



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

Факультет: «А» Ракетно-космической техники
Кафедра: «А9» Плазмогазодинамика и теплотехника
Дисциплина: Вычислительные методы механики

Курсовая работа

на тему:

Анализ взаимодействия ударных волн в пульсирующих детонационных волн

Студент группы А9М31 _____ К.К. Либерт
подпись, дата

Преподаватель _____ М.В. Чернышов
подпись, дата

Оценка комиссии по защите курсовых проектов

подпись, дата

Санкт-Петербург, 2019

Реферат

Пояснительная записка 55 стр., 41 рис., 00 табл., 19 источников

В реферате рассмотрена одномерная и действительная структура детонационной волны, а также ее сложность в исполнении при моделировании или на испытательных стендах. Дан краткий обзор по разработкам и применениям пульсирующих детонационных двигателях. А так же рассмотрены проблемы при изучении детонационной волны в общем, а именно: переход горения в детонацию, механизмы химических реакций, управление и стабилизирования детонационной волны.

СОДЕРЖАНИЕ

Нормативные ссылки	4
Определения, обозначения и сокращения	5
Введение	6
1 Детонационная волна	7
1.1 Одномерная модель детонационной волны	7
1.2 Неоднородность и нестационарность детонационной волны вдали от пре- делов детонации	12
2 Конструктивные особенности детонационных двигателей	16
2.1 Пульсирующий детонационный двигатель	16
2.1.1 Применение ПуДД на беспилотных летательных аппаратах (БПЛА)	22
2.1.2 Возможность модернизации двигателей АЛ-31Ф за счет установки на них пульсирующих детонационных форсажных камер сгорания (ПуДФК)	24
2.1.3 Особенности расчета сферического газодинамического резонатора - усилителя реактивной тяги	26
2.1.4 Испытания модели ИДД прямогочного воздушно-реактивного двигателя	30
3 Переход горения в детонацию	35
3.1 Представление химической реакции	35
3.2 Повышение чувствительности топливно-воздушных смесей для перехода горения в детонацию	38
Заключение	52
Список использованной литературы	53

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

В настоящей пояснительной записке применяются следующие термины с соответствующими определениями:

Перечень обозначений и сокращений, применяемых в данной пояснительной записке

Параметры потока

u_0	—	скорость исходной смеси, м/с;
H	—	высота полета, м;
M	—	число Маха;
c	—	скорость звука, м/с;
T, p	—	соответственно температура, К; давление, Па;
ρ	—	плотность, м ³ /кг;
P	—	тяга двигателя, Н (кН);
$P_{уд}$	—	удельная тяга двигателя, Н·с/кг;
γ	—	показатель адиабаты воздуха;
R	—	газовая постоянная воздуха, Дж/(кг·К);
c_p	—	теплоемкость воздуха при постоянном давлении, Дж/(кг·К);
π_k^*	—	степень повышения давления в компрессоре;
η	—	КПД двигателя (в зависимости от подстрочного индекса);
l	—	работа (в зависимости от подстрочного индекса), Дж;
G_v	—	массовый расход воздуха, кг/с;
G_t	—	массовый расход топлива, кг/с;
α_v	—	коэффициент избытка воздуха;
F	—	площадь проходного сечения, м ² ;
Q	—	количество переданной теплоты, Дж;
$C_{уд}$	—	удельный расход топлива, Дж;

Сокращения

ИДД	—	импульсный детонационный двигатель
ВРД	—	воздушно-реактивный двигатель
ПудД	—	пульсирующий детонационный двигатель
ТВС	—	топливно-воздушная смесь
ГСВ	—	генератор сжатия воздуха
ТМ	—	тяговый модуль
ЭУТ	—	эжекторный усилитель тяги
ПудФК	—	пульсирующая детонационная форсажная камера

Ведение

Современные реактивные двигатели достигли своего совершенства и дальнейшее их развитие будет осуществляться эволюционным путем, а именно за счет доработок отдельных узлов двигателя. Для перехода на новую ступень в технике необходимо решить новые научные задачи.

Одним из этих путей является улучшение экономичности двигателя переходом от цикла с подводом тепла при постоянном давлении к циклу с подводом тепла при постоянном объеме.

Однако, на данный момент, решение этой задачи приводило к множеству неудач, но это только показывает насколько является сложный процесс, проходящий в детонационной камере и в основных узлах и системах двигателя, так и сложностью устройств, инерционностью и низкой пропускной способностью механизмов этих двигателей, организации газодинамического управления и др.

В курсовой работе рассказывается о разнице одномерной модели детонационной волны от действительной, показываются основные двигатели, использующие детонационное горение, а также, их проблемы и трудности в математическом моделировании этого процесса в отдельных конструктивных узлах двигателя.

Под проблемами и трудностями понимается о правильном применении механизмов химических реакций, о стабильном переходе от горения в детонацию, и стабилизация самой детонационной волны.

1 Детонационная волна

Основы теории детонации положены Я.Б. Зельдовичем (1940), который исследовал структуру детонационной волны и впервые дал исчерпывающее обоснование гипотезе Чемпена (1899) и Жуге (1905). Эта гипотеза позволила установить теоретически скорость распространения детонационной волны в хорошем согласии с опытом [2].

Для описания детонации достаточно сопоставить состояние исходного вещества и конечных продуктов реакции. Сама зона реакции может не рассматриваться (химическая реакция заменяется источником теплоты).

В основе гидродинамической теории детонации лежит теория ударных волн и уравнения стационарного фронта реакции. Но из-за сложности протекания процессов внутри детонационной волны есть некоторые допущения в гидродинамической теории.

При расчете изменения состояния среды при пересечении фронта реакции, расположенного по нормали к линиям тока, предполагается, что [3]:

- 1) течение параллельное (постоянное поперечное сечение потока или слабое его изменение);
- 2) в любом сечении распределение параметров и скоростей по сечению равномерное (иногда вводятся параметры, осредненные по сечению);
- 3) в конце зоны реакции устанавливается термодинамическое и химическое равновесие;
- 4) влияние вязкости, теплопроводности, диффузии и внешних сил вне зоны реакции пренебрежимо мало;
- 5) до и после фронта реакции поток физически гомогенный (при определенных условиях поток газа с капельками жидкости также можно рассматривать как гомогенный);
- 6) исходная среда и продукты реакции представляют собой идеальный газ с постоянной удельной теплоемкостью и одним и тем же показателем адиабаты.

На фронте реакции выполняются законы сохранения массы, импульса и энергии, а для определения параметров детонации можно воспользоваться основными соотношениями теории ударных волн.

1.1 Одномерная модель детонационной волны

В одномерной модели передний фронт детонационной волны рассматривается в виде сильной ударной волны В-В (рис.1), нагревающей газ до высокой температуры. В зоне между сечениями В-В и G-G за такой волной протекает взрывная химическая реакция воспламенения. Позади этой зоны реакции происходит постепенное расширение продуктов воспламенения

в волне разрежения. Энергия химической реакции идет на поддержание ударной волны и на нагрев расширяющихся продуктов воспламенения.

Ударная волна В-В и граница зоны реакции G-G движутся с одинаковыми скоростями D в направлении исходной среды с параметрами p_0, ρ_0, T_0 , а продукты реакции - со скоростью u_∞ так, как это показано стрелками на рис. 1 вверху.

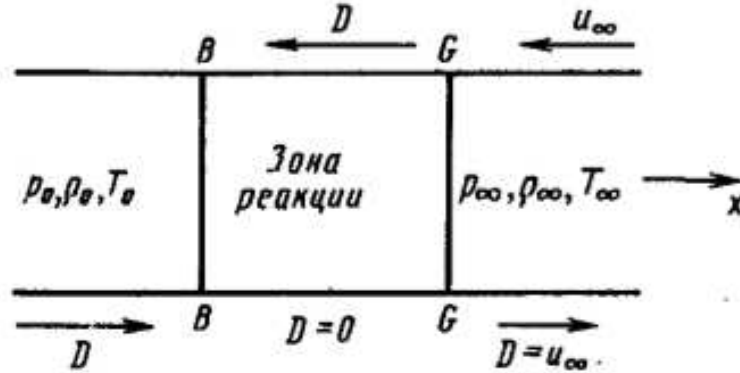


Рисунок 1.1 – Одномерная модель структуры детонационной волны

В системе координат, связанной с передним ударным фронтом детонационной волны В-В, одномерную структуру обращенного течения можно представить так, как это показано стрелками на рис.1 внизу.

Газ течет вдоль оси x в положительном ее направлении, а параметры волны сохраняются постоянными в плоскостях, перпендикулярных к оси x .

Параметры, обозначенные индексом «0» это параметры газа перед волной, а за волной - индексом « ∞ ». Запишем уравнения сохранения массы, количества движения, энергии и непрерывности химических компонентов смеси:

$$\rho_0 D = \rho_\infty (D - u_\infty) \equiv m \quad (1.1)$$

где m -поток массы среды через единицу площади.

$$\rho_0 D^2 + p_0 = \rho_\infty (D - u_\infty)^2 + p_\infty \quad (1.2)$$

$$h_0 + \frac{D^2}{2} = h_\infty + \frac{(D - u_\infty)^2}{2} \quad (1.3)$$

Уравнения сохранения компонентов:

$$\frac{d}{dx} [\rho Y_i (u + V_i)] = w_i \quad (1.4)$$

в котором, Y_i - доля компонента; V_i - скорость диффузии; w_i - скорость химической реакции.

Для одномерной структуры детонационной волны уравнение (1.4) приводят к соотношениям:

$$w_{i,\infty} = 0, i = 1, 2, \dots, N; \quad (1.5)$$

$$w_{i,0} = 0, i = 1, 2, \dots, N. \quad (1.6)$$

Еще два соотношения между параметрами исходного и конечного течения следуют из уравнения состояния и калорического уравнения соответственно:

$$f(p_0, \rho_0, T_0, Y_{i,0}) = f(p_\infty, \rho_\infty, T_\infty, Y_{i,\infty}) \quad (1.7)$$

$$g(p_0, h_0, T_0, Y_{i,0}) = g(p_\infty, h_\infty, T_\infty, Y_{i,\infty}) \quad (1.8)$$

Для смеси идеальных газов уравнение (1.7) сводится к уравнению

$$p = \rho RT \sum_{i=1}^N \frac{Y_i}{\mu_i}, \quad (1.9)$$

а уравнение (1.8) - к соотношению

$$h = u_e + p/\rho. \quad (1.10)$$

Здесь μ_i - молярная масса i -ого компонента; u_e - удельная внутренняя энергия потока; R - газовая постоянная.

Уравнение (1.2) с учетом (1.1) может быть записано в виде выражения

$$\frac{\sqrt{p_\infty - p_0}}{\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_\infty}} = m \quad (1.11)$$

С помощью уравнения (1.1) выразив в уравнении (1.3) величины D и u_∞ через m и ρ_0, ρ_∞ , имеем

$$h_\infty - h_0 = \frac{1}{2} m^2 \left(\frac{1}{\rho_\infty^2} - \frac{1}{\rho_0^2} \right), \quad (1.12)$$

откуда подстановкой (1.11) получаем

$$h_\infty - h_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_\infty} + \frac{1}{\rho_0} \right) (p_\infty - p_0). \quad (1.13)$$

Уравнение (1.13) - уравнение Гюгонио, связывающее между собой термодинамические параметры в детонационной волне.

В соответствии с законом действующих масс, законом Аррениуса и выражением для предэкспонента в нем

$$A = BT^\alpha \quad (1.14)$$

($B=\text{const}$, $\alpha=\text{const}$, $0 \leq \alpha < 1$) значение w_i определяется как

$$w_i = \mu_i \sum_{k=1}^Z (\nu'_{i,k} - \nu_{i,k}) B_k T^\alpha \exp^{-E_{a,k} RT} \prod_{j=0}^N \left(\frac{X_j p}{RT} \right)^{\nu_{j,k}}, \quad (1.15)$$

где Z - полное число химических реакций; X_j - мольная доля j -го компонента; ν_i, ν_j - стехиометрические коэффициенты соответственно i -го и j -го компонентов; E_a - энергия активации.

Из уравнения (1.15) скорость образования компонента i в ходе химической реакции выражается как

$$w_i = \sum_{k=1}^Z w_{i,k}, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (1.16)$$

где $w_{i,k}$ - массовая скорость образования компонента i в k -й реакции при наличии Z независимых реакций. При этом в (1.16) прямая и обратная реакции учитываются совместно, а не отдельно, как в уравнении (1.15). Поэтому число Z равно половине прежнего Z и значение $w_{i,k}$ являются разностью двух членов из-под знака суммы в уравнении (1.15). Из стехиометрии k -й реакции следует, что

$$w_{i,k} = \mu_i (\nu'_{i,k} - \nu_{i,k}) w_k, \quad i = 1, 2, \dots, N; \quad k = 1, 2, \dots, Z, \quad (1.17)$$

где w_k - наблюдаемая скорость k -й реакции или разность скоростей прямой и обратной реакции.

Из уравнений (1.16) и (1.17) следует, что уравнения (1.5) и (1.6) справедливы при выполнении соотношений:

$$w_{k,\infty} = 0; \quad k = 1, 2, \dots, Z; \quad (1.18)$$

$$w_{k,0} = 0; \quad k = 1, 2, \dots, Z. \quad (1.19)$$

Обычно $Z \leq N$, и тогда число соотношений (1.18) и (1.19) может быть меньше числа соотношений (1.5) и (1.6).

При $Z < N$ дополнительные условия, например сохранения атомов, получают из уравнения (1.4).

Пусть $\nu_i^{(j)}$ - число атомов j -го вида в i -й молекуле. Тогда химическому равновесию отвечает выражение

$$\sum_{i=1}^N \nu_i^{(j)} \frac{w_i}{\mu_i} = 0, \quad j = 1, 2, \dots, L, \quad (1.20)$$

где L - полное число сортов атомов в системе.

Подстановка w_i из (1.4) в (1.20) и интегрирование в пределах от $x = -\infty$ до $x = +\infty$ дает

$$\sum_i^N \nu_i^{(j)} \frac{Y_{i,0}}{\mu_i} = \sum_{i=1}^N \nu_i^{(j)} \frac{Y_{i,\infty}}{\mu_i} \quad j = 1, 2, \dots, L. \quad (1.21)$$

Здесь учтено уравнение (1.1) и то, что $\nu_j \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \pm\infty$ из-за пропорциональности скорости диффузии градиентам параметров потока.

Уравнения (1.18) и (1.21) дают для параметров потока N независимых соотношений при $x = \infty$, из них Z условий равновесия и $N-Z$ условий сохранения числа атомов.

Условие (1.19) или (1.6) в волнах детонации строго не выполняются, поскольку горячая смесь из области $x = -\infty$ находится в состоянии неустойчивого химического равновесия. Устойчивым же является состояние продуктов воспламенения.

Исходную смесь можно рассматривать как находящуюся в метастабильном состоянии среду, в которой с малой, но конечной скоростью протекают химические реакции. Следовательно, $w_{k,0} \neq 0$, но так как в реальных условиях значения $w_{k,0}$ очень малы по сравнению с их значениями в зоне реакции, то уравнение (1.19) приближенно выполняется. А поскольку это уравнение не накладывает на начальные условия каких-либо существенных ограничений, то оно может быть исключено из системы определяющих уравнений.

В итоге, уравнения (1.1), (1.7), (1.8), (1.11), (1.13), (1.18) и (1.21) представляют собой независимые соотношения, связывающие параметры течения перед и за волной.

Уравнение Гюгонио (1.13) удобно записать в безразмерном виде

$$\frac{V_\infty}{V_0} = \frac{\left(\frac{p_\infty}{p_0}\right) + \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) + \frac{2\gamma Q}{c_0^2}}{\left(\frac{p_\infty}{p_0}\right)\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right) + 1} \quad (1.22)$$

Но надо помнить, что все упомянутые сверху уравнения описывают переход течения через зону между сечениями В-В и G-G (см. рис.1) без учета структуры этой зоны, т.е. как через бесконечно тонкий разрыв.

Указанная теория детонационной волны, предполагающая наличие гладкого фронта волны, основана на решении одномерных уравнений газодинамики и химической кинетики и применима в расчетах лишь при условиях в волне, допускающих усреднение ее параметров в сечениях, нормальных к оси x .

1.2 Неоднородность и нестационарность детонационной волны вдали от пределов детонации

Процессам в реальных детонационных волнах присуща неоднородная нестационарная трехмерная пульсирующая структура.

Регистрации детонации в трубах фоторазверткой и следовым методом позволяют построить пространственно-временную газодинамическую структуры детонационной волны (см. рис.1.2) [6].

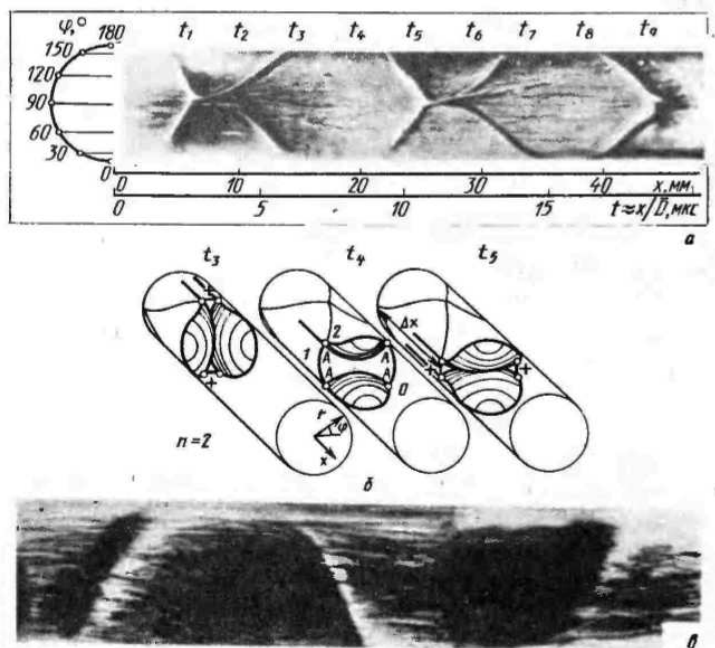


Рисунок 1.2 – Трехмерная газодинамическая структура детонационной волны в трубе: а - следовой отпечаток с $n=2$ (смесь $2H_2/O_2$, $p_0 = 173\text{гПа}$, $d=11\text{мм}$); б - схема объемной в координатах r, φ, x структуры детонационной волны с $n=2$ для трех последовательных моментов времени t_3, t_4, t_5 ; в - следовой отпечаток с $n=1$ (смесь $2H_2/O_2$, $p_0 = 173\text{гПа}$, $d=16\text{мм}$, негативное изображение)

На этом рисунке (рис. 1.2, а) видны траектории движения тройных точек А для пульсирующей детонации с числом пульсаций в переднем фронте волны $n=2$.

Получившуюся схему структуры детонационной волны в полярных координатах φ и x при фиксированном r_1 , получилось путем построения нормалей к линиям тока, отпечатавшимся на следовом отпечатке в промежутках между столкновениями (t_1, t_5, t_9) тройных точек А друг с другом.

Траектории движения тройных точек А в координатах φ и x получилось путем вставляемых по следовым отпечаткам внутрь детонационной трубы коаксиальных стеклянных стержнях различных диаметров при других фиксированных $r_{2,3} < r_1$, а в координатах r и φ при фиксированных $x_{1,2,\dots}$ - по отпечаткам на покрытых сажей стеклянных дисках, вставляемых в трубу перпендикулярно к оси x .

Анализ следов на коаксиальных стержнях и на внутренних поверхностях детонационных трубок свидетельствовал, что шаг пульсаций по оси x был одинаков как на периферии, так и внутри объема трубы и следы пульсаций и там и тут располагались друг против друга. По координате φ на поверхности коаксиального стержня регистрируется уменьшенный размер пульсации, т.е. линии пересечений скачков внутри объема трубы имеют радиальную направленность, что особенно проявляется четко для случаев малых $n=1, 2, 3, \dots$. Это видно и по отпечаткам на стеклянных дисках.

На рис.1.2, б изображена схема объемной структуры детонационной волны, представленную для случая $n=2$ в координатах r, φ, x для последовательных моментов времени t_3, t_4, t_5 внутри цикла пульсации. Здесь детонационный фронт показан распространяющимся на наблюдателя. Выпуклые участки этого фронта заштрихованы. Траектории тройных точек А показаны тонкими линиями. Пульсации из областей, помеченных знаком $+$ ($\varphi = 0$) в момент t_3 после столкновений изломов распространяются навстречу друг другу - момент t_4 . В течение половины цикла в момент t_5 восстанавливается положение тройных линий (жирные линии на рис. 1.2, б), расположение их в момент t_3 аналогично с той разницей, что области помеченные знаком $+$, располагаются в направлении $\varphi = 90$ градусов.

В итоге передний фронт детонационной волны периодически изменяется: выпуклости фронта сменяются на вогнутости и, наоборот, на поступательное движение накладывается колебательное. На нижнем пределе такого пульсирующего процесса осуществляется детонация с одной пульсацией во фронте ($n=1$).

С повышением начального давления p_0 исходной смеси приводит к увеличению числа пульсаций во фронте и уменьшению шага пульсаций Δx . Вместе с этим возрастает и средняя скорость распространения детонационной волны \bar{D} в направлении оси x .

Одновременное измерение значений D и Δx позволяет определить частоту пульсаций [6]:

$$\nu = D/\Delta x \quad (1.23)$$

Здесь шаг Δx определяется как среднее расстояние по оси x между соседними максимумами свечения процесса в переднем фронте волны на фоторазвертках $x-t$ или между траекториями тройных точек А (см. рис. 1.2) одного направления вращения на следовых отпечатках.

На пределе детонации, осуществляется спиновая детонационная волна с одним очагом воспламенения во фронте, движущимся по периферии трубы по винтовой линии с шагом $(\Delta x)_s \approx \pi d$ и частотой

$$\nu_s = D_{n_s=1}/\pi d. \quad (1.24)$$

Удаление от пределов приводит к скачкообразной перестройке процесса - в детонационном фронте вместо одного осуществляется $2n$ ($n=1, 2, 3, \dots$) очагов воспламенения, сталкивающихся своими косыми и поперечными скачками и вновь отражающимися с циклическим повторением такого процесса в пределах каждой из n пульсаций ($n = \pi d / \Delta x$).

Такой периодический процесс удобно характеризовать безразмерной величиной - продольной детонационной модой

$$\Omega = \nu / \nu_{n=1}, \quad (1.25)$$

где $\nu_{n=1}$ - минимальная частота процесса в околопредельной области пульсирующей детонации с одной пульсацией ($n=1$) во фронте и двумя ($2n$) траекториями движения изломов (см. рис. 1.2, в). Шаг такой предельной пульсации совпадает по величине с шагом винтового следа спиновой детонации, тогда можно записать

$$\Omega = \nu / \nu_s \quad (1.26)$$

Такая особенность детонации - дискретные зависимости, от начального давления p_0 , шага пульсаций их частоты и других параметров, характеризующих газодинамическую структуру детонационной волны, в наибольшей степени проявляется в околопредельной области распространения детонации.

Дискретность обнаружена при плавном изменении величины p_0 в экспериментах при соблюдении постоянства других начальных условий и при мягком инициировании детонации, осуществляемого в условиях начиная от предельных ($n=1$) вплоть до начального давления, несколько выше атмосферного ($n=38$), в стехиометрической водородно-кислородной смеси.

Для смеси $2H_2/O_2$ дискретный характер изменения структуры волны газовой детонации наиболее четко проявляется в интервале начальных давлений 175-400 гПа. Установлено, что при $p_0=133$ гПа в десяти экспериментах не наблюдалось ни одного случая детонации - происходило лишь горение [Денисов Ю.Н.].

При 147 и 160 гПа в четырех опытах из двадцати наблюдалась спиновая детонация, в то время как в остальных случаях - горение [Денисов Ю.Н.]. Минимальным давлением для возникновения пульсирующей детонации с $n=1$ оказалось $p_0^* = 173$ гПа. Это значение было принятым за нормирующее для шкалы измеряемых начальных давлений p_0/p_0^* , по шкале шага пульсаций откладывались значения $\pi d / \Delta x$. В экспериментах использовались стеклянные трубки с $d = 16 \pm 0.2$ мм [6].

Экспериментальные данные о неоднородной структуре детонационной волны вдали от пределов, послужили толчком к построению теоретических моделей неустойчивости плоской детонационной волны в газах (на-

пример, К.И.Щелкин - 1959 г., Р.М.Зайдель - 1961 г., В.В. Пухначев - 1963г., С.К.Асланов - 1965г. и др.).

Например модель К.И.Щелкина. Если в произвольно изломанном фронте волны адиабатическое расширение газа из одной его зоны в другую, понизив температуру газа T , увеличит задержку воспламенения τ на величину порядка самой задержки или более, то произвольное начальное искривление фронта будет возрастать и плоский фронт потеряет устойчивость. Это можно сформулировать в виде

$$(d\tau/dT)|_{T_B}(T - T_B) \geq \tau \quad (1.27)$$

где T - температура несгоревшего газа в объеме после его расширения; T_B - температура газа за передним фронтом детонации (см.рис.1.1).

Из уравнения $\tau \sim \exp^{E_a/RT}$ и (1.27) получают критерий неустойчивости плоской зоны воспламенения в детонационной волне:

$$(E/RT_B)(1 - T/T_B) \geq 1 \quad (1.28)$$

или

$$(E/RT_B)[1 - (p_G/p_B)^{(\gamma-1)/\gamma}] \geq 1. \quad (1.29)$$

Периодическую неоднородную структуру детонационной волны нужно рассматривать не как результат неустойчивости ее плоского фронта, а как присущее такой волне свойство, выражающееся в искривленном фронте волны в виде выпуклостей и вогнутостей и в периодических столкновениях и отражениях участков этого фронта, обладающих местным повышенным давлением и более сильным свечением газа, с частотой этих столкновений и отражений, возрастающей при увеличении реакционной способности и давления исходного ВВ.

Причина такой периодической неоднородности структуры детонационной волны заключена в самом процессе возникновения детонации в условиях пересжатия в ударно-сжатом газе нестационарного комплекса ударная волна - зона горения. При этом те элементы газодинамики детонационных структур, которые свойственны и самому квазистационарному процессу распространения детонационной волны.

2 Конструктивные особенности детонационных двигателей

Разделение по конструктивным особенностям детонационных двигателей зависит от скорости распространения детонационной волны в системе координат, связанной с двигателем.

В итоге различают стационарную детонацию, ротационную детонацию, когда детонация является стационарной во вращающейся системе координат, нестационарную детонацию и пульсирующую детонацию.

Из этого следует, что могут быть созданы детонационные двигатели с непрерывной детонацией, ротационно-детонационные двигатели и импульсно-детонационные двигатели. Можно выделить основные направления развития конструктивных решений детонационных двигателей.

1. Классический клапанный импульсный детонационный двигатель.
2. Многотрубный импульсный детонационный двигатель.
3. Импульсный детонационный двигатель с высокочастотным резонатором.
4. Организация детонационного горения в стационарной системе ударных волн или в периодически перемещающейся ударной волне.
5. Ротационный детонационный двигатель Николса.
6. Ротационный двигатель Б.В. Войцеховского.

Но речь пойдет о пульсирующем детонационном двигателе (ПудД) или его еще называют импульсным детонационным двигателем (ИДД).

2.1 Пульсирующий детонационный двигатель

В начале рассмотрим различные конструктивные схемы ПудД.

В ПудД реализуется термодинамический цикл, близкий к циклу со сгоранием топлива при постоянном объеме, а поэтому более экономичный, чем цикл Брайтона.

Циклический рабочий процесс в таких КС включает следующие стадии:

- 1) заполнение КС горючей смесью;
- 2) зажигание смеси, ускорение пламени и переход горения в детонацию (ПГД);
- 3) сжигание смеси в бегущей детонационной волне;
- 4) опустошение КС от продуктов горения и детонации через сопло.

Циклический рабочий процесс в ИДД может быть вынужденным, когда зажигание смеси производится внешним источником в каждом цикле, и автоколебательным, когда реинициирование детонации происходит самопроизвольно.

ИДД могут иметь механический или «газодинамический» клапан. Двигатели с «газодинамическим» клапаном часто называют бесклапанны-

ми.

По такой важной характеристике двигателя, как удельный импульс, ИДД, перекрывая диапазон скоростей полета от 0 до числа Маха 8+ [3], теоретически обладает удельным импульсом, сравнимым (при числе Маха полета M от 2 до 5) с ПВРД и существенно превышающим удельный импульс ПВРД при числе Маха полета от 0 до 2 [7].

При числах Маха полета от 0 до 3,5 ИДД уступает идеальному турбореактивному двигателю (ТРД) по удельному импульсу, однако превосходит ТРД по этому показателю при $M > 3,5$.

В итоге при дозвуковых и низких сверхзвуковых скоростях полета ИДД, уступая ТРД по удельному импульсу, может считаться перспективным ввиду необычайной простоты конструкции и дешевизны.

Существует оригинальная схема ПуДД с высокочастотным резонатором и двухстайдийным сгоранием топлива, отличающаяся полным отсутствием каких-либо клапанов и систем принудительного зажигания.

Пульсирующий процесс в таком двигателе возникает за счет возбуждения высокочастотных автоколебаний в газодинамическом резонаторе, периодически заполняющемся специально подготовленной топливовоздушной смесью (ТВС), а выделение теплоты, усиливающее амплитуду этих колебаний, происходит вследствие детонационного сгорания этой смеси в ударных волнах.

Конструктивно двигатель указанной схемы состоит из генератора сжатого воздуха (ГСВ) и нескольких тяговых модулей (ТМ). В ГСВ осуществляется предварительное сжатие воздуха перед его подачей в ТМ.

Степень повышения давления воздуха, отбираемого от компрессора, характеризуется величиной параметра $\pi_{\text{к.отб}} = p_m/p_v$, где p_m - давление воздуха, подаваемого в ТМ, а p_v - его давление на входе в ГСВ [1].

В тяговых модулях осуществляется детонационное сгорание топлива и реализуется процесс создания реактивной тяги.

Термический КПД η_t , и работа цикла $l_{\text{ц}}$ при интенсивности детонации, соответствующей условиям Чепмена-Жуге (СЖ), с достаточной степенью точности определяются из формул [1]:

$$\eta_t = 1 - \frac{C_p T_1}{q_1} \left[\frac{1}{M_{CJ}^2} \left(\frac{1 + k M_{CJ}^2}{k + 1} \right)^{\frac{k+1}{k}} - 1 \right] \quad (2.1)$$

$$l_{\text{ц}} = q_1 \eta_t \quad (2.2)$$

где q_1 - количество сообщаемой теплоты; k и C_p - осредненные значения показателя адиабаты и теплоемкости рабочего тела; M_{CJ} - число Маха, соответствующее скорости распространения детонационной волны в резонаторе при выполнении условий Чепмена-Жуге.

По найденным величинам $l_{\text{ц}}$ и η_t для каждого режима полета и задан-

ного значения параметра $\pi_{\text{к.отб}}$ определяются удельная тяга $P_{\text{уд}}$ и удельный расход топлива $C_{\text{уд}}$ цикла детонационного сгорания топлива при условии минимума необратимых потерь в детонационных волнах. Расчет удельных параметров тягового модуля цикла детонационного сгорания топлива $P_{\text{уд.ТМ}}$ и $C_{\text{уд.ТМ}}$ производится по формулам [1]:

$$P_{\text{уд.ТМ}} = \sqrt{2(l_{\text{ц}} - l_{\text{к}} + V^2)} - V \quad (2.3)$$

$$C_{\text{уд.ТМ}} = 1/(\alpha_{\text{рез}} L_0 P_{\text{уд.ТМ}}) \quad (2.4)$$

где $\alpha_{\text{рез}}$ - коэффициент избытка воздуха в резонаторе; $l_{\text{к}}$ - работа, затрачиваемая на сжатие воздуха, отбираемого от компрессора ГСВ, V - скорость полета.

Для определения суммарных удельных параметров ИДД учитывается наличие генератора сжатого воздуха. Генератор проектируется так, чтобы его удельная тяга была равна нулю. В расчетах суммарного удельного расхода топлива к величине $C_{\text{уд.ТМ}}$ добавляется удельный расход топлива ГСВ $C_{\text{уд.ГСВ}}$ [1].

Главными элементами рассматриваемого двигателя являются его тяговые модули (рис. 2.1) [1].

В тяговый модуль подается сжатый воздух, отбираемый из-за компрессора ГСВ. Каждый тяговый модуль состоит из реактора и резонатора. В ряде случаев тяговые модули снабжаются эжекторными усилителями (ЭУТ).

В реакторе, в который подается практически все топливо $G_{\text{т}}$ и только часть воздуха $G_{\text{в}}$, осуществляется первая стадия процесса горения: частичное сжигание топлива, необходимое для его конверсии - разложения на химически активные составляющие. Этот процесс осуществляется за счет экзотермических реакций, происходящих в переобогащенной ТВС, имеющей $\alpha_{\text{реакт}} \approx 0.35...0.4$ [1].

Затем эта топливновоздушная смесь перемешивается в смесителе с воздухом $G_{\text{в2}}$, подаваемым в обход реактора, и обедняется до значений $\alpha_{\text{рез}}$, требуемых для осуществления второй (основной) стадии процесса горения - детонационного сгорания топлива в волнах сжатия. Окончательно подготовленная ТВС, имеющая давление p_m , температуру T_m и $\alpha = \alpha_{\text{рез}}$ из смесителя через специальное кольцевое сопло поступает в резонатор.

На рис. 2.1 [1] показаны два варианта конструктивного выполнения реактора. На рис. 2.1а реактор расположен в центре тягового модуля перед смесителем, а на рис. 2.1б - в периферийной части с установкой топливного коллектора с форсунками и пускового воспламенителя на внешнем корпусе тягового модуля.

В резонаторе, имеющем полусферическую форму, осуществляется

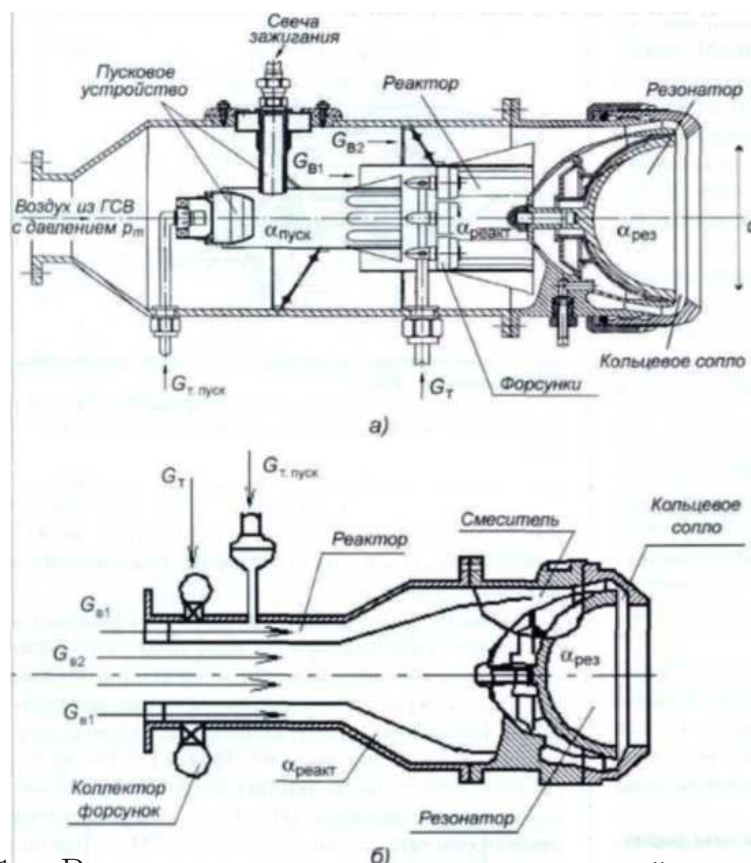


Рисунок 2.1 – Возможные схемы тяговых модулей импульсного детонационного двигателя

ударно-волновое инициирование детонационного горения. В нем возникают высокочастотные пульсации давления и температуры, вызываемые соударением радиальных сверхзвуковых струй, вытекающих из кольцевого сопла (эффект Гартмана-Шпренгера). При этом происходит значительное локальное повышение давления и температуры в газодинамическом фокусе резонатора, которое оказывается достаточным для самовоспламенения и детонационного сгорания подготовленной указанным способом ТВС.

В каждом одиночном цикле после опорожнения полости резонатора в ней возникает волна разрежения, способная к заполнению резонатора новым слоем ТВС. Это установлено опытным путем, что вызывает некоторое повышение тяги за счет присоединения к реактивной струе дополнительной массы воздуха.

Частота пульсаций зависит от диаметра выходного сечения резонатора $D_{рез}$ и достигаются нескольких кГц, что делает работу тяговых модулей малозумной. Быстрота сгорания топлива должна обеспечивать снижение содержания окислов азота в выхлопных газах [1].

Площадь критического сечения кольцевого сопла $F_{кc}$ и диаметра резонатора $D_{рез}$ подбираются экспериментально. Они определяются условиями возбуждения в полости резонатора высокочастотных автоколебаний. Согласно опытным данным, оптимальные значения $D_{рез}$ лежат в пределах

60...100 мм [1]. Выбор $D_{рез}$ предопределяет число тяговых модулей, требуемых для получения заданной тяги. Из-за малых размеров резонаторов тяга, создаваемая одним тяговым модулем, не превышает 1...3 кН. Этим определяется необходимость наличия в одном генераторе сжатого воздуха нескольких тяговых модулей.

Эжекторные усилители тяги (ЭУТ), работающие в пульсирующем потоке газа, могут в зависимости от своих относительных размеров увеличивать тягу в 1,5...2 раза [1].

Схема ТМ с установленным ЭУТ показана на рис. 2.2.

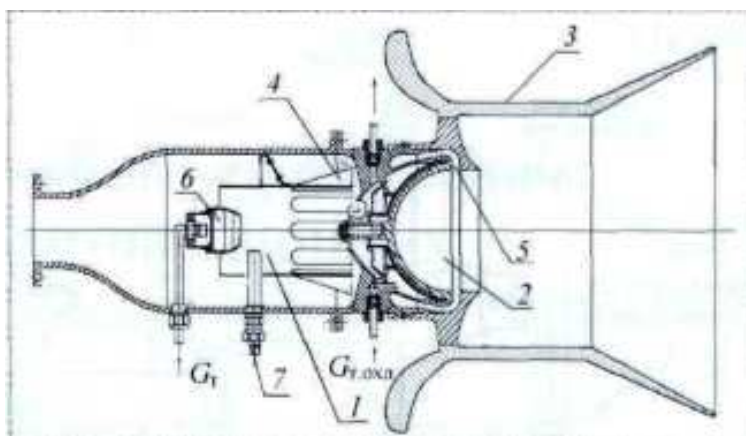


Рисунок 2.2 – Схемно-конструкторская проработка тягового модуля с эжекторным усилителем тяги: 1 - реактор; 2 - резонатор; 3 - эжекторный усилитель тяги; 4 - смеситель; 5 - кольцевое сопло; 6 - горелочное устройство; 7 - свеча

Физические причины преимущества этой схемы по сравнению с предыдущей состоят в том, что волны сжатия в истекающей из резонатора реактивной струе чередуются с волнами разрежения и за счет скважности между соседними пиками давления образуются зоны пониженного давления, в которые и засасывается воздух из окружающей среды.

Затем эти присоединенные массы воздуха проталкиваются через эжекторный канал последующими волнами сжатия.

Происходит увеличение тяги при неизменном расходе топлива и тем самым уменьшается $C_{уд}$. Это происходит за счет уменьшения скорости истечения и повышения тягового КПД.

Расчетная схема ПудД, состоящего из ГСВ и ТМ, представлена на рис. 2.3 [1].

Отбор воздуха для работы ТМ в количестве $G_{в.отб}$ производится за компрессором ГСВ. Подача топлива в камеры сгорания ГСВ и ТМ осуществляется двумя топливными насосами (ТН-1 и ТН-2).

Управляющими факторами служат расходы топлива $G_{т.ГСВ}$ и $G_{т.ТМ}$. Соответствующими управляемыми параметрами являются температура газа перед турбиной ГСВ T_T и коэффициент избытка воздуха в резонаторе

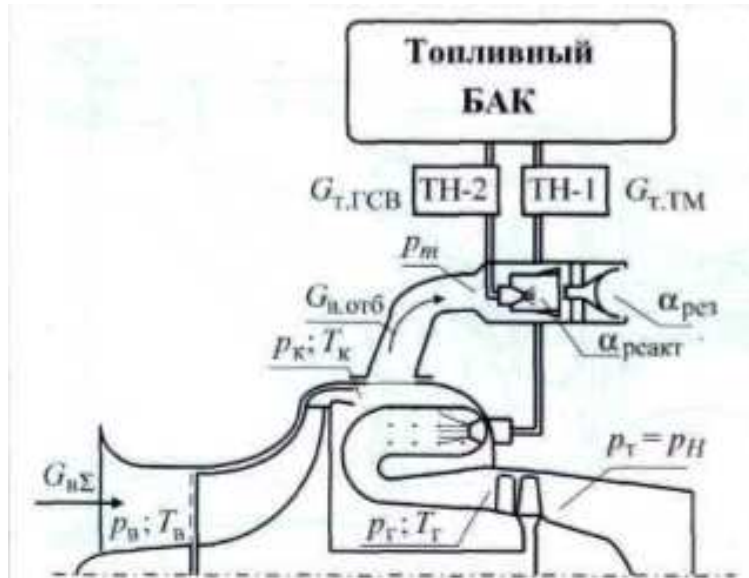


Рисунок 2.3 – Принципиальная схема ПуДД с размещением тяговых модулей с подводом воздуха из-за компрессора

$\alpha_{рез.}$

Для управления резонаторного ИДД ведутся расчеты его тягово-экономических характеристик, которые задаются в соответствии с опытными данными исходя из требований получения эффективной и устойчивой работы тяговых модулей во всех условиях полета.

Этими требованиями являются близкий с стехиометрическому состав ТВС, поступающий в резонатор, постоянство давления воздуха, подаваемого в резонатор и, соответственно, в тяговый модуль ($p_m = const$) во всех условиях полета. У генератора сжатия воздуха с отбором воздуха за компрессором $\pi_k = \pi_{к.отб}$ и, соответственно, $p_m \approx p_k$, а величина p_m связана с $\pi_{к.отб}$ соотношением $p_m = \sigma_{вх} p_n \pi_{к.отб}$. Следовательно, в полете поддержание $p_m = const$ может быть обеспечено за счет регулирования $\pi_{к.отб}$.

Изменение $\alpha_{рез.}$ и $p_m = const$ в определенных пределах могут улучшить тягово-экономические характеристики ПуДД. Но возможность такого управления процессом требует экспериментальных доказательств.

В целях выбора оптимальных параметров рабочего процесса генератора сжатого воздуха для характерных условий полета рассчитываются зависимости $P_{уд}$ и $C_{уд}$ ПуДД от параметров ГСВ π_k и $T_г$. Такие зависимости для случая, когда $\alpha_{рез.} = 1$, а $M_H = H = 0$, представлены на рис. 2.4 [1].

Из графика видно, что повышение $\pi_{к.отб}$ приводит к возрастанию $P_{уд.ТМ}$ (при условии $P_{уд.ГСВ} = 0$), а величины $C_{уд.сум} = C_{уд.ТМ} + C_{уд.ГСВ}$ достигают практически минимальных значений при относительно невысоких $\pi_{к.отб}$ порядка 5...8. Это объясняется тем, что при снижении $C_{уд.ТМ}$ с возрастанием $\pi_{к.отб}$ повышается $C_{уд.ГСВ}$ (вследствие затрат топлива на привод ГСВ). Так же у ГСВ не требуется иметь высоких температур газа перед

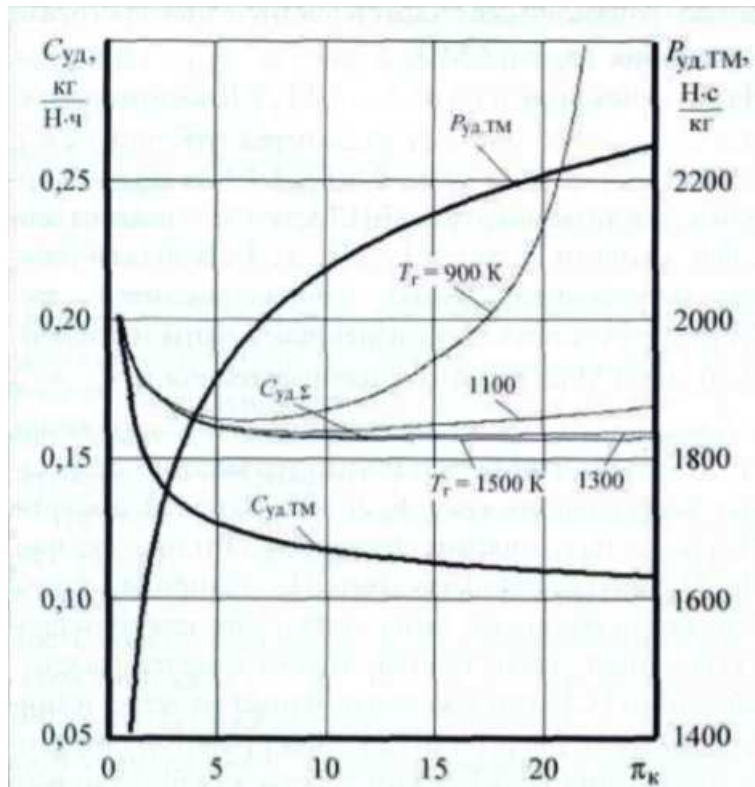


Рисунок 2.4 – Зависимость $P_{уд.ТМ}$, $C_{уд.ТМ}$ и $C_{уд.сум}$ от параметров рабочего процесса ГСВ

турбиной для обеспечения минимума $C_{уд.сум}$. Величины $T_{г.опт}$ находятся на уровне 1100... 1300 К. Низкие параметры рабочего процесса определяют простоту конструкции и малый удельный вес ГСВ и ПуДД в целом.

2.1.1 Применение ПуДД на беспилотных летательных аппаратах (БПЛА)

Вследствие малой взлетной массы БПЛА для них требуются двигатели малых тяг. Опыт разработки малоразмерных ГТД традиционных схем для БПЛА и крылатых ракет показывает, что с уменьшением расчетной тяги двигателей существенно ухудшаются их удельные параметры. Это объясняется тем, что с уменьшением размерности ГТД снижаются КПД их основных элементов, в первую очередь КПД компрессора η_k и турбины η_t . Основное влияние на их снижение оказывает уменьшение чисел Рейнольдса (при $Re < Re_{кр}$), а также относительное увеличение радиальных зазоров в компрессорных и турбинных ступенях при уменьшении радиальных размеров.

В отличие от двигателей традиционных схем у ПуДД малоразмерность является их органическим свойством и не приводит к ухудшению удельных параметров при малых расчетных тягах.

Это объясняется тем, что снижение η_t и η_k ГСВ не оказывает влия-

ния на работу цикла и термический КПД ПуДД. Увеличивается при этом только $C_{уд, ГСВ}$. Малое влияние снижения КПД элементов на удельные параметры ПуДД делает целесообразным применение на их генераторах сжатого воздуха более простых по конструкции центробежных компрессоров, а также расширяет возможности использования при изготовлении деталей ГСВ более дешевых технологий их изготовления.

В частности, становится выгодным для снижения стоимости деталей ГСВ осуществлять их изготовление на основе применения точного литья без последующей обработки.

В качестве примера была рассмотрена замена на БПЛА Ту-243 его штатного турбореактивного двигателя ТРЗ-117А с взлетной тягой 6400 Н на ПуДД с той же исходной тягой. Штатный ТРД при этом имеет на взлетном режиме расход воздуха $G_B = 9,5$ кг/с, степень повышения давления девятиступенчатого осевого компрессора $\pi_{к,р} = 9,0$. Компрессор приводится во вращение двухступенчатой турбиной с температурой газа перед турбиной $T_T = 1150$ К. Удельный расход топлива равен 0,087 кг/(Нч), масса двигателя - 250 кг.

Схемно-конструкторская проработка ПуДД для этого БПЛА представлена на рис. 2.5 [1]. ГСВ в соответствии с найденными для него оптимальными параметрами ($G_B = 3,9$ кг/с; $G_{B,отб} = 1,9$ кг/с; $\pi_{к,р} = 5,3$; $T_{г,р} = 1150$ К) имеет одноступенчатый диагональный компрессор 1, противоточную относительно короткую камеру сгорания 2, одноступенчатую неохлаждаемую газовую турбину 3 и нерегулируемое реактивное сопло 4. ГСВ имеет очень простую конструкцию и благодаря этому - малую массу. У ТМ 5, состоящего из реактора 6 и резонатора 7, единственным высоконагруженным элементом является резонатор.

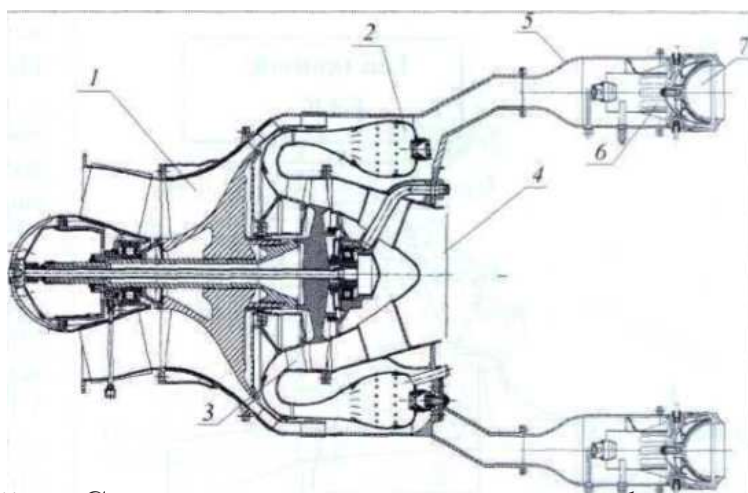


Рисунок 2.5 – Схемно-конструкторская проработка исследуемого ПуДД для БПЛА: 1 - компрессор; 2 - камера сгорания; 3 - газовая турбина; 4 - реактивное сопло; 5 - тяговый модуль; 6 - реактор; 7 - резонатор

Для его изготовления требуется применение особых жаропрочных материалов и конвективное охлаждение стенок топливом.

Тяга обеспечивается при $\alpha_{рез} = 1$ двумя тяговыми модулями с $D_{рез} = 100$ мм. Площадь критического сечения кольцевого сопла выбрана из условия $F_{кр} = 0.25 \cdot F_{рез.}$ При наличии эжекторного усилителя тяги с коэффициентов усиления $K_{ус} = 2$ стендовый удельный расход топлива равен $C_{уд.} = 0.76$ кг/(Нч). Общая масса двигателя, определенная путем расчета и суммирования массы его отдельных элементов, равна 140 кг [1].

При наличии тягово-экономических характеристик и удельно-массовых характеристик, можно определять дальность и продолжительность полета. При неизменной массе оборудования и вооружения запас топлива возрос на 100 кг (из-за снижения массы двигателя и частично в силу уменьшения $C_{уд.}$ ПуДД). Время горизонтального полета повысилось примерно в два раза, а дальность горизонтального полета БЛА увеличилась от 360 до 700 км [1].

2.1.2 Возможность модернизации двигателей АЛ-31Ф за счет установки на них пульсирующих детонационных форсажных камер сгорания (ПуДФК)

Такие камеры сгорания работают на воздухе, поступающий от наружного контура. Схема размещения ПуДФК на корпусе форсажной камеры сгорания двигателя АЛ-31Ф и система клапанов для подачи в них воздуха представлена на рис. 2.6 [1].

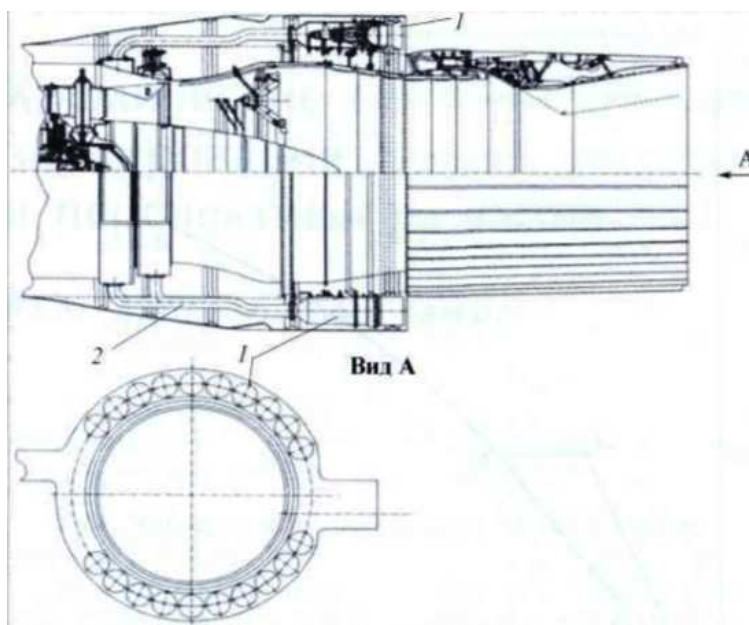


Рисунок 2.6 – Схема размещения ПуДФК на корпусе форсажной камеры сгорания двигателя АЛ-31Ф: 1 - ПуДФК; 2 - патрубок подвода воздуха из наружного контура двигателя

ПуДД размещены на корпусе штатной форсажной камеры с отбором

около 50 % воздуха наружного контура ($G_{в.отб}=20$ кг/с). По расчетам при установке 20 таких камер взлетная тяга двигателя возрастет 12,5 до 14,5 тс. При выключении ПудФК. полностью сохраняются штатные режимы и характеристики двигателя АД-31Ф [1].

На рис. 2.7. [1] дана конструктивная схема ТМ ПудФК. Для улучшения процесса конверсии топлива здесь ТМ выполнен трехконтурным.

При этом $G_{в1}=0.1$ кг/с; $G_{в2}=0.3$ кг/с; $G_{в3}=0.6$ кг/с. Первый контур с расходом топлива $G_{т1}$ служит для запуска реактора и предварительного подогрева воздуха на выходе в реактор. В нем при $\alpha_1 = 1.1$ обеспечивается температура $T_1 = 2250$ К. Основное топливо в количестве G_t подается в четырехгорелочный реактор, куда поступает подогретый газ (с $T_{см} = 950$ К) и поддерживается $\alpha_2 = 0.35$, чем обеспечиваются экзотермические реакции, способствующие подготовке ТВС к детонационному сгоранию. Во втором смесителе за счет подачи третичного воздуха смесь обедняется до стехиометрического состава ($\alpha_3 = 1$), она подается в кольцевое сопло резонатора при температуре $T_{см} = 950$ К и давлении $p_m = 3.5 \cdot 10^{-2}$ кПа.

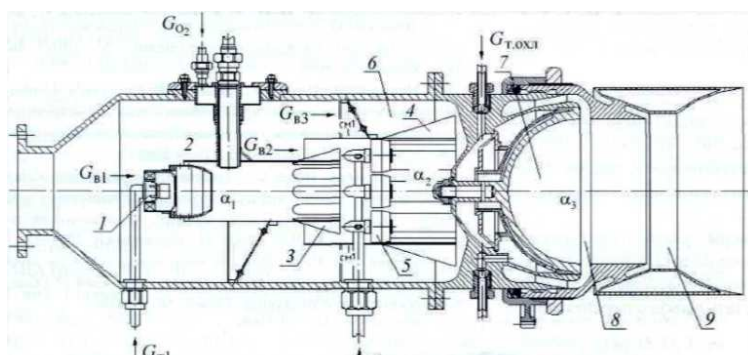


Рисунок 2.7 – Конструктивная схема ТМ ПудФК с ЭУТ: 1 - форсунка для запуска реактора и подогрева воздуха в нем; 2 - пусковое устройство; 3, 4 - смеситель; 5 - основные форсунки; 6 - реактор; 7 - резонатор; 8 - кольцевое сопло; 9 - эжекторный усилитель тяги (ЭУТ)

Эжектор с малым коэффициентом эжекции (по габаритным соображениям) обеспечивает увеличение тяги на 25 %. Запальное устройство имеет свечу зажигания и кислородную подпитку. Тяга одною ТМ (при $D_{рез}=100$ мм) без ЭУТ равна 2.0 кН, а с эжектором - 2.5 кН. Охлаждение резонатора и эжектора осуществляется топливом.

При соблюдении условия $p_m = const$ ПудФК могут включаться только в определенном диапазоне скоростей и высот полета. Этот диапазон может быть существенно расширен за счет изменения давления но при этом возникает необходимость регулирования площади критических сечений кольцевых сопел, что и предусмотрено в данной конструкции (см. рис. 2.7).

2.1.3 Особенности расчета сферического газодинамического резонатора - усилителя реактивной тяги

В сравнении с двигателями стационарного истечения, пульсирующие реактивные двигатели (ПРД) имеют не только высокую термодинамическую эффективность, но и возможность качественного увеличения тягового импульса за счет эффектов присоединения масс газа в колебательном рабочем процессе.

В определенные моменты времени в колебательном процессе отработанный газ движется обратно к источнику и затем может стать присоединенной массой для следующего цикла, увеличивающей импульс. Данные газодинамические явления в основном и определяют возможность повышения тяговой эффективности ПуРД.

Экспериментальными исследованиями доказана эта возможность значительного улучшения тяговых характеристик ПуРД за счет высокоэффективного волнового присоединения дополнительной массы газа в колебательном рабочем процессе (открытие № 314, ОАО "НПО "Сатурн НТЦ им. А. Люльки, Институт механики МГУ, Центр Гленна НАСА) [4].

В качестве усилителя тяги реактивного двигателя может выступать пульсирующий сферический газодинамический резонатор (рис. 2.8)[4]. В этом типе резонатора газ через кольцевую щель подается в сферическую полость, в которой создаются высокочастотные колебания с образованием сложных ударноволновых структур.

По экспериментальным данным (НТЦ имени А. Люльки) прирост тяги в резонаторе при определенном сочетании механико-геометрических соотношений в потоке, по сравнению с тягой идеального сопла Лавалья, может достигать 100% [4].

Из работы [5] были проведены численные исследования (ПК ANSYS CFX) пульсирующего течения в сферическом газодинамическом резонаторе - усилителе тяги в условиях холодной продувки.

Расчеты проводились для геометрии резонатора и граничных условий, при которых экспериментально получено превышение до 12 % по величине удельной тяги над тягой идеального сопла Лавалья.

Выбор исходных параметров принят из-за того, что результаты из расчетов совпали с экспериментальными опытами. Но это удалось не сразу.

1) Дискретизация расчетной модели производилась гексаэдрическими элементами.

2) Математическая модель, описывающая течение в резонаторе, основывалась на решении нестационарных уравнениях Навье-Стокса.

3) Использовалась неявная конечно-разностная схема второго порядка точности по пространству и времени.

4) Для повышения устойчивости и уменьшения ошибки линеаризации

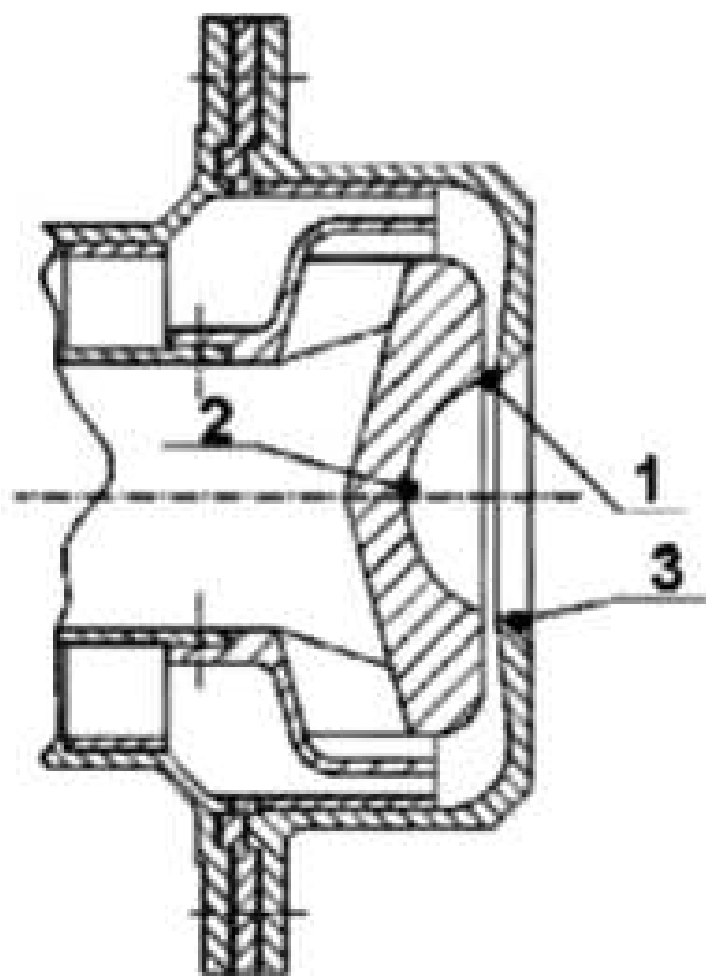


Рисунок 2.8 – Геометрия сферического резонатора: 1 - критическое сечение кольцевого сопла; 2 - сферическая полость; 3 - выходное сопло

на каждом временном шаге решались 4 внутренних итерации методом Ньютона.

5) Расчетный шаг составлял 10^{-7} с.

6) Рабочее тело - воздух.

7) Расчеты были проведены в диапазоне давлений на входе в резонатор 0,2...0,3 МПа при температуре входного "активного" газа 690 К и высоте критического сечения кольцевого сопла 0,0045 м.

8) Применялись различные подходы к моделированию и описанию турбулентности: k-s и SST модели турбулентности, подходы DES и LES (моделирование отсоединенных и крупных вихрей). Для проведения расчета из вихреразрешающих моделей турбулентности была выбрана DES модель, требующая значительно меньших вычислительных ресурсов, чем подход LES.

При анализе результатов расчетов было установлено, что в резонаторе, благодаря эффекту Гартмана-Шпренгера, возникает нестационарное

пульсирующее сверхзвуковое течение с образованием и многократным взаимодействием ударно-волновых структур (рис. 2.8)[5]. Было определено, что в высокочастотном колебательном процессе происходит присоединение массы (активной из кольцевого сопла и внешней из атмосферы) имеющее волновую природу. Отмечено обратное течение активной и внешней массы газа, которая неоднократно может участвовать в создании импульса (рис.2.8).

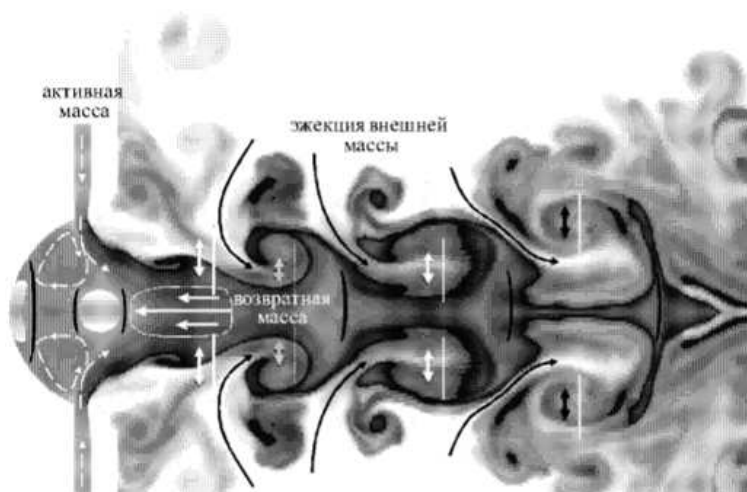


Рисунок 2.9 – Схема колебательного волнового процесса в резонаторе

Следует отметить, что при использовании различных подходов к моделированию и описанию турбулентности (k-s, SST, DES и LES) получены близкие значения удельной тяги резонатора, которая зависела, главным образом, от значений расхода активного газа на входе в кольцевое сопло. Значение тяги резонатора при использовании различных моделей турбулентности не изменялось.

Вихреразрешающие анизотропные модели, в отличие от моделей вихревой вязкости, более точно описывали неустановившееся течение в резонаторе, а именно пульсации параметров потока вследствие волнового и вихревого взаимодействия. При использовании изотропных моделей вихревой вязкости, пульсации параметров потока практически отсутствовали - образовывалась квазистационарная сверхзвуковая струя.

Проведенные первоначальные расчетные исследования течения в газоди-намическом резонаторе показали, что тяговые характеристики резонатора при разных значениях входных термодинамических параметров и учете гидравлических и ударно-волновых потерь (до 10 % по тяге) близки к аналогичным характеристикам идеального сопла с полным расширением, т. е. можно сделать вывод о повышении тяги на 10 % за счет присоединения массы.

Но в экспериментальных исследованиях было получено также превышение тяговых характеристик резонатора над тягой идеального соп-

ла с полным расширением до 100% [5] (при оптимальных механико-геометрических соотношениях в потоке).

Было проведено углубленное изучение проблемы в отклонение результатов численного и экспериментального.

Результатом этого анализа стало:

1) Время расчета имеет определяющее влияние на результат. При увеличении времени расчета наблюдается рост тяги (рис. 2.10) с последующим замедлением и относительной стабилизацией (расход газа на входе в кольцевое сопло не изменяется и его среднее значение равно экспериментальному). Такой рост тяги может быть вызван интенсификацией процесса присоединения массы и ее накоплением с течением времени. Отсутствие полной стабилизации результата выявило необходимость увеличения времени расчета.

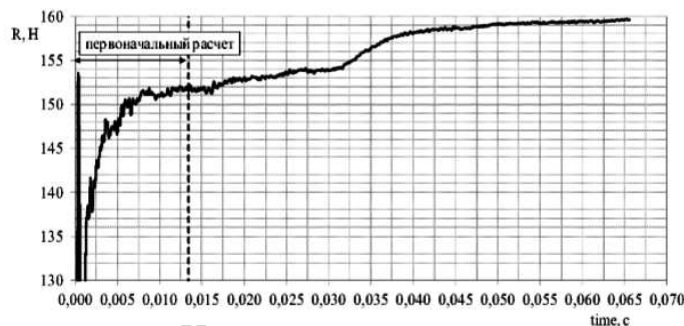


Рисунок 2.10 – Изменение тяги резонатора во времени

2) Истечение газа из кольцевого сопла происходит не под углом 90° к оси резонатора, как предусмотрено геометрией проточной части, а с некоторым отклонением к выходу (на 3°), что определяет появление динамической составляющей тяги.

Время, затраченное на проведение нового расчета, составило 5 месяцев (время на проведение первоначального расчета - 1 месяц).

В итоге:

1) увеличение времени расчёта вызвало рост удельной тяги резонатора на 8 % (рис. 2.11);

2) учет динамической составляющей тяги увеличил удельную тягу резонатора на 4 % (рис. 2.11); для реализации максимальной тяговой эффективности резонатора целесообразно провести оптимизацию по геометрическому углу выхода кольцевого сопла, например с углами: 5° , 10° , 25° относительно вертикальной плоскости (на увеличение динамической составляющей тяги) увеличение данного угла позволяет уменьшить поперечный габарит резонатора, который является критическим параметром.

Анализ течения показал, что в колебательном рабочем процессе происходит нестабильное по времени присоединение массы, увеличивающее тяговый импульс резонатора. Установлено, что для точного описания про-

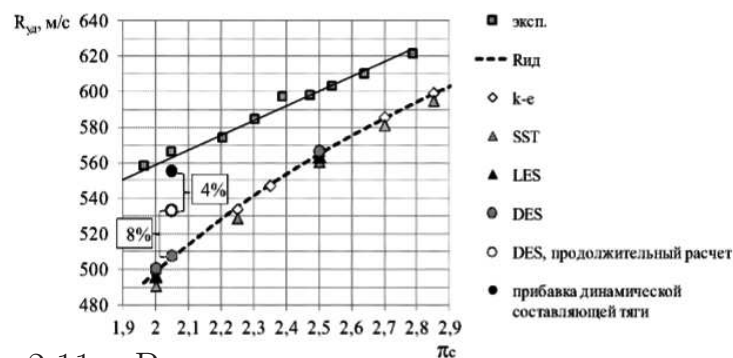


Рисунок 2.11 – Результаты нового расчетного исследования

цессов присоединения масс газа необходимо достаточно длительное время расчета с мелким временным шагом и использование вихреразрешающей модели турбулентности (модели крупных или отсоединенных вихрей).

2.1.4 Испытания модели ИДД прямоточного воздушно-реактивного двигателя

В работе [7] проведен эксперимент с ИДД в свободной воздушной струе с числом Маха до 0.85. Основная цель этой работы, заключалась в том, чтобы определить условия, при которых достигаются максимальные значения тяги, развиваемой моделью при минимальном расходе горючего в детонационном цикле, т.е. достигается максимальный удельный импульс.

На рис. 2.12 показаны модель ИДД и фотография испытательного стенда с моделью, установленной на тяговом столе.

Модель ИДД длиной 2,5 м состоит из входного устройства с обратным клапаном, камеры зажигания внутренним диаметром 80 мм, детонационной трубы внутренним диаметром 50 мм и расширяющегося сопла с выходным диаметром 80 мм.

В модели ИДД использовались два типа обратного клапана — лепестковый (механический) и газодинамический (рис. 2.12).

Камера зажигания состоит из блока топливных форсунок и блока форкамерного зажигания со стандартными автомобильными свечами.

Детонационная труба состоит из секции ускорения пламени с препятствиями-турбулизаторами специальной формы и секции с гладкой трубой. Конструкция модели ИДД разработана на основе параметрических трехмерных расчетов, моделирующих рабочий процесс в дозвуковом ИДД [7].

В огневых испытаниях, скорость воздушного потока на срезе сопла аэродинамической трубы изменялась в пределах от 220 до 290 м/с (число Маха $M = 0,65-0,85$), а рабочая частота детонационных импульсов достигала 20 Гц. В качестве горючего использовался сжиженный пропан.

На рис. 2.14 представлены типичные экспериментальные зависимости

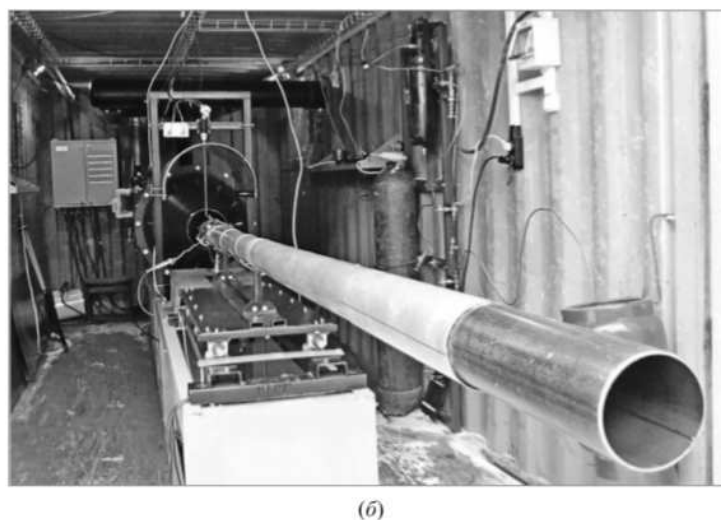
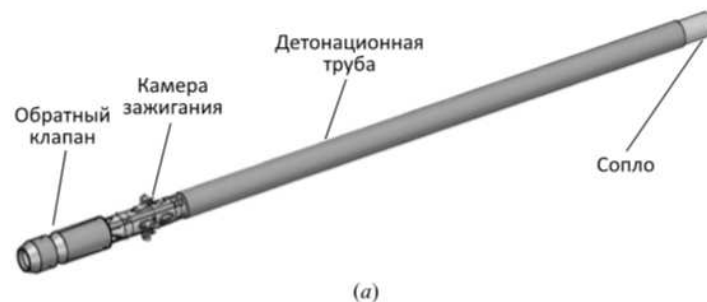


Рисунок 2.12 – Модель ИДД (а) и фотография испытательного стенда с моделью ИДД, установленной на тягивом столе (б)



Рисунок 2.13 – Схема лепесткового (а) и газодинамического (б) обратных клапанов

избыточного давления P в камере зажигания от времени, полученные в одном рабочем цикле при огневом испытании модели ИДД с механическим (рис. 2.14,а) и газодинамическим (рис. 2.14,б) клапанами.

Благодаря тому, что механический клапан почти полностью перекрывает истечение продуктов горения через входное устройство, для модели ИДД с механическим клапаном кривая давления имеет колоколообразную форму с достаточно большими амплитудой давления (достигает 550 кПа) и длительностью фазы цикла с повышенным давлением (близка к 15мс), хорошо воспроизводится от цикла к циклу, а циклов с пропуском детонации очень мало.

Из (рис. 2.14,а) видно, что давление в камере начинает быстро возрастать приблизительно через 6 мс после зажигания и имеет несколько пиков:

1) первый подъем давления связан с ускорением пламени на участке с препятствиями-турбулизаторами;

2) второй резкий подъем давления связан с приходом волны ретонации от «взрыва во взрыве» (по терминологии А.К. Оппенгейма), сопровождающего ПГД, и с последующим приходом волны ретонации, отраженной от закрытых лепестков обратного клапана;

3) остальные пики связаны с последующими отражениями волн давления от сужений сечения в тракте ИДД и от препятствий-турбулизаторов.

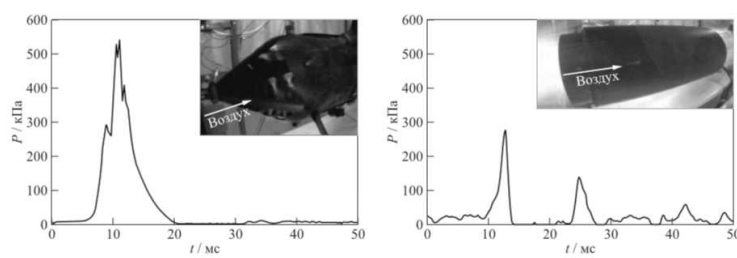


Рисунок 2.14 – Экспериментальные зависимости избыточного давления в камере зажигания модели ИДД с механическим (а) и газодинамическим (б) клапанами. Время отсчитывается от момента зажигания в цикле: (а) $f=10$ Гц; (б) $f=20$ Гц. На вставках показаны фотографии входных устройств во время испытаний

По сравнению с испытаниями модели ИДД с механическим клапаном в испытаниях модели с газодинамическим клапаном (см. рис. 2.14,б) повышение давления в камере зажигания существенно меньшее, форма кривой давления менее регулярна, воспроизводимость кривой давления от цикла к циклу значительно нарушена и наблюдаются частые пропуски детонации.

Эти отличия связаны с тем, что газодинамический клапан практически не препятствует истечению продуктов горения через входное устройство.

На рис. 2.14,б давление в камере начинает быстро возрастать приблизительно через 10 мс после зажигания, длительность фазы цикла с повышенным давлением составляет от 4 до 6 мс, а амплитуда давления в камере в среднем не превышает 150–300 кПа.

Число циклов с относительно высоким избыточным давлением в камере не превышает 10% от общего числа циклов: как правило, за циклом с относительно высокой амплитудой давления следуют 1–2 цикла с пропуском детонации.

Основные характеристики воздушно-реактивных двигателей — создаваемая ими тяга и их удельный импульс. Удельный импульс определяется как отношение тяги двигателя к секундному весовому расходу горючего.

На рис. 2.15,а представлены примеры экспериментальных зависимостей тяги и удельного импульса от времени, полученные для модели ИДД

с механическим клапаном при работе с частотой 10 Гц, а на рис. 2.15,б — для модели ИДД с газодинамическим клапаном при работе с частотой 20 Гц в огневых испытаниях со средней скоростью набегающего воздушного потока 240 м/с ($M = 0,7$).

Наблюдается большой разброс мгновенных значений тяги (от 4 до 22 Н) и удельного импульса (от 50–100 до 150–250 с), причем нижняя граница мгновенных значений удельного импульса соответствует циклам с пропуском детонации.

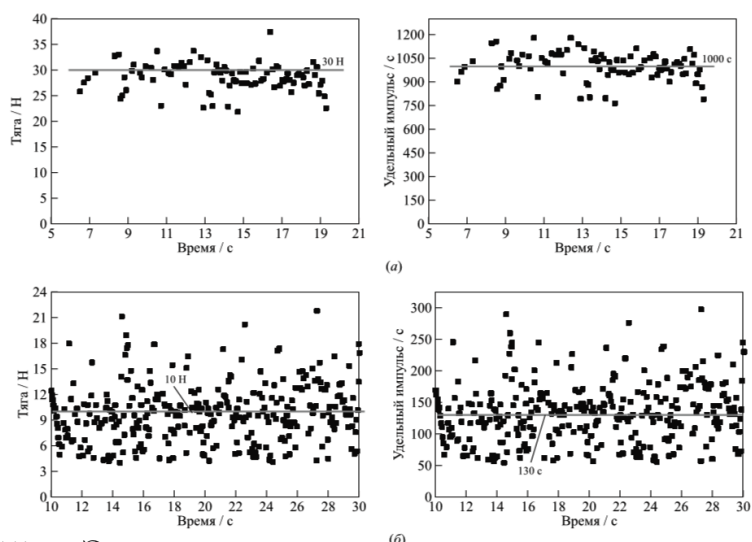


Рисунок 2.15 – Экспериментальные зависимости тяги и удельного импульса от времени для модели ИДД с механическим клапаном при работе с частотой 10 Гц (а) и для модели ИДД с газодинамическим клапаном при работе с частотой 20 Гц (б)

Модель ИДД с механическим клапаном оказалась значительно более эффективной, чем модель ИДД с газодинамическим клапаном.

Сравнение рис. 2.15,б и 2.15,а показывает, что применение газодинамического клапана приводит к значительному снижению средней тяги и среднего удельного импульса. Несмотря на удвоенное значение рабочей частоты (20 Гц вместо 10 Гц), среднее значение тяги оказалось в 3 раза ниже, чем при использовании механического клапана, а средний удельный импульс оказался в 7–8 раз меньше.

Низкая эффективность газодинамического клапана объясняется прежде всего низкой эффективностью торможения потока продуктов горения, вытесняемых из камеры зажигания через входное устройство под действием достаточно высокого избыточного давления.

В обеих моделях ИДД удельный импульс циклов с детонационным горением был выше, чем удельный импульс циклов с пропуском детонации: 1200 с вместо 800 с для модели ИДД с механическим клапаном и 150–250 с вместо 50–100 с для модели с газодинамическим клапаном.

В результате испытаний, ИДД с лепестковым обратным клапаном более эффективен, чем ИДД с газодинамическим обратным клапаном.

3 Переход горения в детонацию

Прогнозирование перехода горения в детонацию (ПГД) при сгорании углеводородных газовых смесей является одной из сложных и важных проблем современной теории горения и детонации.

От точного изучения и предсказания ПГД зависит как габаритные, так и термодинамические параметры в ПуДВ. Но конечно же, возникают несколько проблем при моделировании и расчете высокоскоростных реагирующих потоков при переходе из дефлаграционного в детонационный режим сгорания, а именно это выбор правильной модели горения, профилированные трубы с турбулизаторами с наименьшим преддетонаторным расстоянием, а также необходимость применения механизмов химических реакций.

Рассмотрим в начале проблему связанную с механизмами химических реакций.

3.1 Представление химической реакции

Механизм химических реакций должен представлять собой достаточно подробное, для воспроизведения экспериментальных наблюдений в широком диапазоне условий, но и максимальное простое, для обеспечения численной эффективности.

Используемые кинетические механизмы должны описывать особенности воспламенения и сгорания горючих смесей в рассматриваемых условиях, а именно время перехода системы в состояние, близкое к равновесному, время задержки воспламенения, параметры, характеризующие равновесное состояние, а также обеспечивать корректное моделирование особого режима распространения детонационных волн детонации Чепмена–Жуге.

Например, модели для окисления метана, как правило, состоят из 55-250 элементарных реакций, и что важно, они включают в себя от 28 до 50 и более реагентов. Вычислительные затраты, связанные с данными механизмом реакций в сочетании с существующих двух- или трехмерными CFD кодами в первую очередь зависят от количества реагентов, использованных в этих моделях.

Для описания химической реакции необходимо знать закономерности её протекания во времени, т. е. её скорость и механизм.

Рассматривается многокомпонентная система переменного состава из N веществ, в которой протекает N_R реакций вида [9]:

$$\sum_{i=1}^N \vec{\nu}_i^{(r)} M_i \xrightleftharpoons[\overleftarrow{W}^{(r)}]{\overrightarrow{W}^{(r)}} \sum_{i=1}^N \overleftarrow{\nu}_i^{(r)} M_i, \quad q^{\rightleftharpoons(r)} = \sum_{i=1}^N \nu_i^{\rightleftharpoons(r)}, \quad r = 1, \dots, N_R \quad (3.1)$$

Здесь r - порядковый номер реакции.

$\nu_i^{\rightleftharpoons(r)}$ - стехиометрические коэффициенты — коэффициенты, стоящие перед молекулами веществ в химических уравнениях. В случае реальных химических реакций стехиометрические коэффициенты являются целыми положительными числами.

$q^{\rightleftharpoons(r)}$ - молекулярность соответствующих элементарных реакций, т. е. число частиц, которые участвуют в элементарном акте химического взаимодействия.

M_i - символы молекул или атомов химических компонентов.

$W^{\rightleftharpoons(r)}$ - скорости (r)-ой химической реакции в прямом и обратном направлениях. Эта величина определяет, как изменяются концентрации компонентов реакции с течением времени в единице объёма смеси. Её размерность — [моль/(с·м³)]. Скорость химической реакции — величина всегда положительная, поэтому, если она определяется по исходному веществу, концентрация которого убывает в процессе реакции, то полученное значение умножается ещё на -1. Она прямо пропорциональна произведению объёмных концентраций участвующих в ней компонентов и так называемой константы скорости реакции $K^{\rightleftharpoons(r)}(T)$, зависящей от температуры (в общем случае и от давления)[9]:

$$W^{\rightleftharpoons(r)} = K^{\rightleftharpoons(r)}(T) \prod_i (\rho \gamma_i)^{\nu_i^{\rightleftharpoons(r)}} \quad (3.2)$$

При этом, в зависимости от молекулярности реакции, в правой части выражения (3.2) стоит произведение одного, двух или трёх множителей.

Как уже упоминалось в первой главе для аппроксимации температурной зависимости констант скоростей прямых реакций используется обобщённая формула Аррениуса:

$$\vec{K}(T) = AT^n \exp\left(-\frac{E}{T}\right). \quad (3.3)$$

A , n , E — некоторые постоянные величины, индивидуальные для каждой реакции.

Выражение для числа молей i -го компонента, образующихся в реакциях (3.1) в кубическом метре смеси в единицу времени, примет следующий вид [9]:

$$W_i = \sum_i^{N^R} (\vec{\nu}_i^{(r)} - \overleftarrow{\nu}_i^{(r)}) (\vec{W}_i^{(r)} - \overleftarrow{W}_i^{(r)}), \quad i = 1, \dots, N. \quad (3.4)$$

Так например в работе [10] к системе уравнений газовой динамики (1.1), (1.2), (1.3), что рассмотрены в первой главе, также выполняются законы сохранения элементного состава:

$$\sum_{i=1}^N A_i^k \gamma_i = \sum_{i=1}^N A_i^k \gamma_{i0} = \gamma_k^0, \quad k = 1, 2, \dots, N_e \quad (3.5)$$

и условие химического равновесия

$$\mu_i(\rho, T, \gamma) = \sum_{k=1}^{N_e} A_i^k \tilde{\mu}_k, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (3.6)$$

Здесь N_e - число элементов, N - количество рассматриваемых компонентов, γ_i, μ_i - мольномассовая концентрация и химический потенциал i -го компонента, γ_k^0 - мольномассовые концентрации элементов – известные величины, определяемые по начальному составу, A_i^k - матрица состава, $\tilde{\mu}_k$ - химический потенциал k -ого элемента.

Соотношения (3.5) и (3.6) задают концентрации как неявно-заданные функции плотности, температуры и элементного состава:

$$\gamma_i = \gamma_i(\rho, T, \gamma^0). \quad (3.7)$$

Как упоминалось, точка Чепмена–Жуге соответствует минимальному значению скорости детонации D . Значения параметров продуктов сгорания в точке Чепмена–Жуге являются важнейшей характеристикой взрывчатой смеси и зависят только от начальных данных, характеризующих горючую смесь, и термодинамических свойств продуктов сгорания.

Для описания термодинамических свойств продуктов сгорания используется смесь совершенных газов с потенциалом Гиббса [11] вида:

$$G(p, T, \gamma) = \sum_{i=1}^N \gamma_i \left(G_i^0(T) + RT \ln \frac{p \gamma_i}{p_0 \sum_{j=1}^N \gamma_j} \right), \quad (3.8)$$

соответственно

$h = G - T \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p, \gamma}$, $V = \left(\frac{\partial G}{\partial p} \right)_{T, \gamma}$, $\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial \gamma_i} \right)_{p, T}$, $p_0 = 101325 \text{ Па}$, R - универсальная газовая постоянная, $G_i^0(T)$ - известные температурные зависимости, заимствованные из [11] для всех веществ, используемых при численном моделировании.

В работе [10] проводится моделирование детонации пропана в кислороде. Рассматривалась смесь пропана с кислородом ($x C_3H_8 + (1 - x) O_2$). Для описания химических превращений в газовой фазе в работах [12] предлагается применять пятистадийный кинетический механизм, который включает шесть веществ ($C_3H_8, O_2, CO, CO_2, H_2, H_2O$). По термодинамическим расчетам известно, что список веществ, входящих в заметных концентрациях в продукты сгорания пропана

в кислороде существенно шире (в работе используются 15 компонентов: C_3H_8 , O_2 , CO , CO_2 , H_2 , H_2O , CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4 , OH , C_2H_6 , C^* – сажа, C , H , O). Исследуются влияния учитываемых компонентов на параметры детонации Чепмена–Жуге. На рис.3.1 приведены результаты сравнения с экспериментальными данными [13] рассчитанных значений скорости детонации Чепмена–Жуге (решалась система уравнений: (1.1), (1.2), (1.3), (3.5), (3.6), (3.7), (3.8) для 6 и 15 веществ) и соответствующие зависимости температуры. Пределы существования детонации пропана в кислороде лежат в диапазоне $x=0.04-0.38$ (стехиометрическое соотношение $x=1/6$).

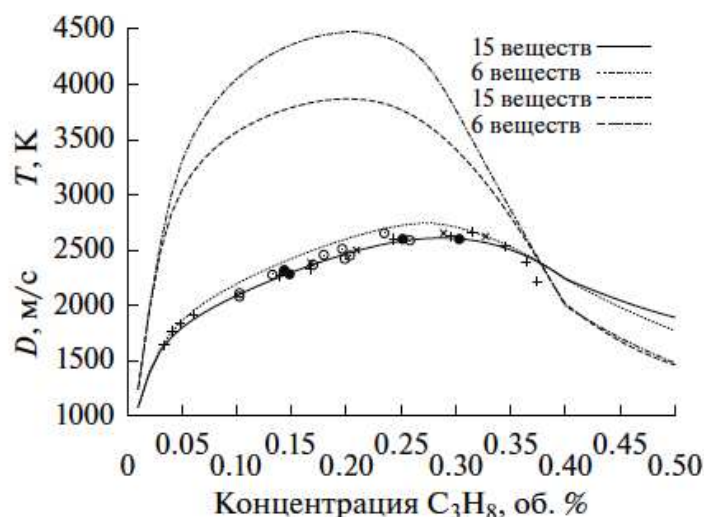


Рисунок 3.1 – Рассчитанные зависимости скорости детонации Чепмена–Жуге (две нижние кривые) и температуры (две верхние кривые) от мольной доли C_3H_8 ; маркеры - экспериментальные данные ($p_0 = 101325 \text{ Па}$, $T_0 = 293.15 \text{ К}$)

В окрестности стехиометрии скорость детонации Чепмена–Жуге, рассчитанная с сокращенным списком веществ, выше на 100–150 м/с (5-7%), по температуре - на 400-500 К (10-12%), что может существенно сказаться при определении тепловых эффектов. Существенное отличие температур обусловлено наличием в продуктах сгорания с заметными концентрациями атомарных компонентов H , O , а также радикала OH . Необходимо отметить, что решение рассматриваемой системы существует вне концентрационных пределов детонации и что при $x > 0.4$ в составе продуктов сгорания в заметных концентрациях появляется твердый углерод.

3.2 Повышение чувствительности топливно-воздушных смесей для перехода горения в детонацию

Переход горения в детонацию - это процесс, в течение которого исходное ламинарное пламя превращается в сверхзвуковую волну самопод-

держивающейся детонации через несколько стадий изменения механизма распространения волны горения.

Традиционно ПГД связывают, главным образом, с ускорением пламени, поскольку скорость распространения волны горения увеличивается на четыре порядка величины. Однако ПГД надо еще связывать со сменой механизма распространения. Если найти такой механизм, то можно тогда найти способы управления ПГД.

На началах стадиях ПГД, когда размеры очага горения возрастают вследствие распространения ламинарного пламени, основную роль играет диффузионный перенос тепла и активных радикалов из зоны горения в несгоревшие слои смеси перед фронтом пламени. Здесь начинают проявляться различные механизмы неустойчивости пламени (неустойчивость Рэлея-Тэйлора, Ландау-Даррье, Маркштена и др.). Эти неустойчивости приводят к искривлению пламени, увеличению скорости энерговыделения в единице объема и в результате к увеличению скорости его распространения.

В результате объемного расширения продуктов горения взрывчатая смесь перед фронтом пламени приходит в движение. Возникающее течение перед фронтом пламени играет важную роль: в ограниченных объемах это течение становится турбулентным, из-за чего увеличивается скорость горения в пламени.

Возникновение турбулентности в потоке несгоревшей смеси перед фронтом пламени можно рассматривать как включение механизма гидродинамической обратной связи между течением и пламенем. При увеличении скорости горения приводит к увеличению течения перед фронтом пламени и повышению интенсивности турбулентных пульсаций скорости в несгоревшем газе.

Есть и другой механизм обратной связи - газодинамический: волны сжатия, генерируемые ускоряющимся пламенем, распространяются по несгоревшему газу и повышают его температуру, обеспечивая ускорение химических реакций в пламени.

При очень высоких скоростях турбулентного пламени (600-1000 м/с), независимо по какому механизму ускорялось пламя, скорость распространения волны горения определяется не диффузионными процессами, а скоростью смещения свежей смеси с продуктами горения.

При турбулентном пламени примерно 1000 м/с волны сжатия, бегущие впереди пламени, сливаются в ударную волну. При прохождении через такую волну температура, давление повышаются и в результате получается, что в несгоревшем газе начинаются спонтанные химические реакции, т.е. создаются условия для создания детонации. Возникновение детонации обычно связывают с появлением центров взрыва или "горячих точек" в комплексе ударная волна - турбулентное пламя (так называемый "взрыв во

взрыве"). В горячих точках генерируются вторичные ударные волны, которые быстро усиливаются в ударно сжатом газе и сливаются с первичной ударной волне.

На рисунке 3.2 [14] схематически представлена последовательность описанных событий.

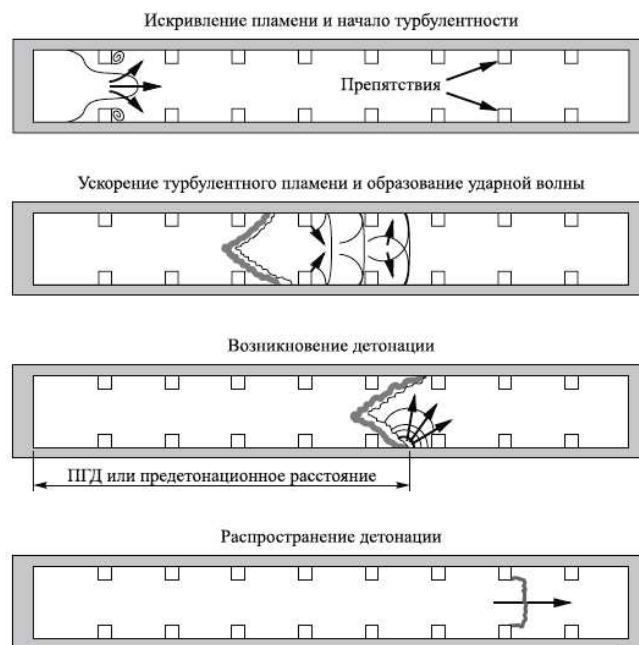


Рисунок 3.2 – Схема, иллюстрирующая последовательность событий при переходе горения в детонацию в трубе с регулярными препятствиями

В трубе, изображенной на рис.3.2, имеются препятствия, и все эксперименты с ПГД, описанные в работе [14], были проведены в трубах с препятствиями.

Если нет препятствий, то преддетонационное расстояние в них может быть на порядок больше, чем в трубах с препятствиями, а само явление ПГД более подверженным влиянию случайных факторов вследствие повышенной чувствительности процесса к шероховатости стенок, положению источника зажигания и т.д.

Исследования в МакГилльском Университете [15] показали, что при коэффициенте затенения сечения трубы $\sim 40\%$ и шаге препятствий, приблизительно равным диаметру трубы, достигаются минимальные преддетонационные расстояния. Дальнейшая их оптимизация размеров и шагов не приведет к значительному изменению преддетонационного расстоянию.

Если при распространении волны горения проявление механизмов ПГД становится невозможным, например в трубе малого диаметра (меньше характерного размера детонационной ячейки для горючей смеси) или в трубе с акустически поглощающими стенками (разрушающие ячеистую структуру детонации), то она будет распространяться со скоростью на

уровне половины скорости детонации ЧЖ.

Для воздушных смесей топлив на основе высших углеводородов (для которых размер детонационной ячейки $\lambda \approx 5\text{ см}$) диаметр трубы должен превышать λ для обеспечения самоподдерживающегося распространения детонации, а преддетонационное расстояние для ПГД обычно превышает 10 диаметров трубы. И в результате получается, что преддетонационные расстояния для углеводородно-воздушных смесей близки по величине или превышают допустимые размеры труб для ИДД.

Но, во взрывчатой смеси запасена химическая энергия, достаточная для самоинициирования детонации на расстоянии в один два диаметра трубы, подразумевает принципиальную возможность сокращения преддетонационного расстояния. Для этого надо найти способ управления процессом ПГД.

Одно из способов это инициирование детонации турбулентными струями [14].

Скорость ламинарного пламени в топливно-воздушных смесях составляет 30-45 м/с, период времени, за который пламя достигает стенок трубы и переходит в турбулентный режим распространения, может занимать большую часть всего преддетонационного расстояния.

Если использовать мощный источник зажигания, можно, вроде, полностью устранить период перехода ламинарного горения в турбулентное.

Так на рис. 3.3, а [14], показан ПГД в смеси пропан-кислород-азот при начальном давлении 1 атм в трубе диаметром 15 см и длиной 2,2 м. На рис. 3.3, а, показано что заменили обычную свечу зажигания на форкамеру малого объема, из которой истекает струя продуктов горения, преддетонационный период сокращается более чем в два раза.

Но если посмотреть зависимость скорости пламени от расстояния рис. 3.3, б, то результаты, полученные с двумя источниками зажигания окажутся неразличимыми. Несмотря на то, что с помощью форкамерно-факельного зажигания позволяет получить раньше турбулентный режим горения в трубе, то ему еще надо пройти такое же расстояние, для возникновения детонации.

Такое исследование сказывается о том, что в ИДД, от сильного источника зажигания преддетонационное расстояние не уменьшается. Если в масштабе времени период перехода ламинарного горения в турбулентное занимает большую часть преддетонационного периода, то в масштабе длины эта стадия процесса занимает пренебрежимо малую долю преддетонационного расстояния.

Мощный источник зажигания может быть использован для быстрого инициирования детонации, но только как средство для быстрого образования сильно турбулентного пламени.

Другой экспериментальное исследование пульсирующих режимов воз-

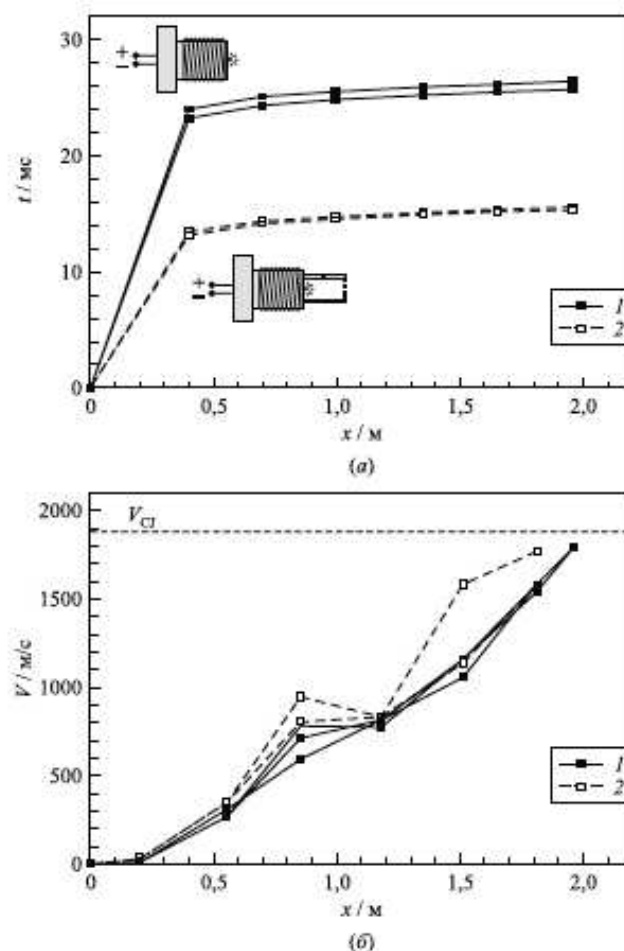


Рисунок 3.3 – Пространственно-временная диаграмма (а) и зависимость скорости пламени от расстояния (б) для ПГД в смеси пропан-кислород-азот ($C_2H_8 + 5(O_2 + 3N_2)$) в трубе с диаметром 15 см с регулярными препятствиями, построенные по измерениям ионизационного тока с помощью зондов, установленных в стенке трубы. Представлены результаты для двух разных источников зажигания (свеча зажигания (1) и форкамерно-факельное зажигание (2)); начальное давление 1 атм

буждения детонации смесях углеводородных топлив с воздухом, проводились на установке, схема которой изображена на рис. 3.4 [15].

Влияние геометрии рабочей зоны на ускорение турбулентного пламени и развитие детонации изучалось с использованием камер, объем которых мог меняться от эксперимента к эксперименту.

Боковые стенки камер снабжены резьбой на внутренней поверхности, что позволяло ввинчивать цилиндрические перегородки на различную глубину внутрь камер.

Смесь поджигалась в камере 1 свечой зажигания. Формируемый поток газа был сильно турбулизован из-за геометрии устройств: в камере 2 возникал тороидальный вихрь, что приводило к резкому ускорению пламени из перехода от одной камеры к другой. Подъем давления в обеих камерах

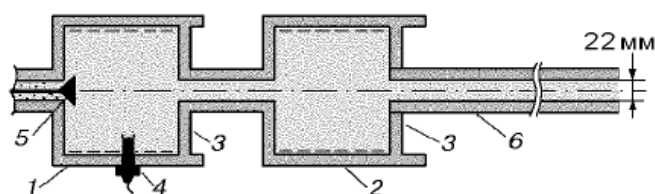


Рисунок 3.4 – Устройство для экспериментального исследования ПГД в трубе с камерами переменного объема: 1, 2 - камеры, 3 - цилиндрические перегородки, 4 - свеча зажигания, 5 - обратный клапан, 6 - детонационная труба

приводил к закрытию обратного клапана.

Для стехиометрической и обогащенной бензиновоздушной смесей (коэффициент избытка воздуха $\alpha = 0.8 \div 1.0$) а также для смесей метилена циклопропана с воздухом преддетонационное расстояние сокращалось до $1.5 \div 2.0$ м в трубах диаметром $22 \div 25$ мм.

Зажигание смеси моделируется сосредоточенным выделением энергии в центре первой камеры рис. 3.4. В газовой смеси проходит пять брутто-реакций: разложение углеводорода, окисление угарного газа, окисление водорода, разложение углекислого газа и разложение водяного пара.

Диаметр детонационной трубы 20 мм, диаметр обеих камер 100 мм, их длина 100 мм. Длина участка трубы, соединяющей камеры, 50 мм.

Результаты расчетов (рис. 3.5 и рис. 3.6 [15]), проведенных для молярной концентрации углеводорода 0.015 (при стехиометрическом значении концентрации 0.014), показывают, что процесс распространения пламени в первой камере идет сравнительно медленно и его скорость во многом зависит от степени начальной турбуликации смеси.

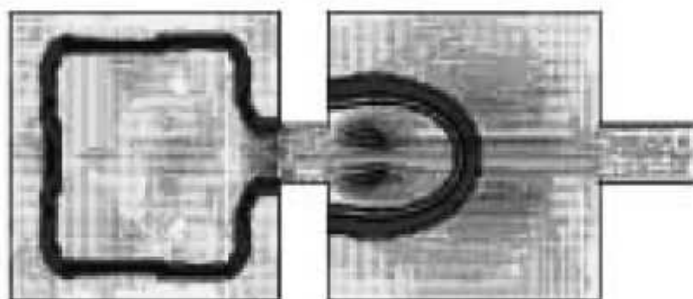


Рисунок 3.5 – Зона реакции в момент времени $t=3.7$ мс после зажигания в первой камере в центре первой камеры ($C_{fuel} = 0.015$)

При подходе к стенкам камеры пламя меняет свою первоначальную сферическую форму на цилиндрическую. Пламя входит в узкий участок трубы между камерами и ускоряется вследствие расширения продуктов реакций в первой камере.

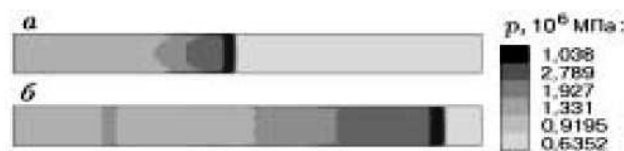


Рисунок 3.6 – Эволюция давления в детонационной трубе в зоне ПГД в последовательные моменты времени: а - 4.643 мс, б - 4,709 мс

В результате образуется струя газа с высокой скоростью, которая входит во вторую камеру и приводит к развитию быстро распространяющегося пламени благодаря как дополнительной турбулизации потока, так и поршневому эффекту расширяющихся продуктов реакции, поддерживаемому продолжающимся в первой камере горением.

Во второй камере происходит резкий подъем давления. При этом пламя, выходящее из второй камеры в детонационную трубу, ускоряется вследствие увеличения скорости исходной смеси реагентов под действием возникающего перепада давления (см. рис.3.6). Перед зоной пламени в трубе формируется ударная волна. Волны сжатия, генерируемые продолжающимся горением в камерах, обгоняют фронт пламени в трубе и подпитывают головную ударную волну. Из-за чего формируется неравномерная зона горения и поперечных волн сжатия. В какой то момент из горячей точки внутри зоны пламени возникает детонация.

Для данного эксперимента переход горения в детонацию происходит на расстоянии около 1 м от места зажигания. До перехода к детонации горячие точки приводят к формированию волн сжатия, распространяющихся во всех направлениях, как к головной ударной волне, так и в направлении против потока.

При переходе к детонации из горячей точки возникают детонационная и ретонационная волны.

При уменьшении количеств камер, а также турбулизаторов в самих камер ведет к увеличению преддетонационного расстояния.

Описанные выше закономерности процесса сохранялись как для богатых, так и для бедных смесей в диапазоне концентрации горючего $C_{fuel} = 0.012 \div 0.015$.

На рис. 3.7 [15] представлены осредненные по сечению скорости фронта реакции в трубе при отсутствии и наличии двух форкамер большого диаметра в начальной секции трубы. При этом $C_{fuel} = 0.012$. Положение фронта пламени на данном рисунке (и всех последующих) определялось по максимуму градиента концентрации кислорода.

В результате видно, что наличие камер не только сокращает преддетонационное расстояние, но и стабилизирует место возникновения детонации и сценарий переходного процесса.

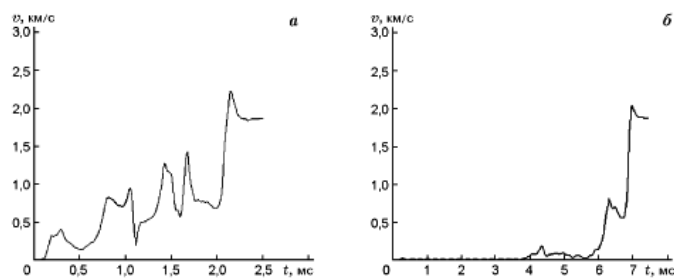


Рисунок 3.7 – Средняя по сечению скорость фронта реакции при ПГД в газовой смеси ($C_{fuel} = 0.012$) в трубе без форкамер в секции зажигания (а) и с двумя форкамерами в секции зажигания (б)

Кроме размещения и количественная установка камер на ПГД влияет также концентрация горючего. На рис. 3.8 [15] показана эволюция средней скорости фронта пламени во времени для различных значений концентрации горючего при одной и той же геометрии устройства.

Видно, что пламя ускоряется на входе во вторую камеру, но затем замедляется. Далее высокоскоростная волна горения входит в детонационную трубу, где и происходит ПГД.

На рис. 3.8 видно, что при снижении концентрации горючего в исходной смеси снижается ее чувствительность к инициированию детонации посредством ПГД.

Преддетонационное время при этом увеличивается (см 3.8, в, г), но если выход на режим детонации все же происходит, то детонационная волна распространяется практически с одинаковой скоростью.

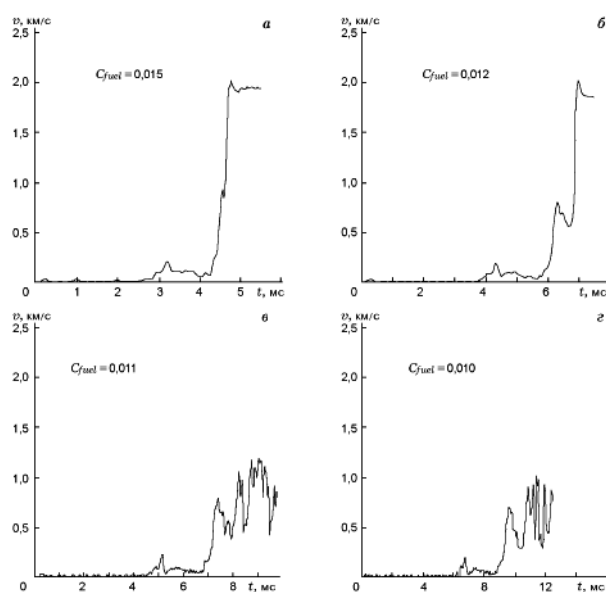


Рисунок 3.8 – Средняя по сечению скорость фронта реакции при ПГД в трубе с двумя форкамерами при различных концентрациях горючего

Диаграммы скорости фронта реакции показывают, что выход на дето-

нацию в обоих случаях реализуется через пересжатый режим, т.е. в момент возникновения регистрируется волна сильной детонации, которая с течением времени замедляется до скорости самоподдерживающегося режима.

Уменьшение концентрации горючего в исходной смеси ниже 0.011 приводит к возникновению режимов галопирующего горения. Резкие скачки скорости волны горения в этих режимах вызваны не численной неустойчивостью при моделировании процесса, поскольку каждый из таких скачков развивается за время порядка $100 \div 200$ шагов по времени численного счета.

Горячие точки попеременно возникают на оси и боковых стенках трубы и приводят к колебаниям скорости зоны реакции, которые отчетливо видны на рис. 3.8, в, г.

При $C_{fuel} = 0.011$ пламя в режиме галопирующего горения распространяется $420 \div 1200$ м/с при среднем значении 760 м/с. Перехода к детонации на расстоянии 2.25 м, равным длине устройства, не происходит. При $C_{fuel} = 0.010$ режим галопирующего горения устанавливается позже; скорость распространения пламени при этом колеблется от 270 до 1000 м/с со средним значением 435 м/с [15].

В итоге получается что процесс горения в детонацию, зарождение детонации происходит в локальных экзотермических центрах между ускоряющейся зоной турбулентного горения и головной ударной волной. Эти горячие точки возникают вследствие неоднородности потока (в большинстве случаев - на контактных поверхностях, образовавшихся в результате догонного взаимодействия ударных волн перед фронтом пламени).

Горячие точки в зависимости от своей структуры могут служить источниками волн горения или волн детонации. При возникновении детонация распространяется во все стороны от источника, догоняет головную ударную волну и после их взаимодействия по несгоревшей смеси распространяется квазиплоская волна сильной детонации, постепенно замедляется до самоподдерживающегося значения скорости Чепмена-Жуге.

В одной из работ [16] для создания компактного и легкого преддетонатора, позволяющего перепускать детонацию в основную камеру, можно использовать не детонацию ЧЖ, а пересжатую детонацию, которая значительно проще преодолевает процесс дифракции в расширительной секции.

Суть в том, чтобы при использовании свечи зажигания с достаточно низким энергопотреблением, организовать ПГД сначала в трубе меньших размеров, чем основная камера, а затем использовать полученную детонационную волну для прямого инициирования детонации в основной камере сгорания ИДД.

Устройство такой камеры нужна для реализации рабочего процесса в ИДД, а именно способности детонационной волны преодолеть стадию ослабления при ее распространении в переходной секции с плавным расширением сечения из трубы малого диаметра (или преддетонатор) в основную

камеру сгорания.

Чтобы уменьшить длину преддетонатора, то надо уменьшить сам диаметр преддетонатора до предельного значения, приблизительно равного ширине детонационной ячейки для исследования ТВС.

Если в преддетонаторе была реализована детонация Чепмена-Жуге, то за пределами "конуса влияния" детонационная волна распадается на лидирующий фронт и отстающий от него фронт реакции, поперечные волны ослабляются и исчезают, то есть детонационная волна приобретает структуру волны дефлаграции.

Еще один интересный факт из работы [16], для использования преимуществ пересжатой детонации и обеспечения прямого инициирования детонации в основной камере сгорания необходимо, чтобы локальные взрывы, происходили в границах определенной области в окрестности входа в расширительную секцию. Если локальные взрывы, вызывающие детонацию, происходили за пределами этой области, то есть выше по потоку от входа в расширительной секции, то детонация в основную камеру сгорания не перепускалась.

Схема, используемая в работе [16], показана на рис. 3.9. Как видно из рис. 3. 9, ИДД состоит из трех секций: преддетонатора с высотой сечения 58 мм, расширительной секции с углом расширения 15° и оптическим окном, а так же основной камеры сгорания с высотой сечения 183 мм. Отношение площадей поперечного сечения основной камеры и преддетонатора равно 3.2. Ширина всех элементов ИДД - 133 мм.

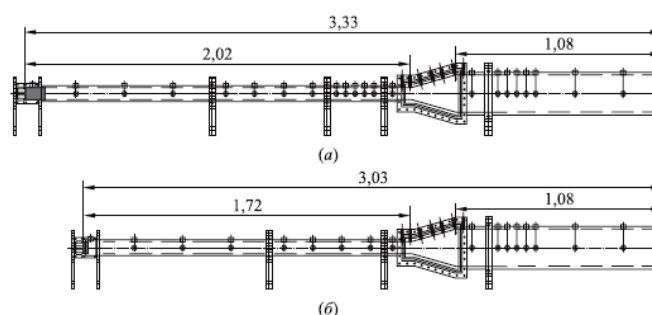


Рисунок 3.9 – Схемы экспериментальных установок, используемых для получения детонации ЧЖ (а) и пересжатой детонации (б) на входе в расширительную секцию. Заттрихованные области соответствуют той части преддетонатора, которая вначале заполнена стехиометрической этано-кислородной смесью. Угол расширения расширительной секции равен 15° . Размеры указаны в метрах

Через специальную смесительную головку, установленную в закрытом торце преддетонатора и обеспечивающие быстрое и однородное смешение реагентов, подавали этан и синтетический воздух (смесь азота с кислородом с отношением мольных долей $N_2/O_2 = 3.4 - 3.76$). Значение коэффициента избытка горючего в смеси было равно 1.0.

Смесь поджигали обычной автомобильной свечей зажигания, которая была установлена на расстоянии 38 мм от смесительной головки. Система зажигания позволяла изменять энергию разряда от 0.8 до 60 Дж.

Этан был выбран с необходимостью обеспечить такое же отношение ширины детонационной ячейки к высоте сечения преддетонатора, как и отношение ширины ячейки к диаметру круглой трубы в предшествующих экспериментах [16].

Чтобы обеспечить быстрый ПГД и ослабление пересжатой детонационной волны до детонации ЧЖ, требовалось заполнить чувствительность смесью 5% всего объема преддетонатора длиной 2.02 м (см. рис. 3.9, а). Чтобы сохранить некоторую степень пересжатия в волне на входе в расширительную секцию, требовалось всего лишь 1% всего объема преддетонатора длиной 1.72 м (см. рис. 3.9, б).

В преддетонаторе были установлены турбулизаторы, а именно прямоугольные пластины с прямоугольными центральными отверстиями, размещенных на расстоянии 70, 203, 337, 437, 610, 743, 876, 1013, 1043, 1283 и 1435 мм от смесительной головкой.

Эволюцию детонационных волн ЧЖ и пересжатой детонации в расширительной секции исследовали с помощью высокочастотных датчиков давления и сажевых отпечатков.

По результатам экспериментов изучали скорость распространения детонации ЧЖ и пересжатых детонационных волн, а также определяли размеры детонационных ячеек при больших разбавлениях смеси азотом. Так на рис. 3.10 [16] показаны результаты измерений скоростей детонации ЧЖ и пересжатых волн.

Полученное значение скорости приписывали точке, расположенной посередине отрезка между датчиками давления. Каждая кривая, изображенная на рис. 3.10 соответствует осреднению по десяти и более опытам. Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные отклонения результатов разных опытов.

Средняя степень пересжатия детонационных волн при входе в расширительную секцию была приблизительно равна 7%.

Значение критического размера канала для успешного перепуска детонационной волны из канала в объем зависит от ширины канала и изменяется от 10λ для каналов квадратного сечения до 3λ для каналов с отношением длин сторон превышающим 7.

На рис. 3.11 [16] приведено сравнение сажевых отпечатков для случаев, когда в расширительную секцию входила детонационная волна ЧЖ (а) и пересжатая детонация (б). Не важно какая детонационная волна входила в расширительную секцию, волны разрежения, возникающие при дифракции детонации на угле, ослабляли ударную волну и приводили к отставанию фронта реакции от ударного фронта.

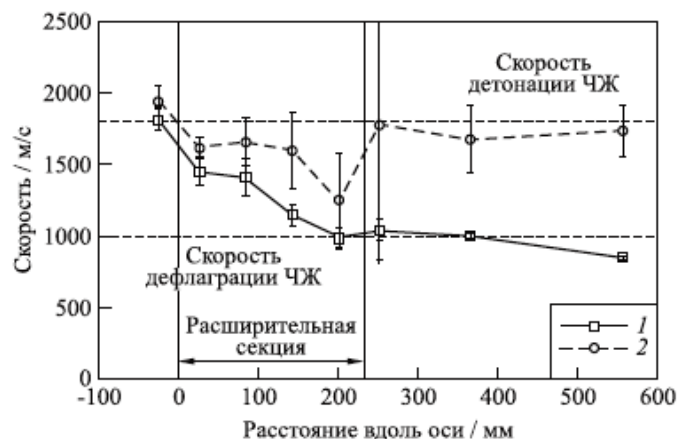


Рисунок 3.10 – Зависимости средней скорости волны от расстояния до входа в расширительную секцию при перепуске детонации ЧЖ (1) и пересжатой детонации (2) из преддетонатора в основную камеру сгорания ИДД. Вертикальные отрезки соответствуют среднеквадратичным отклонениям результатов разных опытов. Расчетная скорость детонации ЧЖ равна 1803 м/с. Расчетная скорость дефлаграции ЧЖ равна 996 м/с

На сажевом отпечатке, соответствующем дифракции детонации ЧЖ (рис. 3.11, а), траектории тройных точек полностью исчезают за пределами "клина влияния". Этот факт свидетельствует о значительном ослабляющем влиянии расширения на волновую структуру в окрестности тройной точки, которая ответственная за унос сажевых частиц с законченной поверхности.

За пределами "клина влияния" тройных точек вообще не видно. Получается, что в потоке отсутствуют поперечные волны, и детонация затухала.

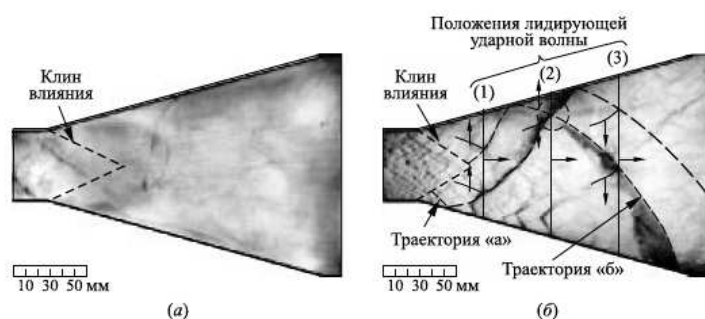


Рисунок 3.11 – Сажевые отпечатки дифрагирующей детонационной волны ЧЖ (а) и пересжатой детонационной волны (б). Сплошными линиями на (б) показаны положения лидирующего ударного фронта в три разные моменты времени и траектории поперечных ударных волн. Штриховыми кривыми показаны поперечные детонационные волны. Стрелками указаны направления распространения волн

Сажевый отпечаток на рис. 3.11, б - замечательная иллюстрация того, как происходит инициирование детонации в основной камере сгорания.

Волны разряжения, возникающие на углах расширительной секции, значительно ослабляют пересжатую детонационную волну, и фронт реакции, следующий за ударной волной, начинает от нее отставать. Таким образом, образуется слой непрореагировавшей смеси, претерпевшей сжатие и разогрев в ударной волне. Но несколько поперечных волн могут преодолеть "клин влияния".

Траектория одной из таких поперечных волн на рис. 3.11, б обозначена буквой «а». После отражения от нижней стенки указанная поперечная волна оказалась способной воспламенить ударно-сжатую смесь сразу за фронтом лидирующей ударной волны. В результате по области между лидирующим ударным фронтом и зоной реакции по направлению к верхней стенке расширительной секции начала распространяться поперечная детонационная волна. Затем в точке столкновения поперечной детонационной волны, соответствующей траектории «а», с отраженной от верхней стенки поперечной ударной волной, траектория которой обозначена буквой «б», в результате локального взрыва образовалась вторая поперечная детонационная волна. Точка, обведенная кружком, это точка восстановления детонации.

Столкновение этих двух поперечных волн привело к возникновению локально пересжатой детонации, которая стала ослабляться до волны ЧЖ.

Исходя из результатов экспериментов, механизм перехода детонации из преддетонатора в основную камеру заключается в взаимодействии поперечных волн, которые преодолели влияние расширения, отражаются от стенок камеры и инициируют поперечные детонационные волны, распространяющейся вдоль лидирующего ударного фронта. Эти поперечные волны и приводят к восстановлению детонации.

Другой способ для осуществления быстрого перехода горения в детонацию предложено использовать и специальное устройства ускорения пламени и фокусировки ударных волн.

Так, в работе [17] предлагается использовать профилированное центральное тело (ЦТ). В которой были рассмотрены оптимальные формы центрального тела для импульсной детонационной установки с быстрым переходом горения в детонацию в метановоздушной смеси.

Оптимальная форма центрального тела была определена с помощью численного моделирования дифракции относительно слабой ударной волны (число Маха $M_0 = 3.0 - 3.5$) на ЦТ, размещенным в прямой ударной трубе круглого сечения.

Схема расчетной области изображена на рис. 3.12 [17]. В трубе диаметром D расположена осесимметричное центральное тело диаметром d .

Центральное тело состоит из лобовой части, имеющей параболический или конический профиль с углом атаки α , цилиндрической вставки длиной L и хвостовой части, имеющей конический или эллиптический профиль с

углом схождения β .

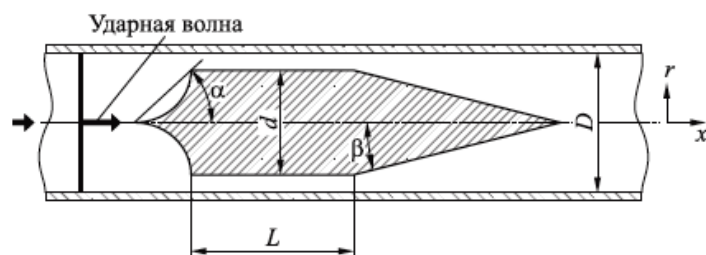


Рисунок 3.12 – Схема расчетной области

Степень перекрытия поперечного сечения трубы телом задается коэффициентом $\delta = (d/D)^2$. В начальный момент времени, вся труба заполнена стехиометрической метановоздушной смесью при нормальных условиях. Ударная волна с требуемым числом Маха создается путем задания на левой границе расчетной области соответствующих значений давления, плотности и скорости.

В результате расчета дифракции ударной волны на центральное тело определяется возможность возникновения детонации в области ЦТ.

Расчеты были выполнены для трубы с $D=97$ мм. Длина расчетной области - 1 м. Разностная сетка - равномерная с шагом 0.2 мм. В результате проведенных вычислений, инициирование детонации легче всего происходит при $\delta = 0.7$.

В расчетах инициирование детонации получено при $M_0 \approx 3.5$ и $\delta = 0.6$ для центрального тела конического ($\alpha = 45^\circ$) и параболического ($\alpha = 40^\circ$) профилей головной части с хвостовыми частями конического, параболического и эллиптического профилей ($\beta \leq 7^\circ$).

Инициирование детонации происходило через стадию пересжатой детонации, т.е. скорости лидирующего фронта были больше термодинамической скорости детонации ($D/D_{CJ} = 1.2 - 1.4$). При этом на фронте детонационной волны были видны "горячие точки образованные столкновением поперечных волн.

На рис. 3.13 показана картина инициирования детонации на примере расчета дифракции ударной волны с $M_0 = 3.5$ на ЦТ с параболическим профилем головной и хвостовой части ($\alpha = 40^\circ$, $\beta = 7^\circ$, $L=60$ мм, $\delta = 0.6$) [17].

Таким образом, показано, что с помощью размещения профилированного центрального тела в трубе, можно сократить преддетонационное расстояние.

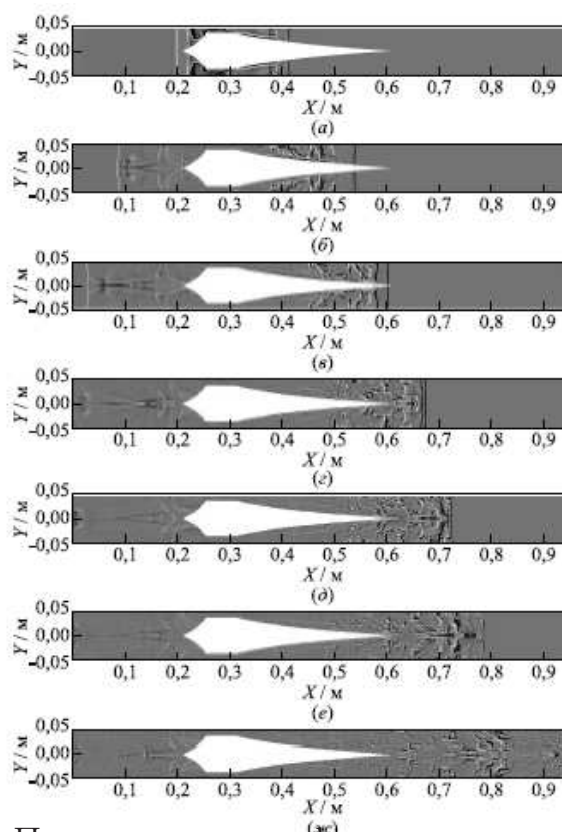


Рисунок 3.13 – Полутеневые профили градиента плотности в различные моменты времени (а) 0.200 мс; (б) 0.300 мс; (в) 0.350 мс; (г) 0.400 мс; (д) 0.425 мс; (е) 0.450 мс; (ж) 0.520 мс

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Важнейшая проблема, с которой сталкиваются разработчики при создании ИДД, работающих на штатном топливе (керосин, бензин, дизтопливо, пропан и др.) - низкая детонационная способность таких топлив в воздухе, что приводит к увеличению массогабаритных характеристик силовой установки и усложнению ее конструкции.

Но следует отметить, что газодинамические резонаторы, описанные в данной курсовой работе, могут быть использованы при отсутствии в них сжигания топлива взамен традиционных реактивных сопел.

Опытно доказано, что при установке таких резонаторов в потоке горячего газа за турбиной существующих ГТД достигается увеличение тяги на 25%...30% по сравнению с тягой, обеспечиваемой при их работе со штатным реактивным соплом.

Что же касается самой структуры детонационной волны, то для ее возникновения и реализации требуется учитывать множество факторов, как при моделировании так и при создания экспериментальной установки. Речь идет об сложности описания химических реакций, протекающих в зоне детонационного горения.

В данной работе были приведены механизмы химических реакций для моделирования детонационного горения. Учет количества используемых реакций для каждой смеси, да такой, чтобы полностью смоделировать детонационный процесс и при этом затратить меньше вычислительных ресурсов.

Кроме правильных применений химических реакций, существует проблема как переход горения в детонацию (ПГД).

ПГД - чрезвычайное сложное явление, включающее множество различных механизмов и сопровождающиеся изменением скорости распространения волны горения на порядки величины. Для сокращения ПГД используют различные камеры с разными поперечными сечениями и установленными в них турбулизаторов, для уменьшения преддетонационного расстояния, выход на пересжатую детонационную волну.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Нечаев Ю.Н., Тарасов А.И., Полев А.С., Мохов А.А. Области возможного применения пульсирующих детонационных двигателей // Общероссийский науч.-техн.журнал "Полет 2007.
2. Райзер Ю.П. Введение в гидрогазодинамику и теорию ударных волн для физиков: Учебное пособие/ Ю.П. Райзер - Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект»
3. Емельянов В.Н., Анисимов В.А., Тетерина И.В. Моделирование высокоинтенсивных процессов. М: Учеб. пособие, 2013, 302 с.
4. Богданов В.И., Д.С. Ханталин, ОАО «НПО Сатурн», г. Рыбинск: Особенности расчета сферического газодинамического резонатора-усилителя реактивной тяги. Вестник РГАТУ им.П.А. Соловьева. Рыбинск. 2014. №3. С.42-47.
5. Богданов В.И., Ханталин Д.С. Расчетное исследование влияния ударно- волновых эффектов взаимодействия масс газа на тяговую эффективность пульсирующих реактивных двигателей. Вестник РГАТУ им. П.А. Соловьева. Рыбинск.2011.№2.С.76-85.
6. Денисов Ю.Н. Газодинамика детонационных структур/ М.:Машиностроение, 1989. - 176 с. - ISBN 5-217-00596-3
7. Фролов С.М., Иванов В.С., Шамшин И.О., Аксенов В.С. Испытания модели импульсного-детонационного прямооточного воздушно-реактивного двигателя в свободной воздушной струе с числом Маха до 0.85. Горение и взрыв, 2017. Том 10. №3. С. 43-52.
8. Трифонов О.В., Брега Д.А., Болоховец А.А., Палазюк Е.С. Влияние выбора моделей горения и механизмов реакций на достоверность прогнозирования перехода горения в детонацию.
9. Гидаспов В.Ю., Северина Н.С. Элементарные модели и вычислительные алгоритмы физической газовой динамики. Термодинамика и химическая кинетика М.: Факториал, 2014. — 84 с.: ил. ISBN 978-5-88688-181-3
10. Гидаспов В.Ю., Северина Н.С. Численное моделирование детонации пропановоздушной горючей смеси с учетом необратимых химических реакций. Теплофизика высоких температур. Московский авиационный институт, Россия, 2017, том 55, №5, с.795-799
11. Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ:Справочное издание в 4-х т. М.: Наука, 1978.
12. Басевич В.Я., Фролов С.М. Глобальные кинетические механизмы, используемые при моделировании многостадийного воспламенения углеводородов в реагирующих течениях // Химическая физика. 2006. Т. 25. № 6. С. 54.
13. Основные результаты экспериментов на ударных трубах / Под ред. Ферри А. М.: Госатомиздат, 1963. 442 с.
14. Хиггинс А. Дж., П. Пинар, А.К. Йошинака, Дж. Х. С. Ли Повышение чувствительности топливно-воздушных смесей для перехода горения в детонацию.

15. Смирнов Н. Н., Никитин В. Ф. Влияние геометрии канала и температуры смеси на переход горения в детонацию в газах. Физика горения и взрыва, 2004, т. 40, №2 УДК 534.2
16. Конрад К., Саретто С.Р., Ли С.-Ю., Санторо Р.Дж. Исследования распространения пересжатой детонации по плавно расширяющемуся каналу для приложений в импульсных детонационных двигателях.
17. Дубровский А. В., Медведев С. Н., Фролов С. М., Шамшин И. О. Математическое моделирование перехода ударной волны в детонацию в трубе с профилированным телом. Горение и взрыв: выпуск 4. ИХФ РАН г. Москва, Россия.
18. Семёнов И.В., Уткин П.С., Марков В.В. Численное моделирование двумерных детонационных течений на многопроцессорной вычислительной технике.
19. Семёнов И.В., Уткин П.С., Марков В.В. Инициирование детонации в профилированных трубах // Тезисы докладов Всероссийской конференции Проблемы механики сплошных сред и физики взрыва, посвящённой 50-летию Института гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2007 – С. 151.