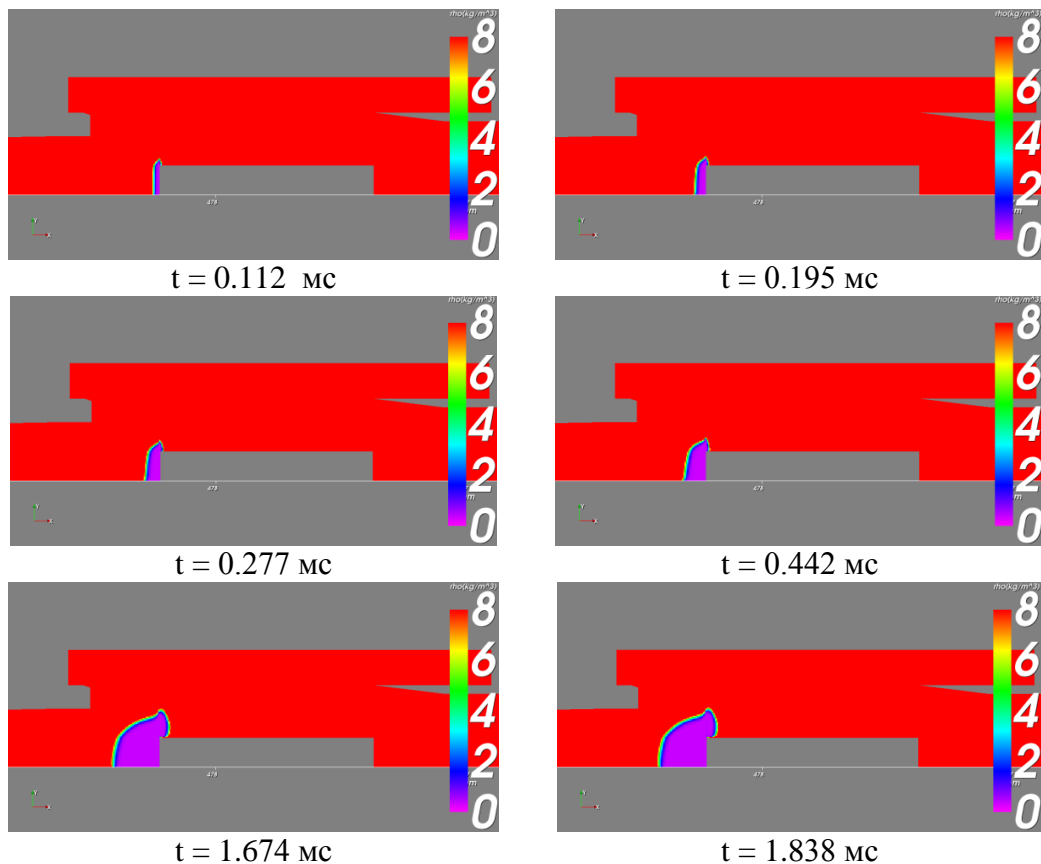


Рис.18. Массовая доля продуктов горения ТТШ в неподвижном воздухе.

Расчет производился на частично подвижной сетке, границы которой были связаны с границей ТТШ. При этом через границу расчетной области, соответствующую фронту горения, поступали продукты горения с массовым потоком на единицу площади, равным по модулю $\rho_{ш}U$, и потоком энергии на единицу площади, равным по модулю $\rho_{ш}U^3/2+Q\rho_{ш}U$. В системе координат,

связанной с фронтом горения, поток импульса, отнесенный к единице площади поверхности, был равен локальному давлению за фронтом p , поскольку материал ТТШ считался твердым и непроницаемым. Согласно расчетам истечения воздуха из резервуара с давлением $P_{\phi}^* = 100 \text{ атм}$, давление вблизи переднего торца цилиндра составляет 15.0 атм . Для проверки корректности модели и выявления особенностей образования продуктов сначала были проведены расчеты горения ТТШ в неподвижном воздухе при давлении 15 атм и температуре 300 К .

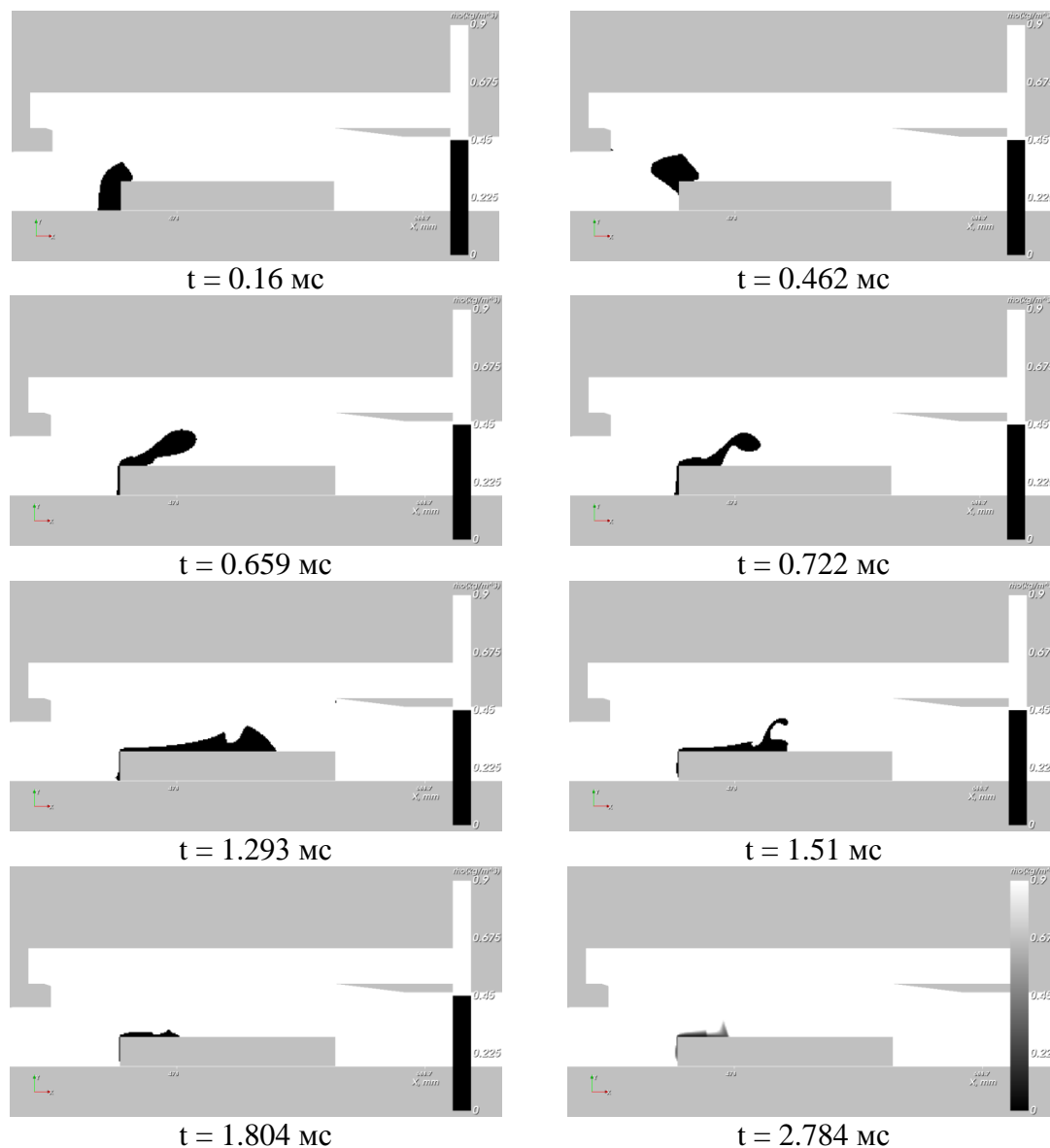


Рис.19. Поле массовой доли продуктов горения ТТШ при истечении сжатого воздуха при давлении $P_{\phi}^* = 100 \text{ атм}$.

Расчеты показали, что модель горения адекватна изучаемому процессу и что на временах, за которые продукты горения распространяются на значительное пространство, фронт горения перемещается на ничтожно малое расстояние. Процесс горения иллюстрирует рис.18, на котором представлена динамика поля массовой доли продуктов горения твердого топлива.

Далее представлены результаты расчетов обтекания горячей ТТШ. Предполагалось, что в начальный момент одновременно начинается истечение воздуха из форкамеры и горение ТТШ в трубу, заполненную воздухом с давлением 1 атм и температурой 300 К. Согласно расчетам на начальной фазе истечения продукты горения распространяются подобно случаю горения в воздухе с давлением 15 атм. Расчеты при $P_{\phi}^*=100$ атм, показали, что ударная волна, подходящая к ТТШ из форкамеры сильно деформирует область продуктов горения, а затем они сносятся сверхзвуковым потоком. В результате течение продуктов происходит в узком слое вблизи поверхности ТТШ. Рис.19, на котором даны поля массовой доли продуктов горения, иллюстрирует процесс их сноса потоком воздуха. Как показали расчеты, с уменьшением P_{ϕ}^* увеличивается толщина указанного выше слоя продуктов горения.

На рис.20 представлены результаты моделирования обтекания тела сложной формы с прямооточной камерой при донном горении пастообразного топлива в сверхзвуковом потоке воздуха в условиях описанного выше эксперимента на модели, представленной на рис.12. Рис.20 иллюстрирует поля числа Маха и температуры для развитого процесса горения.

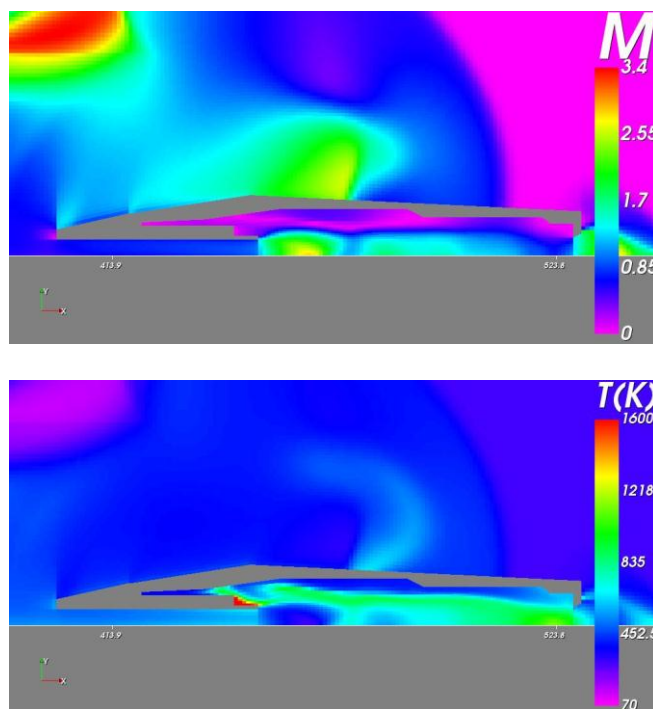


Рис.20. Поля числа Маха и температуры при развитом процессе донного горения пастообразного топлива в сверхзвуковом потоке воздуха.

Описание экспериментальных и теоретических методик исследований течений на аэродинамической трубе ИПРИМ РАН, а также полученных результатов было представлено в докладах на XVIII Международной конференции по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2013). (Алушта, 22-31мая 2013 г.), 4-ой Международной научной школе молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 26-29 ноября 2013 г.) и на 2-ой Всероссийской научной конференции «Механика композиционных материалов и конструкций», (Москва, 17-19 декабря 2013г.) и кратко изложено в тезисах [11-15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана компьютерная программа с удобным графическим интерфейсом для моделирования течений в импульсной установке – сверхзвуковой аэродинамической трубе, используемой в ИПРИМ РАН при экспериментальном исследовании моделей аппаратов и двигательных устройств, в которых реактивная тяга создается при сгорании твердого ракетного топлива.

Интерфейс программы позволяет задавать параметры начального состояния в аэродинамической трубе и в камере высокого давления, проводить визуализацию полей газодинамических параметров потока во время выполнения расчета и получать зависимости от времени характеристик течения в заданных точках и силы, действующие на обтекаемые тела и на его отдельные элементы. Новая программа является виртуальной моделью реальной сверхзвуковой импульсной аэродинамической трубы и может быть использована экспериментаторами и сотрудниками разных специальностей, не имеющими специальной подготовки.

Проведено методическое экспериментальное исследование обтекания модели «конус + цилиндр» в импульсной аэродинамической трубе при числе $M=4$, температуре в форкамере $T_{\phi}^*=300$ К и давлении в форкамере в начальный момент времени $P_{\phi}^*=60$ атм.

Получены зависимости от времени аэродинамической силы, действующей на испытываемую модель, статического давления в рабочей части и полного давления в форкамере трубы, а также теневые картины обтек модели сверхзвуковым потоком воздуха в процессе развития течения.

Определено экспериментальное значение коэффициента лобового сопротивления модели C_x при числе $M=4$, сопоставление которого с теоретическими данными показало хорошее соответствие. Так по данным измерения $C_{x_0}=0.22\pm 10\%$, а по расчёту, в предположении, что $P_d/P_n=0.5$ при $M=4$, $C_{x_m}=0.217$.

Исследована динамика развития процесса сгорания пастообразного топлива в модели РД.

С использованием полученных экспериментальных данных проведена верификация виртуальной модели реальной гиперзвуковой импульсной аэродинамической трубы по аэродинамическим силам и давлениям в рабочей части и в форкамере трубы и показано удовлетворительное соответствие процессов, развивающихся в рабочей части трубы, предсказываемых виртуальной моделью, с фактическими результатами.

С помощью разработанной программы проведено численное моделирование и получены новые данные по характеристикам течений в импульсной гиперзвуковой аэродинамической установке ИПРИМ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В.А., Марков В.В., Хмелевский А.Н. Теоретическое и экспериментальное исследование работы пульсирующего детонационного двигателя // Химическая физика. – 2005. – Т.24. – №7. – С.37-43.
2. Бархударов Э.М., Бережецкая Н.К., Журавская Т.А., Копьёв В.А., Косый И.А., Левин В.А., Марков В.В., Попов Н.А., Тактакишвили М.И., Тарасова Н.М., Темчин С.М. Осесимметричный электрический разряд,

- как способ дистанционного нагрева газа // Физика плазмы. – 2009. – Т.35. – №10. – С.1001-1010.
3. *Barkhudarov E.M., Zhuravskaya T.A., Kossyi I.A., Levin V.A., Markov V.V., Popov N.A., Tarasova N.M., Temchin S.M. and Taktakishvil M.I.* Creating by annual electric discharge nonplanar shock wave as a means of distant heating and ignition of flammable gas // Proc. of NEPCAP. – Torus Press. – 2009. – P.138-141.
 4. *Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В.* Оптимизация тяговых характеристик пульсирующего детонационного двигателя // ФГВ. – 2010. – №4. – С.56-63.
 5. *Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В.* Новые эффекты слоистой газовой детонации // ДАН. – 2010. – Т.430. – №2. – С.185-188.
 6. *Левин В.А., Мануйлович И.С., Марков В.В.* Формирование детонации во вращающихся каналах // ДАН. – 2010. – Т.432. – №6. – С.775-778.
 7. *Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Справочник. – М.: Наука, 1978. – Т.1. – Кн.2. – 327 с.
 8. *Герасимов Г.Я.* Экологические проблемы теплоэнергетики: Моделирование процессов образования и преобразования вредных веществ. – М.: Изд-во Моск. Ун-та. 1998, – 210 с.
 9. *Варнатц Ю., Маас У., Дибба Р.* Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. – М.: Физматлит, 2003. – 351 с.
 10. *Годунов С.К., Забродин А.И., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
 11. *Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большианов И.П., Захаров Н.Н.* Комплексное исследование течений в гиперзвуковой аэродинамической установке / XVIII Межд. конф. по Вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2013). Материалы. – М.: Изд-во МАИ, 2013. – С.609-612.
 12. *Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большианов И.П., Захаров Н.Н.* Комплексное исследование течений в гиперзвуковой аэродинамической установке / 4-я Межд. научн. школа молодых ученых «Волны и вихри в сложных средах». Материалы. – М.: МАКС Пресс, 2013. – С.100-101.
 13. *Левин В.А., Марков В.В., Мануйлович В.В., Большианов И.П., Захаров Н.Н., Яновский Ю.Г., Прудников А.Г.* Исследование волновых процессов в аэродинамической трубе ИПРИМ РАН в натурном и виртуальном эксперименте / 2-я Всеросс. научн. конф. «Механика композиционных материалов и конструкций». Тезисы докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013. – С.93.
 14. *Большианов И.П., Захаров Н.Н., Прудников А.Г., Прядко Е.С., Садовин М.А.* Разработка методик экспериментального определения параметров и характеристик бескомпрессорных ВРД ракетных ЛА / 2-я Всеросс. научн. конф. «Механика композиционных материалов и конструкций». Тезисы докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013. – С.80.
 15. *Большианов И.П., Садовин М.А.* Разработка системы сбора и обработки экспериментальных данных в гиперзвуковой импульсной трубе при исследовании задач внешней и внутренней аэрогазодинамики /

2-я Всеросс. научн. конф. «Механика композиционных материалов и конструкций». Тезисы докладов. – М.: ИПРИМ РАН, 2013. – С.81.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ МЕХАНИЗМОВ ВИБРАЦИОННОГО ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО БИОТОПЛИВА *

Полежаев Ю.В., Гешеле В.Д., Раскатов И.П., Стоник О.Г.

ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва, Россия

РЕЗЮМЕ

Исследование процессов горения в условиях звуковых возмущений, вызванных самовозбуждением камеры сгорания, обусловлено важными промышленными применениями. Мощные колебания давления и температуры, вызванные резонансной подкачкой колебаний тепловыделения, могут привести к разрушениям самой камеры сгорания. С другой стороны, при вибрационном горении увеличивается теплонпряженность топочного объема, снижается концентрация сажи, NO_x, CO, SO₂ [1]. Как показано в нашей работе, одной из причин экологической эффективности вибрационного горения является улучшение теплообменных процессов, в частности с поверхностью камеры сгорания. Усиление теплопотерь уменьшает температуру сгорания топлива, что и приводит к уменьшению вредных выбросов при сжигании промышленных и бытовых отходов. Показано, что данный эффект может привести к снижению выхода ¹³⁷Cs в летучей фазе и повышению его концентрации в зольном остатке при сжигании древесины и торфа загрязненных радионуклидами. Полученные результаты свидетельствуют о возможности оптимизации параметров топочного режима, в том числе температуры пламени, при которых обеспечивается максимальная степень фиксации токсичных веществ и радионуклидов в зольных остатках и минимальный их вынос с газовой фазой.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Нами была проведена серия опытов по изучению вибрационного горения. Опыты проводились на установке типа "Трубы Рийке".

В кварцевой трубе длиной 100 см и диаметром 100 мм, вертикально расположенной, размещалось твердое топливо (рис.1). Изучалось горение различных сортов твердого топлива: древесина, древесный уголь, древесные пеллеты, сухой спирт.

Система диагностики позволяла проводить измерения характеристик акустического процесса, сопровождающего горение, - амплитуды звукового давления и частоты. Замерялись скорость выгорания топлива; скорость засасываемого воздуха; температура продуктов горения. Проводилась киносъемка пламени. Показания приборов выводились на компьютер и обрабатывались в синхронном режиме.

Погрешности измерений составили: частота ± 2 Гц; уровень звукового давления ± 1 ДБ; температура продуктов горения ± 5 К; местоположение зоны горения $\pm 0,1$ см; скорость поступающего в трубу воздуха ± 1 см/сек; скорость выгорания топлива ± 20 мг. Киносъемка осуществлялась со скоростью 60 и 500 кадров/с.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ грант 12-08-90000-Бел_а.

Для измерения температуры пламени был использован двухлучевой лазерный пирометр марки OPTCTL1MHSF (Германия). В процессе экспериментов измерялась температура пламени при различных режимах горения пеллет.

Были созданы рабочие участки на основе трубы Рийке с диагностикой измерения коэффициента теплоотдачи на поверхности камеры сгорания при возникновении вибрационного горения. С этой целью использовались датчики измерения плотности теплового потока (разработка Сапожникова) и посредством измерения перепада температуры на силиконовой приставке на поверхности трубы Рийке (см. рис.1).

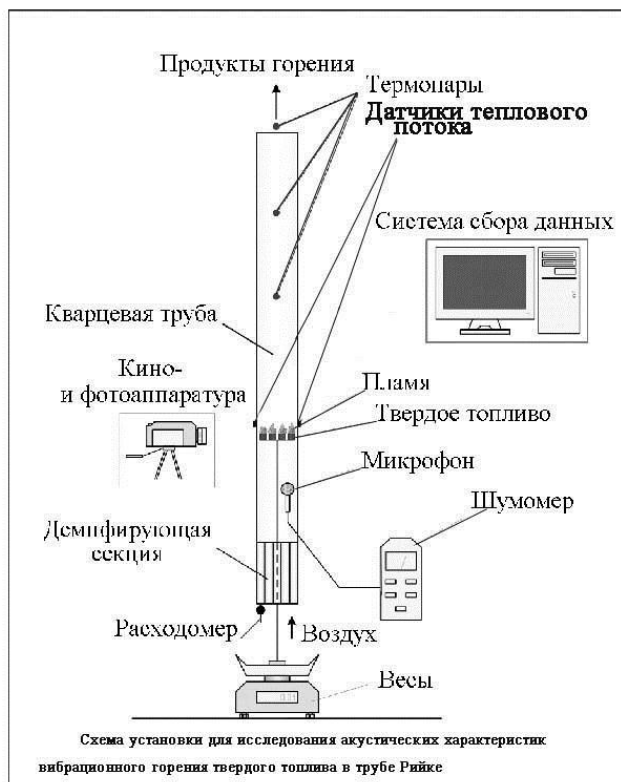


Рис.1. Экспериментальная установка для изучения вибрационного горения твердого топлива.

В процессе экспериментов измерялись также следующие характеристики: амплитуда пульсаций давления; скорость выгорания твердого топлива (древесные пеллеты); температура пламени; скорость засасываемого в трубу воздуха; спектр звукового излучения; плотность теплового потока на стенке камеры горения; проводилась киносъемка процесса горения.

2. ВАЖНЕЙШИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При возникновении вибрационного горения, сопровождающегося резким увеличением амплитуды термоакустических колебаний, факел сокращался, пламя турбулизовалось и вибрировало, цвет от оранжевого приобретал синий оттенок. При этом температура пламени снижалась примерно на 200°C , от $\sim 900^{\circ}\text{C}$ до $\sim 700^{\circ}\text{C}$. Скорость же выгорания несколько увеличивалась, что возможно связано с увеличением мощности акустического излучения и ростом теплоотдачи

к стенкам камеры сгорания, обусловленного турбулизацией пристенных слоёв продуктов горения.

Зависимость температуры пламени от времени в процессе существования и смены режимов горения представлены на рис.2. В диапазоне времени 0,5-1 мин. произошел переход режима диффузионного горения к вибрационному. При возникновении вибрационного горения наблюдалось резкое снижение температуры пламени от $\sim 900^{\circ}\text{C}$ (диффузионное горение) до $\sim 650^{\circ}\text{C}$. После завершения вибрационного горения, которое произошло в конце четвертой минуты температура пламени скачкообразно возросла до прежнего уровня $\sim 900^{\circ}\text{C}$ и установилось диффузионное горение.

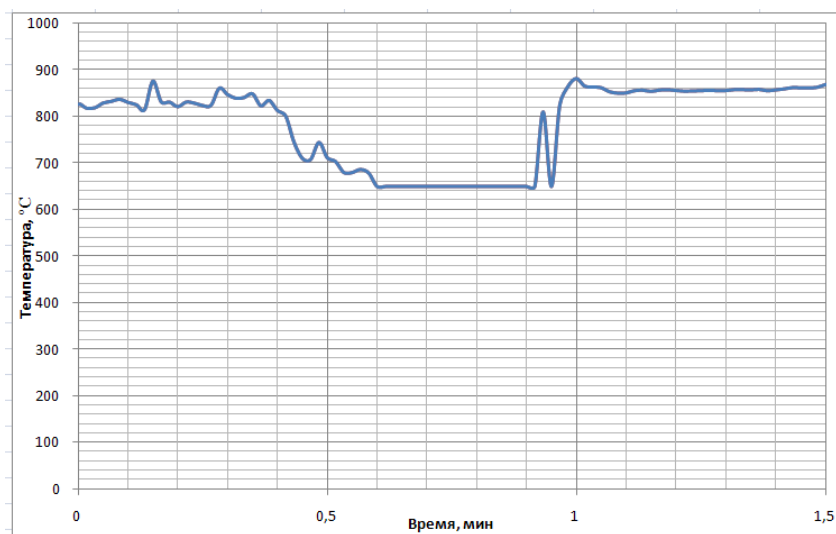


Рис.2. Зависимость температуры пламени от времени при различных режимах горения. Вибрационное горение наблюдалось в диапазоне времени от 0,5-1 мин.

На рис.3 и 4 представлены результаты обработки экспериментальных данных измерения плотности теплового потока на стенке камеры сгорания q Вт/см² от времени и температуры пламени, $t^{\circ}\text{C}$ от мощности акустического излучения P дБ при возникновении и развитии вибрационного горения пеллет, имеющих диаметр 8 мм.

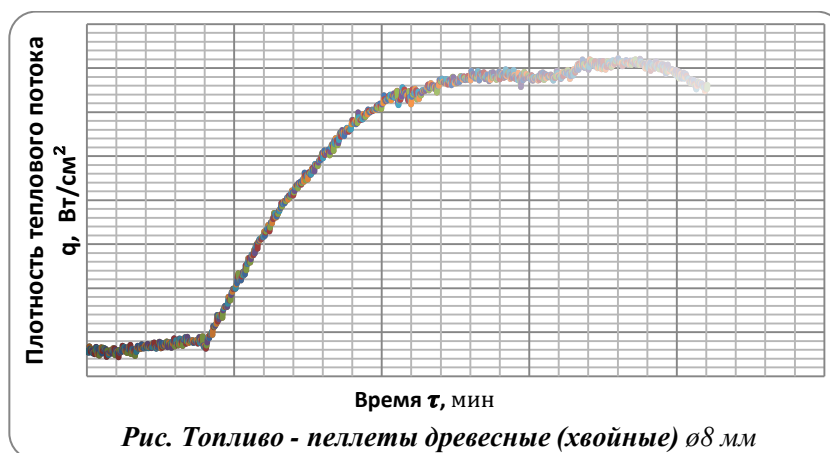


Рис.3. Зависимость плотности теплового потока на стенке камеры сгорания от времени при возникновении и развитии вибрационного горения.

Масса загрузки топлива – 32 г. Из рассмотрения рисунков следует сделать вывод, что с увеличением мощности акустического излучения температура пламени снижается от ~900 до 600 °С; плотность теплового потока на стенке камеры сгорания увеличивается от ~0,5 до 0,7 Вт/см². При этом скорость поступающего снизу трубы воздуха возрастает от ~0,7 до 1,0 м/с.

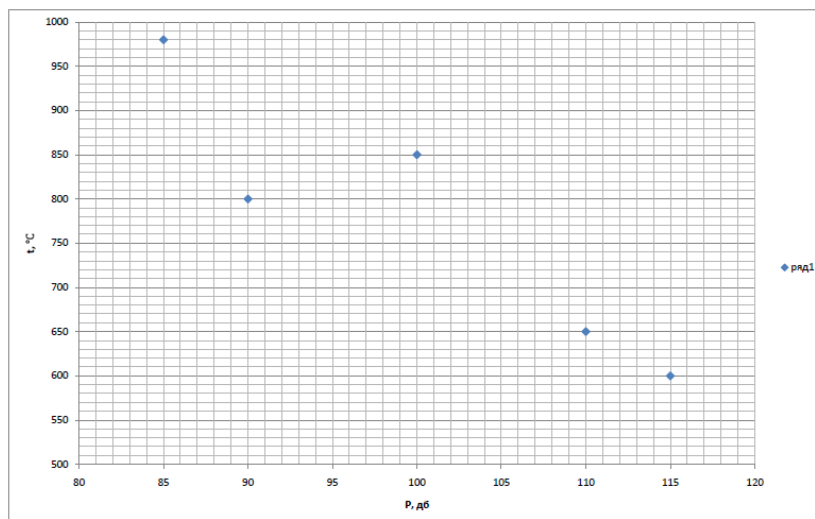


Рис.4. Зависимость температуры пламени от мощности звукового возбуждения.

Аналогичные измерения были проведены для загрузок топлива с массами 35 г и 33 г.

Улучшение теплоотдачи на стенке камеры сгорания, отмеченное в экспериментах свидетельствует о росте эффективности работы топочного устройства при возникновении вибрационного горения, увеличивающегося с ростом мощности акустического излучения.

Национальная академия наук Беларуси ГНУ «Объединенный институт энергетических и ядерных исследований – Сосны» Лаборатория радиационно-химических исследований окружающей среды выполнила анализ образцов золы древесных пеллет при вибрационном и диффузионном горении, полученной на нашей установке [2]. Результаты исследований представлены на рис.5.

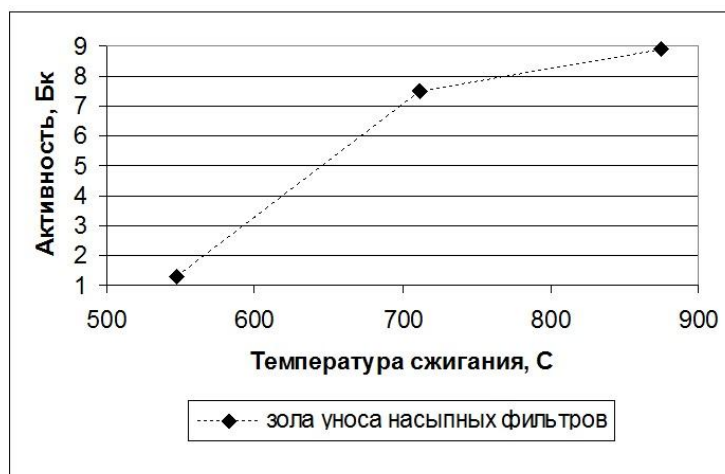


Рис.5. Изменение активности ¹³⁷Cs покидающей топку с уносом в зависимости от температуры сжигания.

Из анализа результатов следует сделать вывод, что концентрация ^{137}Cs в зольных остатках вибрационного горения примерно в 7-8 раз выше, чем при диффузионном горении, что подтверждает предположение о том, что при вибрационном горении снижаются выход в атмосферу ^{137}Cs с дымовыми выбросами.

3. ЭМПИРИКО–МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ГОРЕНИИ ТВЕРДОГО БИОТОПЛИВА В ВОЗДУШНОМ ПОТОКЕ, ВОЗМУЩЕННОМ ЗВУКОВЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Для получения адекватной эмпирической зависимости, описывающей полученные экспериментальные данные по горению твердого биотоплива, воспользуемся выводами работы [3]. Авторы данной работы показали, что при гармоническом возмущении потока, омывающего твердую поверхность, теплопередача к последней зависит от звукового пограничного слоя и от приведенной амплитуды возмущений. Проведенные нами эксперименты показали, что наряду с несущей частотой звукового возбуждения трубы Рийке существует целый ряд обертонов меньшей частоты, которые также возбуждают пограничный слой на стенке трубы. При этом суммарная мощность этих обертонов может превосходить мощность излучения звука на несущей частоте. Поэтому мы полагаем, что коэффициент теплоотдачи должен зависеть от величины децибел излучаемого звука.

Характерный размер звукового пограничного слоя имеет вид [4]:

$$\delta \sim \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad (1)$$

где ω – частота звуковых пульсаций, ν – вязкость.

Таким образом, теплообмен в звуковом пограничном слое характеризуется числом Рейнольдса:

$$Re_n = \frac{\delta u_*}{\nu}, \quad (2)$$

где $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ – динамическая скорость, а τ – напряжение на стенке, которое определяется по формуле Филоненко:

$$\tau = (1.82 \log(Re_D) - 1.64)^{-2}. \quad (3)$$

Здесь $Re_D = u_m D/\nu$, а u_m – средняя скорость потока и D – диаметр трубы.

Используя (1), (2) и (3) определим коэффициент теплообмена, вызванного звуковым возбуждением трубы Рийке следующей эмпирической зависимостью: $\alpha_{\text{выч}} = \alpha Pr^{0.4} Re_n^\beta P^\gamma$, где P – мощность звукового возмущения в децибелах, Pr – число Прандтля, а α , β и γ – неизвестные параметры, которые должны быть получены экспериментально.

Заметим, что звуковые возмущения имеют много гармоник, однако в (1) и, соответственно, в остальных зависимостях используется несущая частота самовозбуждения камеры горения (трубы Рийке). Это объясняется тем, что все обертоны, так или иначе зависят от несущей частоты, а усреднение по ним должно характеризоваться эмпирическими параметрами.

В результате обработки экспериментальных данных получены следующие величины параметров: $\alpha = 4420$, $\beta = -0.673$, $\gamma = -0.296$.

На рис.6 показана зависимость отношения вычисленного коэффициента теплообмена с указанными параметрами к полученному в эксперименте $\alpha_{\text{изм}}$.

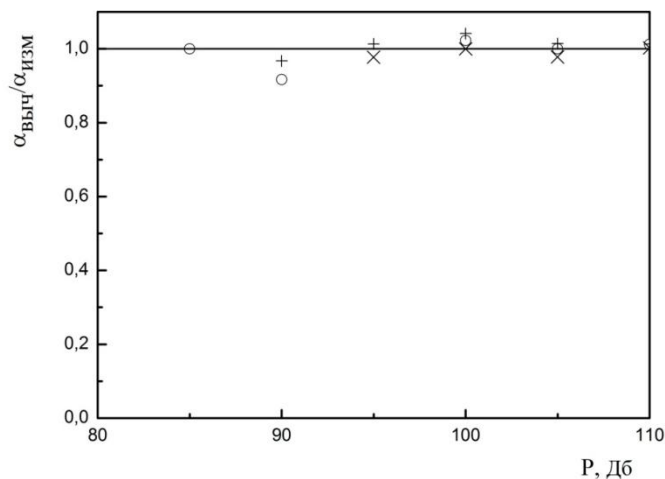


Рис.6. Отношение вычисленного коэффициента теплообмена к измеренному в зависимости от мощности звукового излучения на стенке трубы. Масса загрузки: о – 32 г, + – 35 г., х – 33 г

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- 1) Проведены экспериментальные исследования вибрационного горения твердого топлива. Получены экспериментальные характеристики автоколебательного процесса вибрационного горения твердого топлива: древесины, древесного угля, сухого спирта, древесных пеллет. В результате анализа полученных диаграмм амплитудных и частотных характеристик вибрационного горения твердого топлива в зависимости от положения зоны горения в трубе Рийке, структуры топлива и способов загрузки сделано следующее предположение. При вибрационном горении твердого топлива сосуществуют два типа процесса. Для основных гармоник колебательного процесса – известный в литературе "энергетический" подход; для гармоник более высокой частоты – вихревой механизм. Разработаны и применены методы экспериментальной верификации этого предположения с помощью "демпфирующей" приставки и "флажков" диффузионного пламени. Результаты опытов подтверждают предложенную физическую модель вибрационного горения твердого топлива.
- 2) Замерено изменение температуры пламени при возбуждении вибрационного горения. При этом при определенных условиях изменяются параметры пламени: снижается температура, пламя вибрирует и принимает голубой оттенок, укорачивается длина пламени, увеличивается теплоотдача на стенках камеры сгорания. Отмеченные эффекты могут привести к снижению выхода Cs^{137} в летучей фазе и повышению ее концентрации в зольном остатке при сжигании древесины и торфа загрязненных радионуклидами.
- 3) Проведено исследование распределения Cs^{137} в зольных отходах и продуктах сжигания, загрязненного радионуклидами древесного топлива в зависимости от температуры процесса, содержания кислорода и серы в реагентной смеси.
- 4) Полученные результаты свидетельствуют о возможности оптимизации параметров топочного режима, в том числе температуры пламени, при которых обеспечивается максимальная степень фиксации радионуклидов в зольных остатках и минимальный их вынос с газовой фазой.

- 5) На основании анализа экспериментальных результатов работы по измерениям зависимостей температуры пламени и плотности теплового потока на стенке камеры сгорания сделан вывод о том, что при переходе к вибрационному горению температура пламени снижается, а плотность теплового потока на стенке камеры сгорания растет.
- 6) Полученные результаты позволяют разработать рекомендации по сжиганию твердого биотоплива с улучшенными экологическими характеристиками выбросов и с повышенными показателями теплообменных параметров, что улучшает эффективность работы топочных устройств с твердым биотопливом в генераторах тепла.
- 7) Предложена эмпирико-математическая модель описания теплообмена со стенками камеры сгорания при взаимодействии звуковых возмущений с пламенем при вибрационном горении.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bet T. Zinn, Nehemia Miller, Joao A. Carvalho and Brady R. Daniel Pulsating combustion of coal in a rijke type combustor //Nineteenth Symposium on Combustion. – The Combustion Institute, 1982. – P.1197-1203.*
2. *Соловьев В.Н., Бида Л.А., Левчук А.С., Хилько Л.И., Фокина Г.И. Экспериментальное исследование распределения изотопов ¹³⁷Cs в продуктах пиролиза и газификации древесных радиоактивных отходов // Вест. Нац. акад. наук Беларуси. Сер. физ.-тех. наук. – 2000. – №3. – С.130-135.*
3. *Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Болдарев А.М., Тарлеев П.Н. Тепло- и массоперенос в звуковом поле. – Новосибирск: Изд. Института теплофизики, 1970. – 254 с.*
4. *John E. Dec, Jay O. Keller, Ichiro Hongo Time-resolved velocities and turbulence in the oscillating flow of a pulse combustor tail pipe // Combustion and Flame. – 1991. – Vol.83. – P.271-292.*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ЗАДЕРЖКИ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В СМЕСЯХ МЕТАН/ВОЗДУХ/ЧАСТИЦЫ Fe*

Тропин Д.А., Федоров А.В.

*ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

РЕЗЮМЕ

В настоящей работе предложена физико-математическая модель воспламенения смесей метан-кислород-азот/аргон в присутствии мелких металлических частиц, учитывающая детальные кинетические механизмы химических превращений реагирующей газовой смеси и приведенные кинетические механизмы окисления металлических частиц. Выявлено влияние давления и температуры на времена задержки воспламенения таких смесей. Показано, что наличие мелких металлических частиц приводит к уменьшению времени задержки воспламенения метановых смесей при малых температурах (менее 1150К) и увеличению при больших температурах (более 1150К). Оказалось, что уменьшение давления смеси приводит к увеличению ширины диапазона температур, в котором частицы ускоряют воспламенение газовой смеси. Сравнение данных по временам задержки воспламенения в смесях метан-воздух-частицы железа, полученных в расчетах и экспериментах в установке быстрого сжатия, показало их удовлетворительное соответствие в области изменения температур 900-1200К и давлений 1-1,2 МПа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопросы воспламенения метановых смесей в настоящее время являются актуальными, как с точки зрения взрыво- и пожаробезопасности в угольных шахтах, так и с точки зрения их безопасного использования в различных энергетических системах. Действительно, при добыче угля в шахтах выделяются взрывоопасные газы (природный газ, который состоит в основном из метана и небольшого количества более тяжелых углеводородов), которые являются источником взрывов. Установлено, что взрывы метана из всех аварий на шахтах являются наиболее опасными. В результате их протекания часто возникают пожары, обрушения, завалы в горных выработках, отравления и другие не менее тяжелые последствия. И если воспламенение чистой метано-воздушной смеси уже довольно подробно изучалось, то задачи, касающиеся воспламенения данных смесей при добавлении в них реагирующих частиц еще далеки от своего решения. Добавление таких частиц в реагирующую газовую смесь может привести к изменению пределов воспламенения газовой смеси, что может позволить управлять процессами их воспламенения.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

2.1. Физико–математическая модель воспламенения смесей метан-кислород-азот/аргон и частиц железа.

Рассмотрим пространство, заполненное в начальный момент времени смесью метан-кислород-азот/аргон при высоком давлении (8-17 атм)

* Исследования выполнены при поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение 14.В37.21.0645), Президиума РАН и Интеграционного проекта СО РАН – НАН Белоруссии 2013.

и температуре (900-1400 K), а также распределенными в пространстве мелкодисперсными частицами железа. Будем рассматривать задачу о химических превращениях в такой смеси. Тепловая история газозвеси в точечном приближении описывается следующими уравнениями:

$$\frac{dT_1}{dt} = -\frac{1}{c_{V_1}} \left[\sum_{i=1}^{15} (c_{V_{1,i}} T + h_{0i} - c_{p_1} T_{00}) \frac{d\xi_i}{dt} + \frac{1}{1-\zeta} \left((e_2 - e_1) \frac{d\zeta}{dt} + c_{p_2} \zeta \frac{dT_2}{dt} \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{6\lambda_1 Nu}{c_{p_2} \rho_{22} d^2} (T_1 - T_2).$$

Здесь T_1, T_2 – температуры газа и частиц, c_{V_1}, c_{p_1} – теплоемкости газа при постоянном объеме и постоянном давлении, c_{p_2} – теплоемкость частиц, ξ_i – массовые концентрации компонентов газовой смеси, λ_1 – теплопроводность газовой смеси, ζ – массовая концентрация частиц, ρ_{22} – истинная плотность частиц, d – диаметр частиц, $T_{00} = 298.15$ K, $Nu = 2 + 0.6Re^{1/2}Pr^{1/3}$ – число Нуссельта, $e_1 = c_{V_1} T_1 + \sum_{i=1}^{15} \xi_i h_{0,i} - c_{p_1} T_{00}$ – внутренняя энергия газовой смеси, $e_2 = c_{p_2} T_2 + Q$ – внутренняя энергия частиц, Q – тепловыделение за счет горения частиц. Система (1), дополненная уравнением состояния для газовой смеси в целом:

$$p = \rho_{11} T_1 R \sum_{i=1}^{15} \frac{\xi_i}{M_i}, \quad (2)$$

уравнениями детальной кинетики для газовой смеси:

$$\frac{d\xi_i}{dt} = \frac{1}{\rho} M_i \sum_{r=1}^l \rho^{m_r} (v'_{ir} - v_{ir}) \left[k_{fr} \prod_{\beta=1}^{15} \left(\frac{\xi_{\beta}}{M_{\beta}} \right)^{v_{\beta r}} - k_{br} \prod_{\beta=1}^{15} \left(\frac{\xi_{\beta}}{M_{\beta}} \right)^{v'_{\beta r}} \right], \quad (3)$$

где m_r – порядок r -й реакции, $i \in [1, 15]$, и уравнением приведенной кинетики для частиц:

$$\frac{d\zeta}{dt} = -\frac{\zeta - \zeta_k}{\tau_{\zeta}} e^{-\frac{E}{RT_2}} \quad (4)$$

позволяет после постановки соответствующей начально-краевой задачи воспламенения и горения реагирующей газовой смеси и твердых металлических частиц рассчитать тепловую историю такой смеси.

2.2. Кинетика воспламенения и горения реагирующей газовой смеси.

Для описания кинетики воспламенения и горения реагирующей смеси метан-кислород-азот/аргон используем упрощенную детальную кинетическую схему [1], которая учитывает 92 прямые и обратные реакции пятнадцати компонентов (H_2 , O_2 , H_2O , OH , O , H , NO_2 , H_2O_2 , CH_4 , CH_3 , CH_3O , CH_2O , HCO , CO_2 , CO). Упрощение заключалась в следующем. В механизме окисления метана присутствуют две ветви: распад на более простые углеводороды с образованием угарного и углекислого газа, и образование сложных углеводородов (молекул, содержащих несколько атомов углерода). В [2] детально описаны элементарные реакции, происходящие при окислении метана, и сделан качественный вывод,

что ветвь образования сложных углеводородов практически не влияет на процессы воспламенения и горения метана, т.к. концентрации этих углеводородов практически равны нулю. Поэтому мы исключили эту ветвь из кинетики [1]. Полный механизм окисления метана рассматривался в работах [3,4]. Элементарные реакции и выражения для их скоростей приведены в [1].

2.3. Верификация модели воспламенения и горения метана.

Теперь проведем верификацию модифицированной кинетической схемы воспламенения и горения метана. Отметим, что в [1] была проведена верификация полной кинетической схемы по временам индукции. Показано, что рассчитанные по данной схеме периоды индукции и длины зон индукции хорошо коррелируют с экспериментальными данными независимо от типа топлива, разбавления азотом, начального давления и начальной температуры смеси. В дополнении к этим тестовым расчетам, покажем, что модифицированная кинетическая схема удовлетворительно описывает экспериментальные данные еще и вне зависимости от количества окислителя и разбавления другим инертным газом – аргоном.

На рис.1 приведены расчетные и экспериментальные зависимости времени задержки воспламенения метана от температуры за УВ. Видно, что для обоих экспериментов, отличающихся содержанием окислителя (кислорода) и инертного газа (аргона), имеем удовлетворительное соответствие расчетных данных с экспериментальными. Кроме того, расчеты для смеси с большим количеством инертного газа и малым количеством окислителя дают слегка заниженные значения времен задержки воспламенения. Расчеты же с меньшим количеством инертного газа и большим количеством окислителя дают слегка завышенные значения времен задержки воспламенения по сравнению с экспериментальными данными.

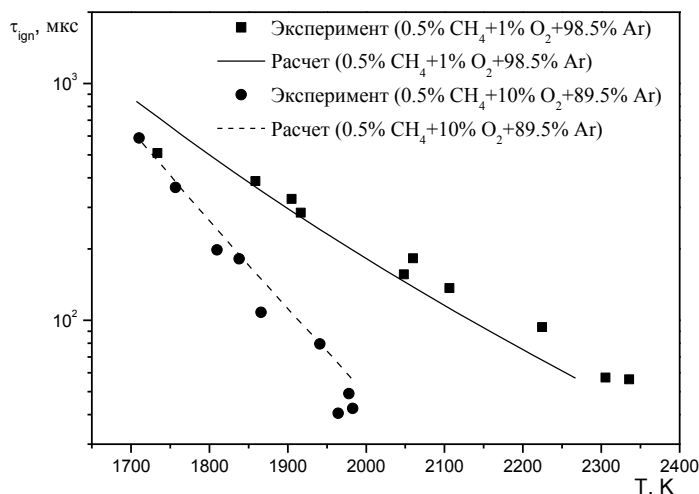


Рис.1. Зависимости времени задержки воспламенения метана от температуры за УВ. Сравнение расчетных данных с экспериментальными [5].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Время задержки воспламенения в смеси метан/воздух/частицы железа.

Рассмотрим теперь, как реагирующие частицы влияют на воспламенение газовой смеси.

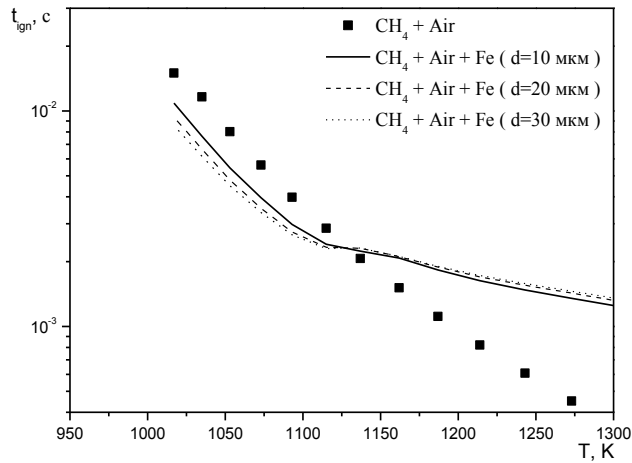


Рис.2. Зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-воздух-реагирующие частицы от температуры.

На рис.2 представлены зависимости времени задержки воспламенения стехиометрической смеси метан-воздух ($9.51\%CH_4 + 19.01\%O_2 + 71.48\%N_2$) и смесей метан-воздух с частицами железа диаметром 10, 20, 30 мкм от начальной температуры смеси. Начальное давление смеси составляло 10 атм. На рисунке видно две области: 1. Область, в которой частицы уменьшают время задержки воспламенения метана (при низких температурах смеси), 2. Область, в которой они это время увеличивают (при высоких температурах смеси). Такое разделение вызвано тем, что в первой области частицы воспламеняются и сгорают быстрее газа, отдавая ему при этом все тепло (энергию). Во второй же области газ воспламеняется раньше частиц и увеличение времени задержки воспламенения смеси реагирующей газ-частицы по сравнению с чистым газом вызвано тем, что часть энергии от газа уходит на нагрев частиц. В точке пересечения кривых для смесей реагирующих газов и смесей газ - частицы тепловыделение за счет горения частиц намного меньше тепловыделения в газе:

$$Q_2 = Q_{2,ch} + Q_{2,th} = \frac{1}{1-\zeta} \left((e_2 - e_1) \frac{d\zeta}{dt} + c_{p_2} \zeta \frac{dT_2}{dt} \right) \ll \sum_{i=1}^{15} (c_{V_i} T + h_{0i} - c_{p_i} T_{00}) \frac{d\xi_i}{dt} = Q_1, \quad (5)$$

где Q_1 – тепловыделение в газе, $Q_{2,ch}$ – тепловыделение за счет горения частиц, $Q_{2,th}$ – конвективный отъем тепла (энергии) у газа за счет прогрева частиц ($Q_{2,th} < 0$). Таким образом, в первой области выполняется соотношение $Q_2 \gg Q_1$, во второй области:

$$Q_{2,th} = \left| \frac{\zeta}{1-\zeta} c_{p_2} \frac{dT_2}{dt} \right| \gg \sum_{i=1}^{15} (c_{V_i} T + h_{0i} - c_{p_i} T_{00}) \frac{d\xi_i}{dt} = Q_1, \\ Q_{2,ch} = (e_2 - e_1) \frac{d\zeta}{dt} \approx 0. \quad (6)$$

Кроме того, видно, что увеличение диаметра частиц в первой области приводит к уменьшению времени задержки воспламенения, а во второй к обратному эффекту – увеличению времени задержки воспламенения. Это происходит потому, что при увеличении диаметра частиц уменьшается отъем тепла от газа

за счет конвекции ($Q_{2,th}$) и, таким образом, больше тепла (энергии) идет на нагрев газа.

Также следует отметить, что в работе [6] были проведены подобные расчеты по воспламенению стехиометрической водородо-воздушной смеси в присутствии частиц железа (Fe) и оксидов железа (FeO) при температурах порядка 1000 К и давлении 1 атм. В расчетах использовались детальные кинетические механизмы окисления как для газовой смеси, так и для частиц. Авторами было показано, что в зависимости от объемной концентрации частиц существуют области, в которых частицы ускоряют воспламенение газовой смеси (при объемных концентрациях частиц менее 10^{-4}), и в которых замедляют воспламенение газовой смеси (при объемных концентрациях частиц более 10^{-4}). В нашей же работе показано, что такие области возникают также и при изменении температуры смеси.

Кроме того интересно посмотреть каким образом влияет начальное давление смеси на времена задержки воспламенения. На рис.3 приведены зависимости времени задержки воспламенения смесей без частиц и с частицами при давлениях 8, 10, 15 атм. Видно, что увеличение давления смеси приводит к уменьшению времени задержки воспламенения как в чистой газовой смеси, так и в смеси с частицами в обеих областях. Кроме того, увеличение давления смеси смещает точку раздела областей в сторону низких температур. Т.е. при увеличении давления, момент при котором выполняется неравенство (5) наступает при более низких температурах смеси. Это говорит об очень сильном влиянии давления смеси на тепловыделение в газовой фазе (Q_1) и незначительном влиянии на тепловыделение в твердой фазе (Q_2).

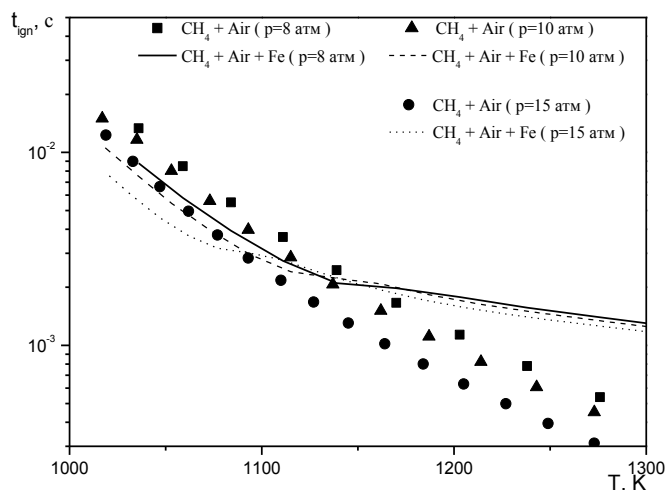


Рис.3. Зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-воздух-реагирующие частицы от температуры при различных давлениях смеси.

Кроме того, полезным представляется провести сопоставление расчетов и экспериментов. В табл.1 представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных по временам задержки воспламенения смесей метан-воздух и метан-воздух-частицы. Видно, что в экспериментах 1-4 времена задержки воспламенения меньше, чем в расчетах с чистым газом. Добавление же частиц в реагирующую газовую смесь с такими термодинамическими параметрами приводит к уменьшению времен задержки воспламенения в расчетах (область 1), и они становятся примерно равными временам, полученным

в эксперименте. Однако, в экспериментах 5, 6 время задержки воспламенения больше, чем в расчете с чистым газом. И при таких термодинамических параметрах смеси добавление частиц приводит к увеличению времени задержки воспламенения в расчетах (область 2), которое становится практически равным экспериментальному значению.

Таблица 1.

Времена задержки воспламенения в смеси метан-воздух и частиц железа. Сравнение с экспериментами.

№	P, МПа	T, К	t_{ign} , мс		
			Эксперимент [7]	Расчет (чистый газ)	Расчет (газ-частицы)
1	1,699	930	6	13,6	9
2	1,029	994	6,15	8,25	6,54
3	1,058	1083	2,5	4,88	3,5
4	0,982	1107	1,35	3,63	1,78
5	1,02	1147	6	1,62	4,46
6	1,138	1214	1,6	0,813	1,65

3.2. Время задержки воспламенения в смеси метан/кислород/аргон/частицы железа.

Также были проведены расчеты для смесей, в которых в качестве инертного газа выступал не азот, а аргон. Состав смеси был следующим: $9.51\%CH_4 + 19.01\%O_2 + 71.48\%Ar$. На рис.4 представлены зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-кислород-аргон и смесей метан-кислород-аргон с частицами железа диаметром 10, 20, 30 мкм от начальной температуры смеси. Из рис.4 видно, что две области воспламенения смеси сохраняются и в такой смеси с аргонном. Однако, точка пересечения зависимостей для чистого газа и газа с частицами, в которой выполняется неравенство (5), слегка сместилась в область низких температур. Но все остальные эффекты остались такими же, как и в смесях метан-воздух-частицы.

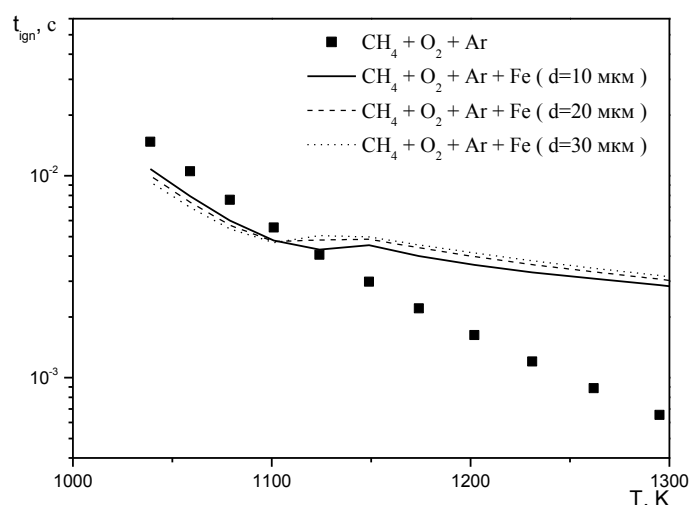


Рис.4. Зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-кислород-аргон-реагирующие частицы от температуры.

Далее рассмотрим, как влияет начальное давление смеси метан-кислород-аргон-частицы на времена задержки воспламенения этой смеси. На рис.5 приведены зависимости времени задержки воспламенения смесей без частиц и с частицами при давлениях 5, 7, 10 атм. Из рис.5 видно, что увеличение давления в смеси приводит к значительному смещению точки раздела двух областей. Т.е. в смеси метан-кислород-аргон-частицы влияние давления на тепловыделение в газе (Q_1) значительно больше, чем в смеси метан-воздух-частицы. Остальные же эффекты точно такие же, как и в смеси метан-воздух-частицы.

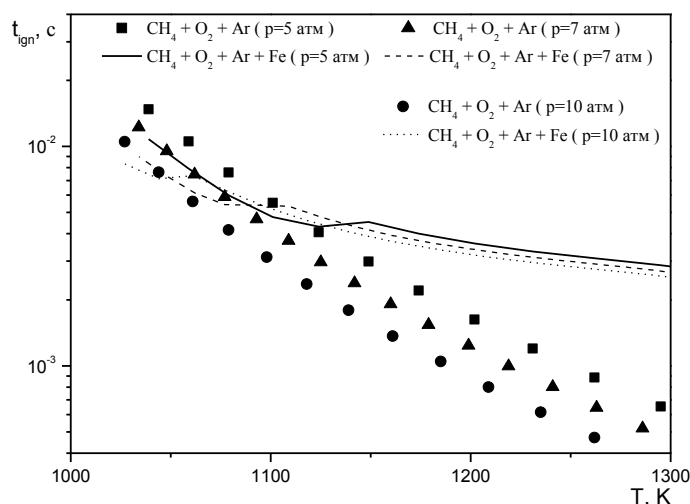


Рис.5. Зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-кислород-аргон-реагирующие частицы от температуры при различных давлениях смеси.

Как уже было сказано выше, разделение на две области воспламенения связано с соотношением времен реагирования частиц и метана. Если это время для частиц меньше, чем у газовой смеси, то времена задержки воспламенения газовой смеси уменьшаются (область 1), если больше, то имеет место обратный эффект (область 2). Теперь попробуем изменить характерное время реагирования частиц, т.е. время химической релаксации — τ_ζ .

Так, на рис.6 представлены зависимости времени задержки воспламенения от начальной температуры в смеси метан-кислород-аргон-частицы для трех значений τ_ζ : 10^{-5} , $5 \cdot 10^{-6}$ и 10^{-6} . Видно, что уменьшение времени химической релаксации частиц приводит к смещению точки раздела двух областей в сторону высоких температур смеси, т.е. к увеличению области 1 и уменьшению области 2. Таким образом, при малых временах химической релаксации частицы ускоряют воспламенение реагирующей газовой смеси в большем диапазоне температур смеси.

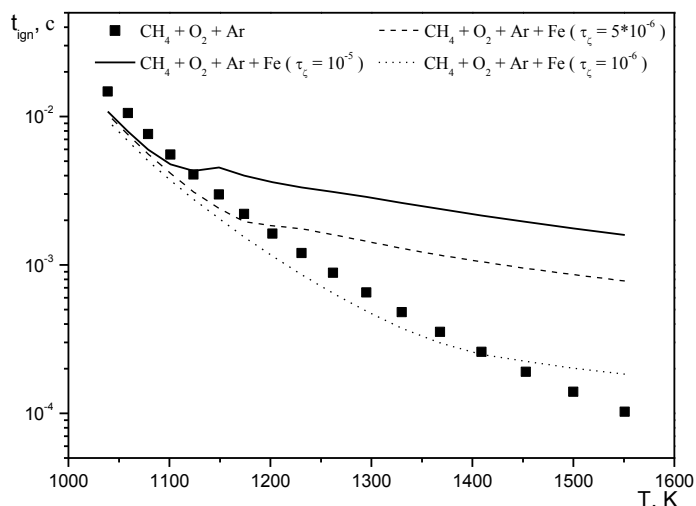


Рис.6. Зависимости времени задержки воспламенения смеси метан-кислород-аргон-реагирующие частицы от температуры при различных значениях времени химической релаксации частиц.

ВЫВОДЫ

1. Предложена физико-математическая модель воспламенения смесей метан-кислород-азот/аргон в присутствии мелких металлических частиц, учитывающая детальные кинетические механизмы химических превращений реагирующей газовой смеси и приведенные кинетические механизмы окисления металлических частиц.
2. Выявлено влияние температуры и давления смеси метан-кислород-азот/аргон на времена задержки воспламенения. Показано, что в зависимостях времени задержки воспламенения от температуры смеси существует две области воспламенения: Область 1, в которой частицы ускоряют воспламенение газовой смеси (при низких температурах смеси); Область 2, в которой частицы замедляют воспламенение газовой смеси (при высоких температурах смеси).
3. Сравнение данных по временам задержки воспламенения в смесях метан-воздух-частицы, полученных в расчетах и в экспериментах в установке быстрого сжатия, показало их удовлетворительное соответствие в области изменения температур 900-1200 К и давлений 1-1,2 МПа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вестбрук Ч., Уртъев П.* Применение химической кинетики для определения критических параметров газовой детонации // *Физика горения и взрыва.* – 1983. – Т.19. – №6. – С.65-76.
2. *Law C.K.* *Combustion Physics.* – Cambridge University Press, 2006.
3. *Westbrook C.K., Creighton J., Dryer F.L.* A numerical model of chemical kinetics of combustion in turbulent flow reactor // *J. Phys. Chem.* – 1977. – Vol.81. – P.2542.
4. *Westbrook C.K.* Comprehensive mechanism for methanol oxidation // *Comb. Sci. Tech.* – 1979. – Vol.20. – P.125-140.

5. *Hidaka Y., Gardiner W.C.Jr., Eubank C.S.* // J. Mol. Sci. – 1982. – Vol.2. – P.141-153.
6. *Linteris G.T., Babushok V.I.* Promotion of inhibition of hydrogen-air ignition by iron-containing compounds // Proc. Comb. Inst. – 2009. – Vol.32. – P.2535-2542.
7. *Лецевич В.В., Пенязьков О.Г., Шимченко С.Ю.* Неоднородное самовоспламенение метано-воздушных смесей в установке быстрого сжатия // Третий Минский международный коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации (ММК-2013). Труды. – Беларусь. Минск, 11-14 ноября 2013. – С.1-8.

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ*

Федоров А.В., Фомин П.А., Тропин Д.А.

*ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия*

РЕЗЮМЕ

Предложена приведенная двухстадийная модель детонационного сгорания метана в кислороде и воздухе для эквимольных и бедных горючим смесей. Рассчитаны одномерные структуры детонационной волны при различном соотношении между горючим и окислителем, соответствующие перескату режиму и режиму Чепмена-Жуге. Проведенное сравнение рассчитанных зависимостей скорости детонации от концентрации метана в метан – кислородной смеси с представленными в литературе данными показало их удовлетворительное соответствие.

ВВЕДЕНИЕ

Взрывоопасные смеси, которые образуются в угольных шахтах, это смеси воздуха и природного газа, который состоит в основном из метана с небольшими примесями других углеводородов. Хотя большинство взрывов газа в угольных шахтах порождают волны дефлаграции, наихудший сценарий предполагает зарождение детонационных волн (ДВ), которые чрезвычайно разрушительны, и давление в которых может достигать десятки МПа при отражениях.

В литературе приведено множество детальных кинетических схем для моделирования детонационных режимов сгорания метано – воздушных смесей. В тоже время их широкое применение в практике расчетов детонационных течений сдерживается значительными затратами времени вычислений, обусловленными необходимостью расчета жестких систем уравнений химической кинетики и нелинейных уравнений газовой динамики. Для оценки параметров взрыва реагирующей смеси в тех или иных практических условиях иногда бывает достаточным иметь некоторую приведенную кинетику, которая вполне удовлетворительно описывает интегральные параметры смеси: изменение молярной массы, показателя адиабаты и внутренней энергии среды в зоне основного тепловыделения ДВ в метано-воздушных смесях и термодинамические параметры метано-воздушных смесей в состоянии химического равновесия.

Для этой цели нами была предложена физико-математическая модель детонационного сгорания метана в проходящих ударных волнах, основанная на новой двухстадийной приведенной кинетике воспламенения и горения метана в воздухе и кислороде в рамках подхода Николаева-Фомина-Зака. На ее основе определены структуры детонационной волны в стехиометрической, обедненной и обогащенной окислителем смеси метан-воздух в режиме Чепмена-Жуге и перескату. Проведенное сравнение рассчитанных зависимостей скорости детонации от концентрации метана в метан-кислородной смеси

* Исследования выполнены при поддержке Президиума РАН, Министерства образования и науки РФ (Соглашение 14.В37.21.0645).

с представленными в литературе данными показало их удовлетворительное соответствие.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Физико-математическая модель воспламенения и горения метано-воздушной смеси.

Рассмотрим пространство, заполненное смесью метана и воздуха. В общем виде химический состав газовой смеси описывается формулой $a_1CH_4 + a_2O_2 + a_3N_2$. В стехиометрической метано-воздушной смеси $a_1 = 1$, $a_2 = 2$, $a_3 = 7.52$. Пусть по смеси распространяется плоская ДВ, за фронтом которой происходит воспламенение и последующее горение смеси. Химические реакции в структуре ДВ будем рассчитывать по двухстадийной приведенной кинетике.

Первую стадию – период индукции, будем описывать общепринятым уравнением:

$$\frac{dY}{dt} = \frac{1}{\tau_{ign}}, \quad (1)$$

где Y – доля периода индукции, а для описания зависимости времени задержки воспламенения τ_{ign} метана в воздухе от параметров смеси можно взять, например, формулу [1], рекомендованную в [2,3] как наилучшую для расчета размера ячейки детонационной волны:

$$\tau_{ign} = 6 \cdot 10^{-9} \frac{\text{sec} \cdot \text{mol}}{\text{m}^3} [O_2]^{-1} e^{\frac{33200 \text{ cal/mol}}{RT}},$$

где $[O_2] = \frac{\rho}{\mu} \cdot \frac{a_2}{1 + a_2 + a_3}$ – молярно-объемная концентрация кислорода. В начале

периода индукции $Y = 0$, во время периода индукции Y монотонно увеличивается вплоть до 1 в момент окончания периода индукции.

Пусть $D_{H_2}, D_{O_2}, D_{OH}, D_{H_2O}, D_{CH_4}, D_{CO}, D_{CO_2}$ – энергии диссоциации молекул $H_2, O_2, OH, H_2O, CH_4, CO$ и CO_2 на атомы, а $\tilde{D}_{H_2}, \tilde{D}_{O_2}, \tilde{D}_{OH}, \tilde{D}_{H_2O}, \tilde{D}_{N_2}, \tilde{D}_{CH_4}, \tilde{D}_{CO}, \tilde{D}_{CO_2}$ – химические части внутренней энергии молекул $H_2, O_2, OH, H_2O, N_2, CH_4, CO$ и CO_2 . В соответствии со справочником [4] $D_{H_2} = 103264$ кал/моль, $D_{O_2} = 117973$ кал/моль,

$D_{OH} = 101360$ кал/моль, $D_{H_2O} = 219361$ кал/моль, $D_{CH_4} = 392118$ кал/моль,

$D_{CO} = 255790$ кал/моль, $D_{CO_2} = 381543$ кал/моль. Примем, как и в модели [5-7],

за начало отсчета химической части внутренней энергии предельно диссоциированное состояние. То есть состояние, в котором химическая часть внутренней энергии атомов H, O и молекул CO и N_2 равна нулю. Тогда химические части внутренней энергии молекул H_2, O_2, OH и H_2O равны соответствующим энергиям диссоциации молекул на атомы, взятым с отрицательным знаком. Химические части внутренней энергии молекул CO_2

и CH_4 равны: $\tilde{D}_{CH_4} = -(D_{CH_4} - D_{CO}) = -136328$ кал/моль

и $\tilde{D}_{CO_2} = -(D_{CO_2} - D_{CO}) = -125753$ кал/моль.

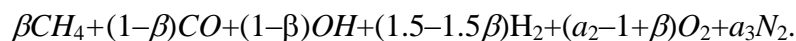
Заменяем реальные многостадийные процессы, проходящие во время периода индукции, некоторой *брутто*-реакцией, которую выберем на основании следующих общих соображений.

Примем во внимание, что рост температуры (и, соответственно, суммарное тепловыделение химических реакций) к моменту окончания периода индукции невелик. Поэтому *брутто*-реакцию выберем таким образом, чтобы ее тепловой эффект был много меньше максимально возможного теплового эффекта, соответствующего полной рекомбинации продуктов реакции с образованием молекул CO_2 и H_2O . Отметим, что при выполнении этого условия тепловой эффект *брутто*-реакции будет много меньше и теплового эффекта в точке Чепмена-Жуге.

Учтем, далее, что во время периода индукции происходят химические реакции, связанные с появлением и ростом количества активных центров и развалом тяжелых молекул. В нашем случае тяжелыми молекулами являются молекулы метана. В этой связи будем полагать, что в течении периода индукции все молекулы метана разлагаются с образованием молекул CO . В продуктах *брутто*-реакции не будем учитывать атомы C , поскольку рассматриваемая смесь содержит более чем достаточное количество окислителя ($a_2 \geq 1$).

Таким образом, будем полагать, что каждая молекула метана в рассматриваемой смеси во время периода индукции испытывает следующее химическое превращение: $CH_4 + O_2 \rightarrow CO + OH + 1.5H_2$. Именно такая *брутто*-реакция наилучшим, по нашему мнению, образом удовлетворяет описанным выше условиям. Тепловой эффект этой реакции Q_τ ($Q_\tau = \tilde{D}_{CH_4} + \tilde{D}_{O_2} - \tilde{D}_{CO} - \tilde{D}_{OH} - 1.5\tilde{D}_{H_2}$) равен 1955 кал/моль. Нетрудно показать, что эта величина существенно меньше максимально возможного теплового эффекта химической реакции Q_{max} , приходящегося на один моль CH_4 . Например, для стехиометрической метано-кислородной смеси Q_{max} соответствует тепловому эффекту реакции $CH_4 + 2O_2 \rightarrow CO_2 + 2H_2O$ ($Q_{max} = \tilde{D}_{CH_4} + 2\tilde{D}_{O_2} - \tilde{D}_{CO_2} - 2\tilde{D}_{H_2O}$) и равен 192201 кал/моль. Видно, что действительно $Q_{max} \gg Q_\tau$.

Пусть β – доля неразложившегося метана. В начальном состоянии $\beta=1$, во время периода индукции β монотонно уменьшается, а в конце периода индукции $\beta=0$. В соответствии с описанным выше химическим превращением, испытываемым молекулами метана при разложении, во время периода индукции химический состав смеси $CH_4 + a_2O_2 + a_3N_2$ при $a_2 \geq 1$ имеет следующий вид:



Отметим, что величина β влияет лишь на профили параметров волны в зоне индукции. А скорость волны, параметры потока в точке Чепмена-Жуге и зона основного тепловыделения от β не зависят. Поэтому при выполнении указанных выше условий конкретный вид формулы для вычисления β влияет на профили параметров волны в зоне индукции лишь количественно. Как правило, скорость химического превращения в конце периода индукции ускоряется. В этой связи представляется разумным выбрать такую формулу для вычисления β , чтобы она удовлетворяла указанным условиям, а скорость ее уменьшения росла по мере движения смеси в зоне индукции. Например, величину β можно определять так:

$$\beta = \frac{e^\alpha - e^{\alpha Y}}{e^\alpha - 1},$$

где константа $\alpha > 1$.

Суммарная масса M смеси $CH_4 + a_2O_2 + a_3N_2$ равна: $M = \mu_C + 4\mu_H + 2a_2\mu_O + 2a_3\mu_N$, где μ_C , μ_H , μ_O и μ_N – молярные массы атомов C , H , O и N . Начальная молярная масса смеси μ_0 определяется по формуле: $\mu_0 = M / (1 + a_2 + a_3)$. Молярная масса смеси μ во время периода индукции равна: $\mu = M / (2.5 - 1.5\beta + a_2 + a_3)$. В момент окончания периода индукции состав смеси имеет вид: $CO + OH + 1.5H_2 + (a_2 - 1)O_2 + a_3N_2$. В случае стехиометрической смеси это соответствует составу $CO + OH + 1.5H_2 + O_2 + 7.52N_2$.

Вторую стадию – зону основного тепловыделения, будем описывать уравнением приведенной кинетики [7]:

$$\frac{d\mu}{dt} = 4K_+ \frac{\rho^2}{\mu} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}}\right)^2 - AT^{3/4} \left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}}\right)^{3/2} \rho \left(\frac{\mu}{\mu_{\min}} - 1\right) e^{-\frac{E_D}{RT}}. \quad (2)$$

Здесь и далее μ_{\min} , μ_{\max} – молярные массы смеси в предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях, θ – средняя энергия возбуждения колебательных степеней свободы молекул, E_D – средняя энергия диссоциации продуктов реакции, K_+ , A – константы скорости рекомбинации и диссоциации продуктов реакции. Алгоритм вычисления констант μ_{\min} , μ_{\max} , E_D , θ , K_+ , A изложен в [5-7,8].

Уравнения, описывающие распространение ДВ в реагирующей смеси газов в системе координат, связанной с фронтом ДВ, имеют стандартный вид трех законов сохранения – массы, импульса и энергии для смеси в целом:

$$\begin{aligned} \rho U &= \rho_0 U_0 = c_1, \\ p + c_1 U &= p_0 + c_1 U_0 = c_2, \\ e(T, \mu) + \frac{p}{\rho} + \frac{U^2}{2} &= e(T_0, \mu_0) + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{U_0^2}{2} = c_3, \end{aligned} \quad (3)$$

Внутренняя энергия реакционно-способной смеси определяется из соотношения $e = e_{ch} + e_{th}\theta$, где e_{ch} – химическая часть внутренней энергии, а e_{th} – ее термодинамическая часть. Химическая часть определяется следующим образом. В начальном состоянии ($\beta=1$) и во время периода индукции:

$$e_{ch} = (\beta \tilde{D}_{CH_4} + (1 - \beta) \tilde{D}_{OH} + (1.5 - 1.5\beta) \tilde{D}_{H_2} + (a_2 - 1 + \beta) \tilde{D}_{O_2}) / M.$$

По истечении периода индукции [5-7]:

если $\mu \geq \mu_{CJ}$

$$e_{ch} = E_D \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right),$$

если $\mu < \mu_{CJ}$

$$e_{ch} = E_D \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right) + \left[e_{1,ch}^* - E_D \left(\frac{1}{\mu^*} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right) \right] \frac{\mu_{CJ} - \mu}{\mu_{CJ} - \mu^*}.$$

Индексом «*» обозначены значения параметров в момент окончания периода индукции.

Термодинамическая часть внутренней энергии определяется по формуле [7]:

$$e_{th} = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right] \frac{RT}{\mu},$$

где μ_a – молярная масса смеси в атомарном состоянии.

Термическое уравнение состояния для газовой смеси имеет вид:

$$p = \rho T \frac{R}{\mu}. \quad (4)$$

Дополним эту систему уравнением, описывающим период индукции:

$$U \frac{dY}{d\zeta} = \frac{1}{\tau_{ign}} \quad (5)$$

и уравнением кинетики горения:

$$\frac{d\mu}{d\zeta} = \frac{W}{U}, \quad (6)$$

где $W = W(T, \mu, \rho) = 4K_+ \rho^2 \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}} \right)^2 \frac{1}{\mu} - A_2 T^{3/4} \rho \left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_D}{RT}} \left(\frac{\mu}{\mu_{\min}} - 1 \right)$.

Система уравнений (1)-(6) служит для определения решения задачи о структуре детонационной волны, после того как стандартным образом мы поставим для нее краевую задачу на собственные значения, которым является скорость детонационной волны [9,10].

1.2. Метод решения. Сведение к одному уравнению для скорости смеси.

Все параметры смеси можно известным образом выразить через скорость смеси: $\rho = \frac{c_1}{U}$, $p = c_2 - c_1 U$, $T = \frac{(c_2 - c_1 U) U}{R c_1} \mu$. Далее можно получить дифференциальное уравнение, определяющее скорость смеси.

Для этого продифференцируем систему уравнений (3) по ζ и в результате получим обыкновенное дифференциальное уравнение для скорости смеси в виде:

$$\frac{dU}{d\zeta} = \frac{W(p_T e_\mu - p_\mu e_T)}{\rho e_T (U^2 - c_f^2)}, \quad (7)$$

где производные от внутренней энергии таковы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial \mu} = & -\frac{RT}{\mu^2} \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\frac{\theta}{T}}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} \right] + \\ & + \frac{RT}{\mu} \left[\frac{3}{4\mu_a} + \frac{3}{2\mu_a} \frac{\frac{\theta}{T}}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} \right] + \frac{\partial e_{ch}}{\partial \mu} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial e_{ch}}{\partial \mu} = \begin{cases} 0, & t \leq \tau_{ign} \\ -\frac{E_D}{\mu^2}, & t > \tau_{ign}, \mu \geq \mu_{CJ} \\ -\frac{E_D}{\mu^2} - \left[e_{ch}^* - E_D \left(\frac{1}{\mu^*} - \frac{1}{\mu_{min}} \right) \right] \frac{1}{\mu_{CJ} - \mu^*}, & t > \tau_{ign}, \mu < \mu_{CJ} \end{cases},$$

$$\frac{\partial e}{\partial T} = \frac{R}{\mu} \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\frac{\theta}{T}}{e^{\frac{\theta}{T}} - 1} \right] - \frac{R}{\mu} \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\theta}{T} \frac{e^{\frac{\theta}{T}} - 1 - \frac{\theta}{T} e^{\frac{\theta}{T}}}{\left(e^{\frac{\theta}{T}} - 1 \right)^2},$$

а функция c_f – замороженная скорость звука, определяемая по замороженному показателю адиабаты – γ_f .

1.3. Равновесные параметры в плоскости Чепмена-Жуге.

Известно, что до решения краевой задачи можно рассчитать равновесные параметры, т.е. динамические и термодинамические параметры смеси в плоскости Чепмена–Жуге, также как и скорость детонационной волны. Определяющие уравнения, при условии равновесия течения $W=0$, являются нелинейными уравнениями относительно переменных U, T с неявной зависимостью $T(U)$, поэтому аналитически затруднительно получить равновесные параметры. Равновесные параметры могут быть получены численно. Алгоритм их нахождения заключается в следующем. Приравняв нулю уравнение для скорости реакции:

$$W = 4K_+ \rho^2 \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{max}} \right)^2 \frac{1}{\mu} - A_2 T^{3/4} \rho \left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_D}{RT}} \left(\frac{\mu}{\mu_{min}} - 1 \right) = 0,$$

находим равновесное значение для молекулярного веса смеси, которое имеет следующий вид:

$$\mu = \mu_e(\rho, T) = \frac{-B(\rho, T) - \sqrt{B^2(\rho, T) - 4A(\rho, T)C(\rho)}}{2A(\rho, T)}, \quad (8)$$

$$\text{где } A(\rho, T) = \frac{4K_+ \rho^2}{\mu_{max}^2} - A_2 T^{3/4} \rho \left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_D}{RT}} \frac{1}{\mu_{min}},$$

$$B(\rho, T) = -\frac{8K_+ \rho^2}{\mu_{max}} + A_2 T^{3/4} \rho \left(1 - e^{-\frac{\theta}{T}} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_D}{RT}},$$

$$C(\rho) = 4K_+ \rho^2.$$

Подставив это уравнение в уравнение состояния, получим равновесное уравнение состояния для мгновенно прореагировавшей смеси $p = \rho T \frac{R}{\mu_e(\rho, T)}$.

Тогда для расчета параметров в плоскости Чепмена–Жуге мы имеем три закона сохранения массы, импульса и энергии, термическое и калорическое уравнения состояния и условие Чепмена – Жуге $U = c_e(\rho, T)$. То есть для определения шести

величин ρ, U, p, T, e, U_0 , определяющих параметры в точке Чепмена-Жуге имеем шесть уравнений. Следовательно, в целом задача является корректной, и если решение этой системы существует, то мы определяем детонационное течение Чепмена-Жуге.

Выражения для теплоемкостей имеют вид [5]:

$$c_p = c_v + \frac{\rho}{T} \left(e_{\mu} \mu_{\rho} - \frac{p}{\rho^2} \right) \frac{\left(\frac{T}{\mu} \mu_T - 1 \right)}{\left(1 - \frac{\rho}{\mu} \mu_{\rho} \right)}, \quad c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_v. \quad (9)$$

Теперь определим равновесную и замороженную скорости звука. В равновесном состоянии молярная масса является функцией плотности и температуры. С учетом этого обстоятельства, равновесная скорость звука будет определяться из следующего выражения:

$$c_e^2 = \frac{\rho c_p \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} + \frac{\partial p}{\partial \mu_e} \frac{\partial \mu_e}{\partial \rho} \right)}{\rho c_p - \frac{\partial p}{\partial T} - \frac{\partial p}{\partial \mu_e} \frac{\partial \mu_e}{\partial T}} = \frac{c_p \frac{RT}{\mu_e} \left(1 - \frac{\rho}{\mu_e} \frac{\partial \mu_e}{\partial \rho} \right)}{c_p - \frac{R}{\mu_e} + \frac{RT}{\mu_e^2} \frac{\partial \mu_e}{\partial T}}. \quad (10)$$

В замороженном состоянии молярная масса уже не является функцией плотности и температуры, поэтому замороженная скорость звука будет иметь вид:

$$c_f^2 = \frac{\rho c_p \frac{\partial p}{\partial \rho}}{\rho c_p - p_T} = \gamma_f \frac{p}{\rho}, \quad \text{где } \gamma_f = \frac{c_p}{c_p - \frac{R}{\mu}}. \quad (11)$$

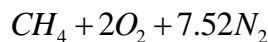
Теплоемкости в данном случае связаны соотношением:

$$c_p = c_v + \frac{R}{\mu}, \quad c_v = \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{v, \mu}.$$

В итоге, получаем выражения для замороженного и равновесного числа Маха:

$$M_f = \frac{U}{c_f}, \quad M_e = \frac{U}{c_e}.$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ. СТРУКТУРА ДВ В СМЕСИ



По модели с приведенной кинетикой (1)-(7) была получена структура ДВ в стехиометрической смеси метан – воздух в режиме Чепмена-Жуге и пересжатом режиме.

В расчетах оказалось, что скорость детонации в стехиометрической метано-воздушной смеси в режиме Чепмена-Жуге D_{CJ} составляет 1816 м/с. Для пересжатого режима скорость ДВ D была выбрана равной 2000 м/с, что соответствует параметру пересжатия η ($\eta = D / D_{CJ}$), равному 1.1. На рис.1а представлены распределения молярной массы смеси. На рисунке в точке 0 находится фронт ДВ. Волна движется справа налево. За фронтом следует зона индукции. Вблизи конца зоны происходит интенсивное разложение метана. Далее

идет зона основного тепловыделения, и в конечной точке – достигается равновесное состояние, т.е. точка Чепмена–Жуге, в которой выполняется условие $U = c_e$ или $M_e = 1$ (рис.1б). Очевидно, в пересжатом режиме равновесное число Маха меньше единицы, $M_e = 0.69$. Из рис.1а видно, что на протяжении большей части периода индукции молярная масса газа не меняется. Затем, при приближении к концу зоны индукции, она начинает уменьшаться. Это вызвано тем, что происходит распад тяжелых молекул (CH_4) с образованием более легких (CO , OH , H_2). На рис.1в представлены распределения плотности, давления и температуры газа в ДВ. Изменение их начинается только при приближении к концу периода индукции – все параметры начинают уменьшаться. В зоне основного тепловыделения давление и плотность продолжают падать, однако температура газа начинает расти. Если сравнивать два режима, то видно, что повышение температуры в ДВ в режиме Чепмена-Жуге больше, чем в пересжатом режиме, а также сильнее уменьшаются давление и плотность. Однако, если рассматривать реальные величины, то в режиме Чепмена-Жуге температура в равновесном состоянии меньше, чем в пересжатом режиме, 2828 К против 3047 К.

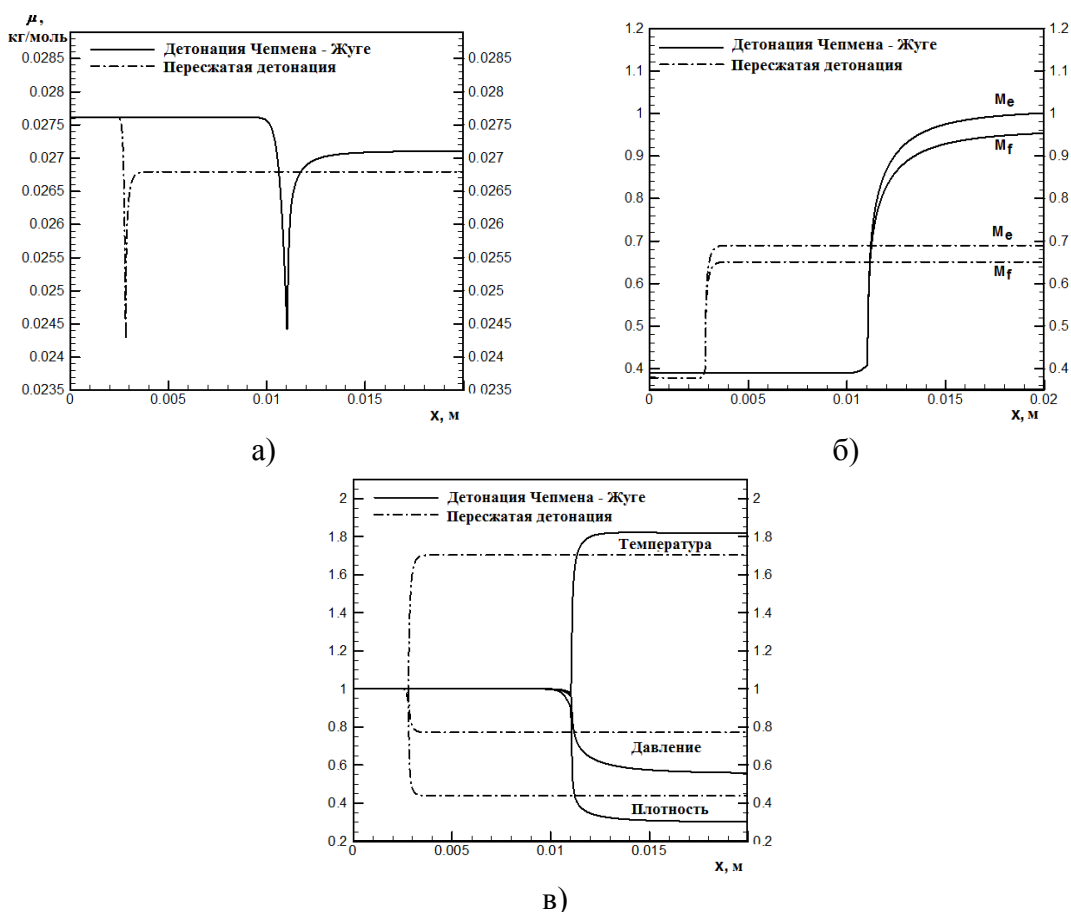


Рис.1. Распределение параметров смеси в ДВ в режиме Чепмена-Жуге и пересжатом. а) Молярная масса, б) равновесное и замороженное число Маха, в) плотность, давление и температура.

Также была получена зависимость скорости ДВ от содержания метана в метано–воздушной и метано–кислородной смесях (рис.2). На рис.2а представлены наши расчетные и данные, приведенные в [11] зависимости скорости детонации от содержания метана в метано-кислородной смеси. Как и в [3,11], наши расчетные значения скорости детонации максимальны в области избытка горючего, а не при стехиометрии. Видно, что в области недостатка метана (при содержании меньшем, чем стехиометрия, которая соответствует содержанию метана 33.3%) наши расчетные данные лежат выше приведенных в [11]. Однако при избытке метана, наши данные проходят ниже. Отчасти различие наших расчетов и данных [11] связано с тем, что расчет для всех начальных составов газа проводился с использованием констант E , K_+ и A , вычисленных для стехиометрии. В случае проведения расчетов с указанными константами, вычисленными для каждого начального состава газа, соответствие расчетных и [11] значений скорости волны будет лучше. На рис.2б показано, что максимальная скорость детонации в стехиометрической метано-воздушной смеси – 1816 м/с (количество метана 9.5%). При увеличении количества метана в смеси выше стехиометрии скорость детонации уменьшается, так же, как и при уменьшении доли метана в смеси ниже стехиометрии. Однако при уменьшении доли метана относительно стехиометрии скорость детонации падает быстрее. Это качественно соответствует работе [11] для случая детонации в метано-кислородной смеси.

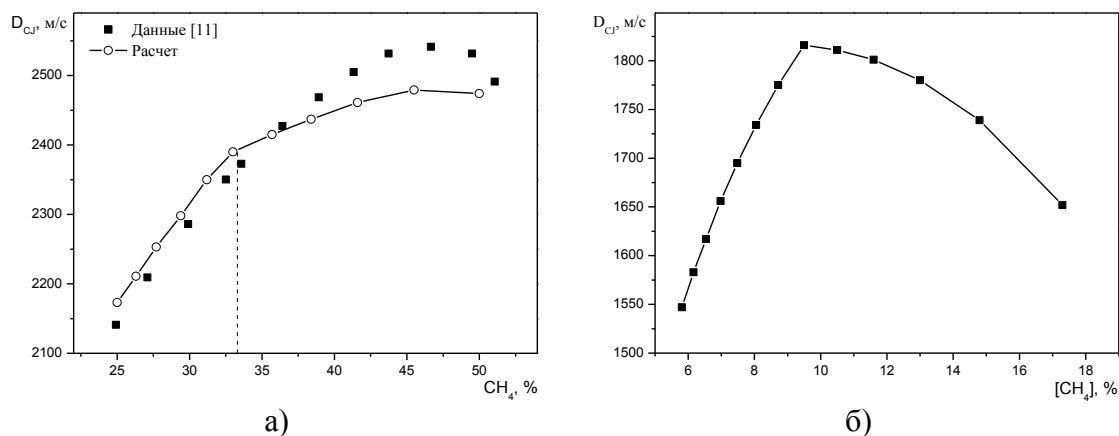


Рис.2. Зависимость скорости ДВ от состава: а) метано–кислородной смеси. Сравнение с данными [11]; б) метано-воздушной смеси.

Была рассчитана также структура ДВ в обедненной ($\phi = 0.5$, ϕ – коэффициент избытка окислителя, концентрация метана 17.36%) и обогащенной ($\phi = 1.5$, концентрация метана 6.54%) окислителем смеси метана и воздуха в режиме Чепмена-Жуге (рис.3). Скорость детонационной волны в этих смесях была равна $D = 1652$ м/с и $D = 1617$ м/с, соответственно. Расчет считался окончанным при достижении равновесным числом Маха значения 0.99 (рис.3б). Видно, что начальная молярная масса обогащенной окислителем смеси больше, чем в стехиометрической, а обедненной смеси наоборот, меньше (сравнить рис.1а и рис.3а). Вызвано это тем, что в обогащенной смеси больше тяжелых молекул, в частности N_2 , чем в стехиометрии, а в обедненной, наоборот, меньше. Если сравнивать термодинамические параметры, то видно, что все они,

кроме давления, в обедненной окислителем смеси ниже, чем в обогащенной (рис.3в). Давление смеси одинаковое и равно $p = 25.2$ атм за фронтом ДВ и $p = 13.8$ атм в точке Чепмена-Жуге. Температуры равны $T = 1270$ К для обедненной смеси и $T = 1362$ К для обогащенной за фронтом ДВ, $T = 1983$ К и $T = 2342$ К в точке Чепмена-Жуге, соответственно для обедненной и обогащенной окислителем смесей. Кроме того, оказалось, что длина зоны индукции в обогащенной смеси меньше, чем в обедненной.

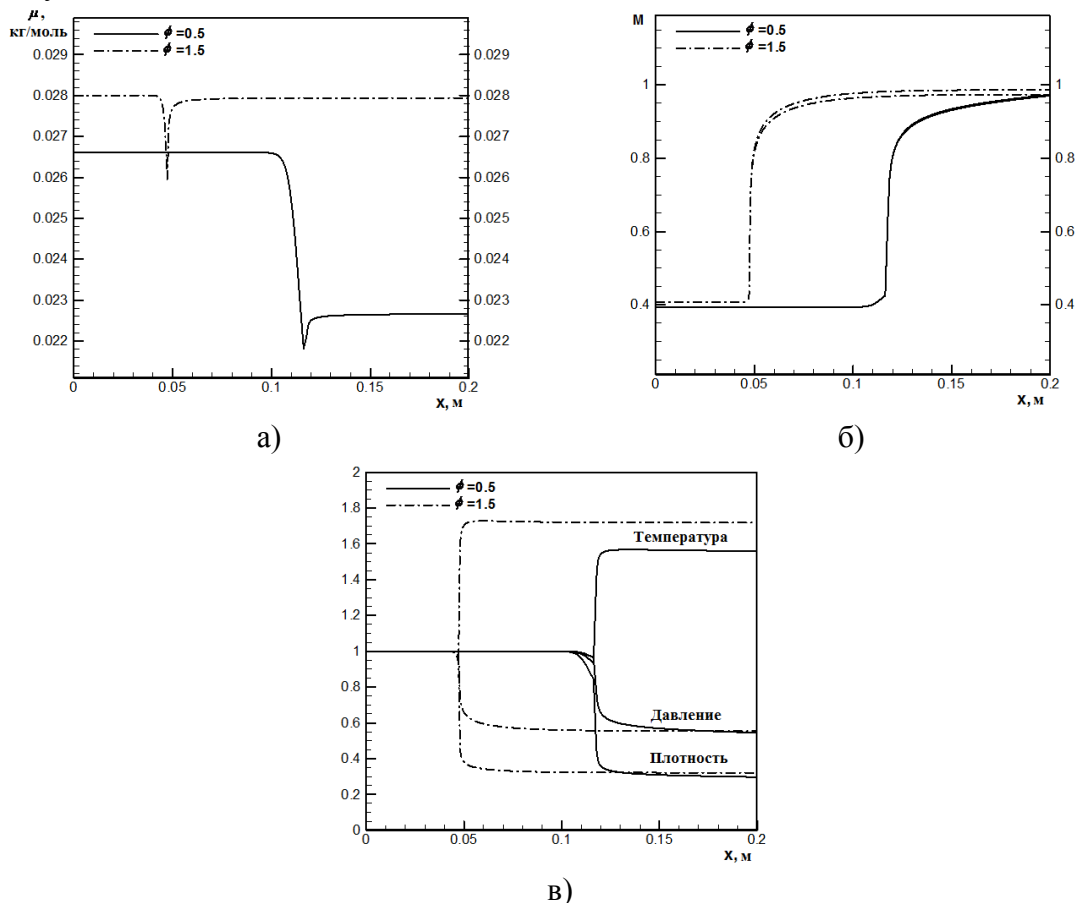


Рис.3. Распределение параметров смеси в ДВ в режиме Чепмена-Жуге при избытке и недостатке окислителя. а) Молярная масса, б) равновесное и замороженное число Маха, в) плотность, давление и температура.

ВЫВОДЫ

1. Предложена физико-математическая модель детонационного сгорания метана в проходящих ударных волнах, основанная на новой двухстадийной приведенной кинетике воспламенения и горения метана в воздухе и кислороде.
2. На ее основе получены структуры детонационной волны в стехиометрической, обедненной и обогащенной окислителем смеси метан-воздух в режиме Чепмена-Жуге и пересжатом.
3. Определены зависимости скорости детонации от концентрации метана в смесях метан-кислород и метан-воздух. Сопоставление полученных данных и данных [3, 11] показало их удовлетворительное соответствие.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Солоухин Р.И.* Методы измерений и основные результаты в экспериментах на ударных трубах / 7-й Международный симпозиум по ударным трубам. – Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1969.
2. *Васильев А.А.* Околокритические режимы газовой детонации / Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН. Новосибирск, 1995.
3. *Vasil'ev A.A., Valishev A.I., Vasil'ev V.A., Panfilova L.V., Topchian M.E.* Detonation hazards of methane mixtures // *Archivum Combustionis*. – 2000. – Vol.20. – N3-4. – P.31-48.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко. – М.: Изд-во АН СССР, 1962. – Т.2.
5. *Николаев Ю.А., Фомин П.А.* О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // *Физика горения и взрыва*. – 1982. – Т.18. – №1. – С.66-72.
6. *Николаев Ю.А., Фомин П.А.* Приближенное уравнение кинетики в гетерогенных системах типа газ-конденсированная фаза // *Физика горения и взрыва*. – 1983. – Т.19. – №6. – С.49-58.
7. *Николаев Ю.А., Зак Д.В.* Согласование моделей химических реакций со вторым началом термодинамики // *Физика горения и взрыва*. – 1988. – Т.24. – №4. – С.87-90.
8. *Fomin P.A., Trotsyuk A.V., Vasil'ev A.A., Mitropetros K., Hieronymus H., Roekaerts D.* Model of chemical reaction kinetics for calculating detonation processes in gas and heterogeneous mixtures containing hydrogen peroxide // *Combustion Science and Technology*. – 2006. – Vol.178. – N5. – P.895-919.
9. *Федоров А.В., Тропин Д.А., Бедарев И.А.* Математическое моделирование подавления детонации водород-кислородной смеси инертными частицами // *Физика горения и взрыва*. – 2010. – Т.46. – №3. – С.103-115.
10. *Федоров А.В., Фомин П.А., Фомин В.М., Тропин Д.А., Чен Дж.-Р.* Физико-математическое моделирование подавления детонации облаками мелких частиц. – Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011. – 156 с.
11. *Laffitte P., Bouchet R.* Suppression of explosion waves in gaseous mixtures by means of fine powders // 7th Intern. Symposium on Combustion. Proceedings. – 1959. – P.504-508.

ВЛИЯНИЕ МЕЖФАЗНОГО ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА НА УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ КИСЛОРОДСОДЕРЖАЩИХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОМ ЦИКЛОГЕКСАНЕ*

Фомин П.А.^{1,2}

¹ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

²ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

РЕЗЮМЕ

Разработана физико-математическая модель ударно-волнового инициирования кислородсодержащих пузырьков, находящихся в жидких углеводородных горючих. Модель использована для расчета взрыва пузырьков, в которых начальная концентрация паров горючего находится вне концентрационных пределов воспламенения.

Показана принципиальная возможность конденсации паров горючего при сжатии переобогащенного горючим пузырька, находящегося в жидком циклогексане при относительно высокой начальной температуре. Конденсация приводит к тому, что концентрация паров горючего уменьшается и становится меньше верхнего концентрационного предела воспламенения. В результате взрыв первоначально негорючего пузырька становится возможным.

Сделана оценка скорости конденсации. Она достаточно велика, чтобы существенно изменить химический состав газа за время первой пульсации пузырька.

Выполнен расчет области воспламенения пузырька в зависимости от начального давления и температуры. Учет конденсации приводит к расширению области взрывных пределов.

Рассмотрены пузырьковые жидкости (2-ethylhexanal и cumene), в которых концентрация паров горючего изначально меньше нижнего концентрационного предела воспламенения. Показано, что испарение жидкости, вызванное механическим перемешиванием фаз, может сдвинуть химический состава газа внутрь области воспламенения, что при соответствующем росте температуры газа приводит к взрыву пузырька. Результаты расчетов соответствуют экспериментальным данным.

Впервые качественно рассмотрены взрывные процессы в пузырьковых средах, содержащих жидкое монотопливо. Высказаны предположения о возможности многократного взрыва одиночного пузырька при его нагружении серией ударных волн и многократного прохождения детонационной волны по жидкости с распределенными в ней пузырьками (что может быть использовано для генерации серии мощных акустических сигналов в окружающем пространстве, заполненном водой).

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение в химической индустрии получило жидкофазное окисление углеводородов, проводимое при всплытии в нем кислородсодержащих пузырьков при повышенных давлениях и температурах (например, жидкофазное окисление циклогексана (C₆H₁₂) [1]).

* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.0645 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН №26.2 «Горение и взрыв».

Традиционно считается, что для предотвращения взрыва газовой смеси необходимо, чтобы ее химический состав находился вне концентрационных пределов воспламенения (КПВ). Например, в случае жидкофазного окисления циклогексана полагалось, что концентрация горючего в пузырьках должна превосходить верхний концентрационный предел воспламенения (ВКПВ) [2]. Тем не менее, выполнение указанного условия может оказаться недостаточным для обеспечения взрывобезопасности. Так, в присутствии катализаторов газы смеси могут оставаться взрывоопасными даже тогда, когда их состав находился вне КПВ [3,4]. Известно также, что область, находящаяся между КПВ, может быть расширена и в присутствии капель горючего или тумана [5]. В настоящей работе будет теоретически исследована принципиальная возможность ударно-волнового инициирования одиночных пузырьков, концентрация паров горючего в которых находится вне области воспламенения (превышает ВКПВ или меньше нижнего концентрационного предела воспламенения (НКПВ)). Будем полагать, что перед нагружением пузырька ударной волной парциальное давление паров горючего в нем равно соответствующему давлению насыщенных паров (время насыщения пузырька парами горючего пренебрежимо мало по сравнению со временем его движения внутри химического реактора [6]).

Циклогексан является примером тяжелого углеводородного горючего с высоким давлением насыщенных паров. Таким образом, химический состав и физические свойства насыщенной парами циклогексана газовой смеси в кислородсодержащем пузырьке сильно зависят от температуры (и давления). Концентрация паров горючего растет, если начальная температура смеси растет (начальное давление падает). В результате, если начальная температура системы достаточно высока, концентрация паров горючего в пузырьке превышает ВКПВ (точка А на рис.1). Будем называть такую газовую смесь переобогащенной тяжелым углеводородным горючим.



Рис.1. Изменение состава газа в пузырьке вследствие конденсации паров горючего и испарения жидкой фазы.

Отметим, что если концентрация паров тяжелого углеводородного горючего в газовой смеси достаточно велика, то показатель адиабаты смеси γ близок к единице ($\gamma \approx 1$). Например, химический состав газовой смеси, состоящей из кислорода и насыщенных паров циклогексана при температуре 351 К и давлении 0.1 МПа имеет вид: $0.933 \text{ C}_6\text{H}_{12} + 0.067 \text{ O}_2$, а ее показатель адиабаты равен 1.06.

Рассмотрим качественно адиабатическое сжатие газовой смеси в пузырьке. Пусть при этом смесь изначально переобогащена тяжелым углеводородным горючим и, соответственно, имеет близкий к единице показатель адиабаты ($\gamma \approx 1$). Известно, что при адиабатическом сжатии справедливы следующие формулы: $T = T_0(\rho/\rho_0)^{(\gamma-1)}$, $P = P_0(\rho/\rho_0)^\gamma$, $\rho = \rho_0(R/R_0)^3$. Здесь и далее T , P , ρ - температура, давление и плотность газа, R - радиус пузырька, индекс "0" соответствует начальному состоянию. Как видно из приведенных формул, вследствие адиабатического сжатия газовой смеси с $\gamma \approx 1$, температура газа постоянна,

а давление газовой смеси (и парциальное давление паров горючего) растет. Поскольку давление насыщенных паров зависит от температуры (а она при γ равном 1, постоянна), следует ожидать, что парциальное давление горючего станет выше давления насыщенных паров. А это приведет к конденсации паров горючего.

Если сжатие пузырька ведет к конденсации паров горючего, мольная доля горючего в пузырьке уменьшается, и химический состав газа может сместиться в область между КПВ (рис.1). Температура газа в пузырьке также увеличивается вследствие его сжатия (показатель адиабаты близок, но, все-таки, больше единицы) и выделения теплоты конденсации. Увеличение температуры и сдвиг химического состава газа в область между КПВ может приводить к воспламенению пузырька. Таким образом, изначально переобогащенная тяжелым углеводородным горючим газовая смесь может, тем не менее, взрываться.

Описанная выше принципиальная возможность взрыва переобогащенного горючим газового пузырька, вызванная его адиабатическим сжатием (и соответствующим нагревом), нетривиальна. Поскольку для большинства газовых смесей конденсация паров происходит лишь при понижении температуры, в том числе при охлаждении, связанном с адиабатическим расширением (как в камере Вильсона). Это связано с тем, что для большинства газовых смесей величина $\gamma - 1$ недостаточно мала.

Принципиальная возможность конденсации паров горючего при адиабатическом сжатии пузырька и, соответственно, принципиальная возможность ударно-волнового инициирования переобогащенного горючим газового пузырька впервые отмечена в [7]. Но вопрос о влиянии конденсации паров горючего на процесс ударно-волновой динамики и воспламенения пузырька, на параметры и состав газа в пузырьке до и после инициирования, равно как и вопрос о скорости конденсационного процесса, остается открытым и будет исследован в рамках настоящей работы.

Модель динамики и взрыва одиночного пузырька, инициированного ударной волной, предложена в наших работах [8-10]. Модель учитывает сжимаемость и вязкость жидкости, акустическое излучение пузырька, испарение жидкости, период индукции и тепловыделение химической реакции, сдвиг химического равновесия, возможное образование конденсированного углерода (сажи) в продуктах реакции. Параметры модели были оптимизированы с учетом экспериментальных данных. Полагалось, что в конце периода индукции химической реакции газовая смесь в пузырьке мгновенно переходит в состояние химического равновесия (скорость химической реакции бесконечно велика), в силу чего давление, температура и молярная масса газа испытывают скачок. Последующая динамика пузырька и межфазный тепло- и массообмен ведут к непрерывному сдвигу химического равновесия. В соответствии с [11], молярная масса $\mu(\rho, T)$ и удельная внутренняя энергия газа $U(T, \mu)$ в состоянии химического равновесия описывались уравнениями:

$$\frac{\rho}{\mu} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}}\right)^2 \exp(E / \Re T) / \left(\frac{\mu}{\mu_{\min}} - 1\right) = \frac{AT^{3/4}}{4K_+} (1 - \exp(-\Theta / T))^{3/2},$$

$$U = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1\right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1\right) \frac{\Theta / T}{\exp(\Theta / T) - 1} \right] \frac{\Re T}{\mu} + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}}\right).$$

Здесь E – средняя энергия диссоциации продуктов реакции, A , K_+ , – константы скоростей обобщенных реакций диссоциации и рекомбинации, Θ – средняя энергия возбуждения колебательных степеней свободы молекул, μ_a , μ_{\min} , μ_{\max} – молярные массы газа в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях. Для смеси циклогексана с кислородом значения констант таковы: $E=459$ кДж/моль, $A=5 \cdot 10^{10}$ м³/(кмоль·с·К^{3/4}), $K_+=6 \cdot 10^8$ м⁶/(кмоль²·с), $\Theta=3000$ К. Показатель адиабаты газа в состоянии химического равновесия вычислялся по формуле [12]:

$$\gamma = 1 - \frac{\rho}{\mu} \mu_p + \frac{\rho}{T} \left(1 - \frac{T}{\mu} \mu_T\right) \frac{dT}{d\rho}, T$$

где

$$\frac{dT}{d\rho} = - \frac{U_\mu \mu_p - \mathcal{R}T / \rho \mu}{U_T + U_\mu \mu_T}.$$

Такой способ вычисления показателя адиабаты является более точным по сравнению с традиционно используемой при моделировании ударно-волновой динамики пузырька формулой $\gamma = \text{const}$.

В настоящей работе предложенная нами ранее модель динамики и взрыва одиночного пузырька [8-10] модифицирована с целью учета возможной конденсации паров горючего, описанной выше. В частности, учтено, что во время периода индукции (при отсутствии химической реакции) молярная масса газа и массовая доля горючего β^f в пузырьке не постоянны, а меняются вследствие конденсации паров горючего:

$$\mu = \mu_0 (1 - M_L / M_0) / (1 - M_L \mu_0 / M_0 \mu^f),$$

$$\beta^f = \frac{\mu^f / \mu_0 \cdot \alpha_0^f - M_L / M_0}{1 - M_L / M_0},$$

где μ_0 – начальная молярная масса газа, μ^f – молярная масса горючего, α_0^f – начальная мольная доля горючего в газе, M_0 – начальная масса газа в пузырьке, M_L – масса сконденсированных паров горючего.

До момента воспламенения пузырька на каждом шаге интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений рассчитываются парциальное давление паров горючего P^f и давление его насыщенных паров P_{sat}^f . Если $P^f > P_{sat}^f$, считается, что происходит конденсация. В качестве первого приближения предполагается, что она происходит мгновенно. Масса перешедших в жидкость паров горючего вычисляется таким образом, чтобы в результате конденсации выполнялось условие $P^f = P_{sat}^f$. При этом выражение для расчета молярной массы газа, а также законы сохранения массы и энергии записываются с учетом межфазного тепло- и массообмена.

Степень пересыщения газовой смеси характеризуется параметром переохлаждения θ : $\theta = (T_{sat} - T) / T_{sat}$ [13]. Здесь T_{sat} – температура пара, насыщенного при данной плотности, а T – фактическая температура паров. Если имеется возможность конденсации паров горючего ($P^f > P_{sat}^f$), то $\theta > 0$. В конце конденсационного процесса ($P^f = P_{sat}^f$) достигается состояние насыщения и $\theta = 0$.

Если в рамках предлагаемой модели динамики пузырька игнорировать конденсацию, то рассчитанная величина θ будет равна своему максимально возможному значению для данных давления и температуры. Если скорость

конденсации конечна, текущая величина θ будет находиться в диапазоне между своим максимально возможным значением (рассчитанным исходя из текущих термодинамических параметров газа) и нулем, и будет тем ближе к нулю, чем больше паров горючего перешло в жидкость.

Полагалось, что в конце периода индукции пузырек воспламеняется, при этом все сконденсированное ранее горючее мгновенно испаряется, а газовая смесь мгновенно переходя в состояние химического равновесия. В дальнейшем происходит сдвиг химического равновесия по мере дальнейшей динамики пузырька.

Известно, что в пересыщенном паре, в котором изначально отсутствуют зародыши жидкой фазы, происходят флуктуации. В результате молекулы пара слипаются, образуя молекулярные комплексы – зародыши жидкой фазы. Сверхкритические зародыши (с размером больше критического) устойчивы и обнаруживают тенденцию к дальнейшему росту и превращению в капельки жидкости. Кроме того, внутри газового пузырька возможно появление и дополнительных центров конденсации. Например, схлопывание пузырька при его ударно-волновом нагружении сопровождается образованием кумулятивной струйки жидкости, пробивающей пузырек насквозь [14]. Данная струйка частично диспергируется с образованием жидких “осколков”, например микрокапель, срывающихся с ее носика. Распыление микрокапель внутри пузырька способно существенно интенсифицировать конденсацию.

Известно, что пузырек в ударной волне осциллирует. Характерное время сжатия пузырька в ударной волне можно оценить по общеизвестной формуле [15]:

$$t_c = R_0 \sqrt{\frac{\rho_L}{P_{shock} - P_0}}.$$

Для пузырьков, имеющих размер несколько миллиметров и нагружаемых ударной волной с амплитудой в десятки атмосфер, величина t_c равна нескольким десяткам микросекунд. Возникает следующий вопрос. Является ли рассматриваемый процесс конденсации паров настолько быстрым, чтобы существенно изменить состав газовой фазы в пузырьке в течение того периода времени, когда конденсация паров термодинамически возможна (т.е. за время порядка времени схлопывания пузырька). Если нет, конденсации не произойдет, несмотря на потенциальную возможность. Чтобы ответить на данный вопрос, была сделана оценка сверху характерного времени конденсации t_m . Для простоты была рассмотрена конденсация паров горючего лишь на поверхности микрокапель, возникающих при диспергировании кумулятивной струйки внутри пузырька. Показано, что t_m меньше характерного времени сжатия пузырька. Таким образом, конденсация паров может существенно изменить состав газовой фазы в пузырьке за то время, пока пары горючего являются “переохлажденными”. Естественно, оценка t_m с учетом конденсации как на поверхности распыленных микрокапель, так и на поверхности формирующихся внутри пузырька зародышей сверхкритического размера, является более точной и приведет к уменьшению t_m по сравнению с соответствующим значением, полученным в рамках данной работы. Но проведение такой более точной (но и более громоздкой) оценки в рамках данной работы особого смысла не имеет, поскольку учет конденсации только на поверхности распыленных микрокапель уже дает достаточно малое значение времени t_m .

Будем называть газовые смеси бедными, если концентрация паров горючего в них меньше НКПВ (точка В на рис.1). Экспериментальные данные показывают, что при нагружении ударной волной бедные парами горючего пузырьки, могут, тем не менее, взрываться. Например, в работе [16] исследовано ударно-волновое нагружение пузырьков воздуха, помещенных в 2-ethylhexanal (2-этилгексанал, $C_8H_{18}O_2$) и cumene (кумол, C_9H_{12}) при $P_0=1$ атм, $T_0=293$ К. НКПВ 2-ethylhexanal и cumene равны 0.85% и 0.8% соответственно. В то время как мольная доля паров горючего в пузырьках при таких начальных условиях равна 0.23% и 0.43% соответственно. То есть концентрация паров горючего в пузырьках меньше НКПВ. Экспериментально зарегистрированное инициирование рассматриваемых пузырьков ясно показывает, что в процессе сжатия в ударной волне происходит обогащение газа в пузырьках парами горючего. Вопрос о том, какой механизм межфазного массообмена смещает химический состав газа в пузырьке внутри КПВ (смещение из точки В на рис.1) проанализирован в рамках данной работы.

Несмотря на широкий фронт исследований взрывных процессов в химически активных пузырьковых смесях, вне рамок теоретического и экспериментального изучения остался еще один класс пузырьковых смесей. А именно, пузырьковые смеси, содержащие жидкое монотопливо, т.е. горючее, способное к разложению и выделению тепла даже без реакции с окислителем. К числу жидких монотоплив относятся, например, гидразин и перекись водорода. В настоящей работе будут впервые качественно рассмотрены взрывные процессы в пузырьковых средах, содержащих жидкое монотопливо (взаимодействие одиночного пузырька с серией ударных волн и прохождение детонационной волны по жидкости с распределенными в ней пузырьками). Будет показано, что взрывное поведение пузырьковых смесей, содержащих жидкое монотопливо, должно иметь ряд существенных особенностей, отличающих такие смеси от всех остальных химически активных пузырьковых сред. Будет предложено использовать пузырьковые смеси, содержащие жидкое монотопливо, для генерации серии сильных звуковых волн в жидкости.

2. РАСЧЕТ УДАРНО-ВОЛНОВОЙ ДИНАМИКИ И ВЗРЫВА ПЕРЕОБОГАЩЕННОГО ГОРЮЧИМ ПУЗЫРЬКА С УЧЕТОМ КОНДЕНСАЦИИ ПАРОВ ГОРЮЧЕГО

Давление за фронтом ударной волны P_{shock} в расчетах полагалось постоянным. Момент времени $t=0$ соответствовал моменту нагружения пузырька ударной волной и началу его схлопывания. Рассматривался адиабатический процесс сжатия и расширения пузырька, т.е. межфазный тепло- и массообмен на жидких стенках пузырька не учитывался.

Характерные результаты расчета ударно-волновой динамики пузырька, переобогащенного парами горючего, представлены на рис.2. Показана первая пульсация. Начальная концентрация паров горючего в пузырьке находится выше ВКПВ [17,18]. Возможная конденсация паров горючего в расчетах игнорировалась. Таким образом, химический состав газа во время динамики пузырька не меняется, оставаясь выше ВКПВ. Как видно из рис.2(с), парциальное давление паров горючего за время адиабатического сжатия пузырька становится существенно выше соответствующего давления насыщенных паров (величина P^f / P_{sat}^f становится существенно больше единицы). Параметр переохлаждения паров горючего достигает величины 0.7 на максимальной стадии сжатия

(рис.2(d)). Таким образом, рис.2(c) и 2(d) показывают, что конденсация паров горючего во время адиабатического сжатия пузырька возможна.

Оценка характерного времени конденсации паров горючего будет сделана ниже. Будет показано, что это время может быть меньше, чем характерное время сжатия пузырька. Это означает, что значительная часть паров горючего может сконденсироваться за время первой стадии сжатия пузырька и предположение настоящей модели о том, что конденсация происходит мгновенно, является разумным.

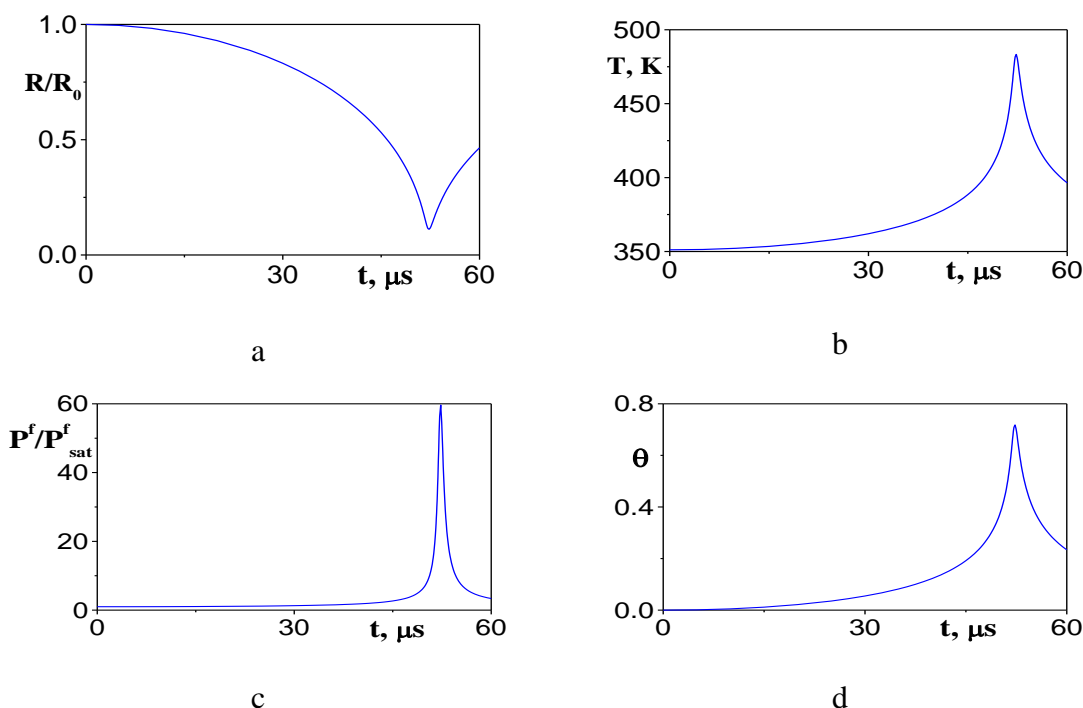


Рис.2. Расчет динамики одиночного пузырька в ударной волне. Конденсация паров горючего не учитывается, период индукции химической реакции полагается бесконечно большим. $P_0=0.1$ МПа, $T_0=351$ К, $R_0=1.85$ мм. Химический состав газа: $0.933 \text{ C}_6\text{H}_{12} + 0.067 \text{ O}_2$. $P_{\text{shock}}=1$ МПа.

Рис.3 показывает характерные результаты расчетов динамики пузырька до момента максимального сжатия с учетом конденсации паров горючего; α^f - мольная доля горючего в газе, M_0^f и M^f - начальная и текущая масса паров горючего в пузырьке. Период индукции химической реакции полагался бесконечно большим, т.е. возможность взрыва пузырька игнорировалась. Рассмотрен тот же пузырек и та же ударная волна, что и на рис.2. Конденсация паров горючего начинается в начале сжатия пузырька и заканчивается в тот момент, когда его радиус достигает минимальной величины. Как видно из рис.3(c), к этому моменту конденсируется около 99% паров. Мольная доля горючего в газе уменьшается от 0.99 до 0.11 (рис.3(d)). Рис.3(b) также показывает, что температура газа достигает величины, большей, чем 3350 К. Видно, что во время сжатия пузырька химический состав газа смещается в область между концентрационными пределами воспламенения [17,18], а температура становится достаточно высокой для воспламенения. Таким образом, можно ожидать, что пузырек взорвется. Отметим, что в предположении мгновенной конденсации паров, параметр переохлаждения θ всегда равен нулю.

Сравнение рис.2(а) и 3(а) показывает, что минимальный относительный радиус пузырька при наличии конденсации в 4.5 раза меньше, чем соответствующая величина, рассчитанная без учета конденсации. Причиной столь большой разницы заключается в том, что конденсация существенно уменьшает массу газа и, соответственно, давление газа в пузырьке. Таким образом, при наличии конденсации радиальное движение жидкости, вызванное внешним давлением, прекращается на более поздней стадии сжатия пузырька по сравнению с соответствующей величиной, рассчитанной без учета конденсации.

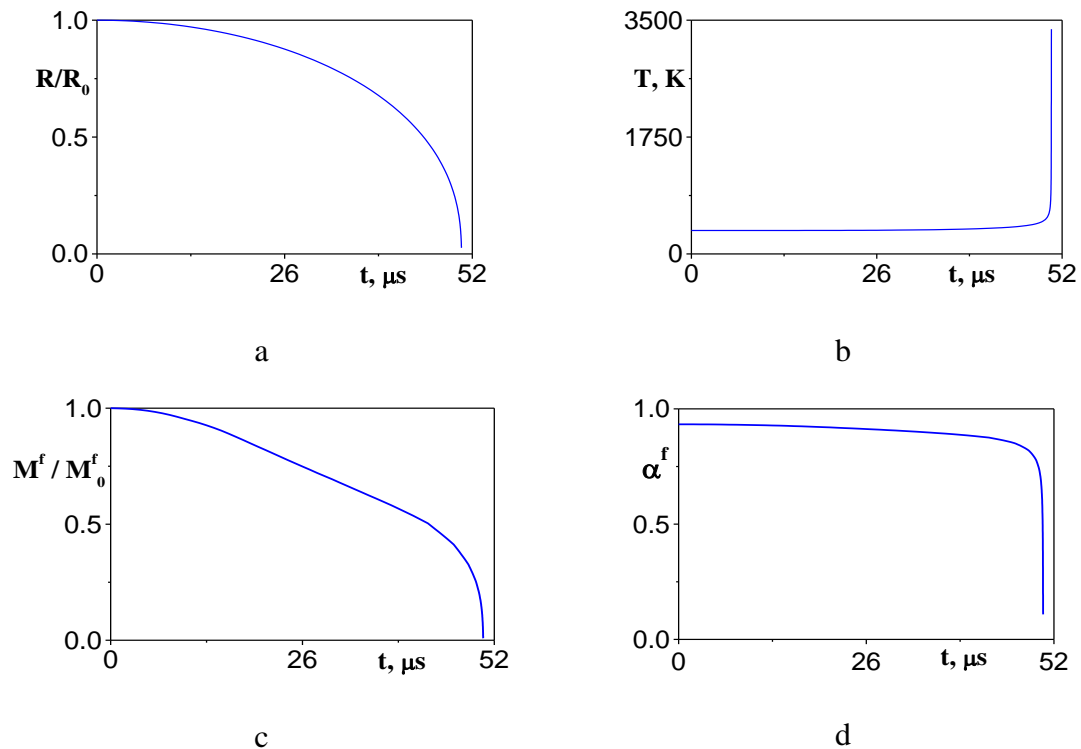


Рис.3. Расчет динамики пузырька (до момента максимального сжатия) с учетом конденсации паров горючего (первая пульсация). Период индукции химической реакции полагался бесконечно большим. $P_0=0.1$ МПа, $T_0=351$ К, $P_{shock}=1$ МПа, $R_0=1.85$ мм. Начальный состав газа: $0.933 C_6H_{12} + 0.067 O_2$.

Рис.4 показывает результаты расчета ударно-волнового инициирования и взрыва пузырька, сделанные с учетом конденсации паров горючего для трех различных начальных составов газа (начальная концентрация паров горючего в пузырьке находится выше ВКПВ [17,18]). Скачек давления на рис.4(b) есть результат мгновенного взрыва пузырька. Как видно из рис.4(d), пузырек, изначально переобогащенный парами горючего, теряет большую его часть до момента воспламенения. Например, пузырек с начальной температурой $T_0=351.15$ К и химическим составом $0.933 C_6H_{12} + 0.067 O_2$ теряет 86% паров горючего. В результате мольная доля горючего в пузырьке уменьшается от 0.93 до 0.66 (кривая 1 на рис.4(c)). Таким образом, химический состав газа смещается в область между концентрационными пределами воспламенения и взрыв пузырька становится возможным, поскольку температура газа становится выше температуры самовоспламенения.

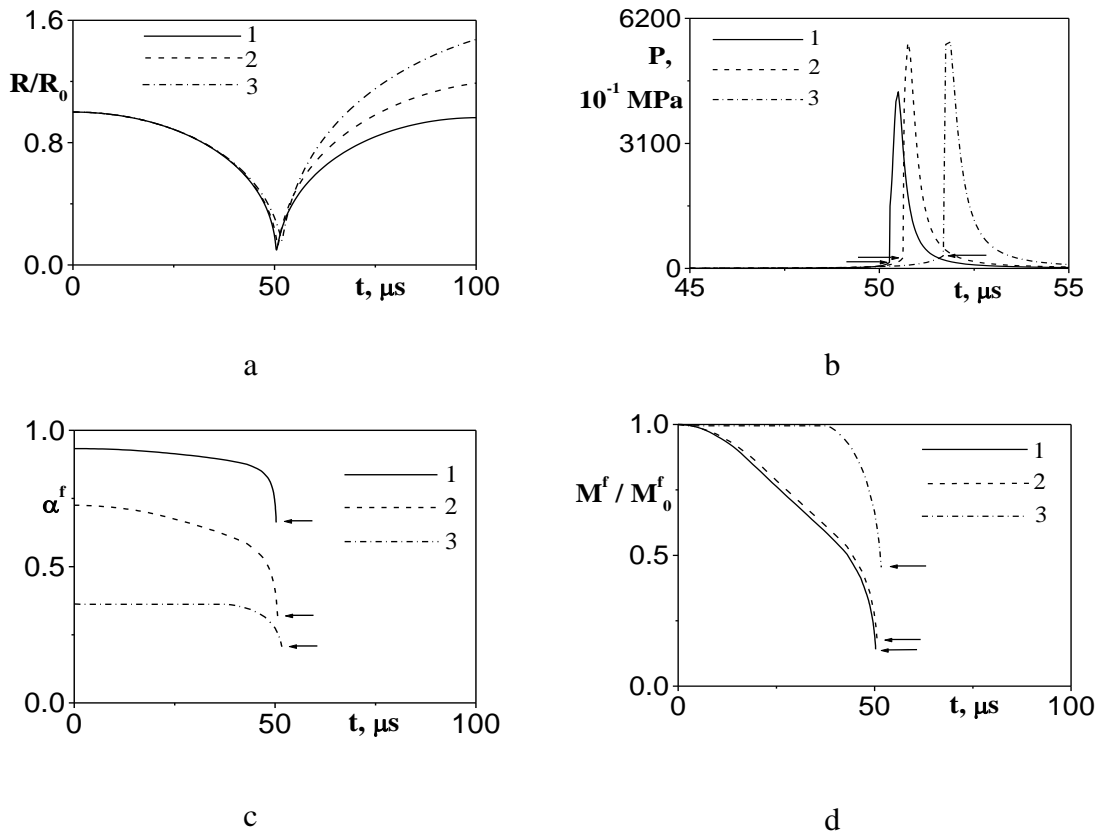


Рис.4. Расчет ударно-волновой динамики и взрыва пузырька с учетом конденсации паров горючего. Первая пульсация. $P_0=0.1$ МПа, $P_{shock}=1$ МПа, $R_0=1.85$ мм. Начальный химический состав газа: α_0^f $C_6H_{12} + (1 - \alpha_0^f)$ O_2 . Стрелочки показывают параметры газа в момент истечения периода индукции. 1 : $\alpha_0^f=0.933$, $T_0=351$ К; 2 : $\alpha_0^f=0.725$, $T_0=343$ К; 3 : $\alpha_0^f=0.363$; $T_0=323$ К.

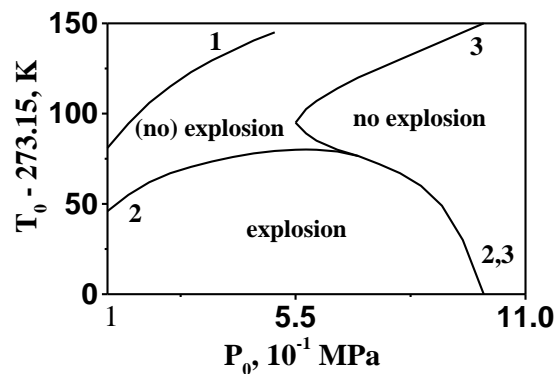


Рис.5. Расчет взрывных пределов пузырька без и с учетом конденсации паров горючего.

На основе предложенной модели сделан расчет взрывных пределов пузырька без и с учетом конденсации паров горючего в зависимости от начального давления и температуры для $P_{shock}=4$ МПа, $R_0=1.85$ мм. Результаты расчета представлены на рис.5, где 1 – давление насыщенных паров циклогексана;

2, 3 – расчет взрывных пределов пузырька без и с учетом конденсации. Видно, что учет конденсации приводит к расширению области взрывных пределов. Таким образом, конденсация должна учитываться при оценке взрывобезопасности пузырьковых смесей.

3. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРНОГО ВРЕМЕНИ КОНДЕНСАЦИИ

Скорость конденсации паров горючего связана с параметром переохлаждения. Соответствующие формулы приведены, например, в [13]. Скорость роста капли сверхкритических размеров равна разности скоростей прилипания молекул пара к поверхности капли и испарения капли. Ее можно приближенно записать в виде:

$$\frac{dm_m}{dt} = 4\pi r_m^2 \rho^f \omega (1 - e^{-Q\theta/\mathcal{R}T}),$$

где m_m , r_m и $4\pi r_m^2$ – масса, радиус и площадь поверхности микрокапли, $\rho^f \omega$ – поток молекул пара, ω – тепловая скорость молекул, ρ^f – плотность паров горючего, $\rho^f = \beta^f \rho$, \mathcal{R} – универсальная газовая постоянная, Q – теплота фазового перехода. В состоянии насыщения, когда $\theta = 0$, прилипание и испарение компенсируют друг друга и скорость роста капли равна нулю.

В течение большей части времени сжатия пузырька, за исключением некоторого периода времени после нагружения пузырька ударной волной, $Q\theta/\mathcal{R}T \gg 1$ (см. величину θ на рис.2d). Таким образом, $e^{-Q\theta/\mathcal{R}T} \ll 1$ и $\frac{dm_m}{dt} \approx 4\pi r_m^2 \rho^f \omega$.

Как отмечено выше, на некоторой стадии сжатия пузырька, т.е. при $R_0/R \approx 2 \div 3$, происходит пробивание пузырька кумулятивной струйкой и ее диспергирование с образованием микрокапель. Для оценки суммарной массы микрокапель M_m , распыляемых в газ, воспользуемся результатами работы [10], в которой использована хорошо известная формула для расхода кумулятивной струи, проникающей в мишень [19]. Полагая, что вся израсходованная при пробивании масса струйки диспергируется в микрокапли, получено, что $M_m \approx \varepsilon M_0$. Для струйки, имеющей круглое поперечное сечение, $\varepsilon \approx 0.03$.

Суммарное число микрокапель N_m в пузырьке, начальная масса микрокапли m_{m_0} и суммарная площадь поверхности микрокапель S_m равны:

$$N_m = \frac{M_m}{m_{m_0}} = \frac{\varepsilon M_0}{m_{m_0}} = \varepsilon \frac{\rho_0 R_0^3}{\rho_L r_{m_0}^3} \quad m_{m_0} = \frac{4}{3} \pi \rho_L r_{m_0}^3,$$

$$S_m = N_m 4\pi r_m^2 = 4\pi \varepsilon \frac{\rho_0 R_0^3 r_m^2}{\rho_L r_{m_0}^3},$$

где r_{m_0} – начальный радиус микрокапли. Суммарная масса паров, сконденсированных на поверхности микрокапель за единицу времени M_t и средняя тепловая скорость молекул газа равны:

$$M_t = \rho^f \omega S_m = \beta^f \rho_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \omega S_m = 4\pi \varepsilon \beta^f \frac{\rho_0^2 R_0^6}{\rho_L R^3} \cdot \frac{r_m^2}{r_{m_0}^3} \omega, \quad \omega = \left(\frac{8\mathcal{R}T}{\pi\mu} \right)^{1/2}.$$

Для оценки величины M_t снизу будем использовать в соответствующей формуле величину r_{m_0} вместо величины r_m . Тогда верхняя оценка характерного времени t_m , необходимого для конденсации всех паров на поверхности распыленных микрокапель, равно: $t_m = \frac{M_{vap}}{M_t} = \frac{\rho_L R^3 r_{m_0}}{3 \varepsilon \beta^f \rho_0 R_0^3 \omega}$. Здесь M_{vap} – масса паров горючего, которые могут сконденсироваться, которую для оценки t_m сверху вычисляем по формуле: $M_{vap} = \beta^f \frac{4}{3} \pi \rho_0 R_0^3$.

Характерное время схлопывания пузырька t_c может быть определено из рис.2а,3а,4а. Покажем, что характерное время t_m существенно меньше, чем t_c . Рассмотрим, например, динамику пузырька, представленную на рис.2. Из формулы для расчета t_m получаем, что характерное время, необходимое для конденсации паров горючего на поверхности микрокапель с $r_{m_0} = 10 \mu\text{m}$ при $\varepsilon = 0.03$ равно: $t_m = 3.5 \mu\text{s}$. Как видно из рис.2а, это время существенно меньше, чем характерное время схлопывания пузырька и приблизительно равно разнице во времени между моментом достижения пузырьком максимальной степени сжатия и моментом пробивания пузырька кумулятивной струйкой с образованием микрокапель. Действительно, момент времени, соответствующий максимальной степени сжатия пузырька ($R/R_0 = 0.11$), равен $52.3 \mu\text{s}$, а момент пробивания пузырька кумулятивной струйкой ($R/R_0 = 3$, см. выше) равен $49.5 \mu\text{s}$. Таким образом, пары горючего будут иметь достаточно времени для конденсации во время стадии сжатия первой пульсации пузырька. Более того, увеличение радиуса микрокапель вследствие конденсации паров горючего и увеличение плотности газа вследствие уменьшения радиуса пузырька уменьшает величину t_m по сравнению с приведенной здесь оценкой. Таким образом, сравнение характерных величин t_m и t_c показывает, что процесс конденсации паров горючего достаточно быстр, чтобы изменить химический состав газа в пузырьке и сместить его внутрь области концентрационных пределов воспламенения за характерное время сжатия пузырька. Отметим, что конденсация паров горючего на поверхности зародышей сверхкритического размера увеличивает скорость межфазного массообмена по сравнению с приведенной выше оценкой.

4. УДАРНО-ВОЛНОВОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ БЕДНЫХ ГОРЮЧИМ ПУЗЫРЬКОВ

Для объяснения механизма ударно-волнового инициирования бедных горючим пузырьков рассмотрено два вида межфазного тепло- и массообмена. А именно: (i) распыление и последующее испарение микрокапель и (ii) испарение жидкого горючего с поверхности пузырька.

Рассмотрим газовую смесь углеводородного горючего с воздухом в пузырьке. Смесь имеет химический состав $\alpha_0^f \text{fuel} + (1 - \alpha_0^f) \text{Air}$, начальная массовая доля горючего равна β_0^f . Если в соответствии с [10] положить, что новая порция жидкого горючего, перешедшая в газ, имеет массу εM_0 , то для новой мольной доли горючего получим выражение: $\alpha^f = (\beta_0^f + \varepsilon) / [\beta_0^f + \varepsilon + \mu^f / \mu_{Air} \cdot (1 - \beta_0^f)]$, где μ_{Air} – молярная масса воздуха. Таким образом, для пузырька воздуха, помещенного в жидкий 2-ethylhexanal,

испарение жидкости с $\varepsilon=0.03$ изменит мольную долю горючего с $0.23 \cdot 10^{-2}$ до $0.9 \cdot 10^{-2}$. Для пузырька воздуха, помещенного в жидкий кумол, испарение таких же масс горючего изменит мольную долю горючего от $0.43 \cdot 10^{-2}$ до $1.2 \cdot 10^{-2}$ соответственно. Это означает, что в результате испарения микрокапель концентрация горючего в газе становится больше НКПВ (рис.1). В результате пузырьки, концентрация паров горючего в которых изначально меньше НКПВ, могут, тем не менее, взрываться.

Отметим, что характерное время испарения микрокапель с размером в несколько микрон существенно меньше, чем промежуток времени между пробиванием пузырька кумулятивной струйкой и моментом максимального сжатия пузырька на первой пульсации [8,16].

В дополнение к межфазному тепло- и массообмену, вызванному механическим перемешиванием фаз, рассмотрены процессы диффузии и теплопроводности на жидкой поверхности пузырька. При этом полагалось, что сообщенное жидкости тепло целиком идет на ее испарение, т.е. масса испаряемого горючего равна тепловому потоку, деленному на удельную теплоту испарения жидкости. Теплообмен на поверхности пузырька рассчитывался по хорошо известной формуле, которая включает разницу между температурами газа и жидкости и коэффициент теплоотдачи [20].

Расчет ударно-волновой динамики бедных горючим пузырьков с учетом межфазной диффузии и теплопроводности на поверхности пузырька показал, что интенсивность подобных процессов невелика и не может сместить состав бедной горючим смеси в область между КПВ. Это означает, что ударно-волновое воспламенение бедных горючим пузырьков связано, главным образом, с механическим перемешиванием фаз и последующим испарением микрокапель.

Интересным примером пузырьков смесей, в которых состав газа в пузырьке находится ниже НКПВ, и которые, тем не менее, могут взрываться, являются жидкие монотоплива, содержащие пузырьки газа. Особенности взрывных процессов в таких смесях будут рассмотрены ниже.

5. ВЗРЫВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕДАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЖИДКОЕ МОНОТОПЛИВО

Рассмотрим взрывные процессы в пузырьковых средах, содержащих жидкое монотопливо. Они должны иметь ряд существенных особенностей, отличающих такие среды от всех остальных химически активных пузырьковых сред.

Действительно, одиночный пузырек даже химически инертного газа, находящегося в жидком монотопливе, способен взрываться при нагружении достаточно сильной ударной волной. Это связано с резким уменьшением радиуса пузырька, впрыском монотоплива в газ и инициированием химической реакции вследствие роста температуры при сжатии пузырька. Более того, рассматриваемый пузырек способен взрываться последовательно несколько раз при его нагружении серией ударных волн. Это связано с тем, что каждое последующее нагружение ударной волной будет сопровождаться схлопыванием пузырька и ростом температуры, “впрыском” монотоплива в газ и, соответственно, экзотермической химической реакцией разложения паров монотоплива даже без наличия окислителя в газе. “Впрыск” жидкости в газ обеспечивается пробиванием пузырька микроструйкой с последующим распылением и испарением микрокапель и испарением жидкости с поверхности

пузырька. Естественно, количество таких последовательных взрывов при периодическом нагружении пузырька не может быть бесконечным. Это связано как с механическим разрушением пузырька на ряд более мелких частей вследствие гидродинамических неустойчивостей, так и с уменьшением удельного тепловыделения химической реакции на единицу массы газа в пузырьке, ростом давления в пузырьке, связанным, в том числе, с увеличением массы газа при каждом “впрыске” и так далее. Отметим также, что необходимым условием реализации рассматриваемого процесса является отсутствие взрывного разложения жидкого монотоплива при прохождении ударной волны.

Напомним, что экспериментально установлено и теоретически исследовано так называемое явление пузырьковой детонации в жидкости с распределенными по пространству пузырьками (см., например, [21-25]). В этом случае самоподдерживающаяся необратимая волна химического превращения распространяется по пузырьковой среде со сверхзвуковой скоростью и сопровождается резким ростом давления, имеющем достаточно сложный профиль. Согласно экспериментам, пузырьковая детонация может реализоваться в системах, где горючее и окислитель перед фронтом волны находятся как в одной, так и в разных фазах. Но в любом случае волна пузырьковой детонации может распространяться по смеси только один раз вследствие необратимости химических превращений. Повторное прохождение детонационной волны по пузырьковой смеси невозможно.

Рассмотренная принципиальная возможность многократных взрывов пузырька, интересная сама по себе, может иметь весьма нетривиальные и важные последствия при последовательном прохождении детонационной волны через пузырьковую среду, содержащую жидкое монотопливо. Действительно, через такую среду возможно многократное прохождение детонационной волны! Каждая последующая волна будет сопровождаться очередным “впрыском” монотоплива в газ и последующей экзотермической химической реакцией. Естественно, количество возможных прохождений детонационной волны не может быть бесконечным вследствие механического разрушения пузырьков, уменьшения удельного тепловыделения и т.д. (см. выше). Многократное прохождение детонационной волны через рассматриваемую пузырьковую смесь может быть организовано, например, путем ее последовательного отражения от жестких противоположных стенок трубы. Более того, если одна или обе таких стенки являются упругими и отделяют пузырьковую смесь от пространства, заполненного водой, то в результате серии отражений детонационной волны в воде будет генерироваться серия достаточно мощных импульсов сжатия в сотни атмосфер, а интервал между импульсами будет зависеть от скорости волны и длины трубы.

Пузырьковые среды с химически активной газовой фазой рассматривались в научной литературе как акустический аналог лазерных систем и вероятный источник мощного акустического излучения [15]. Описанную выше пузырьковую систему, содержащую монотопливо, в какой-то мере, также можно назвать акустическим “лазером”, принимая во внимание физическую аналогию между “впрыском” монотоплива в пузырек и “накачкой” “обычного” лазера, а также хорошо известную [15] способность пузырьковых кластеров к когерентному поглощению и последующему переизлучению акустических сигналов.

На рис.6(а) показана принципиальная схема устройства для реализации многократного прохождения детонационной волны по пузырьковой среде

и генерации серии мощных акустических волн в жидкости: На рис.6(b) показана временная “развертка” процесса. Показана серия отражений детонационной волны (профиль давления в волне схематично показан на рис.6(c) от жесткой и упругой стенок и генерация серии мощных акустических волн в жидкости.

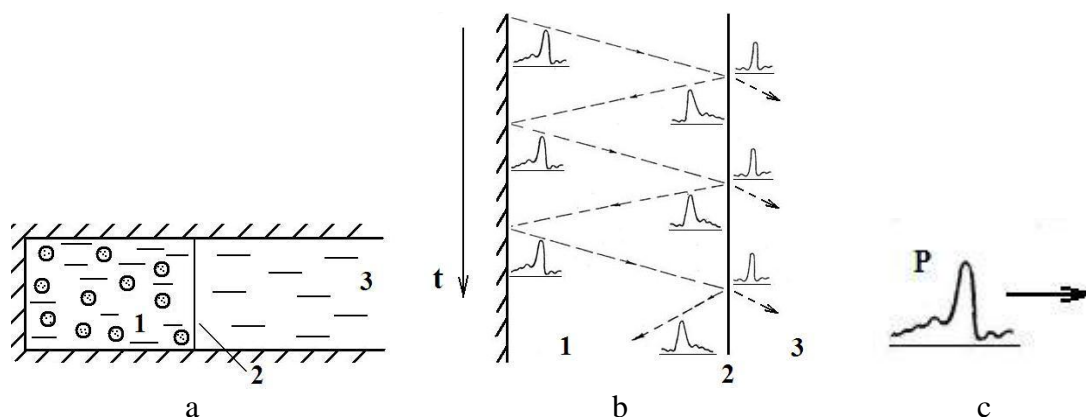


Рис.6. Волна пузырьковой детонации в смеси, содержащей жидкое монотопливо. а – принципиальная схема устройства для реализации многократного прохождения детонационной волны по пузырьковой среде и генерации серии мощных акустических волн в жидкости; б – временная развертка процесса; с – профиль давления в волне. а, б: 1 – пузырьковая смесь, содержащая жидкое монотопливо, 2 – упругая мембрана, 3 – вода.

Естественно, приведенные здесь рассуждения о возможности многократного взрыва пузырька и многократного прохождения волны пузырьковой детонации в смесях, содержащих жидкое монотопливо, являются лишь качественными и нуждаются в экспериментальном подтверждении. В то же время, по нашему мнению, они могут служить отправной точкой для соответствующих теоретических и экспериментальных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана физико-математическая модель и проведены расчеты ударно-волновой динамики и воспламенения одиночных кислородсодержащих пузырьков в жидком циклогексане, находящемся при высокой начальной температуре. Теоретически показана возможность конденсации паров горючего при адиабатическом сжатии таких пузырьков, что приводит к изменению химического состава газа, уменьшая мольную долю горючего. Тем самым пузырьки, концентрация паров горючего в которых изначально превышает верхний концентрационный предел воспламенения, становятся взрывоопасными.

В проблеме взрыва бедных горючим одиночных пузырьков, помещенных в жидкие углеводородные топлива (пузырьки в кумоле и 2-этилгексанале) выявлено, что испарение горючего, связанное с механическим перемешиванием фаз существенно увеличивает межфазный массообмен и приводит к взрыву пузырьков.

Высказаны и обоснованы предположения о возможности: многократного взрыва одиночного пузырька в монотопливе при его нагружении серией ударных волн и многократного прохождения детонационной волны по жидкости с распределенными в ней пузырьками (что может быть использовано

для генерации серии мощных акустических сигналов в окружающем пространстве, заполненном водой).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Howell J.A., Leslie S.W., Kenneth J.* Oxidation of cyclohexane // GB Patent. – 1966. – N1025752.
2. *Alexander J.M.* Gas phase ignition in liquid phase air oxidation process – a recipe for disaster // *Process Safety Env. Prot.* – 1990. – Vol.68B. – N1. – P.17-23.
3. *Veser G., Schmidt L.D.* Ignition and extinction in the catalytic oxidation of hydrocarbons over platinum // *AIChE J.* – 1996 – Vol.42. – P.1077-1087.
4. *Chen J.R., Lee C.M.* Safe acetoxylation of propylene: the role of oxygen // *Process Safety Progress.* – 2005. – Vol.24. – N4. – P.280-286.
5. *Crowl D.A., Louvar J.F.* Chemical process safety: fundamentals with applications. – Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall PTP, 2002.
6. *Mitropetros K., Fomin P.A., Steinbach J., Plewinsky B., Hieronymus H.* Explosion of oxygen bubbles in cyclohexane. // *Chemical Engineering Journal.* –2004. – Vol.97. –N2-3. – P.151-160.
7. *Fomin P.A., Mitropetros K.P., Hieronymus H.* Explosion limits of a single oxygen containing bubble in organic solvent with high saturated vapor pressure // 11th Intern.Symp. of Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries (Loss Prevention 2004). Proceedings. – Prag, Czech Republic, 2004. – P.2179-2185.
8. *Кедринский В.К., Фомин П.А., Таратута С.П.* Динамика одиночного пузырька в жидкости при наличии химических реакций и межфазного тепло- и массообмена // *Журнал прикладной механики и технической физики.* – 1999. – Т.40. – №2. – С.119-127.
9. *Fomin P.A., Mitropetros K., Hieronymus H.* Modeling of detonation processes in chemically active bubble systems at normal and elevated initial pressures // *J. of Loss Prevention in the Process Industries.* – 2003. – Vol.16. – N4. – P.323-331.
10. *Fomin P.A., Mitropetros K., Hieronymus H.* Theoretical analysis of shock induced bubble explosion with long ignition delay // *European Combustion Meeting (ECM 2005), Proceedings.* – Belgium, Louvain-la-Neuve, 2005.
11. *Николаев Ю.А., Зак Д.В.* Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // *Физика горения и взрыва.* – 1988. – Т.24. – №4. – С.87-90.
12. *Фомин П.А., Троцюк А.В.* Приближенный расчет изэнтропы химически равновесного газа // *Физика горения и взрыва.* – 1995. – Т.31. – №4. – С.59-62.
13. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966.
14. *Pinaev A.V., Sychev A.I.* Structure and properties of detonation in a liquid-gas bubble system // *Combustion, Explosion and Shock Waves.* – 1986. – Vol.22. – N3. – P.360-368.
15. *Кедринский В.К.* Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. – Новосибирск: Изд-во Сибирского Отделения РАН, 2000. – 435 с.
16. *Mitropetros K.* Shock induced bubble explosions in liquid cyclohexane. – Berlin: VAM-Dissertationsreihe, Band 11, 2005.
17. *Apel W., Mitropetros K., Hieronymus H.* Experimentelle bestimmung von explosionsgrenzen von cyclohexan in reinem sauerstoff // *Chemie Ingenieur*

- Technik. – 2005. – Vol.77. – N1-2. – P.1-8.
18. *Crowl D.A., Louvar J.F.* Chemical process safety: Fundamentals with applications. – Prentice-Hall PTP, Upper Saddle River, NJ, 2002.
 19. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. – М.: Наука, 1973.
 20. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Наука, 1969.
 21. *Сычев А.И.* Волна детонации в системе жидкость – пузырьки газа // Физика горения и взрыва. – 1985. – Т.21. – №3. – С.103-110.
 22. *Пинаев А.В., Сычев А.И.* Структура и свойства детонации в системах жидкость – пузырьки газа // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т.22. – №3. – С.109-118.
 23. *Сычев А.И., Пинаев А.В.* Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками активного газа // Журнал прикладной механики и технической физики. – 1986. – Т.27. – №1. – С.133-138.
 24. *Пинаев А.В., Сычев А.И.* Обнаружение и исследование самоподдерживающихся режимов детонации в системах жидкое горючее – пузырьки окислителя. // Доклады Академии Наук СССР. – 1986. – Т.290. – №3. – С.611-615.
 25. *Fomin P.A., Vasil'ev A.A.* Detonation wave modeling in typical bubble systems. // J. of Loss Prevention in the Process Industries. – 2001. – Vol.14. – P.521-526.

УПРАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫМИ ПРОЦЕССАМИ В СИЛАНСОДЕРЖАЩИХ ГАЗОВЫХ СМЕСЯХ ПУТЕМ ДОБАВЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫХ МИКРОЧАСТИЦ*

Фомин П.А.¹, Федоров А.В.², Чен Дж.-Р.³

¹ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

²ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, г. Новосибирск, Россия

³National Kaohsiung First University of Science and Technology 824, Kaohsiung,
Taiwan

РЕЗЮМЕ

Рассчитаны параметры Чепмена-Жуге и относительный размер ячейки детонационной волны, а также параметры взрыва при постоянных давлении и объеме в стехиометрической силано-воздушной газовой смеси с добавками химически инертных микрочастиц (Al_2O_3). Для рассматриваемой смеси проведены оценки минимальной массовой доли конденсированной фазы и критических параметров облака частиц, обеспечивающих успешное подавление многофронтной детонации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Газообразный силан (SiH_4) широко используется в полупроводниковой и фотохимической промышленности. Его способность к самовоспламенению при контакте с воздухом даже при комнатной температуре является источником постоянной взрывоопасности [1]. Это подчеркивает важность исследования параметров взрыва и детонации силано-воздушных смесей для решения соответствующих проблем пожаро- и взрывобезопасности.

Известно, что добавки химически инертных частиц являются эффективным способом контроля и управления процессами горения и детонации газовых смесей. Такие добавки уменьшают давление и температуру взрыва (а следовательно, снижают тепловую и механическую нагрузку на промышленные конструкции при аварийных выбросах и последующих взрывах химически активных газов). Потери энергии детонационной волны на нагрев и разгон частиц могут приводить не только к снижению давления, температуры и скорости детонации, но и к гашению детонационной волны [2,3]. В то же время влияние химически инертных добавок на параметры взрывных процессов в силано-воздушных смесях до сих пор не исследовалось ни экспериментально, ни теоретически. Например, остаются без ответа следующие вопросы: (а) каковы параметры волны Чепмена-Жуге (Ч.-Ж.) в силано-воздушных смесях с добавками химически инертных микрочастиц и (б) каковы параметры облака химически инертных частиц, достаточные для успешного подавления детонационной волны (ДВ)?

* Работа выполнена при финансовой поддержке Сибирского Отделения Российской Академии наук и Национального Научного совета Тайваня в рамках совместного исследовательского проекта, Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.В37.21.0645 и РФФИ–14-03-00838-а.

Размер ячейки газовой детонации является одной из основных характеристик детонационной опасности газовых смесей [4,5]. В частности, размером ячейки определяются геометрические (по диаметру трубы) пределы распространения ДВ. К сожалению, размер ячейки в силано-воздушных газовых смесях и в силаносодержащих газовых смесях с добавками химически инертных частиц до сих пор не измерен экспериментально и не рассчитан теоретически, что затрудняет оценку детонационной опасности силано-воздушных смесей.

Параметры мгновенного взрыва газов и смесей газов с химически инертными частицами могут использоваться для оценки тепловой и механической нагрузки на твердые поверхности жилых зданий и промышленных сооружений (взрыв при постоянном объеме) и оценке адиабатической температуры горения химически активной смеси (взрыв при постоянном давлении). Подобные расчеты для силано-воздушных газовых смесей с добавками химически инертных частиц не представлены в имеющейся литературе.

В настоящей работе рассчитаны параметры взрывных процессов в стехиометрической силано-воздушной газовой смеси, в том числе при наличии химически инертных микрочастиц (Al_2O_3). Рассчитаны параметры волны Чепмена-Жуге, сделаны оценки размера детонационной ячейки и параметров облака частиц, необходимых для подавления многофронтной ДВ, проведен расчет мгновенного взрыва при постоянных давлении и объеме. Полученные результаты могут быть использованы для решения проблем взрывобезопасности производств, использующих силан.

2. ПАРАМЕТРЫ ВОЛНЫ ЧЕПМЕНА-ЖУГЕ В СИЛАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ДОБАВКАМИ ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫХ МИКРОЧАСТИЦ

Расчет параметров волны Ч.-Ж. в стехиометрической силано-воздушной смеси будем проводить по модели, предложенной в [2,3]. Приведем краткое описание этой модели.

В рамках модели приняты следующие основные предположения. Газ является идеальным. Конденсированная фаза несжимаема. Суммарный объем частиц, парциальное давление частиц и давление насыщенных паров конденсированной фазы пренебрежимо малы. Частицы находятся в механическом и тепловом равновесии с газом (скорость и температура газа и частиц равны). Область применимости подобных предположений была подробно проанализирована. В частности, предположения о тепловом и механическом равновесии между фазами справедливы для частиц, имеющих относительно малый размер (порядка десятка микрон, т.е. микрочастиц). В этом случае характерные времена тепловой и механической релаксации между фазами существенно меньше, чем характерные времена изменения параметров двухфазного потока внутри зоны реакции ДВ.

Следуя отмеченным выше предположениям, можно записать:

$$\rho_* = \rho + \rho_C, \quad \rho = (1 - \alpha)\rho_*, \quad \rho_C = \alpha\rho_*, \quad \rho_C = \alpha\rho / (1 - \alpha), \quad (1)$$

$$U^* = (1 - \alpha)U + \alpha U^C, \quad (2)$$

где α и ρ_C – массовая доля и объемная плотность частиц, ρ – плотность газа, ρ_* – суммарная плотность двухфазной смеси; U , U^C , U^* – удельные внутренние энергии газа, конденсированной фазы и двухфазной смеси соответственно.

Удельная внутренняя энергия газа и молярная масса газа в состоянии химического равновесия рассчитывались по формулам [6-9], которые обладают высокой точностью, согласованы со вторым началом термодинамики и учитывают принцип Ле-Шателье:

$$U(T, \mu) = \left[\frac{3}{4} \left(\frac{\mu}{\mu_a} + 1 \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\mu}{\mu_a} - 1 \right) \frac{\Theta/T}{\exp(\Theta/T) - 1} \right] \frac{RT}{\mu} + E \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_{\min}} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\rho}{\mu} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_{\max}} \right)^2 \exp(E/RT) / \left(\frac{\mu}{\mu_{\min}} - 1 \right) = \frac{AT^{3/4}}{4K_+} (1 - \exp(-\Theta/T))^{3/2}. \quad (4)$$

Здесь и далее μ_a , μ_{\min} , μ_{\max} – молярные массы газа в атомарном, предельно диссоциированном и предельно рекомбинированном состояниях, μ и T – температура и молярная масса газа, Θ – эффективная температура возбуждения колебательных степеней свободы молекул, E – средняя энергия диссоциации продуктов реакции, A и K_+ – константы скорости диссоциации и рекомбинации обобщенных продуктов реакции, R – универсальная газовая постоянная. Алгоритм вычисления указанных констант описан в работах [6-10].

Из уравнения состояния идеального газа и уравнений (1)-(4) получены формулы для расчета показателя адиабаты (изоэнтропы) γ_* рассматриваемой двухфазной смеси в состоянии химического равновесия:

$$\gamma_* = 1 - \frac{\rho}{\mu} \mu_\rho - \frac{\rho}{T} \left(1 - \frac{T}{\mu} \mu_T \right) \frac{(1-\alpha)(U_\mu \mu_\rho - RT / \rho\mu)}{(1-\alpha)(U_T + U_\mu \mu_T) + \alpha U_T^c}. \quad (5)$$

Производные U_μ , U_T , μ_ρ , μ_T являются явными алгебраическими функциями температуры и плотности. Они могут быть легко получены из уравнения состояния газа и уравнений (3)-(4).

Рассмотрим стационарную одномерную ДВ в смеси газа с микрочастицами без потерь на трение и теплоотвод в стенки трубы. Структура волны соответствует модели Зельдовича-фон Неймана-Деринга. Полагаем, что в плоскости Ч.-Ж. газ находится в состоянии химического равновесия. Термодинамические параметры двухфазной смеси будем рассчитывать с учетом формул (1)-(5).

Таким образом, система алгебраических уравнений для расчета параметров волны может быть записана в виде:

$$\rho_1 u_1 = \rho_0 u_D \quad (6)$$

$$P_1 + \frac{1}{1-\alpha} \rho_1 u_1^2 = P_0 + \frac{1}{1-\alpha} \rho_0 u_D^2 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 \left(U(T_1, \mu_1) + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} \right) + \frac{\alpha}{1-\alpha} \rho_1 u_1 \left(H^c(T_1) + \frac{u_1^2}{2} \right) = \\ = \rho_0 u_D \left(U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{u_0^2}{2} \right) + \frac{\alpha}{1-\alpha} \rho_0 u_D \left(H^c(T_0) + \frac{u_0^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{RT_1}{\mu_1} \quad (9)$$

$$\frac{\rho_1}{\mu_1} \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_{\max}} \right)^2 e^{E/RT_1} / \left(\frac{\mu_1}{\mu_{\min}} - 1 \right) = \frac{AT_1^{3/4}}{4K_+} (1 - e^{-\Theta/T_1})^{3/2} \quad (10)$$

$$u_1 = (1-\alpha) \gamma_*(T_1, \mu_1, \alpha) \cdot \frac{P_1}{\rho_1}. \quad (11)$$

Индексы “0” и “1” соответствуют начальному состоянию и состоянию в плоскости Ч.-Ж. соответственно, u и P – скорость и давление газа, u_D – скорость детонации. Величины $H^C(T_0)$ и $H^C(T_1)$ – энтальпии конденсированной фазы при $T=T_0$ и $T=T_1$. Они могут быть взяты из соответствующих справочников. Уравнения (6)-(8) являются законами сохранения массы, импульса и энергии, записанными в системе координат, связанной с фронтом волны. Формула (9) представляет собой уравнение состояния идеального газа. Формула (10) описывает состояние химического равновесия. Уравнение (11) выражает условие Ч.-Ж.

Величины $U(T_1, \mu_1)$ и $\gamma_*(T_1, \mu_1, \alpha)$ могут быть рассчитаны по формулам (3) и (5) при $T=T_1$, $\mu=\mu_1$. Отметим, что зависимость $H^C(T)$ учитывает теплоемкость частицы, а при наличии плавления – и теплоту фазового перехода конденсированной фазы.

Уравнения (6)-(11), совместно с формулами (3), (5) и формулами для расчета $H^C(T_0)$, $H^C(T_1)$ и U_0 представляют собой замкнутую систему алгебраических уравнений для нахождения ρ_1 , u_1 , P_1 , T_1 , μ_1 , u_D . Отметим, что при $\alpha=0$ система уравнений (6)-(11) переходит в систему уравнений, которая была успешно использована ранее в [8,11] для расчета параметров ДВ в газовых смесях.

Параметры течения позади переднего ударного фронта ДВ (“химпик”) рассчитываются по следующей системе алгебраических уравнений:

$$\rho_{sw} u_{sw} = \rho_0 u_D, \quad (12)$$

$$P_{sw} + \frac{1}{1-\alpha} \rho_{sw} u_{sw}^2 = P_0 + \frac{1}{1-\alpha} \rho_0 u_D^2, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \rho_{sw} u_{sw} \left(U_{sw} + \frac{P_{sw}}{\rho_{sw}} + \frac{u_{sw}^2}{2} \right) + \frac{\alpha}{1-\alpha} \rho_{sw} u_{sw} \left(H^C(T_{sw}) + \frac{u_{sw}^2}{2} \right) = \\ = \rho_0 u_D \left(U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{u_D^2}{2} \right) + \frac{\alpha}{1-\alpha} \rho_0 u_D \left(H^C(T_0) + \frac{u_D^2}{2} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

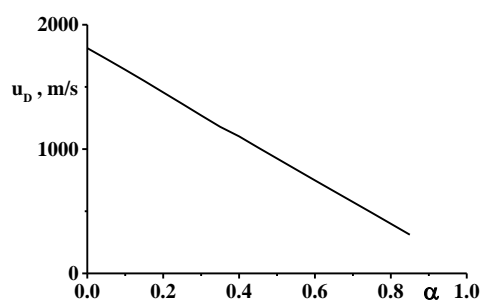
$$\frac{P_{sw}}{\rho_{sw}} = \frac{RT_{sw}}{\mu_{sw}}, \quad (15)$$

$$\mu_{sw} = \mu_0. \quad (16)$$

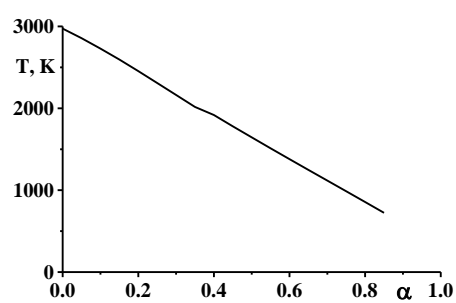
Индекс “SW” соответствует состоянию за ударной волной. Уравнения (12)-(14) являются законами сохранения массы, импульса и энергии, записанными в системе координат, связанной с фронтом волны. Формула (15) представляет собой уравнение состояния идеального газа. Уравнение (16) учитывает отсутствие химической реакции за передним ударным фронтом волны.

Итак, уравнения (12)-(16) совместно с формулами для расчета энтальпий конденсированной фазы и внутренней энергии газа представляют собой замкнутую систему алгебраических уравнений для расчета ρ_{sw} , u_{sw} , P_{sw} , T_{sw} , μ_{sw} .

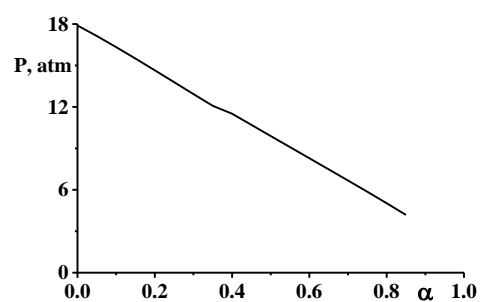
Результаты расчета скорости детонации и параметров волны в плоскости Ч.-Ж. в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 представлены на рис.1, а параметры волны за передним ударным фронтом – на рис.2.



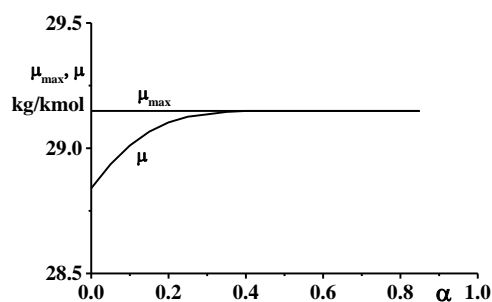
a



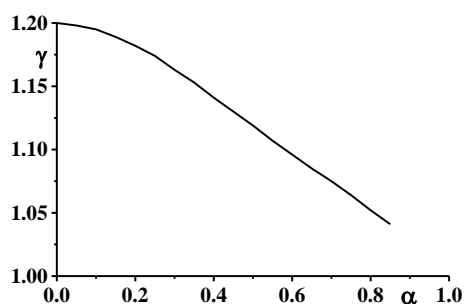
b



c

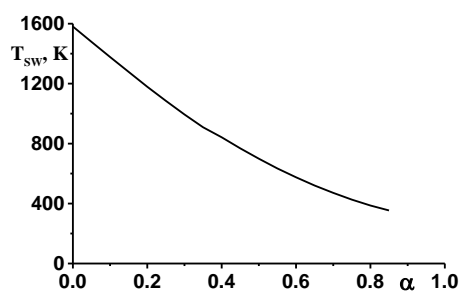


d

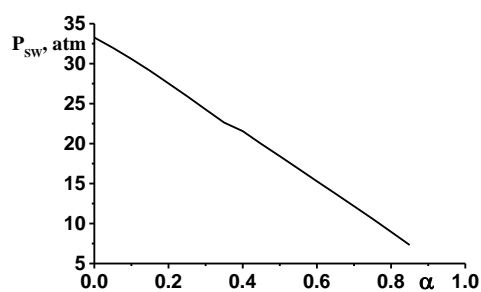


e

Рис.1. Скорость детонации и параметры волны в плоскости Ч.-Ж. в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 . $T_0=293 \text{ K}$, $P_0=1 \text{ atm}$.



a



b

Рис.2. Температура и давление за передним ударным фронтом ДВ в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 . $T_0=293 \text{ K}$, $P_0=1 \text{ atm}$.

3. РАЗМЕР ЯЧЕЙКИ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ В СТЕХИОМЕТРИЧЕСКОЙ СИЛАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

Для оценки размера ячейки газовой детонации воспользуемся общепринятой моделью [12]:

$$b_p = 4 \frac{E_a}{RT_{sw}} u_D \tau_{sw}, \quad a_p = 0.6b_p.$$

Здесь b и a – продольный и поперечный размеры ячейки, индекс “ P ” соответствует газу без частиц, τ – период индукции химической реакции, E_a – энергия активации в формуле Аррениуса для расчета τ .

Для расчета периода индукции химической реакции в силано-воздушной смеси воспользуемся формулой, предложенной в [13]:

$$\tau = 1.37 \cdot 10^{-10} \xi_{SiH_4}^{-0.84} \xi_{O_2}^{-0.07} e^{9695/T},$$

где ξ_{SiH_4} и ξ_{O_2} – мольные доли силана и кислорода в смеси. Согласно приведенным формулам и значениям параметров ДВ, представленным на рис.1 и 2 при $\alpha=0$, размеры ячейки газовой детонации в стехиометрической силано-воздушной смеси таковы: $b_p=3.3$ см, $a_p=2$ см. Столь малые размеры ячейки (сравнимые по порядку величины с размерами ячеек в стехиометрических водородо- и ацетилено-воздушных смесях) свидетельствуют о высокой детонационной опасности силано-воздушных смесей.

При истечении силана в окружающее пространство и последующем взрыве силано-воздушного облака, детонация, как правило, не наблюдается [14]. Но вместе с тем хорошо известно, что система препятствий может существенно ускорить переход горения в многофронтную детонацию, если характерный размер препятствий и расстояний между ними сравним с размером детонационной ячейки (см., например, [4,5]). Поэтому, в случае истечения силана в окружающее пространство, в котором находится некоторая система препятствий, детонация силано-воздушного облака возможна, если характерный размер препятствий и расстояний между ними имеет тот же порядок величины, что и размер ячейки в стехиометрической силано-воздушной смеси ($a_p=2$ см, см. выше). Подобную возможность следует учитывать при оценке детонационной опасности силаносодержащих систем. Для того чтобы избежать детонации при истечении силана в воздух, необходимо избегать загромождения окружающего пространства небольшими (размером в несколько сантиметров) препятствиями. Напротив, если необходимо исследовать детонацию силано-воздушных смесей, для ускорения процесса перехода горения в детонацию может использоваться система препятствий с указанным выше размером. Можно применять и прямое инициирование детонации путем подрыва небольшого заряда взрывчатого вещества, массу которого легко посчитать, используя приведенные в [4,5] формулы и рассчитанный выше размер детонационной ячейки.

4. РАЗМЕР ЯЧЕЙКИ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В СМЕСИ ГАЗА С ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫМИ МИКРОЧАСТИЦАМИ

В соответствии с [2,3], для оценки размера ячейки ДВ в стехиометрической силано-воздушной смеси с химически инертными микрочастицами Al_2O_3 воспользуемся общепринятой моделью ячейки для газовых смесей ([12], см. также [4,5]), согласно которой продольный размер ячейки газовой детонации b

зависит от скорости волны и параметров газа (давления и температуры) за передним ударным фронтом:

$$b_p \approx G \frac{u_D}{\rho_{sw}} \cdot \frac{E_a}{RT_{sw}} \cdot e^{\frac{E_a}{RT_{sw}}},$$

где коэффициент G зависит главным образом от физико-химических параметров начальной смеси, и в последующих оценках будет полагаться постоянным. Полагаем, что размер ячейки детонации в смеси газа с частицами имеет ту же зависимость от параметров ДВ, что и размер ячейки в газовых смесях. Это означает, что формула для расчета размера ячейки газовой детонации, представленная выше, полагается справедливой и для рассматриваемых смесей газа с частицами. Из нее следует:

$$\frac{b}{b_p} = \frac{D}{D_p} \cdot \frac{\rho_{sw_p}}{\rho_{sw}} \cdot \frac{T_{sw_p}}{T_{sw}} \cdot e^{E_a \cdot (\frac{1}{T_{sw}} - \frac{1}{T_{sw_p}})}.$$

Параметры волны без индекса соответствуют двухфазной смеси, индекс “ P ” соответствует чистому газу. Поперечный размер ячейки в газе без частиц полагается известным. Будем также полагать, что $a/a_p = b/b_p$, где a и a_p – поперечные размеры ячейки в чистом газе и в двухфазной смеси соответственно.

Результат расчета относительного размера ячейки ДВ в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 , проведенный по указанной выше формуле и данным, представленным на рис. 1 и 2, показан на рис.3.

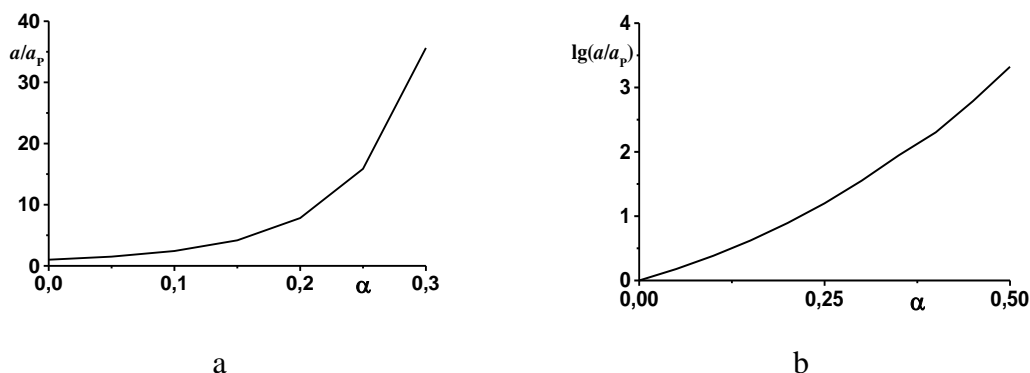


Рис.3. Относительный размер ячейки ДВ в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 . $T_0=293$ К, $P_0=1$ atm.

Как следует из рис.1-3, увеличение массовой доли частиц ведет к существенному уменьшению скорости детонации, давления и температуры смеси за передним ударным фронтом и в плоскости Ч.-Ж., а также к увеличению размера детонационной ячейки. Таким образом, изменяя концентрацию твердой фазы, можно изменять параметры детонации, существенно ослаблять тепловую и механическую нагрузку на промышленные конструкции, вызванные детонационной волной и влиять на взрывобезопасность силано-воздушных смесей.

Обращает на себя внимание тот факт, что величины давления и температуры ДВ в стехиометрической силано-воздушной смеси (рис.1,2) близки к соответствующим значениям в стехиометрических водородо- и метано-воздушной смесях [15]. Столь высокие давления и температуры, реализующиеся при детонационных процессах в силаносодержащих смесях свидетельствуют

об их высокой детонационной опасности и это необходимо учитывать при расчете взрывобезопасности соответствующих технических устройств.

5. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ОБЛАКА МИКРОЧАСТИЦ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩИЕ ПОДАВЛЕНИЕ МНОГОФРОНТОВОЙ ВОЛНЫ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Согласно [2,3], для оценки минимально возможных параметров облака микрочастиц (суммарной массы облака M и его размера L), достаточных для гашения волны, рассматривался следующий сценарий (рис.4). Детонационная волна распространяется в не запыленном газе. Химически инертные микрочастицы инжектируются внутрь канала перед фронтом ДВ, образуя облако с равномерно распределенными по пространству частицами.

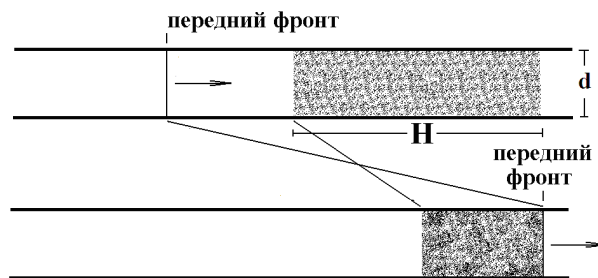


Рис.4. Схема подавления многофронтной детонационной волны инжекцией химически инертных частиц.

Величина M соответствует минимально возможной концентрации частиц, делающей распространение ДВ невозможным. Эффекты отражения ДВ от кластера частиц не учитываются. Минимальный продольный размер облака равен H . Релаксационные процессы (перестройка структуры волны от малой ячейки в газе к большой ячейке в облаке частиц) происходят не мгновенно. Отметим, что вопрос о скорости перестройки ячеистой структуры в неоднородных средах до сих пор открыт. Для оценок будем полагать, что длительность этих процессов равна промежутку времени, в течении которого детонационная волна проходит расстояние, равное по порядку величины нескольким (трем) продольным размерам детонационной ячейки b ($b \approx 1.7a$ [4,5,12]). Таким образом, $H \approx (1 \div 3)b$.

Суммарный начальный объем облака равен: $V = \pi \frac{d^2}{4} H$. Вычислим суммарную массу конденсированной фазы, находящейся в нем. Поскольку $\rho_{C_0} = \alpha \rho_0 / (1 - \alpha)$, где ρ_{C_0} – начальная объемная плотность частиц, ρ_0 – начальная плотность газа, то:

$$M = V \rho_{C_0} = \pi \frac{d^2}{4} H \rho_{C_0} = \pi \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{d^2}{4} H \rho_0 = \pi \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot \frac{d^2}{4} 3b \rho_0.$$

Такая минимальная масса частиц должна быть впрыснута в газ перед передним ударным фронтом для подавления ДВ. В дальнейшем будем принимать, что $H = 3b$.

В соответствии с [2,3] будем использовать следующий критерий для расчета минимально возможной (критической) концентрации частиц в смеси,

обеспечивающей подавление многофронтной ДВ. По аналогии с газовой детонацией считаем, что при увеличении концентрации конденсированной фазы, вследствие потерь энергии на нагрев и разгон частиц и уменьшения температуры и скорости волны, поперечный размер детонационной ячейки становится больше определенной величины, после чего распространение волны становится невозможным. А именно, критическая величина α определялась из условия реализации спиновой детонации $a = \pi d$ [4,5], где d – диаметр трубы. При этом следует понимать, что срыв спинового режима распространения волны вовсе не означает, что дальнейшее распространение детонационной волны становится совершенно невозможным. Это связано с тем, что для ослабления детонационной волны до “звуковых” амплитуд и прекращения химической реакции, что исключило бы возможный переход горения в детонацию за облаком химически инертных микрочастиц, требуется инжекция куда большей массы твердой фазы, чем рассчитывается в рамках данного подхода [16]. Тем не менее, использование указанного критерия имеет смысл, поскольку впрыск облака частиц и срыв спинового режима распространения ДВ может быть дополнен, например, последующим расширением трубы, делающим дальнейшее распространение волны невозможным.

Вычислим массу облака M , необходимую для подавления волны в трубах диаметром 10 см и 50 см. В первом случае поперечный размер ячейки, соответствующий подавлению ($a = \pi d$), равен 31.4 см, а во втором – 157 см. Поскольку размер ячейки a_p в стехиометрической силано-воздушной смеси без частиц равен 2 см (см. выше), то относительный размер ячейки a/a_p , обеспечивающий подавление, равен 15.7 и 78.5 соответственно. Из рис.3 следует, что массовая доля частиц α , соответствующая таким значениям a/a_p , равна 0.25 и 0.341 соответственно. Принимая во внимание, что $\rho_0 = 1.28 \text{ кг/м}^3$, по приведенной выше формуле для вычисления M получаем, что масса облака микрочастиц Al_2O_3 , необходимая для подавления детонационной волны в стехиометрической силано-воздушной смеси в трубах с диаметром 10 см и 50 см равна 5.37 г и 1043 г соответственно. При этом геометрический размер облака составляет 160 см и 801 см ($H = 3b = 3 \cdot 1.7a$).

6. РАСЧЕТ ВЗРЫВА СМЕСИ ХИМИЧЕСКИ РЕАГИРУЮЩЕГО ГАЗА С ХИМИЧЕСКИ ИНЕРТНЫМИ МИКРОЧАСТИЦАМИ ПРИ ПОСТОЯННЫХ ДАВЛЕНИИ И ОБЪЕМЕ

В рамках используемой модели двухфазной смеси системы уравнений для расчета взрыва при постоянном объеме и постоянном давлении смеси химически реагирующего газа с химически инертными микрочастицами таковы:

$$\rho_1 = \rho_0,$$

$$U(T_1, \mu_1) + \frac{\alpha}{1-\alpha} U^c(T_1) = U_0 + \frac{\alpha}{1-\alpha} U^c(T_0),$$

$$\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{RT_1}{\mu_1},$$

$$\frac{P_1}{\mu_1} \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_{\max}}\right)^2 e^{E/RT_1} / \left(\frac{\mu_1}{\mu_{\min}} - 1\right) = \frac{AT_1^{3/4}}{4K_+} (1 - e^{-\Theta/T_1})^{3/2}$$

и

$$P_1 = P_0,$$

$$U(T_1, \mu_1) + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{\alpha}{1-\alpha} H^c(T_1) = U_0 + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{\alpha}{1-\alpha} H^c(T_0),$$

$$\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{RT_1}{\mu_1},$$

$$\frac{\rho_1}{\mu_1} \left(1 - \frac{\mu_1}{\mu_{\max}}\right)^2 e^{E/RT_1} / \left(\frac{\mu_1}{\mu_{\min}} - 1\right) = \frac{AT_1^{3/4}}{4K_+} (1 - e^{-\Theta/T_1})^{3/2}$$

соответственно. Здесь индекс “1” относится к параметрам после взрыва. Полагалось, что в результате мгновенного взрыва смесь переходит в состоянии химического равновесия. Для расчетов использованы законы сохранения внутренней энергии (при $\rho = \text{const}$) и энтальпии (при $P = \text{const}$).

Результаты расчета представлены на рис.5. Видно, что в случае чисто газовой смеси ($\alpha=0$) давление взрыва при $\rho = \text{const}$ сравнимо с соответствующими величинами, реализуемыми при взрывах в стехиометрических водородо-воздушных и метано-воздушных смесях [15]. Это является дополнительным свидетельством высокой потенциальной опасности силано-воздушных смесей.

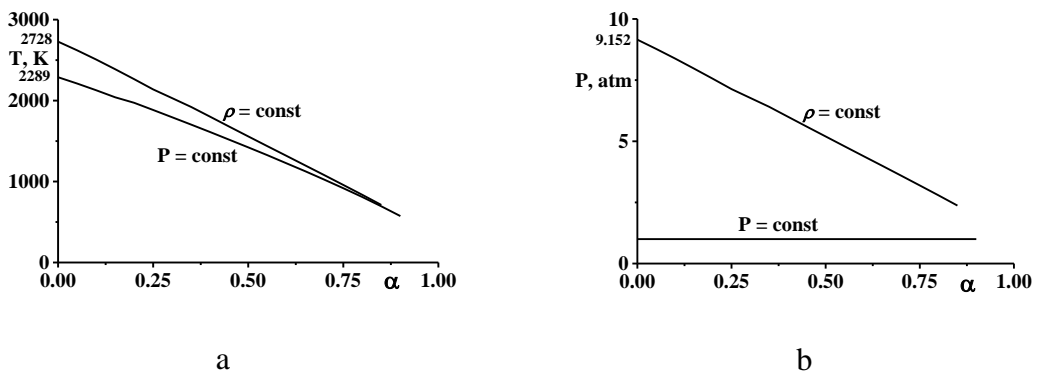


Рис.5. Температура (а) и давление (b) взрыва при постоянных давлении и объеме в стехиометрической силано-воздушной смеси с микрочастицами Al_2O_3 , $T_0=293$ К, $P_0=1$ atm.

Результаты проведенных расчетов могут использоваться для оценки тепловой и механической нагрузки на стенки промышленных конструкций, вызванные самовоспламенением силано-воздушных смесей [17]. Поскольку температура и давление взрыва уменьшаются при росте массовой доли твердой фазы, добавление частиц может служить одним из инструментов управления параметрами взрывных процессов в рассматриваемых смесях.

ВЫВОДЫ

Рассмотрен вопрос об управлении параметрами детонации и взрыва силано-воздушной смеси путем добавления химически инертных микрочастиц Al_2O_3 . Рассчитаны параметры и относительный размер ячейки детонационной волны, а также параметры взрыва при постоянных давлении и объеме. Проведены расчеты критических параметров облака микрочастиц, обеспечивающих успешное подавление детонации. Результаты работы могут быть использованы для решения проблем взрывобезопасности силано-воздушных смесей.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ngai E.Y., Chen J.-R.* Gas safety for TFT-LCD manufacturing. Features of liquid crystal display materials and processes. – ISBN 978-953-307-899-1. – Publisher: InTech, 2011. – Chapt.8. – P.165-178. – DOI: 10.5772/29226. Available from: <http://www.intechopen.com/books/features-of-liquid-crystal-display-materials-and-processes/gas-safety-for-tft-manufacturing>.
2. *Fomin P.A., Chen J.-R.* Effect of chemically inert particles on thermodynamic characteristics and detonation of a combustible gas // *Combustion Science and Technology*. – 2009. – Vol.181. – N8. – P.1038-1064.
3. *Фомин П.А., Чен Дж.-Р.* Влияние химически инертных частиц на параметры и подавление детонации в газах // *Физика горения и взрыва*. – 2009. – Т.45. – №3. – С.77-88.
4. *Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчиян М.Е.* Детонационные волны в газах // *Физика горения и взрыва*. – 1987. – Т.23. – №5. – С.109-131.
5. *Николаев Ю.А., Васильев А.А., Ульяницкий В.Ю.* Газовая детонация и ее применение в технике и технологиях (обзор) // *Физика горения и взрыва*. – 2003. – Т.39. – №4. – С.22-54.
6. *Николаев Ю.А., Фомин П.А.* О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // *Физика горения и взрыва*. – 1982. – Т.18. – №1. – С.66-72.
7. *Николаев Ю.А., Фомин П.А.* О расчете равновесных течений химически реагирующих газов // *Физика горения и взрыва*. – 1983. – Т.19. – №6. – С.49-58.
8. *Николаев Ю.А., Зак Д.В.* Согласование моделей химических реакций в газах со вторым началом термодинамики // *Физика горения и взрыва*. – 1988. – Т.24. – №4. – С.87-90.
9. *Фомин П.А., Троцюк А.В.* Приближенный расчет изоэнтропы химически равновесного газа // *Физика горения и взрыва*. – 1995. – Т.31. – №4. – С.59-62.
10. *Fomin P.A., Trotsyuk A.V., Vasil'ev A.A., Mitropetros K., Hieronymus H., Roekaerts D.* Model of chemical reaction kinetics for calculating detonation processes in gas and heterogeneous mixtures containing hydrogen peroxide // *Combustion Science and Technology*. – 2006. – Vol.178. – N5. – P.895-919.
11. *Mitropetros K., Fomin P.A., Hieronymus H.* Behavior of the surface of a bubbly liquid after detonation wave impact // *Experiments in Fluids*. – 2006. – Vol.40. – N3. – P.431-441.
12. *Васильев А.А., Николаев Ю.А.* Модель ячейки многофронтной газовой детонации // *Физика горения и взрыва*. – 1976. – Т.12. – №5. – С.744-754.
13. *Тропин Д.А., Федоров А.В.* Математическое моделирование химических превращений в силане / XIII Всеросс. семинар “Динамика многофазных сред”. Материалы. – Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 8-10 октября 2013г. – С.143-145.
14. *Fuhrhop R., Ngai E.Y., Chen J.R., Chao J., Bauwens C.R., Mjelde C., Miller G., Sameth J., Borzio J., Telgenhoff M., Wilson B.* CGA G-13 large-scale silane release tests – Part II. Silane vapor cloud explosion overpressure measurement / 7th Intern. Fire and Explosion Hazards Conf. Poster. – Providence. RI. May 6, 2013.
15. *Николаев Ю.А., Топчиян М.Е.* Расчет равновесных течений в детонационных волнах в газах // *Физика горения и взрыва*. – 1977. – Т.13. – №3. – С.393-404.
16. *Васильев А.А., Пинаев А.В., Троцюк А.В., Фомин П.А., Трубицын А.А.* Условия полного затухания волны газовой детонации в пылевой завесе / Всеросс.

конф. “Взрыв в физическом эксперименте”. Тезисы докладов. – Новосибирск: ИГиЛ СО РАН, 16-20 сентября 2013г. – С.20-21.

17. *Ngai E.Y., Huang K.P.P., Chen J.R., Shen C.C., Tsai H.Y., Chen S.K., Hu S.C., Yeh P.Y., Liu C.D., Chang Y.Y., Peng D.J., Wu H.C.* Field test of release, ignition, and explosion from silane cylinder valve and gas cabinet // *Process Safety Progress.* – 2007. – Vol.26. – N4. – P.265-282.

Типография ООО «Сам Полиграфист»
г. Москва, Протопоповский пер., д.6

Подписано в печать 09.12.2013
Объем 16 п.л. Тираж 200 экз. Зак. №84
