



МИНОБРНАУКИ РОССИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова»
(БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова)

Факультет «А» РАКЕТНО-КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ
Кафедра ПЛАЗМОГАЗОДИНАМИКА И ТЕПЛОТЕХНИКА
Дисциплина ВНУТРЕННЯЯ ГАЗОДИНАМИКА ЭНЕРГОУСТАНОВОК

КУРСОВОЙ ПРОЕКТ

на тему:

Внутрикамерные процессы в детонационных двигателях

(пояснительная записка)

Студент группы А9М31

_____ А.С. Акилов
подпись, дата

Руководитель

_____ И.В. Тетерина
подпись, дата

Оценка комиссии по защите курсовых проектов

подпись, дата

Санкт-Петербург, 2018

Реферат

Пояснительная записка 40 стр., 23 рис., флеш-накопитель с презентацией

ДЕТОНАЦИОННЫЙ ДВИГАТЕЛЬ, ДЕТОНАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ, ДЕТОНАЦИЯ

В данной работе представлен краткий обзор теории детонационного распространения пламени, обзор детонационных двигателей разных типов, рассмотрены проблемы создания рабочих образцов детонационных двигателей, а также, в качестве рассмотрения вопроса о моделировании ударно-волновых процессов в программных пакетах, проведено моделирование дифракции ударной волны на обратном уступе с использованием программного комплекса ANSYS.

СОДЕРЖАНИЕ

Нормативные ссылки	4
Определения, обозначения и сокращения	5
Введение	6
1 Процесс распространения пламени	8
1.1 Нормальное распространение пламени	9
1.2 Детонационное распространение пламени	10
1.2.1 Детонационные уравнения	13
1.2.2 Устойчивый режим детонации	19
1.2.3 Термодинамический цикл детонационного горения	21
1.2.4 Расчет скорости детонации	22
2 Детонационные двигатели	24
2.1 Классификация детонационных двигателей	24
2.1.1 Классический импульсный детонационный двигатель (ИДД)	25
2.1.2 Многотрубный импульсный детонационный двигатель	26
2.1.3 Импульсный детонационный двигатель с высокочастотным резонатором	27
2.1.4 Ротационный детонационный двигатель (РДД)	29
2.2 Проблемы разработки детонационных двигателей	30
2.3 Текущее состояние проектов детонационных двигателей в России	32
3 Моделирование ударно-волновых процессов	34
Заключение	39
Список использованной литературы	40

Нормативные ссылки

Настоящая пояснительная записка составлена в соответствии со стандартом организации:

БГТУ.СМК-П-4.2-12 ПОЛОЖЕНИЕ ПО СОДЕРЖАНИЮ, ОФОРМЛЕНИЮ, ОРГАНИЗАЦИИ ВЫПОЛНЕНИЯ И ЗАЩИТЫ КУРСОВЫХ ПРОЕКТОВ И КУРСОВЫХ РАБОТ

При выполнении курсового проекта и оформлении пояснительной записки руководствовались следующими стандартами:

ГОСТ 7.1—2003 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Библиографическая запись. Библиографическое описание. Общие требования и правила составления

ГОСТ 8.417—2002 Государственная система обеспечения единства измерений. Единицы величин

ГОСТ 7.32—2001 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Отчет о научно-исследовательской работе. Структура и правила оформления

Определения, обозначения и сокращения

Перечень обозначений и сокращений, применяемых в данной
пояснительной записке

Обозначения

D	—	скорость детонации
p	—	давление
v	—	удельный объем
h	—	энтальпия

Сокращения

ВРД	—	воздушно-реактивный двигатель
ГТД	—	газотурбинный двигатель
ИДД	—	импульсный детонационный двигатель
ОНД	—	область низкого давления
ОВД	—	область высокого давления

ВВЕДЕНИЕ

Сердцем большинства летательных аппаратов является двигатель. Чем он совершеннее, тем совершеннее ЛА, который им оснащен.

В настоящее время основными двигательными установками являются газотурбинные воздушно-реактивные двигатели. Использование ГТД в военной и гражданской авиации и их совершенствование позволило совершить качественный скачок в развитии авиации: освоить большие высоты полета и сверхзвуковые скорости с числом Маха до 3, значительно повысить тягу и дальность полетов.

Однако на данный момент совершенствование двигателей и энергетических машин традиционных схем подошло к своему пределу. Учитывая темпы внедрения технологических новшеств в этой области за последнее время и анализируя характеристики уже эксплуатируемых двигателей, становится понятно, что для дальнейшего развития двигателестроения необходимо применение новых принципов работы силовых установок, которые обеспечили бы скачкообразное повышение требуемых параметров.

В этом плане наиболее перспективно выглядят детонационные двигатели - воздушно-реактивные двигатели бескомпрессорного типа, работа которых основана на принципе детонационного горения топлива. В них реакция окисления горючего происходит за ударной волной, которая с высокой скоростью перемещается по камере сгорания. С точки зрения эффективности, КПД детонационного горения топлива на 25% выше дефлаграционного. В теории, переход от традиционных схем ВРД к детонационным двигателям позволит повысить мощность тепловыделения с единицы площади поверхности фронта горения приблизительно на три порядка, что приведет к колоссальному увеличению скорости истечения реактивной струи. Таким образом, детонационные двигатели, обладающие высоким КПД, будут способны развивать гораздо большую тягу при меньшем расходе топлива, чем другие типы ВРД.

В теории, помимо указанных преимуществ, детонационные двигатели будут обладать и другими не менее полезными качествами. Из-за детонационного характера горения в таких двигателях будет реализовываться крайне высокая температура, что обычно приводит к образованию крайне вредных окислов азота. Но, ввиду того, что скорость горения будет также крайне велика, вредные вещества не будут успевать образовываться в ходе работы детонационной силовой установки, что в перспективе делает его более экологически чистым, чем современные ВРД. Также проще решается проблема охлаждения стенок камер сгорания. Несмотря на то, что работать детонационный двигатель будет при высоких значениях давления и температуры, их воздействие на конструкцию двигателя меньше, чем у других ВРД, по причине высокой скорости процессов детонационного го-

рения.

Несмотря на многолетние исследования, эксперименты и испытания, на сегодняшний день все еще нет готовых силовых установок такого типа, которые были бы пригодны для эксплуатации. Для создания работоспособных детонационных двигателей необходимо решить еще множество сложных задач, одной из которых является качественное моделирование детонационных и ударно-волновых процессов.

1 Процесс распространения пламени

Первой серьезной работой, посвященной исследованию процесса распространения пламени, были труды двух французских ученых, Малляра и Ле-Шателье. Почти все свои эксперименты они проводили на трубах. Их исследования заключались в наблюдении за движением пламени при поджоге горючей смеси у открытого конца трубы.

В итоге исследований, Малляр и Ле-Шателье пришли к следующим выводам, которые являются правдивыми и в настоящее время:

- при поджоге горючей смеси у открытого конца трубы, воспламенение всегда начинается с равномерного движения, при котором форма пламени менискообразная. Скорость движения для используемой смеси постоянна при тех же условиях проведения эксперимента, и величина её меньше 30 м/с. Скорость так же существенно зависит от диаметра трубы: при увеличении диаметра канала, фронт пламени перемещается быстрее. При этом для каждой системы существует критический диаметр, увеличение которого уже никак не влияет на скорость;

- если труба обладает достаточной длиной, то после стадии равномерного движения пламени начинается либо колебательное движение, либо возникают броски пламени, называемые отбросами. При этом скорость фронта увеличивается и в итоге пламя либо тухнет, из-за сильных отбросов, либо распространение переходит в стадию, которую называют взрывной волной;

- взрывная волна, впервые которую обнаружили Бертло и Вьей, характеризуется крайне высокой и стабильной скоростью распространения, порядка 1000 м/с и выше. Позже это явление будет названо детонацией.

В итоге Малляр и Ле-Шателье определили три типа распространения пламени в трубе:

- начальное перемещение фронта пламени при поджоге у конца трубы, которое получило наименование "нормальное распространение" реализуется при постоянном давлении и свободном расширении продуктов горения. Ввиду того, что скорости распространения в данной стадии относительно малы, передача воспламенения от горячего слоя к холодному происходит в основном благодаря теплопроводности.

- переходная стадия, характеризующаяся отбросами пламени, на которой горение либо прекращается, либо переходит в детонацию;

- детонация, при которой скорость распространения превышает скорость звука. Из-за ударно-адиабатического сжатия происходит существенное повышение давления, ввиду чего дальнейшее распространение пламени связано с особенностями распространения ударных волн в канале.

1.1 Нормальное распространение пламени

Для того, чтобы оперировать понятиями скорости перемещения и распространения пламени, необходимо проанализировать свойства этих процессов. Горючим смесям свойственны резкие переходы от незначительных реакций к очень бурным превращениям. Следовательно при горении переход от начального состояния к полному сгоранию очень резок. Принимая это во внимание, в первом приближении можно считать пламя математической поверхностью, а распространение пламени соответственно перемещением этой поверхности. Исходя из этого можно определить понятие скорости перемещения и распространения фронта пламени.

Зададим некую поверхность, которая будет определяться функцией координат x, y, z и времени t .

$$f(x, y, z, t) = 0$$

За время dt поверхность переместится на бесконечно маленькое расстояние. Расстояние по нормали между начальным положением и конечным будет равно dn (рис. 1.1). Тогда скорость перемещения фронта горения:

$$\frac{dn}{dt} = u$$

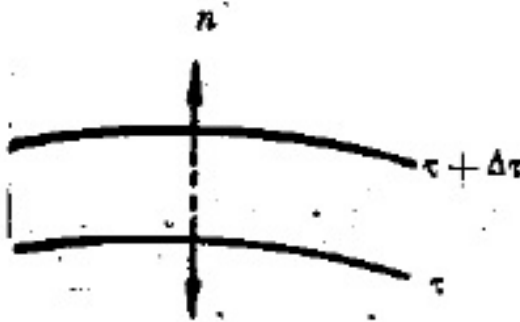


Рисунок 1.1 – Бесконечно близкие положения поверхности пламени

Далее можно установить связь между скоростью перемещения и функцией поверхности:

$$u = \frac{1}{H} \frac{df}{dt}$$

где

$$H = \sqrt{\left(\frac{df}{dx}\right)^2 + \left(\frac{df}{dy}\right)^2 + \left(\frac{df}{dz}\right)^2}$$

Если среда, в которой поверхность f перемещается, движется и имеет скорость ω , которая может не совпадать с направлением u , то конечная скорость будет равна:

$$u_p = u \pm \omega_n$$

где ω_n проекция вектора на направление нормали, а u_p скорость распространения пламени.

Если происходит нормальный процесс распространения пламени, то скорость u определяется теплопроводностью. Однако, в случае турбулентных течений вместе с теплопроводностью в распространении горения также участвует и молярный перенос тепла, который сильно зависит от характера течения. В таком случае уже нельзя будет говорить о нормальном распространении пламени.

На основании всех этих выводов можно дать конечное определение нормальной скорости перемещения фронта пламени: Нормальная скорость перемещения фронта пламени это скорость, отнесенная к еще не воспламененной газовой смеси, с которой пламя перемещается по нормали к её поверхности, при этом распространение происходит благодаря процессу передачи тепла посредством молекулярной теплопроводности.

1.2 Детонационное распространение пламени

Открытие явления детонации было сделано одновременно Малляром и Ле-Шателье, Берто и Вьей. Берто и Вьей установили два важных обстоятельства:

1) при зажигании газообразной смеси в закрытой трубе при нормальной температуре и давлении скорость пламени обычно увеличивается, пока не достигнет максимума, который затем остается постоянным;

2) каждая смесь имеет свою собственную определенную максимальную скорость.

Эти скорости всегда оказываются крайне высоки и в нормальных условиях превосходят скорость звука в несколько раз.

Возникновение детонации происходит скачкообразно, то есть скорость фронта пламени меняется скачком. В исследованиях при использовании оптических средств с высокой разрешающей способностью иногда наблюдались не только скачкообразное изменение скорости, но и разрыв в положении фронта: детонация возникала несколько впереди распространяющегося от искры фронта пламени.

Подробными исследованиями Диксона, была установлена слабая зависимость процесса детонационного распространения пламени от условий опыта и параметров состояния газовой системы. Оказалось, что выше неко-

того диаметра скорость детонации не зависит от диаметра трубы, а также, что при достаточной длине трубы скорость остается неизменной при зажигании как у открытого, так и у закрытого концов. Также скорость детонации не зависит от способов зажигания, кривизны труб и материала стенок труб.

Диксоном было установлено, что повышение температуры от 10°C до 100°C в смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_4 + 2\text{O}_2$ очень слабо уменьшает скорость детонации. Несколько возрастает скорость детонации при увеличении давления, однако эффект заметен только при низких давлениях и постепенно затухает при повышении давления. Например, для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ при давлении 2 ата скорость уже не зависит от давления. Подобное обстоятельство типично и для процесса распространения звука. Влияние давления на скорость детонации для трех различных смесей иллюстрируется на рис. 1.2.

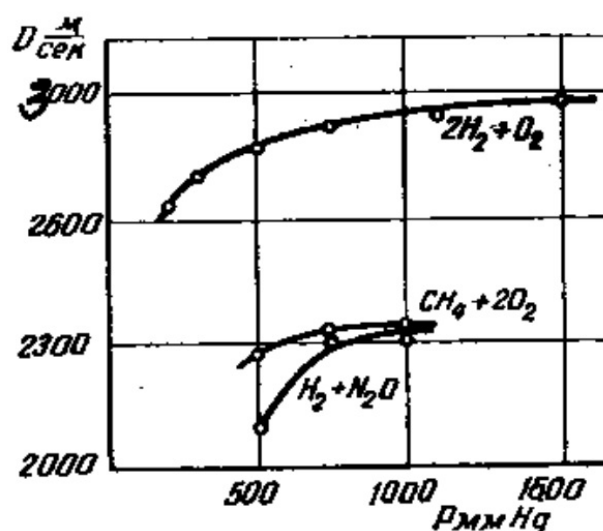


Рисунок 1.2 – Зависимость скорости детонации от давления (по Диксону)

Наибольшее влияние на скорость детонации оказывает состав смеси. В своих опытах Диксон брал стехиометрическую смесь водорода с кислородом в качестве исходной и разбавлял её или избытком O_2 , или избытком H_2 , или добавлял азот. Было установлено, что добавление водорода увеличивает скорость детонации, тогда как добавление кислорода или азота уменьшает ее. При этом разбавление смеси кислородом уменьшало скорость детонации в большей степени, чем разбавление азотом, что проиллюстрировано на рис. 1.3.

Так как водород обладает очень отличающейся от O_2 и N_2 плотностью, то полученные Диксоном результаты могут быть объяснены влиянием плотности смеси на скорость детонации: чем меньше плотность среды, тем больше скорость детонации. С этой закономерностью согласуются и результаты по замене кислорода азотом (азот имеет меньшую плотность, и

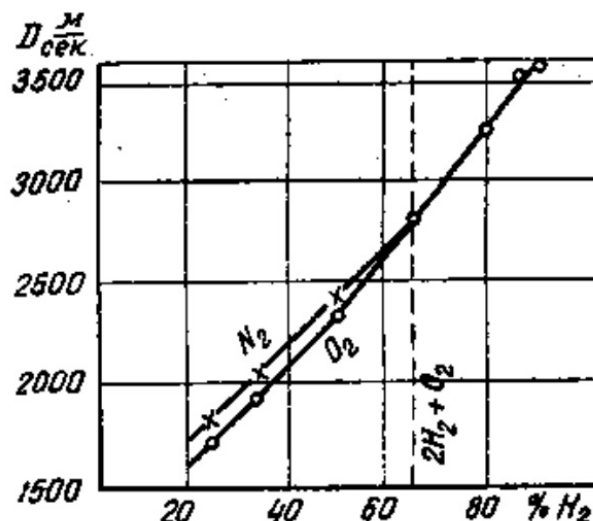


Рисунок 1.3 – Влияние состава смеси на скорость детонации (по Диксону)

соответственно скорость детонации в азотных смесях больше). На рис. 1.4 проиллюстрировано влияние разбавления гремучей смеси $2H_2+O_2$ инертными газами на скорость детонации. Скорость изменяется в соответствии со значениями плотностей добавляемых газов. Так плотность гелия в граммах на литр равняется 0,178, плотность аргона 1,78, плотность азота 1,25, плотность водорода 0,0899. Эти газы добавлялись к стехиометрической смеси водорода с кислородом, плотность которой равна 0,537. Из перечисленных газов гелий и водород имеют плотность меньше, чем плотность этой смеси. Соответственно этому добавки этих газов увеличивают скорость детонации. Плотность аргона и азота, напротив, больше, чем плотность смеси $2H_2+O_2$, и соответственно этому их добавление уменьшает скорость детонации.

На рис. 1.5 представлены значения скоростей детонации ряда газовых смесей.

Существуют предельные условия для распространения детонационной волны - состав смесей, при которых стационарная детонационная волна не может существовать, даже в случае воздействия процесса мощного источника зажигания - специального детонатора. Концентрационные пределы для распространения детонационной волны в этом случае, то есть способность проводить уже созданную волну, названы детонационными границами. Они более узкие, чем границы обычного зажигания. Для водородно-воздушных смесей нижняя граница воспламенения около 9%, а граница детонации 18-20%.

Наряду с детонационными границами существуют и могут определяться другие границы, указывающие те значения концентраций, при которых возможно самопроизвольное возникновение детонации при обычном

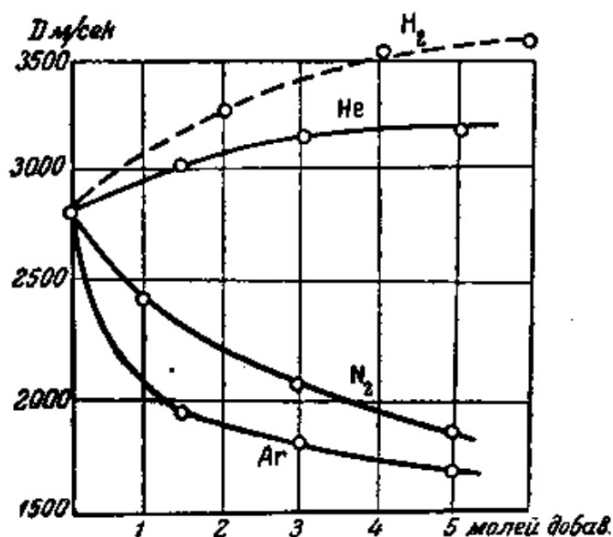


Рисунок 1.4 – Влияние состава смеси на скорость детонации (по Диксону)

Состав смеси	Скорость в м/сек	Состав смеси	Скорость в м/сек
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	2821	$\text{C}_2\text{H}_2 + 1,5\text{O}_2$	2716
$2\text{CO} + \text{O}_2$ (сухая)	1264	$\text{C}_3\text{H}_8 + 3\text{O}_2$	2600
$2\text{CO} + \text{O}_2 + 1,2\% \text{H}_2\text{O}$	1676	$\text{C}_3\text{H}_8 + 6\text{O}_2$	2280
$2\text{CO} + \text{O}_2 + 5,6\% \text{H}_2\text{O}$	1738	$i - \text{C}_4\text{H}_{10} + 4\text{O}_2$	2613
$2\text{CO} + \text{O}_2 + 24,9\% \text{H}_2\text{O}$	1526	$i - \text{C}_4\text{H}_{10} + 8\text{O}_2$	2270
$2\text{CO} + \text{O}_2 + 38,4\% \text{H}_2\text{O}$	1266	$\text{C}_2\text{H}_{12} + 8\text{O}_2$	2371
$\text{CS}_2 + 3\text{O}_2$	1800	$\text{C}_2\text{H}_6 + 7,5\text{O}_2$	2206
$\text{CH}_2 + 2\text{O}_2$	2146	$\text{C}_3\text{H}_8 + 22,5\text{O}_2$	1658
$\text{C}_2\text{H}_2 + 3,5\text{O}_2$	2363	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 3\text{O}_2$	2356
$\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$	2209	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 3\text{O}_2 + 12\text{N}_2$	1690

Рисунок 1.5 – Скорости детонации газовых смесей

способе зажигания. Такие предельные значения концентраций называются взрывными пределами. Взрывные пределы можно трактовать как пределы перехода нормального горения в детонационное. Эти пределы еще более узкие, чем детонационные границы, и зависят от интенсивности источника зажигания. При использовании детонаторов они совпадают с детонационными границами. Пример зависимости взрывных пределов от давления для ацетилена и водорода показан на рис. 1.6.

1.2.1 Детонационные уравнения

Согласно В. А. Михельсону, детонация отличается от обыкновенных звуковых волн нарушением непрерывности изменения некоторых физиче-

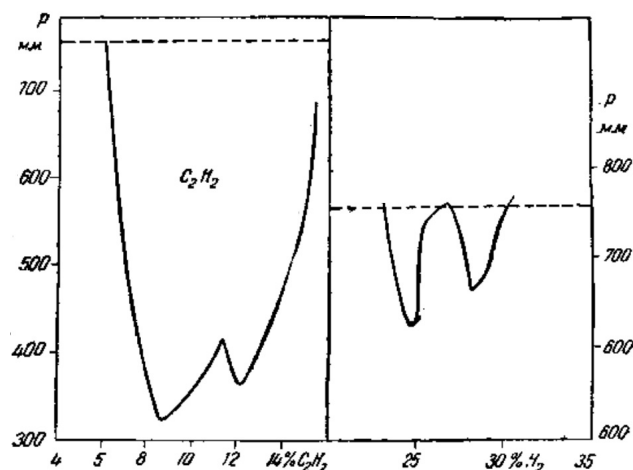


Рисунок 1.6 – Скорости детонации газовых смесей

ских параметров и наличием тепловыделения вследствие интенсивной химической реакции, что в сильной степени увеличивает упругость газа, но не столь значительно изменяет его плотность.

Экспериментальные результаты показывают, что детонация связана с явлением распространения ударных волн, однако скорость детонации характеризуется всегда не изменяющейся по времени и строго постоянной скоростью распространения. Это указывает на то, что в детонационной волне имеются иные условия, которые не содержатся в обычной ударной волне. Очевидно, что эти новые условия создаются химической реакцией.

Как и при теоретическом рассмотрении нормального распространения, в данном случае ввиду постоянства скорости детонации целесообразно представить себе, что детонационная волна, полагаясь плоской, покоится относительно неподвижной системы координат, а среда движется навстречу волне со скоростью детонации D .

Рассмотрим два сечения цилиндрического объема газа A_1 и A_2 , расположенные перед волной и непосредственно после волны. Слой газа, заключенный между этими сечениями, очень тонок, но волна целиком находится внутри слоя A_1, A_2 , так как изменения в ней скачкообразны, таким образом снаружи этого слоя никаких изменений в состоянии системы не происходит.

Обозначим через p_1, T_1, v_1, ω_1 и через p_2, T_2, v_2, ω_2 соответственно давление, температуру, удельный объем и скорость течения в сечениях A_1 и A_2 , а через m массовую скорость.

Так как процесс стационарный, количество вещества, которое протекает через любое сечение цилиндра, будет постоянным, ввиду выполнения условий непрерывности. Из этого следует, что:

$$\frac{D - \omega_1}{v_1} = \frac{D - \omega_2}{v_2} = m = \text{const.}$$

Также из закона сохранения количества движения следует:

$$p_1 - p_2 = m(D - \omega_2) - m(D - \omega_1) = m(\omega_1 - \omega_2)$$

или:

$$p_1 - p_2 = m^2(v_2 - v_1),$$

а значит:

$$m = \pm \sqrt{\frac{p_1 - p_2}{v_2 - v_1}} = \pm \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}}.$$

Так как это условие применимо не только к рассматриваемым сечениям, которые соответствуют начальному и конечному состоянию, но и к любому промежуточному состоянию P и ω , то можно написать следующее:

$$p + m^2 v = p_1 + m^2 v_1 = k.$$

При постоянстве величины массовой скорости m последнее соотношение в системе p, v изображается в виде прямо линии, наклоненной к оси v под углом ϕ (рис. 1.7):

$$\operatorname{tg} \phi = m^3.$$

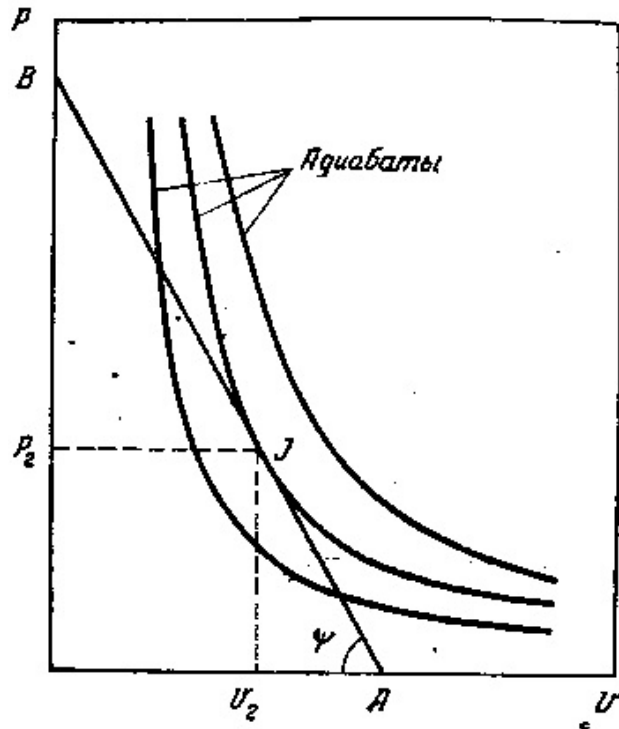


Рисунок 1.7 – Диаграмма зависимости p, v

Если среда перед фронтом детонационной волны покоится, то $\omega_1 = 0$, а значит можно записать следующее:

$$D = v_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}}.$$

Этим выражением скорость детонации определяется через величины, характеризующие начальное и конечное состояния системы.

При постоянстве значения скорости детонационной волны, изменение p и v в детонационной волне должно происходить по линейному закону, чем соответствует линия AB на диаграмме рис. 1.7, которая называется прямой Михельсона.

Михельсон в своих выводах ограничивается оценкой температуры в волне в случае максимальной температуры и температуры, которая соответствует максимуму энтропии. Максимальная температура соответствует точке касания изотермы к прямой AB , а точка касания этой же прямой к адиабате дает температуру, отвечающую максимуму энтропии.

Система адиабат, соответствующих различным значениям энтропии, показана на рис. 1.7. Одна из этих адиабат касается прямой AB в точке J . В этой точке энтропия максимальна, так как в обе стороны от неё вдоль прямой AB пересекающиеся адиабаты характеризуются все меньшими значениями энтропии. Точка J , с термодинамической точки зрения, является наиболее устойчивой, и поэтому состояние системы, соответствующее ей, является тем состоянием, к которому будет стремиться система в процессе самопроизвольного изменения состояния в детонационной волне.

Однако, уравнения полученные Михельсоном не достаточны для полного описания состояния газа в детонационной волне и определения скорости D . Дальнейшим развитием теории детонации занимались Чепмен и Жуге.

На самом деле, помимо величин давления, температуры, удельного объема и скорости течения в сечениях, состояние системы характеризуется еще и величиной, которая определяет химическое состояние системы. В терминах Жуге, такой величиной может являться химическая переменная α . Таким образом, для характеристики состояния системы за фронтом волны необходимо определять пять величин, а также значение скорости детонации, то есть для определения системы необходимо шесть условий.

Для нахождения этих условий, рассмотрим часть плоской детонационной волны, имеющую площадь поверхности в 1 см^2 . Рассмотрим два состояния среды в моменты времени τ и $\tau + d\tau$, а также выделим в этой среде два бесконечно близких сечения ϖ_1 и ϖ_2 , между которыми находится поверхность разрыва Ω (рис. 1.8).

Величины p , T , v , ω и α являются непрерывными функциями координаты и времени как слева, так и справа от Ω , но терпят разрыв на это

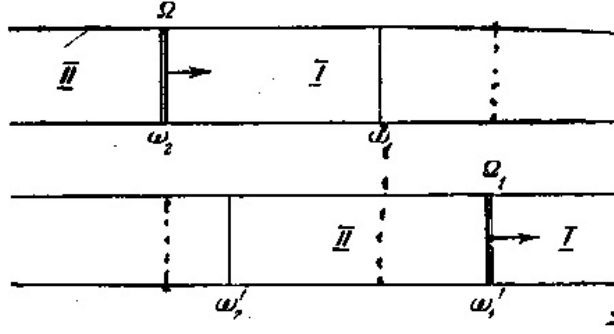


Рисунок 1.8 – Состояния среды в поверхности разрыва

поверхности. В момент τ сечение ϖ_1 находится в состоянии I, а сечение ϖ_2 в состоянии II. Волна Ω примыкает к сечению ϖ_2 справа, так что весь объем $\varpi_2\varpi_1$ находится в состоянии I. В момент времени $\tau + d\tau$ сечение ϖ_2 переходит в состояние ϖ_2' , а сечение ϖ_1 в состояние ϖ_1' , причем в это время волна Ω_1 соприкасается с сечением ϖ_1' слева, при этом ϖ_1' все еще находится в состоянии I, но весь объем $\varpi_2'\varpi_1'$ уже перешел в состояние II. Все значения, относящиеся к первому состоянию будут иметь индекс 1, а ко второму - 2.

Уравнение непрерывности, полученное в выводах Михельсона, остается неизменным:

$$\frac{D - \omega_1}{v_1} = \frac{D - \omega_2}{v_2} = m.$$

Уравнение количества движения преобразуется в следующее:

$$p_2 - p_1 = \frac{1}{v_2}(D - \omega_2)(\omega_2 - \omega_1) = m(\omega_2 - \omega_1).$$

Третьим условием, которое Михельсон не использовал, вытекает из рассмотрения закона сохранения энергии:

$$p_2\omega_2 - p_1\omega_1 = \frac{1}{v_1}(D - \omega_1)[U_2 - U_1 + \frac{\varpi_2^2 - \varpi_1^2}{2}],$$

где U соответствует внутренней энергии единицы массы.

Величины $D - \omega_1$ и $D - \omega_2$ являются соответственно скоростями детонационной волны по отношению к среде I и среде II. Обозначим их через D_1 и D_2 .

Тогда:

$$\frac{D_1}{v_1} = \frac{D_2}{v_2} = m.$$

В итоге получаем:

$$(p_2 + p_1)(v_2 - v_1) + 2(U_2 - U_1) = 0.$$

В таком виде это соотношение известно под названием закона динамической адиабаты или адиабаты Гюгоньо.

Полученная система трех уравнений, которые называются детонационными уравнениями, не определяет состояние среды однозначным образом. К ним необходимо добавить уравнение состояния

$$p = f(\alpha, v, T)$$

и условие, определяющее химические процессы. Можно предположить, что состояние системы с химической стороны за волной характеризуется или полным сгоранием, или условием равновесия:

$$\frac{d\alpha}{d\tau} = g(\alpha_2, v_2, T_2) = 0/$$

Обычно неизвестными величинами являются p_2 , v_2 , T_2 , ω_2 , а также скорость D . Так как неизвестных величин пять, а условий четыре, то одна величина остается произвольной. Когда такая величина задана, например величина v_2 , то состояние за волной можно считать определенным. Каждой волне, таким образом, соответствует пара значений p_2 , v_2 . Все возможные состояния в волне образуют кривую, не зависящую от начального состояния. Тип такой кривой представлен на рис. 1.9 и называется она кривой Гюгоньо. На этом графике точка А соответствует начальному состоянию среды (p_1, v_1) , а все возможные состояния за волной (p_2, v_2) изображаются кривой ВК.

На графике величина D_1 изображается в виде:

$$D_1 = v_1 \sqrt{tg\phi},$$

где ϕ угол наклона прямой, проведенной из точки А в любую точку кривой ВК. Этих прямых (прямые Михельсона) может быть бесконечное количество. Точка С соответствует процессу при $v = const$, когда $v_1 = v_2$. Точка D соответствует процессу при $p = const$, когда $v_2 > v_1$.

Отрезок кривой CD не соответствует никакому реальному процессу, так как D_1 оказывается мнимой величиной. Все волны, лежащие на кривой СВ, характеризуются уменьшением v и являются волнами сжатия. Все волны правее точки D являются волнами разряжения. Соответственно этому скорость течения газа за фронтом волны будет иметь то же направление, что и направление волны для волны сжатия или противоположное для волны разряжения.

На диаграмме рис. 1.9 соответствующая начальному состоянию точка А не принадлежит к кривой Гюгоньо. Однако, если газ идеальный и ре-

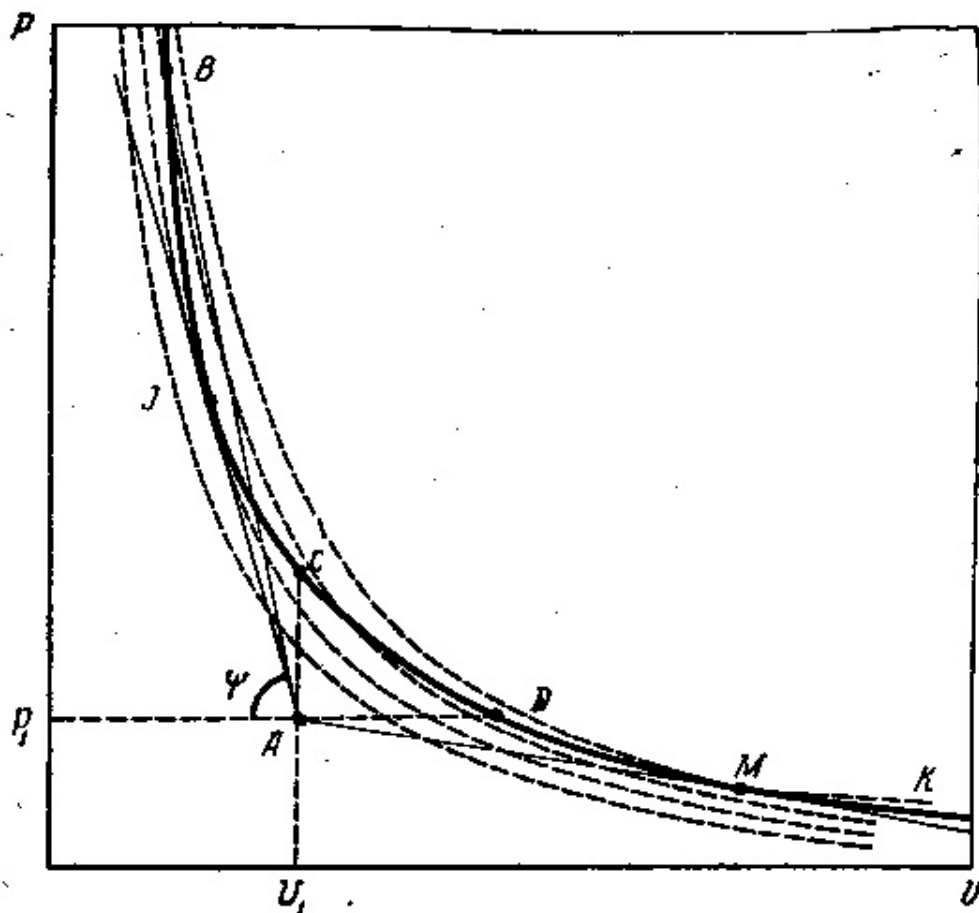


Рисунок 1.9 – Кривые Гюгоньо

акцию отсутствует, то точка А должна принадлежать кривой Гюгоньо, в этом случае отрезок CD вообще отсутствует.

1.2.2 Устойчивый режим детонации

Первым гипотезу о том, что детонации соответствует минимальная скорость D_1 , которая на графике изображена прямой, касающейся кривой Гюгоньо в точке J (рис. 1.9), предложил Чепмен. В подробных теоретических исследованиях Жуге и Крюссара выбор точки J был значительно обоснован. Они показали, что все волны за исключением волны в точке J должны перемещаться с ускорением, которое отсутствует только в этой точке. Физически это связано с тем, что в этой точке скорость распространения ударной волны по отношению к среде II равна скорости распространения звуковой волны в среде II.

В точках выше I $D_2 < c_2$, в точках выше - наоборот. Это означает, что в первом случае все нарушения состояния среды за фронтом волны, например процесс разряжения продуктов горения, будут настигать волну и ослаблять её импульс. Вместе с тем это значит, что все состояния волн выше точки I неустойчивы, и точка В, изображающая состояние на кривой

Гюгоньо, будет неизбежно перемещаться вниз, пока не достигнет точки I. Во втором случае, такого происходить не будет, но несмотря на это в работах Жуге и Крюссара эти состояния также исключаются из рассмотрения.

Детонационная волна по своей природе должна представлять более сложное явление, чем обычная ударная волна. В детонационной волне имеет место сначала сжатие и нагрев среды посредством ударной волны, затем воспламенение и горение смеси. Причиной, вызывающей химическую реакцию, является нагрев среды при сжатии ударной волной. В случае ударного сжатия как давление, так и температура оказываются значительно выше, чем в случае обычного адиабатического сжатия, и их величины тем выше, чем выше скорость волны.

Расстояние, на котором происходит резкий скачок температуры и давления, крайне невелико. Считается, что в ударной волне изменение состояния происходит на длине свободного пробега молекул в газе. Очевидно, что за это время химический состав не может успеть измениться.

Все происходящие в детонационной волне процессы находятся во взаимном неизменном соответствии и подчиняются условию Михельсона: $D_1 = \text{const}$, при этом волна перемещается в пространстве не деформируясь.

Выражение для промежуточного состояния, согласно Михельсону:

$$p = p_1 + \left(\frac{D_1}{v_1}\right)^2(v_1 - v) \simeq \left(\frac{D_1}{v_1}\right)^2(v_1 - v)$$

или

$$p = p_1 + m^2(v_1 - v) \simeq m^2(v_1 - v),$$

где отношение $\frac{D_1}{v_1}$ постоянно. Это уравнение является уравнением любой из прямых, например прямой АВ.

На рис. 1.10 изображены кривые Гюгоньо для случая, когда происходит реакция и когда её нет. Верхняя кривая отвечает продуктам горения, нижняя отвечает исходной смеси, то есть чисто ударному сжатию. При сжатии ударной волной смесь переходит скачком в новое состояние, например в состояние F. При этом смесь нагревается до высокой температуры и начинает реагировать. На рис. 1.10 процесс реакции и тепловыделения будет приводить к перемещению точки, изображающей состояние системы, причем это перемещение обязано следовать прямой линии FA вплоть до точки B, находящейся на кривой BA.

Чтобы перейти от точки B к другой точке на адиабате Гюгоньо, лежащей ниже точки J, необходимо условие дальнейшее добавление тепла к системе до точки, находящейся на середине отрезка BB' . После этой точки это же количество тепло необходимо отнять. Так как в точке B уже выделилось все тепло реакции данной системы, то самопроизвольный переход

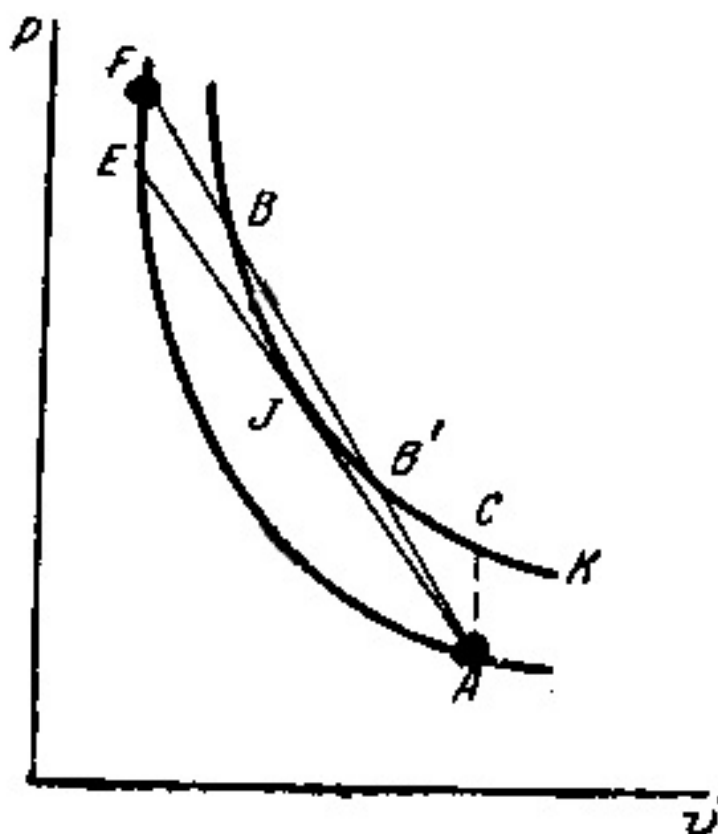


Рисунок 1.10 – Кривые Гюгоньо с реакцией и без

из точки В в точку B' невозможен. Система неизбежно из точки В будет переходить в точку J, меняя скорость и тип волн. В этом случае мы будем иметь непрерывную последовательность новых волн.

Таким образом переход системы к устойчивому режиму, к точке J, всегда происходит на диаграмме рис. 1.10 сверху, то есть со стороны точки В, вследствие чего исключается возможность попадания системы в область состояний JC на кривой Гюгоньо.

Поэтому реально осуществимыми детонационными режимами оказываются только те, которые соответствуют части кривой Гюгоньо, лежащей выше точки J.

1.2.3 Термодинамический цикл детонационного горения

Основное отличие термодинамического цикла детонационного горения от циклов реализуемых в других ВРД, заключается в том, что горение топлива в детонационных двигателях происходит при постоянном объеме со скачкообразным повышением давления. Такой термодинамический цикл называется циклом Хамфри и по сравнению с циклом Брайтона он обладает более высокой термодинамической эффективностью, что хорошо видно

на диаграмме T-S на рис. 1.11.

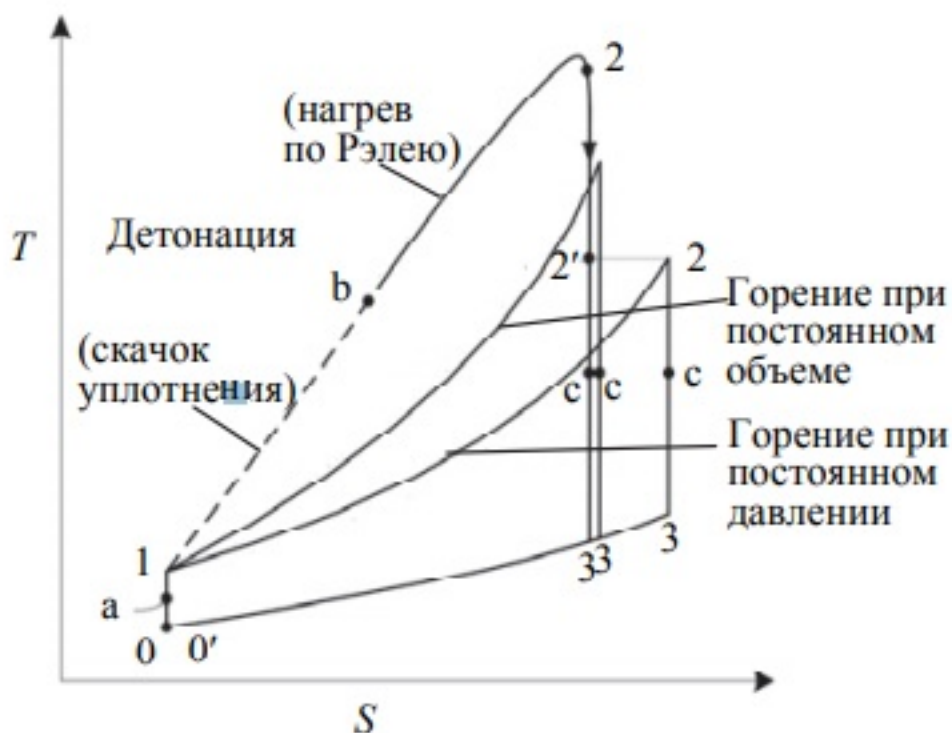


Рисунок 1.11 – Сравнение термодинамических циклов

Например, при степени сжатия, равной 5, термодинамическая эффективность цикла Брайтона составляет 36,9% для водорода и 31,4% для метана. При переходе к циклу Хамфри термодинамическая эффективность составляет 54,3% для водорода и 50,5% для метана.

Помимо цикла Хамфри существует цикл Фике-Джакобса. Его отличие от цикла Хамфри состоит в том, что подвод тепла происходит не по изохоре (участок цикла 1–2 на рис. 1.11), а по адиабате Рэнкина-Гюгоньо (участок 1–b на рис. 1.11). Затем следует неравновесный нагрев, так называемый нагрев Рэллея, соответствующий участку b–2. Цикл Фике-Джакобса превосходит по термодинамической эффективности цикл Хамфри и значительно превосходит цикл Брайтона во всем диапазоне степени повышения давления при сжатии. Так, для достижения такого же КПД, как у цикла Фике-Джакобса, традиционному реактивному двигателю нужно иметь степень сжатия в компрессоре в 5 раз больше.

1.2.4 Расчет скорости детонации

Наиболее подробные расчеты скоростей детонации были выполнены Жуге. Но результаты его подсчетов приближенны, так как он не принимал во внимание диссоциацию. Считается, что газ до и после горения идеальный. Первое состояние отвечает неподвижной среде ($\omega_1 = 0$).

Решения можно получить тремя способами: использовать графическое решение для D_1 , путем построения касательной к кривой Гюгоньо; использовать условие $D_2 = c_2$, чтобы получить соотношение

$$v_2^2 \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} = \gamma_2 n_2 R T_2,$$

где

$$\gamma_2 = \frac{C_p}{C_v},$$

в качестве третьего условия для определения T_2 , $\frac{v_1}{v_2}$ и $\frac{p_2}{p_1}$; определить T_2 методом последовательных приближений.

Получив тем или иным способом величины T_2 , $\frac{v_1}{v_2}$ и $\frac{p_2}{p_1}$, величину скорости детонации можно определить по уравнению

$$D_1 = \frac{v_1}{v_2} \sqrt{\gamma_2 n_2 R T_2}.$$

Из всех расчетных формул следует:

- отсутствие влияния давления при отсутствии диссоциации;
- слабое уменьшение скорости детонации при повышении температуры смеси;
- влияние инертных примесей, как факторов, изменяющих плотность.

2 Детонационные двигатели

Совершенствование современных двигателей и энергетических машин традиционных схем подошло к своему технологическому пределу. Учитывая динамику внедрения технологических новшеств за последние десятилетия и анализируя предельные характеристики существующих схем, очевидно, что достижение дальнейшего повышения необходимых характеристик возможно исключительно за счет применения принципиально новых схем и технических решений, обеспечивающих резкий скачок характеристик и при этом обладающих приемлемой стоимостью разработки, внедрения, производства и эксплуатации.

Альтернатива двигателю с изобарическим циклом в плане повышения характеристик – система с детонационным горением. В таком случае реакция окисления горючего происходит за ударной волной, с высокой скоростью перемещающейся по камере сгорания. Это предъявляет особые требования к конструкции двигателя, но при этом дает очевидные преимущества. С точки зрения эффективности сгорания топлива детонационное горение на 25 % лучше дефлаграционного. Также отличается от горения с постоянным давлением увеличенной мощностью тепловыделения с единицы площади поверхности фронта реакции. В теории, возможно повышение этого параметра на три-четыре порядка. Как следствие, скорость реактивных газов можно увеличить в 20-25 раз. Таким образом, детонационные двигатели, отличаясь повышенным коэффициентом полезного действия, способны развивать большую тягу при меньшем расходе топлива, чем другие типы воздушно-реактивных двигателей.

У детонационных двигателей имеются и иные преимущества. Например, в ходе цикла детонационного горения температура сгорания очень высока. Но скорость сгорания также очень велика, и окислы азота не успевают образоваться, поэтому детонационные двигатели потенциально являются экологически чистыми. Проще решается и задача охлаждения стенок камеры сгорания. Несмотря на более высокие температуры и давление во фронте детонационной волны из-за скоротечности процессов детонационного горения, их воздействие на конструкцию двигателя меньше, чем у других ВРД.

В случае успешной реализации детонационные двигатели станут обладателями самого высокого КПД среди всех видов тепловых двигательных установок.

2.1 Классификация детонационных двигателей

Классификация детонационных двигателей в первую очередь основывается на типе детонационного процесса, который реализуется в двигатели

при эксплуатации. В свою очередь виды этих процессов зависят от скорости распространения детонационной волны. Различают следующие виды детонации:

- стационарная детонация;
- нестационарная детонация;
- ротационная детонация;
- пульсирующая детонация.

Все типы детонационных двигателей имеют свои конструкционные особенности и различные принципы действия. Например, различают клапанные пульсирующие воздушно-реактивные детонационные двигатели с потреблением атмосферного кислорода и ракетные пульсирующие детонационные двигатели, которые используют бортовые запасы окислителя. В таких двигателях тяга генерируется непрерывно, но с очень высокой частотой. Альтернативой таким силовым установкам являются двигатели, в которых процесс детонационного горения непрерывен, и они лишены необходимости иметь в своей конструкции сетки запорных клапанов.

Существует ряд основных типов детонационных воздушно-реактивных двигателей, разработка которых наиболее перспективна:

- клапанный импульсный детонационный двигатель (ИДД);
- многотрубный ИДД;
- ИДД с высокочастотным резонатором;
- детонационный ЖРД с вытеснительной подачей топлива;
- детонационный двигатель основанный на организации детонационного горения в стационарной системе ударных волн или в периодически перемещающейся ударной волне;
- ротационный детонационный двигатель.

2.1.1 Классический импульсный детонационный двигатель (ИДД)

Простейшим типом двигателя, реализующим преимущества цикла Фике-Джакобса, является ИДД. На рис. 2.1 представлена схема клапанного импульсного детонационного двигателя.

В простейшем случае ИДД представляет собой трубу, заполненную смесью топлива и окислителя. Детонация смеси инициируется в начале каждого цикла при помощи достаточно мощного источника энергии. Частота импульсов изменяется от 10 до 100 Гц. На закрытом конце устанавливаются инжекторы для подачи горючего и окислителя. После заполнения трубы смесью детонация инициируется на закрытом или открытом конце трубы. Давление продуктов детонации на закрытый конец трубы, который называется тяговой стенкой, производит тягу. Сопло в ряде случаев вообще не нужно. Скорость детонационного поршня на два порядка превышает

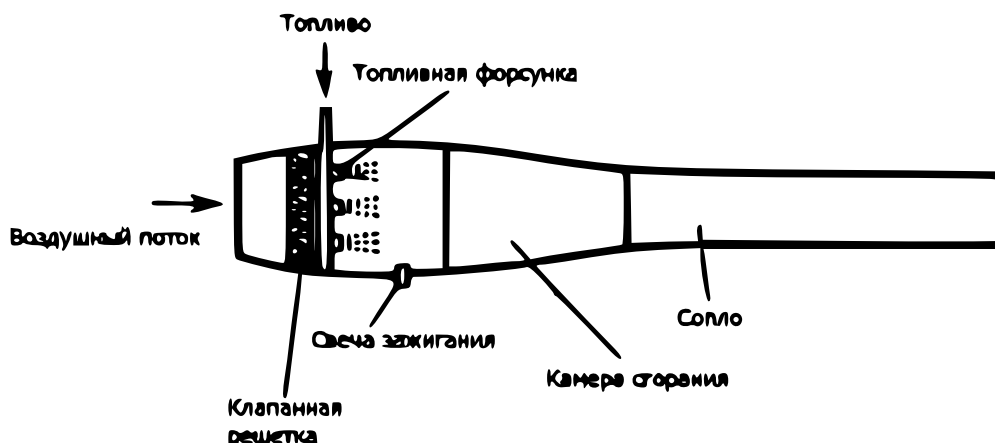


Рисунок 2.1 – Схема клапанного импульсного детонационного двигателя

скорость нормального горения. Частота циклов варьируется путем независимого инициирования детонации контролируемой системой зажигания.

Отличие реального цикла ИДД от идеального состоит в том, что труба не полностью заполняется горючей смесью, а инициирование детонации не является мгновенным и требует некоторого времени. Максимальный уровень давления и скорости детонации оказываются ниже, чем в идеальном цикле. Опустошение трубы от продуктов сгорания также требует некоторого времени, в связи с этим в начале следующего цикла часть продуктов сгорания остается в трубе и разбавляет горючую смесь, ослабляя интенсивность детонационной волны следующего цикла.

После поджога смеси переход горения в детонацию происходит на значительном расстоянии от закрытого торца трубы, а скорость детонационной волны не сразу достигает значения, соответствующего скорости установившейся детонации. Смешение топлива и окислителя происходит не мгновенно, в связи с чем требуется принятие специальных мер для уменьшения пути смешения. Кроме того, детонационным двигателям, созданным на основе детонационных труб, свойственны низкая частота пульсаций (до 100 Гц), в результате время, в течение которого происходит сжигание топлива, по сравнению с характерным временем цикла, мало. Таким образом, несмотря на высокий КПД собственно детонационного сжигания топлива в единичной детонационной волне, общий интегральный КПД ИДД низкий. Одним из самых простых вариантов решения этой проблемы представляется переход от одной детонационной трубы к многотрубному блоку, то есть к многотрубному ИДД.

2.1.2 Многотрубный импульсный детонационный двигатель

В многотрубном ИДД проблема низкой частоты работы детонационной трубы решается путем использования сразу нескольких труб, работа-

ющих поочередно. В таких двигателях частота работы отдельной трубы остается низкой, но за счет чередования импульсов в разных трубах теоретически можно получить приемлемые удельные характеристики. Такая схема представляется вполне работоспособной, если решить проблему вибраций и асимметрии тяги. Внешний вид такого ИДД представлен на рис. 2.2.



Рисунок 2.2 – Многотрубный импульсный детонационный двигатель

2.1.3 Импульсный детонационный двигатель с высокочастотным резонатором

Одной из альтернатив обычному ИДД является ИДД со специально спроектированным высокочастотным резонатором. Пульсирующий процесс осуществляется за счет возбуждения резонансных высокочастотных колебаний в газодинамическом резонаторе, периодически заполняемом топливовоздушной смесью, а выделение тепла происходит в пересжатых детонационных волнах, формируемых в резонаторе. Схема такого двигателя отличается отсутствием каких-либо механических клапанов и запальных устройств периодического действия и представлена на рис. 2.3.

Тяговый модуль ИДД такого типа состоит из реактора и резонатора. Реактор служит для подготовки топливно-воздушной смеси к детонационному сгоранию, разлагая молекулы горючей смеси на химически активные составляющие. Принципиальная схема одного цикла работы такого двигателя наглядно представлена на рис. 2.4.

На такте №1 «всасывание» из кольцевого сопла к оси симметрии истекает веерная плоская струя. На такте № 2 «сжатие» в результате взаимодействия сходящихся сверхзвуковых струй (СЗС) образуется ударная

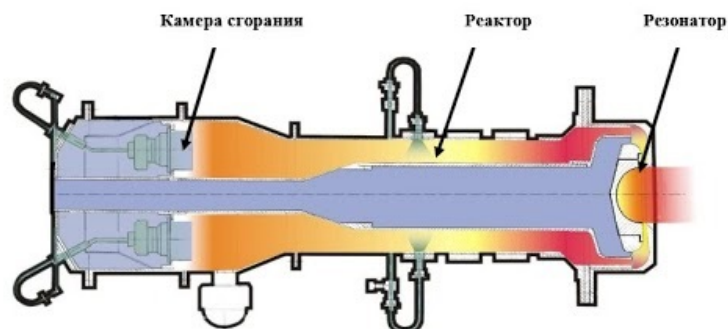


Рисунок 2.3 – Схема ИДД с высокочастотным резонатором

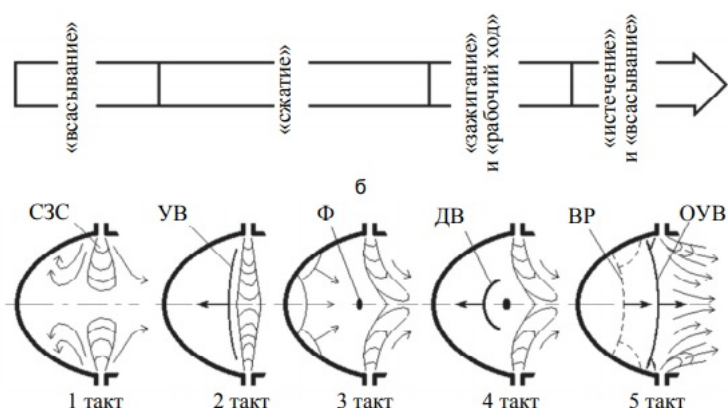


Рисунок 2.4 – Схема работы ИДД с высокочастотным резонатором; СЗС – сверхзвуковая струя; УВ – ударная волна; Ф – фокус резонатора; ДВ – детонационная волна; ВР – волна разрежения; ОУВ – отраженная ударная волна

волна (УВ), которая начинает движение в сторону вогнутой поверхности резонатора. Геометрия поверхности подобрана таким образом, чтобы отражение УВ от нее приводило к системе сходящихся к фокусу (Ф) ударных волн. В результате в точке Ф на такте «зажигание» и «рабочий ход» происходит инициирование детонации с образованием детонационной волны (ДВ), движущейся в направлении вогнутой поверхности. Взаимодействуя с донной поверхностью резонатора как с препятствием, детонационная волна в процессе соударения передает ей импульс от сил избыточного давления. На последнем такте «истечение» и «всасывание» отраженная ударная волна (ОУВ) распространяется на выход из резонатора, увлекая за собой продукты химической реакции. Недостатком данной схемы является то, что в течение тактов 4 и 5 цикла подготовленная топливная смесь просто выбрасывается в окружающую среду, не создавая тяги.

2.1.4 Ротационный детонационный двигатель (РДД)

Б.В. Войцеховским при изучении распространения детонационной волны по круглой трубе обнаружено интересное явление, которое он назвал спиновой детонацией. При превышении противодавления в трубе выше некоторого критического значения тройные конфигурации фронта детонации перестраиваются таким образом, что фронт горения начинает двигаться в азимутальном направлении. В результате область горения описывает спиралевидную траекторию, причем скорость поступательного движения в точности равняется скорости плоской детонационной волны. Открытие спиновой детонации натолкнуло Б.В. Войцеховского на мысль организовать круговую (ротационную) детонацию в цилиндрическом коаксиальном канале и высказать идею ротационного двигателя.

Все виды ротационных детонационных двигателей роднит то, что система подачи топлива объединена с системой сжигания топлива в детонационной волне, но дальше все работает, как в обычном реактивном двигателе – жаровая труба и сопло.

Регулируя диаметр камеры и толщину кольцевого зазора, для каждого вида топливной смеси можно подобрать такую геометрию, что детонация будет устойчивой. На практике соотношения величины зазора и диаметра двигателя получаются неприемлемыми и регулировать скорость распространения волны приходится, управляя подачей топлива. Так же как и в импульсных детонационных двигателях, круговая детонационная волна способна эжектировать окислитель, что позволяет использовать РДД при нулевых скоростях. Схема организации непрерывной круговой детонации в кольцевом зазоре представлена на рис. 2.5.

Наиболее перспективным детонационным двигателем является двигатель, работающий по схеме Войцеховского. В 1963 г. Б.В. Войцеховский по аналогии со спиновой детонацией разработал схему непрерывного сжигания газа за тройной конфигурацией ударных волн, циркулирующих в кольцевом канале (рис. 2.6).

В данном случае стационарный гидродинамический процесс с горением газа за ударной волной отличается от схемы детонации Чепмена–Жуге и Зельдовича–Неймана. Такой процесс вполне устойчив, его длительность определяется запасом топливной смеси и в известных экспериментах составляет несколько десятков секунд.

Схема детонационного двигателя Войцеховского послужила прототипом многочисленных исследований ротационных и спиновых детонационных двигателей, однако Всем им присущ один недостаток – зона детонации занимает слишком маленькую часть общей зоны горения, обычно не более 15 %. В результате удельные показатели двигателей получаются хуже, чем у двигателей традиционной конструкции.

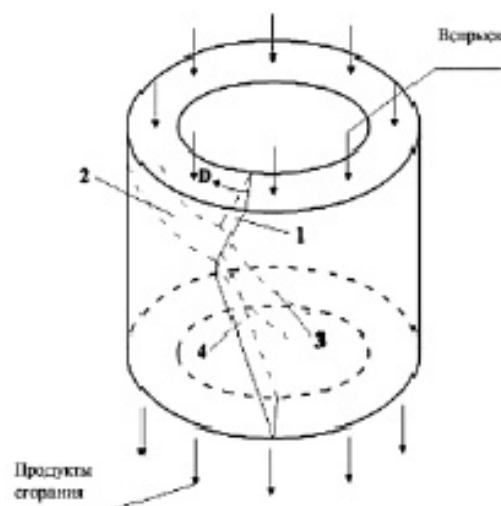


Рисунок 2.5 – Схема организации непрерывной круговой детонации в кольцевом зазоре; 1 – детонационная волна; 2 – слой «свежей» топливной смеси; 3 – контактный разрыв; 4 – распространяющийся вниз по течению косой скачок уплотнения; D – направление движения детонационной волны

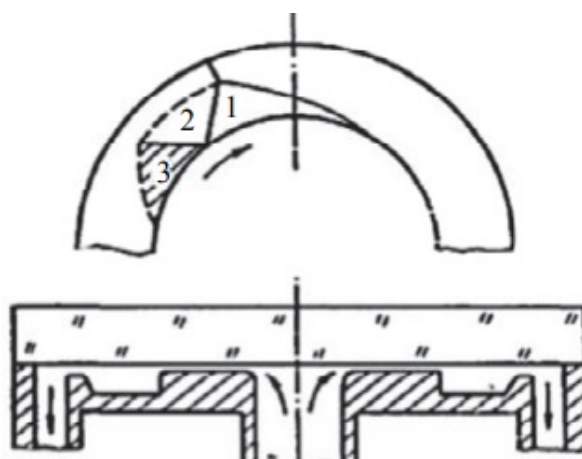


Рисунок 2.6 – Ударно-волновая структура в ротационном детонационном двигателе Б.А. Войцеховского: 1 – косая ударная волна; 2 – отраженная ударная волна; 3 – дозвуковое течение

2.2 Проблемы разработки детонационных двигателей

Большинство работ по двигателям с непрерывной детонацией связано с развитием концепции Войцеховского. Но, несмотря на многолетние исследования, эксперименты и испытания, на сегодняшний день все еще нет готовых силовых установок ротационного типа, которые были бы пригодны для эксплуатации. Основная проблема заключается в том, что на практике детонационное горение топлива реализуется не во всем объеме камеры сгорания, а лишь в малой её части, тогда как в оставшемся пространстве протекает обычное дефлаграционное горение.

Одна из причин данной проблемы заключается в том, что на данный момент все еще не разработана работоспособная методика расчета. Поскольку течение является трехмерным, а при расчете учитываются только законы сохранения количества движения на ударной волне в перпендикулярном к модельному фронту детонации направлении, то результаты расчета наклона ударных волн к потоку продуктов сгорания отличаются от экспериментально наблюдаемых более чем на 30%. Следствием является то, что, несмотря на многолетние исследования различных систем подачи топлива и эксперименты по изменению соотношения компонентов топлива, все, что удалось сделать на данный момент, – это создать модели, в которых детонационное горение возникает и поддерживается в течение 10–15 с. При этом КПД и другие характеристики были гораздо хуже, чем у уже существующих двигательных установок.

В итоге все предлагающиеся сегодня схемы ротационных детонационных двигателей неработоспособны. Детонационное горение возникает и может поддерживаться, но только в ограниченном объеме. В остальном объеме реализуется обычное дефлаграционное горение, причем за неоптимальной системой ударных волн, что приводит к значительным потерям полного давления. Кроме того, давление оказывается также ниже в разы, чем необходимо для идеальных условий горения при стехиометрическом соотношении компонентов топливной смеси. В результате удельный расход топлива на единицу тяги оказывается гораздо выше, чем у двигателей традиционных схем.

Самой главной проблемой является сам принцип организации непрерывной детонации. Как показали исследования непрерывной круговой детонации, выполненные еще в 60-е годы, фронт детонационного горения представляет собой сложную ударно-волновую структуру, состоящую как минимум из двух тройных конфигураций. Такая структура с присоединенной зоной детонации, как и любая термодинамическая система с обратной связью, оставленная в покое, стремится занять положение, соответствующее минимальному уровню энергии. В результате тройные конфигурации и область детонационного горения подстраиваются друг под друга так, чтобы фронт детонации перемещался по кольцевому зазору при минимально возможном для этого объеме детонационного горения. Это прямо противоположно той цели, которую ставят перед детонационным горением конструкторы двигателей.

Также существует проблема прямого расчета нестационарных течений с ударными и детонационными волнами в распространенных коммерческих пакетах, построенных на стандартных разностных схемах, который затруднен из-за сильного «размазывания» ударных волн в схемах первого порядка точности и нефизичных осцилляций на ударных волнах в схемах второго порядка точности. Кроме того, при построении моделей турбулентности

используется осреднение по времени исходных уравнений Навье–Стокса, описывающих течение вязкого газа, что делает невозможным с методической точки зрения расчет нестационарных ударно-волновых процессов с относительно высокой частотой. Следовательно, необходимо разработать вычислительный пакет, основанный на разностных схемах высокого порядка, устойчивых на газодинамических разрывах.

Таким образом, для создания эффективного ротационного детонационного двигателя необходимо решить задачу создания оптимальной тройной конфигурации ударных волн и организации в ней зоны детонационного сжигания. Основная задача – максимально возможное увеличение доли детонационного горения в объеме камеры сгорания. Существующие проекты двигателей, основанные на схемах Николса и Войцеховского, не могут обеспечить выполнения данной задачи.

В итоге, на современном этапе наиболее актуальной является задача развития комплексной теории, лежащей в основе детонационных двигателей. С учетом того, что детонационная волна – это прежде всего ударная волна, при разработке такой комплексной теории следует использовать имеющиеся наработки по теории интерференции ударных волн, ударно-волновым структурам и тройным конфигурациям ударных волн.

2.3 Текущее состояние проектов детонационных двигателей в России

В России на данный момент разработкой детонационного двигателя занимается НПО "Энергомаш" имени академика В.П. Глушко. Проект под названием "Ифрит" который был запущен в 2014 году, направлен на разработку жидкостного детонационного ракетного двигателя, использующего в качестве топлива керосин и газообразный кислород. По задумке двигатель (рис. 2.7) должен будет работать по принципу спиновой детонации, с ударной волной, непрерывно перемещающейся по кругу внутри камеры сгорания. Для продвижения проекта была спроектирована и построена модель детонационной камеры сгорания, которая соответствовала требованиям исследования. В 2016 году были проведены первые испытания опытной камеры. Этот факт говорит о существенном продвижении исследований в этой области, так как ранее детонационные ракетные двигатели никогда не доходили до стадии стендовых испытаний. В результате этих испытаний, за счёт использования правильно выбранных материалов и технологий, удалось достичь давления внутри камеры сгорания порядка 40 атмосфер, а тяга опытного двигателя достигла 2 тонн. Но, не смотря на достигнутые успехи, ракетный жидкостный детонационный двигатель все еще далек от введения в эксплуатацию.

Также существует отечественный проект детонационного авиационно-

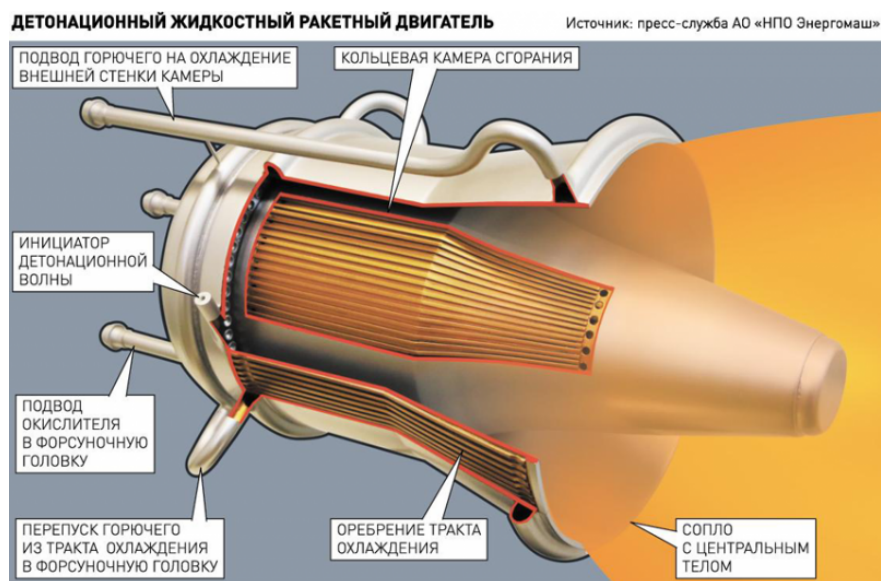


Рисунок 2.7 – Схема детонационного ракетного двигателя

го двигателя, который разрабатывается в ОКБ им. А.М. Люльки. Суть нового предложения заключается в применении нестандартной камеры сгорания, способной осуществлять импульсное детонационное горение топлива в воздушной атмосфере. При этом частота «взрывов» внутри двигателя должна достигать 15-20 кГц. В перспективе возможно дополнительное увеличение этого параметра, в результате чего шум двигателя уйдет за пределы диапазона, воспринимаемого человеческим ухом. Однако главные преимущества новой силовой установки связаны с повышенными характеристиками. Стендовые испытания опытных изделий показали, что они примерно на 30% превосходят традиционные газотурбинные двигатели по удельным показателям. Ко времени первой публичной демонстрации материалов по двигателю ОКБ им. А.М. Люльки смогло получить и достаточно высокие эксплуатационные характеристики. Опытный двигатель нового типа смог без перерыва проработать 10 минут. Суммарная наработка этого изделия на стенде на тот момент превысила 100 часов.

Специалисты ОКБ им. А.М. Люльки работают над авиационными двигателями с импульсным детонационным горением более трех десятилетий, но пока проект не выходит из научно-исследовательской стадии и не имеет реальных перспектив. Главная причина – отсутствие заказа и необходимого финансирования. Если проект получит необходимую поддержку, то уже в обозримом будущем может быть создан образец двигателя, пригодный для использования на различной технике.

3 Моделирование ударно-волновых процессов

В данном курсовом проекте проводится моделирование ударно-волновых процессов, а именно моделирование дифракции ударной волны на обратном уступе с использованием программного комплекса ANSYS.

Геометрия задачи является плоской. В начальный момент времени ударная волна с плоским вертикальным фронтом расположена слева от ступеньки. Затем она движется направо со скоростью N в пространстве заполненным атмосферным воздухом. Зная параметры воздуха, можно вычислить скорость звука, которая в нём реализуется, а значит и число Маха ударной волны, которое равно отношению скорости волны к скорости звука в среде. Расчетная области изображена на рис. 3.1.

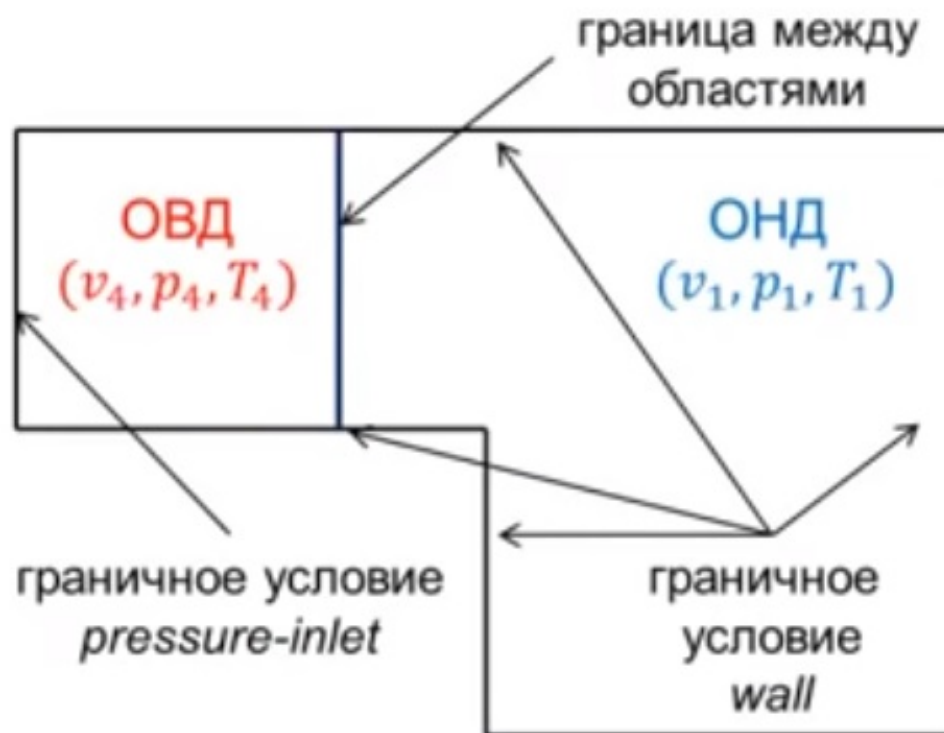


Рисунок 3.1 – Расчетная область

Создание ударной волны в расчетной области заключается в задании двух областей с определенным перепадом давления, в каждом из которых газ в начальный момент времени будет неподвижен. Поскольку ударная волна должна двигаться слева направо, область высокого давления (ОВД) будет располагаться слева на некотором расстоянии от ступеньки. Область низкого давления (ОНД) будет занимать остальную часть пространства расчетной области. Перепад давления в ОВД и ОНД может быть вычислен при известном числе Маха ($M=1,3$) ударной волны и показателе адиабаты ($k=1,4$) с использованием соотношения:

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1} \right) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \left(M - \frac{1}{M} \right) \right)^{-\frac{2k}{k-1}}.$$

Значение давления, требуемое для формирования ударной волны, с заданным числом Маха ($M=1,3$) равно 3,45 ата.

Давление и число Маха индексируются единицей для области низкого давления M_1, p_1 и двойкой для области высокого давления M_4, p_4 . Такая нумерация вводится из-за того, что в результате взаимодействия области высокого и низкого давления происходит "распад" разрыва и помимо ударной волны образуются другие аэродинамические объекты имеющие внутри себя характерные распределения параметров.

Расчетная область по всему периметру ограничена непроницаемыми стенками, кроме крайней левой стенки, где будет задаваться граничное условие для ОВД.

Построение геометрии осуществлялось в модуле DesignModeler. В нем была построена простейшая геометрия расчетной области. Общие габариты области: длина - 400 мм, высота - 200 мм; длина ступеньки - 200 мм, высота ступеньки - 100 мм. Геометрия построенной расчетной области изображена на рис. 3.2.

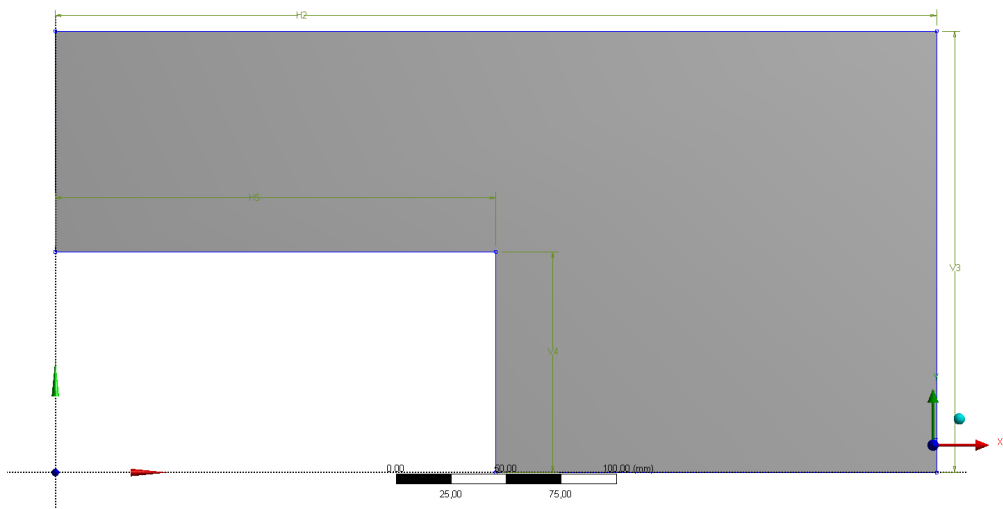


Рисунок 3.2 – Геометрия расчетной области

Генерация расчетной сетки осуществлялась в модуле Meshing. Для построения регулярной ортогональной сетки для расчетной области был использован алгоритм Face Meshing. Был задан средний размер сторон ячеек - 1 мм. В результате была сгенерированная сетка состояла из 60000 ячеек. Сгенерированная расчетная сетка изображена на рис. 3.3.

Задание граничных условий и расчет задачи осуществлялся в модуле Fluent. Была выполнена проверка сеточной структуры на наличие ошибок и соответствий, которая показала, что нарушений нет. В качестве алгоритма решения был выбран алгоритм Density-Based. Для упрощения расчетов

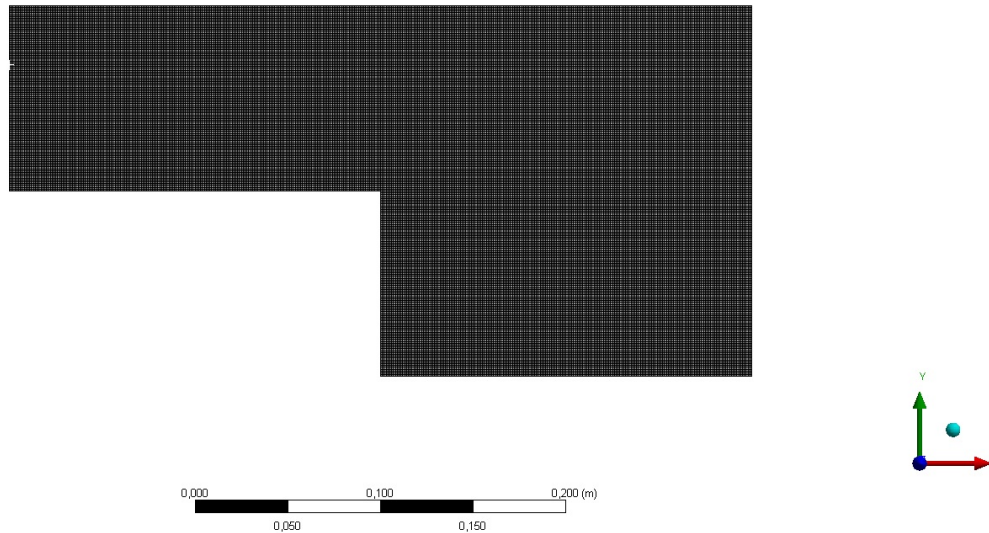


Рисунок 3.3 – Расчетная сетка

не задавались модели турбулентности, а газ задавался невязким, путем выбора модели Inviscid. В качестве среды, в которой будет передвигаться ударная волна, был выбран воздух и был задан, как идеальный газ, что позволит учесть сжимаемость среды.

Уровень отсчета давления в данной задаче был приравнен к нулю. Такой выбор целесообразен, когда в задаче имеют место перепады давления в несколько атмосфер и сильно сжимаемые течения.

Далее были заданы граничные условия. Всем стенкам кроме крайней левой было присвоено значение wall, то есть условие непротекания. Для входной границы было задано условие pressure-inlet, то есть давление на входной границе. Для рассматриваемого числа Маха ($M=1,3$) была задана величина равная 3,45 ата. Также была задана температура - 300 К.

Для расчета задачи был выбран явный алгоритм решения - Explicit. Для расчета потоков был выбран метод AUSUM, который эффективен для решения задач с подвижными газодинамическими разрывами. Для решения системы уравнений была выбрана единая схема интерполяции коллективных слагаемых первого порядка - First Order Upwind. Было задано число Куранта, равное 0,25. Явная схема решения гораздо более чувствительная к числу Куранта, чем неявная, поэтому стартовое значение лучше выбирать в диапазоне до единицы.

Затем были заданы начальные значения давления для инициализации расчета. В области высокого давления было задано значение 3.45 ата, в области низкого 1 ата (рис. 3.4).

Для лучшего разрешения ударного волнового фронта, была использована динамическая адаптация сетки. Были выполнены соответствующие настройки для измельчения сеточной структуры в области высоких значений градиентов рассчитываемых параметров.

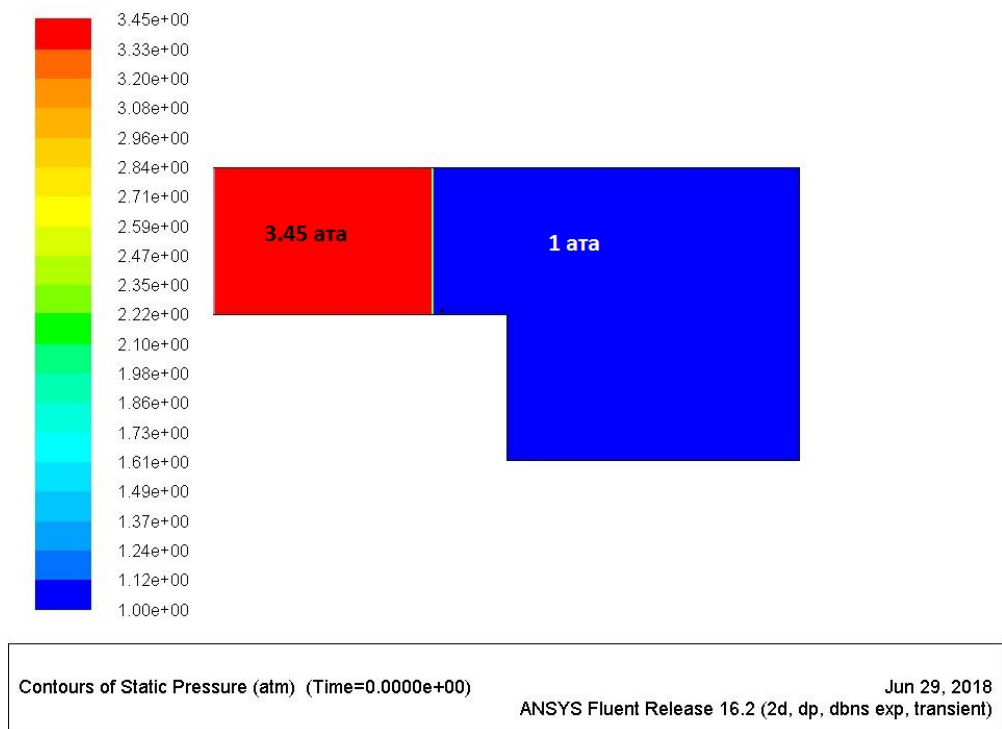


Рисунок 3.4 – Начальные величины давления для инициализации расчета

В качестве визуализации результатов расчета в модуле CFD-Post были получены изображения распределения градиента статического давления по расчетной области. На рис. 3.5 хорошо виден фронт ударной волны.

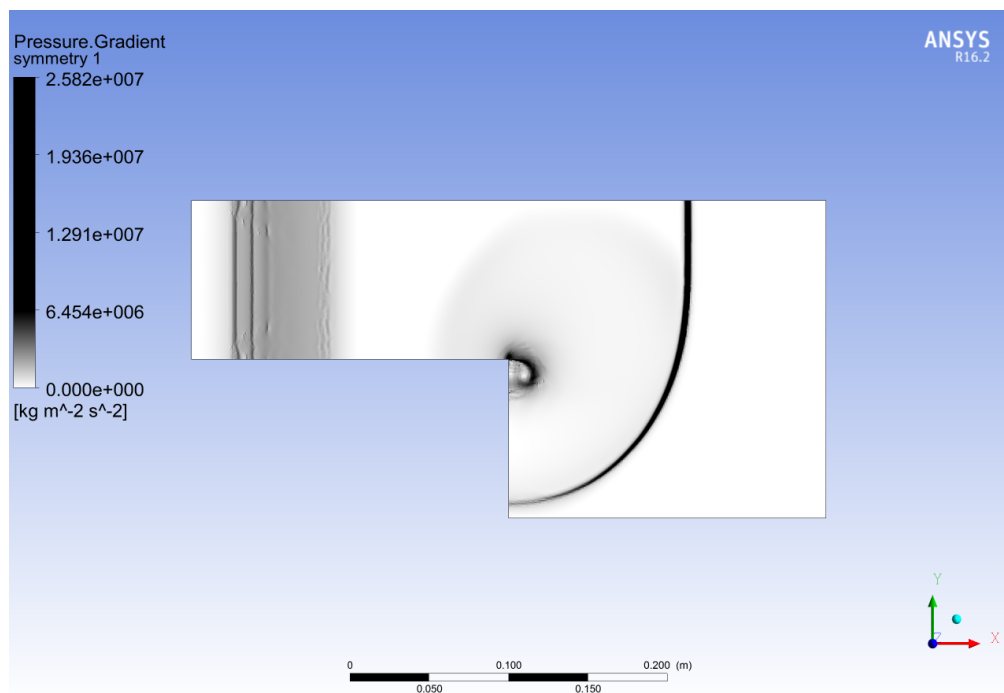


Рисунок 3.5 – Распределение градиента давления

При выходе плоской ударной волны из узкой части канала в широкую, на острие ступени возникают волны разрежения, которые приводят к искривлению фронта ударной волны. Форма веера волн разрежения связана с течением за падающей ударной волной. Например, при малых числах Маха ударной волны, характеризующихся дозвуковым течением за фронтом, характеристики волн разрежения распространяются вверх по течению за уступ, и форма характеристик волн разрежения становится более округлой, как и следует в соответствии с общей теорией. Сдвиговой слой, образовавшийся при отрыве потока от поверхности узкой части канала, скручивается в вихрь. Вблизи вихря образуется вторичный скачок (волна торможения), который позволяет согласовать условия за искривленной УВ и расширяющимся течением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детонационные двигатели являются крайне перспективными силовыми установками. Их превосходство над традиционными воздушно-реактивными двигателями очевидно. Но, несмотря на многолетние исследования, эксперименты и испытания, на сегодняшний день все еще нет работоспособных силовых установок такого типа, которые были бы пригодны для эксплуатации.

Детонационное горение представляет из себя очень сложный процесс. Возникновение, поддержание и управление детонационным фронтом вызывает ряд трудностей, которые до сих пор не решены.

Но, ввиду того, что на данный момент совершенствование двигателей и энергетических машин традиционных схем подошло к своему пределу, очень важно продолжать исследования в области применения детонационного горения и разрабатывать правильную математическую модель для описания процесса детонации, чтобы затем использовать её в вычислительных пакетах.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. Москва, 1997. 452 с.
2. Булат П.В., Денисенко П.В., Волков К.Н. Тенденции разработки детонационных двигателей для высокоскоростных воздушно-реактивных летательных аппаратов и проблема тройных конфигураций ударных волн. Часть I. Исследования детонационных двигателей. УДК 532.529. 2015
3. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация / Ф.А. Быковский, С.А. Ждан; отв. ред. акад. В.М. Титов; Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева. - Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2013. - 423 с.
4. Войцеховский Б.В., Митрофанов В.В., Топчий М.Е. Структура фронта детонации в газах. Изд. Сибирского отд. АН СССР г. Новосибирск 1963 г.
5. Нечаев Ю.Н., Тарасов А.И., Полев А.С. Области возможного применения пульсирующих детонационных двигателей // Общероссийский науч.-техн. журнал "Полет" №8, 2000.
6. Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков: Учебное пособие / Ю.П. Райзер - Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2011. - 432 с. ISBN 978-5-91559-084-6
7. Солоухин Р.И. Детонационные волны в газах // Успехи физических наук, Т. LXXX, вып.4, 1963 г.
8. Емельянов В.Н., Анисимов В.А., Тетерина И.В. Моделирование высокоинтенсивных процессов. М: Учеб. пособие, 2013, 302 с.
9. Фролов С.М., Басевич В.Я., Аксенов В.С., Полихов С.А. Иницирование газовой детонации бегущим импульсом принудительного зажигания // ДАН, 2004. Т. 394. №2. С. 222-224.
10. Щипаков В.А., Тарасов А.И. Перспективы использования пульсирующих детонационных технологий в турбореактивных двигателях // "Авиационно-космическая техника и технология", 2011 №9(86), с 46-50.
11. Левин В. А., Нечаев Ю. Н., Тарасов А. И. Новый подход к организации рабочего процесса пульсирующих детонационных двигателей // "Химическая физика", т.20, 2001. №6, с 48-52.
12. Нечаев Ю. Н., Полев А. С., Тарасов А. И. Результаты экспериментальных исследований керосиновоздушных пульсирующих детонационных двигателей и вопросы их практического применения // "Химическая физика" т.22, 2003. №8, с.85-90
13. Зельдович Я. Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // ЖТФ. — 1940. — Т. 10. — Вып. 17. — С. 1453—1461.
14. Быковский Ф. А., Ждан С. А., Ведерников Е. Ф. Спиновая детонация топливно-воздушной смеси в цилиндрической камере // ДАН. — 2005. — Т. 400. — № 3. — С. 338—340.
15. Войцеховский Б. В. Стационарная детонация // ДАН СССР. — 1959. — Т. 129. — № 6. — С. 1254—1256.