

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
(национальный исследовательский университет)»**

На правах рукописи



Ярмаш Александр Дмитриевич

**МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРИСТИК СТАБИЛИЗИРУЮЩИХ
УСТРОЙСТВ ФОРСАЖНЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ
ТУРБОРЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Специальность: 05.07.05 – Тепловые, электроракетные двигатели и
энергоустановки летательных аппаратов

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
старший научный сотрудник
Агульник Алексей Борисович

Москва – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ	стр
ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	17
1.1. Теоретические модели стабилизации пламени.	18
1.1.1. Модели на основе теплового баланса между циркуляционной зоной и основным потоком.	18
1.1.2. Модели на основе контактной теории стабилизации пламени.....	21
1.1.3. Реакторная модель стабилизации горения.....	24
1.2. Срывные характеристики гомогенного реактора.....	27
1.3. Экспериментальное определение времени пребывания в циркуляционных зонах за плохообтекаемыми телами.	30
1.4. Экспериментальные исследования срывных характеристик стабилизаторов пламени.....	34
1.5. Заключение по первой главе	41
ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРЕБЫВАНИЯ ГАЗА В ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЗОНАХ, ПОСРЕДСТВОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЗОНАХ С ПОДВОДОМ ТРАССИРУЮЩЕГО ГАЗА	43
2.1. Описание постановки задачи и граничных условий.....	45
2.2. Обработка полученных результатов и расчет времен пребывания.....	48
2.3. Исследование влияния места подвода трассирующего газа на время пребывания в циркуляционной зоне.	58
2.4. Время пребывания в циркуляционных зонах при дополнительном вдуве струй.	64
2.5. Результаты расчета времен пребывания для различных стабилизаторов пламени.	67
2.6. Заключение по второй главе	69
ГЛАВА 3. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ И СРЫВ ГОРЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЗОНАХ ЗА ПЛОХООБТЕКАЕМЫМИ ТЕЛАМИ	70
3.1. Описание расчета срывных характеристик гомогенного реактора.....	70

3.2. Расчет срывных характеристик стабилизаторов.	74
3.3. Заключение по третьей главе	81
ГЛАВА 4. ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ МЕТОДИК ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ФОРСАЖНЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ.....	82
4.1. Гидравлические и срывные характеристики различных стабилизаторов пламени.	82
4.2. Влияние подачи топлива непосредственно в циркуляционную зону на срывные характеристики.	86
4.3. Определение параметров фронтного устройства форсажной камеры сгорания.....	90
4.4. Заключение по четвертой главе.....	103
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	104
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	105

СОКРАЩЕНИЯ

ГТД – газотурбинный двигатель

ВРД – воздушно-реактивный двигатель

ФК – форсажная камера

ФУ – фронтное устройство

ОКС – основная камера сгорания

ЦЗ – циркуляционная зона

ЗОТ – зона обратных токов

Основные обозначения

α – коэффициент избытка воздуха;

U_0 – скорость основного потока;

E – энергия активации;

R – универсальная газовая постоянная;

ρ – плотность;

Re – число Рейнольдса;

T_0 – температура набегающего потока;

Hu – теплотворная способность;

p – давление;

L_0 – стехиометрический коэффициент;

G_e – расход воздуха;

G_m – расход топлива;

$d = 2h$ – размер полки стабилизатора;

t_z – время пребывания газа в циркуляционной зоне;

C – концентрация;

V_Z – объем циркуляционной зоны;

K_V – параметр форсирования камеры сгорания;

Q – объемный расход;

k – показатель адиабаты;

η_z – полнота сгорания топлива;

ξ – коэффициент сопротивления трению;

σ – коэффициент восстановления полного давления;

f – площадь сечения стабилизаторов;

U_n – скорость нормального распространения пламени;

γ – угол раскрытия стабилизатора;

λ – приведенная скорость.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации. На сегодняшний день практически все авиационные двигатели, используемые в сверхзвуковой авиации, имеют в составе форсажную камеру сгорания, которая позволяет за короткий промежуток времени значительно увеличить тягу двигателя.

В форсажной камере проходят сложные физико-химические процессы, каждый из которых сам по себе представляет направление самостоятельного исследования. К ним относятся аэродинамика течения, тепло- и массообмен в условиях химических реакций, воспламенение топливо-воздушной смеси, а также распространение пламени в потоке.

Скорость течения в камере достаточно высока и превышает скорость распространения пламени. В связи с этим в форсажных камерах сгорания устанавливают фронтное устройство, включающее систему стабилизации горения, от которого в наибольшей степени зависят характеристики рабочего процесса камеры.

Вообще говоря, существуют различные способы стабилизации горения, к которым относятся:

- стабилизация в пограничном слое (например, бунзеновская горелка)
- внешний источник энергии (например, электрическая свеча)
- стабилизация за счет аэродинамической циркуляции.

В форсажных камерах сгорания наибольшее распространение получил способ аэродинамической циркуляции, который основан на переносе тепла от продуктов сгорания к свежей смеси. Этот процесс осуществляется с помощью стабилизаторов пламени, которые могут быть механическими, газодинамическими или форкамерными. Вследствие относительно простой

конструкции и небольшого веса в существующих форсажных камерах чаще всего применяются V-образные и форкамерные стабилизаторы.

На рис. ВВ.1 показана схема форсажной камеры сгорания двигателя АЛ-31Ф. Здесь фронтное устройство камеры состоит из трех эшелонированных кольцевых стабилизаторов: большого и малого V-образного стабилизатора, а также центральной форкамеры. Форкамера выступает в роли пускового стабилизатора, с которого начинается процесс горения в камере, и работает на всех форсажных режимах работы двигателя. Переброс пламени от центрального стабилизатора к другим осуществляется с помощью 22 радиальных пламяпередающих стоек, выполненных также в виде V-образных тел. Топливо подается через 5 топливных коллекторов, расположенных перед фронтным устройством.

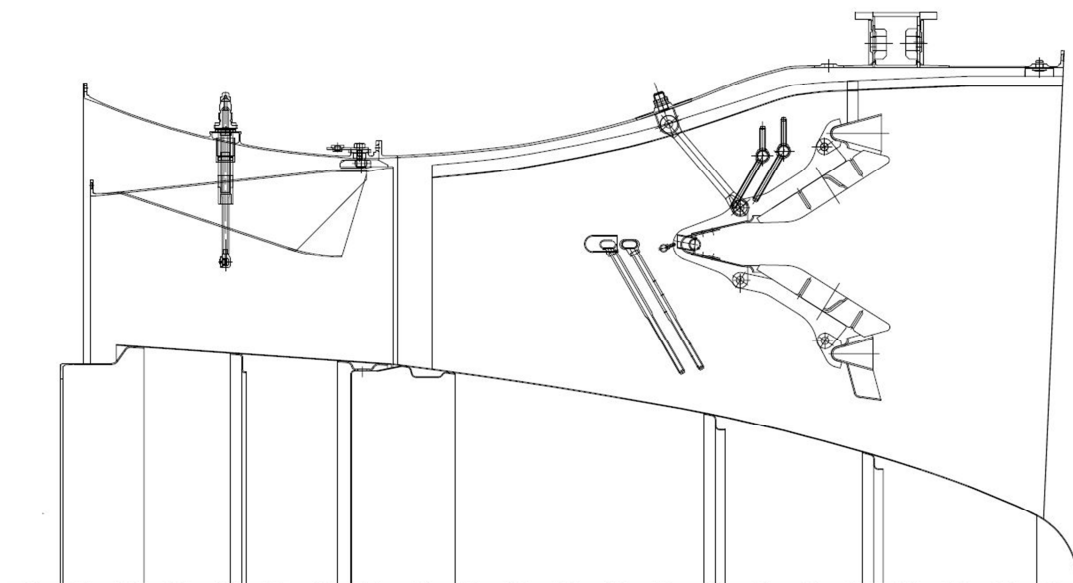


Рис. ВВ.1 – Схема форсажной камеры сгорания двигателя АЛ-31Ф.

Другим серийным двигателем отечественного двигателестроения является РД-33. На рис. ВВ.2 показана схема форсажной камеры сгорания этого двигателя. Фронтное устройство данной форсажной камеры

выполнено в виде блока стабилизаторов, состоящего из двенадцати секций радиально-кольцевой формы, соединенных в единый кольцевой контур.

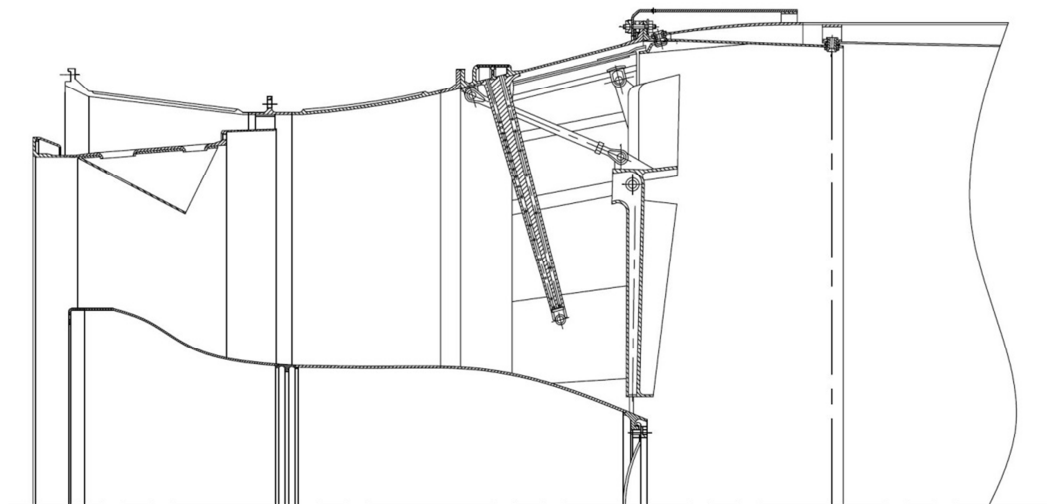


Рис. ВВ.2 – Форсажная камера сгорания двигателя РД-33.

Размеры стабилизаторов и их количество обычно выбираются из для наихудших условий работы камеры, а именно наименьших давления и температуры на входе. В результате чего устройство стабилизации переразмерено на большинстве рабочих режимов работы камеры, с чем связаны дополнительные потери тяги двигателя и увеличение удельного расхода топлива. Это обстоятельство привело разработчиков к идее регулируемых фронтных устройств. На рис. ВВ.3 для примера показана схема патента на изобретение Уфимского Государственного авиационного технического университета RU 2472027C1 [1], где предлагается использовать поворотные стабилизаторы пламени. Основное преимущество такого устройства в снижении гидравлических потерь на бесфорсажных режимах, за счет создания безотрывного течения при обтекании стабилизаторов пламени.

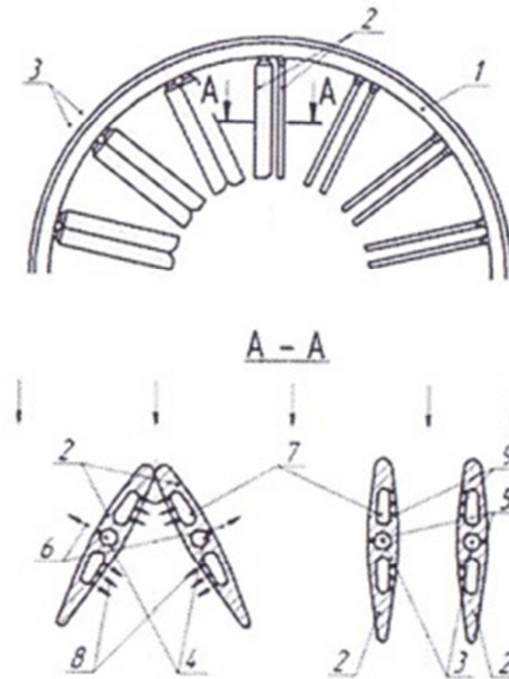


Рис. ВВ.3 – Схема стабилизирующего устройства с поворотными стабилизаторами (Патент RU 2472027С1).

Данное техническое решение имеет свои недостатки, заключающиеся в создании привода и механизации поворотного устройства, что увеличивает массу двигателя. Кроме того, на частичных и минимальных форсажных режимах работы двигателя фронтное устройство так же является переразмеренным и создает дополнительные потери давления.

Другим типом стабилизирующих устройств являются газодинамические стабилизаторы пламени. Разработки таких стабилизаторов начались еще в середине 50-х годов прошлого столетия, однако до сих пор не нашли практического применения в современных форсажных камерах. Недостатком данной схемы является снижение тяги двигателя и увеличение удельного расхода топлива из-за отбора сжатого воздуха от компрессора. Расчеты, выполненные на кафедре ВРД Казанского авиационного института [2] для двигателя РД-9Б, показали, что отбор 1% воздуха из-за последней

ступени компрессора приводит к уменьшению тяги двигателя на 1,2% и увеличению удельного расхода топлива на 0,9%.

Рабочий процесс газодинамического стабилизатора основан на создании зон циркуляции газа не с помощью плохобтекаемого тела, а путем вдува струи воздуха или топливо-воздушной смеси в набегающий поток. Возможность изменения параметров струи позволяет изменять стабилизирующие характеристики фронтального устройства в широких пределах.

Примерами форсажных камер с применением газодинамической стабилизации горения могут служить следующие устройства. На рис. ВВ.4 показана схема ФК с установленным малоразмерным ГТД в коке (Патент RU 2403422С1 [3]).

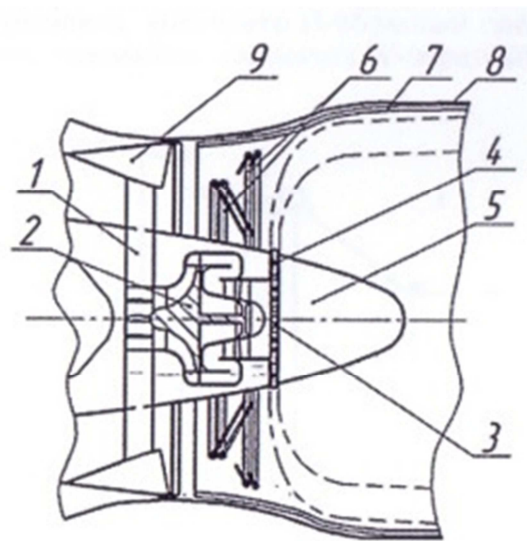


Рис. ВВ.4 – Схема форсажной камеры с газодинамической стабилизацией (Патент RU 2403422С1).

Несмотря на то, что стабилизирующие устройства различны по своей схеме и способам стабилизации [4], они имеют общий принцип работы, заключающийся в создании области с пониженными и обратно

направленными скоростями. За стабилизаторами пламени образуются зоны циркуляции. Устойчивая работа камеры сгорания зависит от процессов массо- и теплообмена между набегающим потоком и продуктами сгорания из циркуляционной зоны, в частности от среднего времени пребывания газа в ней. В связи с чем, определение времени пребывания в циркуляционных зонах за различными стабилизаторами может дать оценку о срывных характеристиках стабилизирующего устройства.

При разработке форсажных камер сгорания огромные ресурсы тратятся на их доводку. С развитием численного моделирования появилась возможность сократить эти затраты [5-9]. Однако для этого требуются методики расчета, которые могут дать удовлетворительные результаты решения поставленной задачи. К таким задачам относится разработка методики определения времени пребывания газа в циркуляционных зонах путем численного моделирования подвода трассирующего вещества и методика определения срывных характеристик стабилизирующего устройства.

В связи с вышеизложенным, разработка фронтального устройства перспективной форсажной камеры сгорания является актуальной задачей, для решения которой необходимы соответствующие методики расчета срывных характеристик стабилизаторов пламени.

Степень разработанности темы. Вопросам определения границ устойчивой работы камер сгорания и теории стабилизации горения посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Среди авторов отечественных работ наиболее важный вклад внесли: А.Н. Хитрин, Б.В. Раушенбах, Е.С. Щетинков, Т.А. Бовина, А.В. Талантов, Б.П. Лебедев, В.А. Костерин, М.Т. Бортников, А.А. Горбатко, Э.Л. Солохин, Б.Г. Мингазов и другие.

Несмотря на многообразие работ в данном направлении, на сегодняшний день задача стабилизации пламени не имеет окончательного решения и требует дальнейшей проработки. Тем более с развитием численного моделирования появилась необходимость в разработке новых методик расчетов стабилизирующих устройств камер сгорания.

Цель работы: Разработка методики расчета срывных характеристик стабилизирующих устройств, применимой при создании перспективного фронтального устройства форсажной камеры сгорания.

Задачи исследования:

- 1) Разработка методики определения времени пребывания газа в циркуляционных зонах стабилизирующих устройств путем численного моделирования подвода трассирующего вещества.
- 2) Исследование срывных характеристик стабилизирующих устройств форсажных камер сгорания.
- 3) Анализ особенностей рабочего процесса стабилизаторов пламени в различных условиях;
- 4) Разработка новых схем ФУ и проведение для них предварительных расчетных исследований;
- 5) Разработка предложений по практическому применению полученных результатов.

Объект и предмет исследования. Объектом исследования выступают процессы горения и массообмена в циркуляционной зоне за стабилизаторами пламени. Предмет исследования – методика численного моделирования течения за фронтальным устройством и распределения концентрации трассирующего газа при различных способах его подвода.

Научная новизна:

1. Разработана методика численного определения времени пребывания газа в циркуляционных зонах за стабилизаторами пламени.
2. Получена аппроксимационная зависимость, определяющая параметр форсирования циркуляционной зоны стабилизатора пламени через время пребывания газа.
3. Проведен анализ времени пребывания, как характеристики устойчивости горения за стабилизатором пламени, для различных видов стабилизаторов пламени.
4. Разработана методика определения срывных характеристик стабилизаторов пламени, основанная на определении времени пребывания газа в циркуляционных зонах за ними.

Теоретическая и практическая значимость работы: теоретическая значимость работы заключается в разработке методики численного определения времени пребывания газа в циркуляционной зоне для оценки срывных характеристик различных стабилизаторов пламени.

Полученные результаты работы позволяют проводить оценку стабилизирующих свойств различных устройств на этапе проектирования, что является практической значимостью проведенного исследования.

Методы исследования:

- Методы моделирования турбулентных течений в каналах с телами плохообтекаемой формы.
- Методы расчета срывных характеристик гомогенного реактора.
- Численное моделирование подачи трассирующего газа.

В качестве инструментов использовался программный комплекс «Ansys».

Положения, выносимые на защиту:

1. Методика расчета времени пребывания в циркуляционных зонах, путем численного моделирования подачи трассирующего газа.
2. Методика определения срывных характеристик стабилизаторов пламени на основе расчетов времен пребывания в циркуляционных зонах за ними.
3. Результаты обобщения расчетно-экспериментальных исследований по определению характеристик срыва стабилизаторов различных форм.

Достоверность полученных результатов подтверждается:

- использованием сертифицированного коммерческого программного комплекса Ansys (США);
- результаты исследования не противоречат теоретическим положениям и согласуются с результатами экспериментальных данных, опубликованных в технической литературе.

Апробация результатов исследования. Основные результаты работы докладывались: на X Международной научно-технической конференции «Процессы горения, теплообмена и экология тепловых двигателей» (Самара, 2017); Международной научно-технической конференции «Проблемы и перспективы развития двигателестроения» (Самара, 2018); XLIII Международной молодежной научной конференции «Гагаринские чтения» (Москва, 2017); XLIV Международной молодежной научной конференции «Гагаринские чтения» (Москва, 2018); Всероссийской научно-технической

конференции молодых ученых и специалистов «Авиационные двигатели и силовые установки» (Москва, 2019).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 9 работ, из них в рецензируемых научных изданиях опубликовано 2 работы, получено 3 патента РФ на изобретения.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы из наименований. Основной текст содержит 111 страниц, 46 иллюстрации и 8 таблиц.

Автор выражает огромную благодарность за неоценимую помощь в написании работы кандидату технических наук И.И. Онищину, под чьим руководством фактически она была написана.

Автор также приносит искреннюю благодарность заведующему кафедрой 201 МАИ, доктору технических наук А.Б. Агульнику за помощь, оказанную им при оформлении работы.

Кроме того, автор благодарит коллективы ОКБ им. А. Люльки и кафедры 201 МАИ за помощь в проведении и подготовке диссертационной работы.

ГЛАВА 1. АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Стабилизация горения плохообтекаемыми телами требует изучения целого ряда сложных процессов, таких как аэродинамика обтекания тел, смешение основного потока с продуктами из циркуляционной зоны, образование газо-топливной смеси в циркуляционной зоне, и других. Вопросам горения и обоснованию механизма стабилизации пламени посвящено значительное количество работ, в которых имеются как похожие, так и противоречивые результаты [10-28]. Физическая модель стабилизации горения должна как можно точнее определять условия протекания лимитирующей реакции горения, чтобы можно было выявить важнейшую стадию этого процесса и тем самым упростить кинетическую схему окисления, которая сложна даже в простом случае горения водорода.

Исходя из основных особенностей течения и процесса стабилизации пламени в турбулентном следе за плохообтекаемым телом, можно выделить две различные по своим кинематическим свойствам области. Непосредственно за телом находится так называемая зона циркуляции (ближний след). Дальше по потоку расположен основной участок следа, отделенный небольшим переходным участком. Процессы массо- и теплообмена циркуляционной зоны и основным потоком являются наиболее важными для стабилизации горения.

Ниже рассмотрены основные теоретические модели стабилизации пламени в циркуляционных зонах, опубликованные в различной технической литературе [13].

1.1. Теоретические модели стабилизации пламени.

1.1.1. Модели на основе теплового баланса между циркуляционной зоной и основным потоком.

В основе данной группы лежит баланс теплообмена между зоной циркуляции и внешним потоком. Воспламенение свежей горючей смеси осуществляется в результате ее нагрева при контакте с циркуляционной зоной, образованной за плохообтекаемым телом [11]. При этом срыв пламени происходит, когда количество тепла, выделившегося при протекании реакции горения в зоне, становится меньше расхода тепла во внешний поток. В этом случае поток тепла, отводимый от зоны за счет конвективного теплообмена, равен количеству тепла, требующегося в единицу времени для воспламенения свежей смеси.

Критерий стабилизации Вильямса может быть описан следующим образом. Количество тепла q_1 , которое требуется для поджигания свежей смеси, пропорционально скорости основного потока U_0 , толщине зоне подогрева $\delta_{\text{п}}$, теплоемкости на единицу объема ρc_p и разности между температурой воспламенения $T_{\text{в}}$ и температурой основного потока T_0 .

$$q_1 \sim U_0 \delta_{\text{п}} \rho c_p (T_{\text{в}} - T_0).$$

Толщина $\delta_{\text{п}}$ из теории распространения пламени:

$$\delta_{\text{п}} \sim \frac{a_{\text{м}}}{U_{\text{н}}} = \frac{\lambda}{\rho c_p U_{\text{н}}},$$

где λ – коэффициент теплопроводности, $a_{\text{м}}$ – коэффициент температуропроводности, а $U_{\text{н}}$ – нормальная скорость распространения пламени.

Отсюда

$$q_1 \sim U_0 \frac{\lambda}{U_{\text{н}}} (T_{\text{в}} - T_0).$$

За счет теплопередачи от циркуляционной зоны к свежей смеси количество тепла, требуемое для воспламенения, предполагается пропорциональным диаметру стабилизатора d , коэффициенту теплообмена α_T и разности температур $(T_{сг} - T_0)$, где $T_{сг}$ – температура газа в вихревой зоне, близкая к температуре пламени:

$$q_2 \sim \alpha_T d (T_{сг} - T_0)$$

Процесс горения устойчив, если $q_2 \geq q_1$, а при $q_2 < q_1$ происходит срыв пламени. При этом критические условия наступают при $q_2 = q_1$ и в этом случае

$$\frac{U_{ср}}{d^a} \sim \frac{1}{\nu^a} \left(\frac{U_H (T_{сг} - T_0)}{(T_B - T_0)} \right)$$

В изложенных результатах работы задача получения общих связей между характеристиками, которые определяют условия устойчивого зажигания, не доведена до конца. Зависимости $\frac{U_{ср}}{d^a}$ оказываются различными для разных горючих смесей, поскольку отношение $\frac{U_{ср}}{d^a}$ зависит от свойств смеси.

Дальнейшее развитие эта теория получила в работах [12], в которых предлагается заменить циркуляционную зону твердым телом, нагретым до температуры горения T_r . Тогда количество тепла, отводимое от зоны конвективным теплообменом, равняется тепловыделению от химической реакции в пограничном слое нагретой поверхности в секунду. Зависимость, связывающая кинетические и аэродинамические характеристики на пределе воспламенения при этом выглядит следующим образом:

$$\frac{Nu}{l} (T_r - T_0) \approx \sqrt{\frac{2Q}{\lambda} \int_{T_B}^{T_r} W dT},$$

где $l = 2h$ – характерный размер стабилизатора, Nu – число Нуссельта, Q – количество тепла, выделившегося в ходе реакции, W – скорость реакции.

Обе теории качественно верно отражают влияние различных факторов на стабилизацию пламени, однако при этом не учитывают формы тела, турбулентность набегающего потока, а также начальную температуру смеси. Как показано в работе [13], полученные соотношения справедливы в узком диапазоне коэффициента избытка воздуха α , скорости потока U_0 и размера h . Кроме того, неоправданно применение критериального уравнения для теплоотдачи между твердым телом и газом вместо газовых потоков и использование в качестве характерной скорости скорость распространения ламинарного пламени U_H .

Теоретические исследования были проведены в работах [14]. В их предположении основной переменной величиной, определяющей механизм срыва пламени, выступает не средняя температура всей циркуляционной зоны, а температура в зоне локализации температурного максимума $T_{зл}$. При этом уравнение для условий срыва пламени после ряда допущений выглядит следующим образом:

$$Re^q \frac{U_0}{h} = K_1 \cdot e^{-\frac{E}{RT_{зл}}}. \quad (1.1)$$

Для определения $T_{зл}$ предлагается соотношение:

$$T_{зл} \approx T_j \left[2 \sqrt{1 - \frac{RT_j}{2nA}} - 1 \right]. \quad (1.2)$$

Авторы данной теории не проводили сопоставление своих выводов с экспериментальными данными. При выводе уравнений (1.1) – (1.2) используются неопределенные экспериментом теоретические константы q и K_1 , а коэффициент n , как указано в работе, изменяется от 1,5 до 1,3 в зависимости от геометрической формы стабилизатора. Кроме того, зависимость длины зоны циркуляции $L_{цз}$ от Re , указанная в работе, противоречит экспериментальным данным, приведенным в [15] и [16].

1.1.2. Модели на основе контактной теории стабилизации пламени

В данной группе предполагается, что в циркуляционной зоне реакции не происходит и до момента срыва она заполнена только продуктами сгорания. Воспламенение основного потока происходит по линии контакта циркуляционной зоны, совпадающей с её границей. Условием стабилизации пламени считается, что время пребывания частицы газа из основного потока на этой линии должно быть больше периода индукции реакции (времени, которое требуется для подготовки смеси к горению) в противном случае происходит срыв пламени.

Исследования механизма стабилизации пламени были проведены в работе [18]. Для определения количества тепла, которое выносится из зоны циркуляции во внешний поток, были проведены измерения температуры в зоне обратных токов, то есть в области, ограниченной поверхностью нулевых осевых скоростей. На основании этих измерений было сделано предположение, что циркуляционная зона заполнена продуктами полного сгорания и, следовательно, срыв пламени не связан с недостатком времени пребывания газов в зоне, а определяется процессами в слое смешения. Условием прекращения распространения пламени в свежую смесь авторами принято равенство времени контакта некоторого моля смеси с поверхностью зоны обратных токов $\tau_{\text{п}} = \frac{L_3}{U_0}$, где L_3 – длина зоны, и временем индукции $\tau_{\text{и}}$, то есть временем, необходимым для подготовки смеси к горению.

Однако, как показано в работе [13], если рассчитать на основе этой модели период индукции и сопоставить с экспериментальными данными по срыву, то значения периода индукции будут, по крайней мере, на 1,5-2 порядка меньше тех значений, которые получаются по независимым измерениям. Кроме того, данная теория предполагает совпадение траектории движения газовой частицы с граничной линией тока, но из-за действия сильных турбулентных пульсаций вероятнее они будут отличаться.

В работе [19] $\tau_{и}$ определяется из выражения, полученного в ходе экспериментального исследования времени задержки воспламенения, при некоторой среднемассовой температуре T_m , которая определяется из уравнения теплового баланса в предположении мгновенного перемешивания в слое смешения горячих газов зоны циркуляции и свежей смеси:

$$mC_{pг}T_{зот} + (1 + m)C_{p0}T_0 = C_{pm}T_m,$$

где m – массовая доля горячих газов в слое смешения (коэффициент смешения). Обработав экспериментальные данные из работ [20] были получены значения $m = 0,489 \div 0,631$. В работах [21], при обобщении пределов устойчивого горения за газодинамическими стабилизаторами пламени, коэффициент смешения $m = 0,42 \div 0,58$. Расчет пределов стабилизации при иных начальных условиях по данной методике может привести к значительным расхождениям, так как время $\tau_{и}$ зависит от энергии активации E и T_m . В связи с этим необходимо иметь результаты эксперимента хотя бы для одной точки, что является значительным неудобством.

В работах [22-24] условием срыва пламени считалось равенство потребного расстояния до точки воспламенения x_i и располагаемой длины в пределах слоя смешения.

На основании экспериментальных данных работы [24] в [22] сделано предположение о том, что расстояние x_i определяется через теоретическую зависимость, полученную из следующей схемы процесса. Частица газа двигается по лучу, который в турбулентном слое является одновременно изотермой, изотаксой и изоконцентрационной линией. Далее определяется луч, которому соответствует минимум времени индукции $\tau_{и}$, при этом точка воспламенения располагается на этом луче. Расстояние до точки определяется как

$$x_i = U_x \cdot (\tau_{и})_x,$$

где U_x – составляющая скорости потока вдоль оси x на изотaxe (изотерме), соответствующая минимальному $\tau_{и}$.

Предложенная зависимость позволяет качественно объяснить результаты эксперимента. Однако, как отмечено в работе Лебедева, предположение о том, что объем газа двигается по лучу, на котором температура остается постоянной, вызывает возражения. Правильнее было бы предположить о движении газа вдоль линии тока.

Лебедев в своей работе [23] рассмотрел уравнение теплового баланса для выделенного объема смеси, который двигается приблизительно по линии тока осредненного движения, в котором протекает химическая реакция и через поверхность которого происходит теплообмен с окружающей средой. Анализируя с помощью составленного уравнения условия воспламенения, автор предлагает следующую зависимость для определения расстояния до точки воспламенения x_i :

$$x_i = const f(\alpha) \frac{\varepsilon U_{г}}{p T_2} \left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right) e^{\frac{RE}{T_2}},$$

где ε – интенсивность турбулентности в области зоны смешения, граничащей с горячим газом.

Выражая длину циркуляционной зоны за плохобтекаемым телом $L_{цз}$ через его диаметр d , автор получил следующее приближенное выражение для параметра стабилизации:

$$\frac{U_0}{dp_0} = c \frac{T_{сг}}{\varepsilon \left(1 - \frac{T_0}{T_{сг}}\right)^3} \cdot e^{-\frac{E}{RT_{сг}}}, \quad (1.3)$$

где c – константа, зависящая от размеров циркуляционной зоны и состава смеси. Для бедных смесей (коэффициент избытка воздуха $\alpha_0 > 1$) $c = 0,06 \div 0,075 \text{ м}^2/(\text{Н} \cdot \text{К} \cdot \text{с})$, а для богатых ($\alpha_0 < 1$) $c = 0,045 \div 0,06 \text{ м}^2/(\text{Н} \cdot \text{К} \cdot \text{с})$.

Величина интенсивности турбулентности в прямом токе циркуляционной зоны ε при этом принимается приблизительно 0,3.

Формула (1.4) была подтверждена многочисленными экспериментальными данными, однако обращает на себя внимание сильная зависимость срывных характеристик от начальной температуры. Кроме того, предположение о том, что в хвостовой части зона циркуляции обтекается потоком с большей температурой, чем в самой зоне, не соответствует действительности и опровергается экспериментальными исследованиями [15, 18].

1.1.3. Реакторная модель стабилизации горения

В данной группе циркуляционная зона за стабилизатором рассматривается как объемный изотермический реактор. Срыв горения наступает при увеличении расхода горючей смеси в тот момент, когда среднее время пребывания частицы в реакторе становится меньше времени химической реакции.

Дунский в своих работах [17] выбрал в качестве среднего время пребывания частицы в зоне циркуляции $t_z \sim \frac{2h}{U_0}$, а за время подготовки – время реакции горения в ламинарном фронте пламени $t_p \approx \frac{a_m}{U_H^2}$. В данной модели стабильное горение обеспечивается при условии $t_z \geq t_p$. Безразмерный критерий срыва, который автор называет критерием Михельсона, имеет вид:

$$\frac{t_z}{t_p} \sim \frac{2hU_H^2}{a_m U_0} = Mi, \quad (1.4)$$

Сопоставление с экспериментом показывает, что Mi имеет постоянное значение, близкое к 0,45, только в сравнительно узких пределах изменения параметров потока и стабилизаторов.

Значительно более общий подход к решению задачи осуществлён в работе [25] где сделано предположение, что в объеме всей зоны протекает гомогенная химическая реакция второго порядка. Вследствие чрезвычайно высокой интенсивности перемешивания газов внутри циркуляционной зоны, эту зону можно представить как проточный изотермический реактор. Стабилизация пламени определяется только кинетическими факторами, в виду того, что свежая смесь, поступающая в циркуляционную зону с постоянной скоростью, мгновенно перемешивается с продуктами сгорания. Продукты сгорания покидают зону также с постоянной скоростью, имея те же температуру и химический состав, которые имеют место в зоне. Тепловые потери к стабилизатору или в основной поток не учитываются, так как, в конечном счете, тепло, переданное близлежащим слоям, возвращается в зону рециркуляции. Уравнение материального баланса для циркуляционной зоны объемом $V_{цз}$ можно представить в виде:

$$\frac{G_B}{V_{цз}p} = \frac{B(1-\eta)\left(1-\frac{\eta}{\alpha}\right)}{\eta T^2 R^2 \left(\frac{1}{M_T \alpha L_0} + \frac{1}{29}\right)^2} e^{-\frac{E}{RT_{cr}}}, \quad (1.5)$$

где B – коэффициент соударений в кинетическом уравнении;

G_B – расход воздуха через циркуляционную зону

η – полнота сгорания топлива в зоне;

M_T – молекулярный вес топлив.

После ряда математических преобразований авторы получили окончательное условие срыва:

$$\frac{U_0}{hp_z T} = \frac{B}{R_{см}^2} \left(\frac{(1-\eta)\left(1-\frac{\eta}{\alpha}\right)}{\eta T^{1,5}} e^{-\frac{E}{RT_{cr}}} \right), \quad (1.6)$$

где $R_{см}$ – удельная газовая постоянная смеси воздуха с горючим, $R_{см} = R/M_{см}$

Связь между температурой и полнотой сгорания в циркуляционной зоне в момент срыва выражается уравнением теплового баланса в предположении, что все тепло реакции идет на нагревание смеси:

$$(T - T_0)(1 + \alpha L_0)c_{p \text{ ср}} = \eta H_u, \quad (1.7)$$

где $c_{p \text{ ср}}$ – средняя теплоемкость между T и T_0 , H_u – теплотворная способность единицы веса горючего.

Очевидно, для каждой смеси с заданным начальным значением α существует такая комбинация значений η и T , при которой правая часть уравнения (1.5) с учетом (1.7) достигает максимума. Величина этого максимума является функцией α . Критерий стабилизации Лонгвелла записывается как:

$$\frac{G_B}{Vp^2} = \frac{B}{R_{\text{см}}^2} f(\alpha). \quad (1.8)$$

Под G_B принимается максимально возможное количество воздуха, реагирующего в зоне при данном составе смеси α в 1 сек, при котором и происходит срыв горения.

В подтверждение правильности положенной теории автор приводит результаты расчета константы B в широком диапазоне изменения величин U_0 , $2h$, T и α . Значения B при этом изменяются мало (от $1,2 \cdot 10^{10}$ до $3,5 \cdot 10^{10}$ см³/(г·сек град^{1/2}). Однако, как отмечает сам автор, точность такого расчета мала, на что влияют как методические факторы, так и малоизученность массообмена циркуляционной зоны. Кроме того, доработка такого метода расчета стабилизации требует уточнения зависимости времени пребывания t_z от α и других факторов.

Модель Лонгвелла является, конечно, абстракцией. Принято считать, что она более или менее верно описывает остаточные пламена, хотя и в этом случае гомогенность циркуляционной зоны весьма относительна.

Несмотря на это, предложенная полуэмпирическая теория во многих случаях удовлетворительно согласуется с результатами опытов [26]. Кроме того, реакторная модель имеет несомненные преимущества, так как позволяет рассматривать стабилизацию пламени не только в циркуляционной зоне, образованной за плохообтекаемым телом или газодинамическим стабилизатором, но и в форкамерах и в первичной зоне основных камер сгорания, с единых методических позиций.

Приведенные модели стабилизации горения позволяют обобщить экспериментальные данные в определенных пределах изменения характерных параметров (скорости, давления, состава смеси, вида топлива и др.) Однако только модель изотермического реактора позволяет получить замкнутое решение задачи [13]. Кроме того, проведенные экспериментальные исследования горения в модели изотермического реактора смеси изооктана с воздухом [28] позволили конкретизировать ряд некоторых параметров для скорости химической реакции и температуры горения углеводородов, которые недостаточно изучены (например, [29]).

Эти данные могут быть полезны при обобщении результатов экспериментальных исследований срывных характеристик различных горелочных устройств. Например, это сделано применительно к характеристикам основных камер сгорания определенных типов [30]. На основе этой работы были получены аппроксимационные зависимости для расчета срывных характеристик гомогенного реактора.

1.2. *Срывные характеристики гомогенного реактора.*

В работе проводились расчеты процесса горения в циркуляционной зоне, которая рассматривалась как гомогенный реактор. Методика расчета основывалась на данных работы [29].

В основе расчета лежит уравнение материального баланса, которое может быть представлено в следующем виде:

$$K_p = K \frac{98000^\nu \alpha L_{\text{ВМ}} (\alpha - \eta_{\text{Г}})^{\nu_0} (1 - \eta_{\text{Г}})^{\nu_{\text{Г}}}}{R^\nu T^{\nu-0,5} \eta_{\text{Г}} (1 + \alpha L_{\text{ВМ}})^\nu} \cdot e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (1.9)$$

В этом уравнении параметр форсирования реактора определяется как:

$$K_p = \frac{G_{\text{рт}}}{\bar{p}^\nu V_{\text{р}}}, \quad (1.10)$$

где $G_{\text{рт}}$ – расход воздуха через реактор (кмоль/с), $V_{\text{р}}$ – объем реактора (м^3), $\bar{p} = p/98000$ Па – безразмерное значение давления.

В расчетах приняты следующие значения постоянных: газовая постоянная $R=8314,51$ (Дж/град·кмоль), энергия активации $E = 176000$ (Дж/моль топлива), стехиометрический коэффициент для количества вещества $L_{\text{ВМ}}=59,5$ (моль воздуха/моль горючего), порядок реакции $\nu = 2$ ($\nu_{\text{Г}} = \nu_0 = 1$).

Константа скорости химической реакции K :

$$K = 2,5 \cdot 10^{12}, \frac{\text{м}^3}{\text{град}^{0,5} \text{кмоль} \cdot \text{с}}, \text{ при } \alpha \geq 1$$

$$K = 2,5 \cdot 10^{12} \cdot \alpha^4, \frac{\text{м}^3}{\text{град}^{0,5} \text{кмоль} \cdot \text{с}}, \text{ при } \alpha < 1 \quad (1.11)$$

Значение температуры может быть определено из уравнения теплового баланса, в предположении, что продукты сгорания состоят из чистого воздуха, не сгоревшего, но диссоциированного горючего, определяющего неполноту сгорания, и продуктов полного сгорания смеси стехиометрического состава [31]:

$$\frac{Hu}{\alpha L_0} \eta_{\text{Г}} + I_{\text{В}}(T_{\text{Н}}) = \frac{1 - \eta_{\text{Г}}}{\alpha L_0} \cdot I_{\text{Г}}(T) + \left(1 - \frac{\eta_{\text{Г}}}{\alpha}\right) \cdot I_{\text{В}}(T) +$$

$$+ \frac{\eta_{\text{Г}}}{\alpha} \left(1 + \frac{1}{L_0}\right) \cdot I_{\text{пр.сг}}(T) \quad (1.12)$$

в котором теплосодержание воздуха и продуктов сгорания при $\alpha = 1$ определяется зависимостями:

$$I_B(T) = (1 + 0,000069T) \cdot T, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \quad (1.13)$$

$$I_{\text{пр.сг}}(T) = (1 + 0,000125T) \cdot T, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Также предполагается, что при нагревании горючего тепло расходуется на повышение его температуры ($I'_\Gamma(T)$) и крекинг ($I''_\Gamma(T)$), т.е. $I_\Gamma(T) = I'_\Gamma(T) + I''_\Gamma(T)$, которые определяются следующим образом:

$$I'_\Gamma(T) = 0,957 (1 + 0,002T)(T - T_H), \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \quad (1.14)$$

$$I''_\Gamma(T) = n \frac{1 - \eta_\Gamma}{\alpha} (T - T_H), \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

где $n = 8$ – константа, принятая в расчетах.

Кроме того, в расчетах для удобства используется эффективный коэффициент полноты сгорания горючего ε , который равен отношению расхода сгоревшего горючего к расходу горючего, которое может сгореть теоретически при данном значении. Тогда полнота сгорания топлива $\eta_\Gamma = \varepsilon$, при $\alpha \geq 1$, и $\eta_\Gamma = \varepsilon\alpha$, при $\alpha < 1$.

Таким образом, из (1.15) - (1.17) температура в реакторе при $\varepsilon = 1$ может быть определена как:

$$T_{\varepsilon=1} = \frac{\sqrt{B^2 + 4AC} - B}{2A}, \quad (1.15)$$

где

$$A = 0,000129/\alpha - 0,000065 \eta_\Gamma/\alpha + 0,000069,$$

$$D = 0,064662(1 - \eta_\Gamma)/\alpha + 0,540541(1 - \eta_\Gamma/\alpha)^2,$$

$$B = D - 0,000129(1 - \eta_\Gamma)T_H/\alpha + 0,067568\eta_\Gamma/\alpha + 1,$$

$$C = 2905,41 \cdot \eta_\Gamma/\alpha + T_H + 0,000069 \cdot T_H^2 + D \cdot T_H.$$

Для значений $\varepsilon < 1$ величина температуры определяется из простого соотношения:

$$T_{\varepsilon < 1} = T_H + \varepsilon(T_{\varepsilon=1} - T_H) \quad (1.16)$$

В результате расчета определяется параметр форсирования реактора K_p , соответствующий срыву горения при заданном режиме работы.

1.3. Экспериментальное определение времени пребывания в циркуляционных зонах за плохообтекаемыми телами.

Для определения характеристик циркуляционных зон было проведено значительное количество работ [18, 26, 32], к которым относятся экспериментальные исследования по определению времени пребывания газа. Среди них можно выделить следующие два способа: стационарного подвода трассирующего газа и нестационарного.

Способ стационарного подвода [32] заключается в подаче трассирующего газа в центр циркуляционной зоны. После того, как поле концентрации газа становится равномерным, измеряется абсолютная концентрация подведенной примеси. При этом масса трассирующего газа в циркуляционной зоне:

$$m = \int_{V_z} C dV_z \approx \bar{C} V_z, \quad (1.17)$$

Среднее время пребывания газа в зоне определяется из выражения:

$$\bar{t}_z = \frac{\bar{C} V_z}{G_{\text{ист}}}, \quad (1.18)$$

Данный способ позволяет подробно изучить структуру циркуляционной зоны при любых скоростях набегающего потока. Исследования показали, что в большей части объема зоны циркуляции время пребывания почти постоянно, что говорит о высокой степени интенсивности перемешивания внутри зоны. При этом наибольшее время пребывания получается в центре вихря и в застойной зоне у оси стабилизатора, что объясняется минимальными местными скоростями потока в этих областях.

Результаты исследования по определению времени пребывания газа в циркуляционных зонах, опубликованные в работе [32], показаны на рисунках 1.1-1.5.

Так, на рис. 1.1 и 1.2 показано влияние размера плохообтекаемого тела в виде диска. С увеличением диаметра диска объем циркуляционной зоны за ним растет, а вместе с ним и время пребывания газа в зоне.

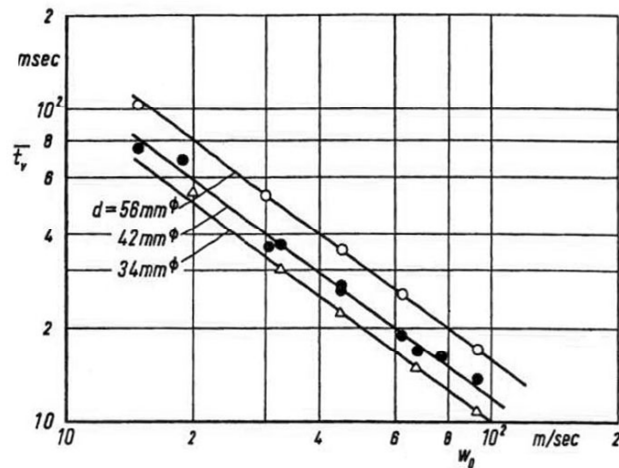


Рис. 1.1. Зависимость времени пребывания газа \bar{t}_v (мсек) в циркуляционной зоне за плохообтекаемыми телами в виде дисков различного диаметра от скорости набегающего потока w_0 (м/сек) [32].

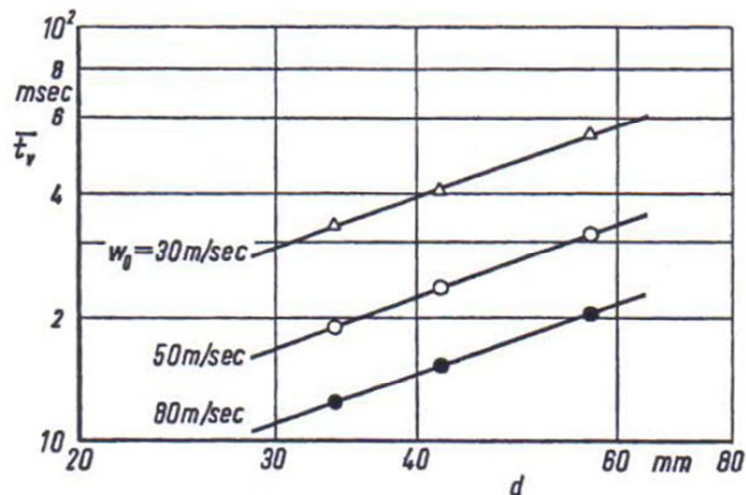


Рис. 1.2. Зависимость времени пребывания газа \bar{t}_v (мсек) в циркуляционной зоне за плохообтекаемыми телами в виде дисков различного диаметра от размера тела (мм) [32].

Кроме того, в работе проводились исследования со стабилизаторами различной формы: дисками, цилиндрами и конусами. Как показано на рисунках 1.3 и 1.4, за диском время пребывания меньше, чем за конусообразным телом с углом при вершине 60°.

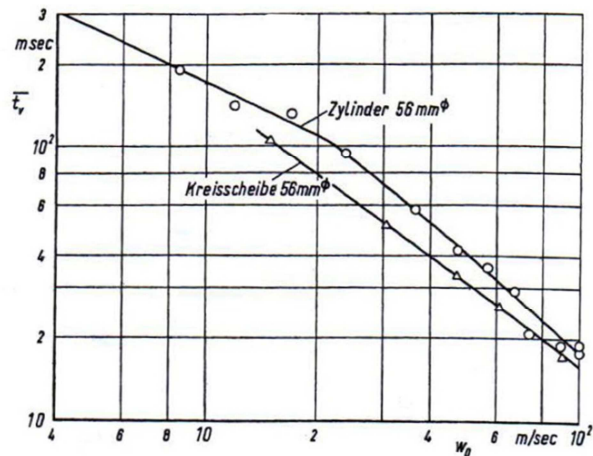


Рис.1.3. Зависимость времени пребывания газа \bar{t}_v (мсек) в циркуляционной зоне от скорости набегающего потока w_0 (м/сек) за диском 56 мм (Kreisscheibe) и цилиндром 56 мм (Zylinder) [32].

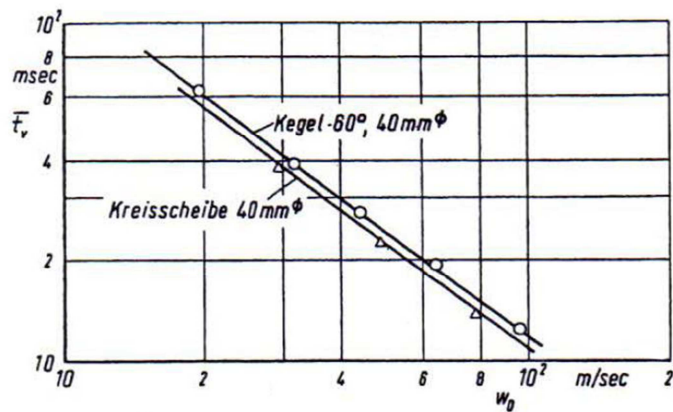


Рис.1.4. Зависимость времени пребывания газа \bar{t}_v (мсек) в циркуляционной зоне от скорости набегающего потока w_0 (м/сек) за диском диаметром 40 мм (Kreisscheibe) и конусом с углом 60° диаметром 40 мм (Zylinder) [32].

Второй способ определения времени пребывания газа в циркуляционной зоне, изложенный в работе [18], основан на нестационарном подводе примеси. В зону за уголкового стабилизатора подводился табачный дым, легко увлекаемый турбулентными перемещениями среды. Отраженный от частиц, свет улавливался фотоумножителем, а возникающий ток усиливался и передавался на осциллограф для записи. После того, как поступление и вынос примеси становятся постоянными, резко прекращается ее подача, и наблюдается изменение по времени концентрации дыма от равновесной до нуля. В этом случае изменение концентрации описывается по закону:

$$C = C_0 e^{-\frac{t}{t_z}}, \quad (1.19)$$

где t_z – постоянный множитель при показателе экспоненты – время, за которое концентрация трассирующего газа уменьшится в e раз.

На рисунке 1.5 показаны результаты определения времени пребывания τ_{II} для случая холодного обтекания уголка в зависимости от размера стабилизатора d_{cm} (а), скорости u_{II} (б) и интенсивности турбулентности (в) набегающего потока, а также изменение τ_{II} по длине зоны циркуляции L (г).

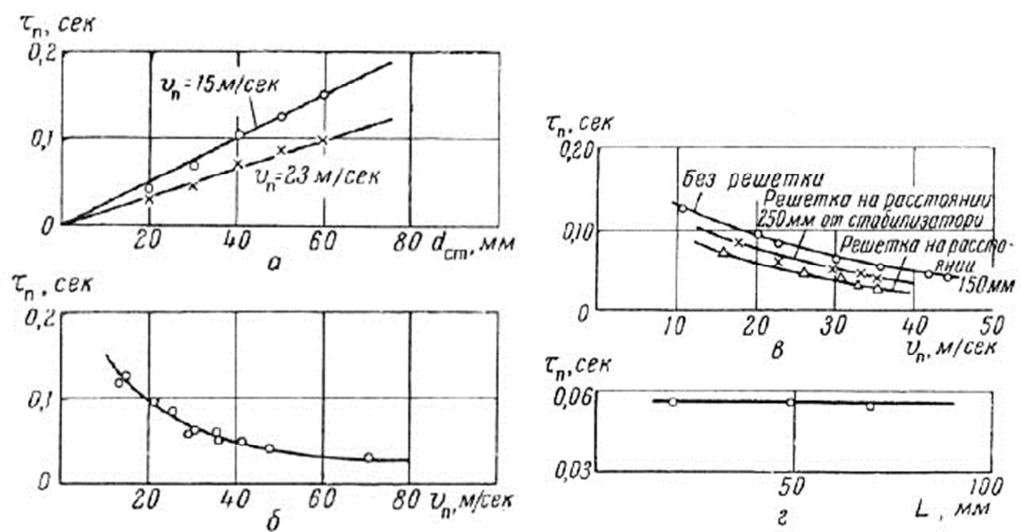


Рис. 1.5. Зависимость τ_{II} от размера стабилизатора (а), скорости потока u_{II} (б), интенсивности турбулентности (в), расстояния до стабилизатора (г).

Измерения показали, что среднее время пребывания частиц газа в циркуляционной зоне пропорционально размеру стабилизатора и обратно пропорционально средней скорости набегающего потока, а также уменьшается с возрастанием интенсивности турбулентности набегающего потока. Данный способ менее трудоемок, однако при увеличении скорости набегающего потока, продолжительность процесса отключения подачи примеси становится существенной и сильно влияет на погрешность измерений.

Кроме того, в работе [33] определялось время пребывания в циркуляционных зонах за завихрителями в основных камерах сгорания, используя современные PIV методы цифровой трассерной визуализации [34,35]. Подача трассирующего газа осуществлялась не в циркуляционную зону, а в набегающий поток. Отслеживалась концентрация трассирующего вещества в циркуляционной зоне. Считалось, что время пребывания в зоне соответствует времени, через которое показания концентрации трассеров начнут уменьшаться после отключения источника подачи. Таким образом, данный метод дает косвенные значения времен пребывания в циркуляционной зоне, так как не весь расход трассирующего вещества попадет в циркуляционную зону.

1.4. Экспериментальные исследования срывных характеристик стабилизаторов пламени.

На устойчивость горения при стабилизации пламени плохообтекаемыми телами влияет множество факторов. К ним относятся: геометрические параметры стабилизатора, способ подачи горючего и состав топливо-воздушной смеси, а также характеристики набегающего потока, такие как давление, скорость, интенсивность турбулентности и температура.

Пределы устойчивого горения за стабилизатором пламени чаще всего характеризуются скоростью потока, при которой происходит срыв при заданном составе смеси α . При составе смеси, близком к стехиометрическому, скорость потока, при котором происходит срыв пламени, достигает своих максимальных значений. По мере обогащения или обеднения значения скорости срыва уменьшаются.

Влияние размера и формы стабилизатора.

Форма стабилизатора пламени влияет на характеристики стабилизации, поскольку от нее зависят размеры циркуляционной зоны за телом. Тела, хорошо обтекаемые, за которыми не образуется срыва потока, вообще говоря, не могут быть стабилизаторами. На практике наибольшее распространение получили стабилизаторы, выполненные в виде V-образных тел. На рис 1.6 показаны пределы устойчивого горения для различной геометрической формы, полученные в экспериментальных работах [20]. Установлено, что при одинаковом характерном размере стабилизатора, диапазон устойчивого горения увеличивается с ростом коэффициента лобового сопротивления тела.

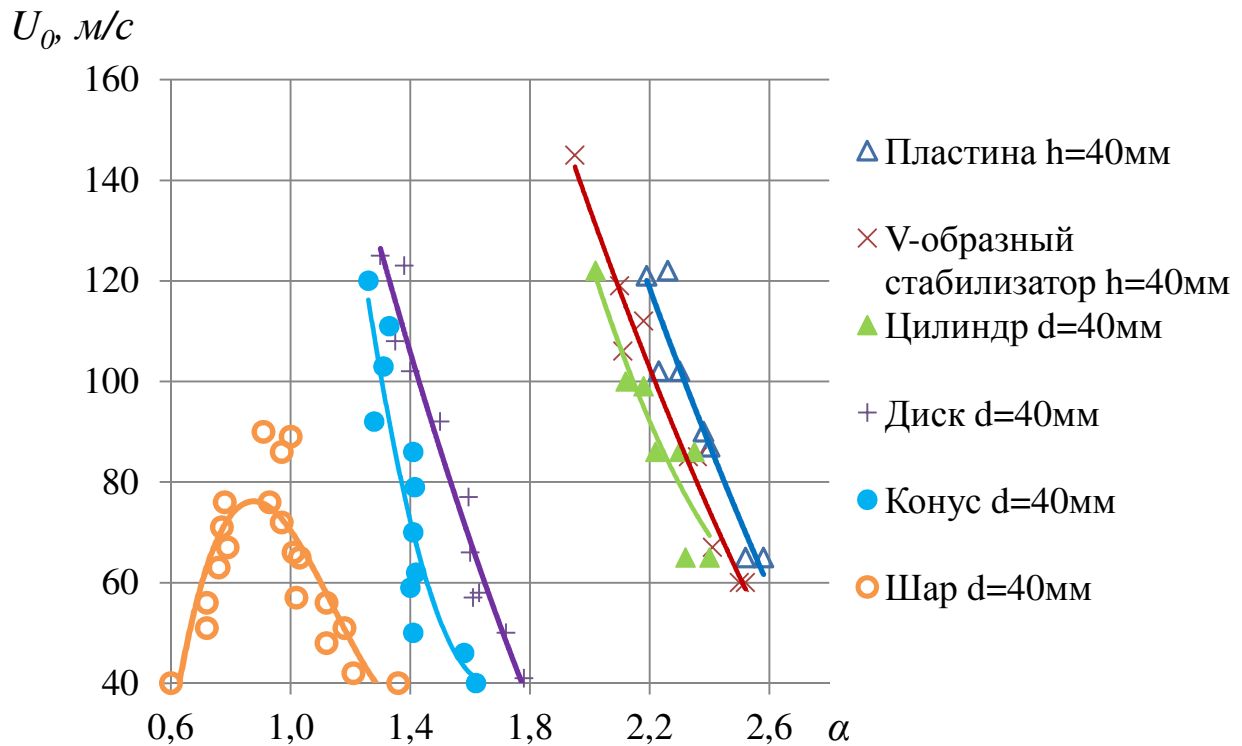


Рис. 1.6. Экспериментальные зависимости коэффициента избытка воздуха α от скорости набегающего потока U_0 при срыве пламени.

Кроме того, экспериментально установлено, что пределы устойчивого горения по скорости потока и составу смеси, при заданной геометрической форме стабилизатора, расширяются с увеличением его размера. На рис. 1.7 показаны результаты экспериментального исследования для конического стабилизатора с углом раскрытия $\varphi = 30^\circ$ и различной шириной среза. Здесь $U_{\text{ср}}$ – это скорость потока в кольцевом зазоре на срезе стабилизатора.

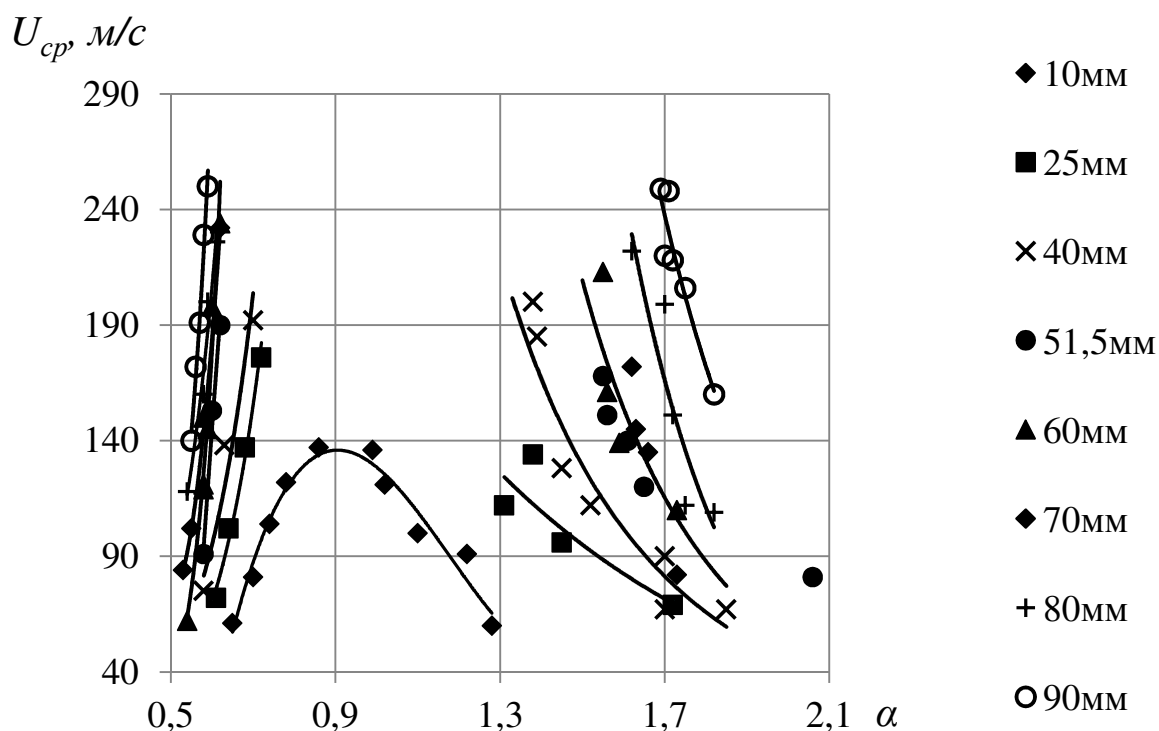


Рис. 1.7. Срывные характеристики конических стабилизаторов, полученные экспериментальным путем.

Таким образом, исходя из приведенных экспериментальных данных, в первом приближении можно принять, что функция состава смеси (α) прямопропорциональна скорости потока и обратнопропорциональна размеру стабилизатора и коэффициенту лобового сопротивления.

Влияние начальной температуры смеси

Повышение начальной температуры топливо-воздушной смеси приводит к увеличению диапазона устойчивой работы стабилизирующего устройства. Это связано с тем, что повышение температуры смеси приводит к увеличению нормальной скорости пламени U_n . Зависимости скорости срыва пламени от исходной температуры горючей смеси при атмосферном давлении для клиновидного плоского стабилизатора с шириной полки стабилизатора 40мм в трубе 135x350мм, полученные экспериментальным путем, показаны на рис 1.8 [36]. Степень расширения границ устойчивого горения с ростом температуры обычно характеризуется соотношением вида

$U_{\text{ср}} \sim T_0^b$, где показатель степени b для углеводородных топлив считается примерно равным 1,7.

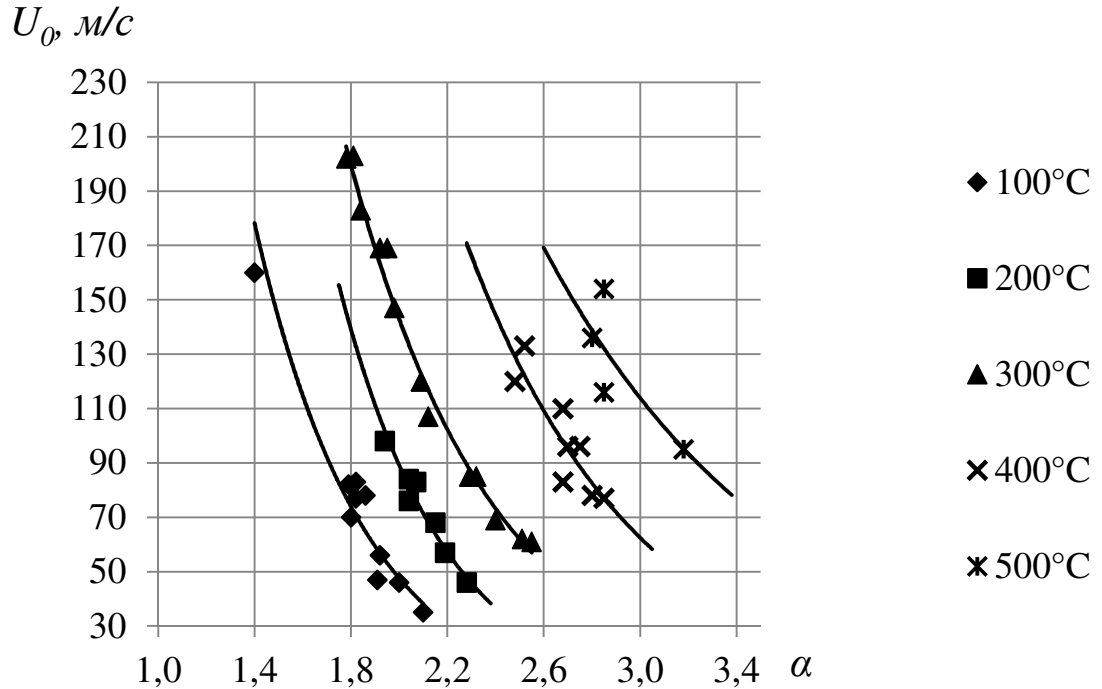


Рис. 1.8. Изменение диапазона устойчивого горения за клиновым плоским стабилизатором в зависимости от температуры смеси.

Диапазон устойчивого горения водородо-воздушной смеси за стабилизатором пламени с высотой полки 6 мм приведены на рис 1.9 [36]. Давление основного потока соответствовало 0,5 ата. Проанализировав данные, получится, что при $\alpha \approx 1$ показатель $b \approx 0,85$, а при $\alpha \approx 0,3$ $b \approx 2,75$. Таким образом, величина b переменна и зависит от состава смеси.

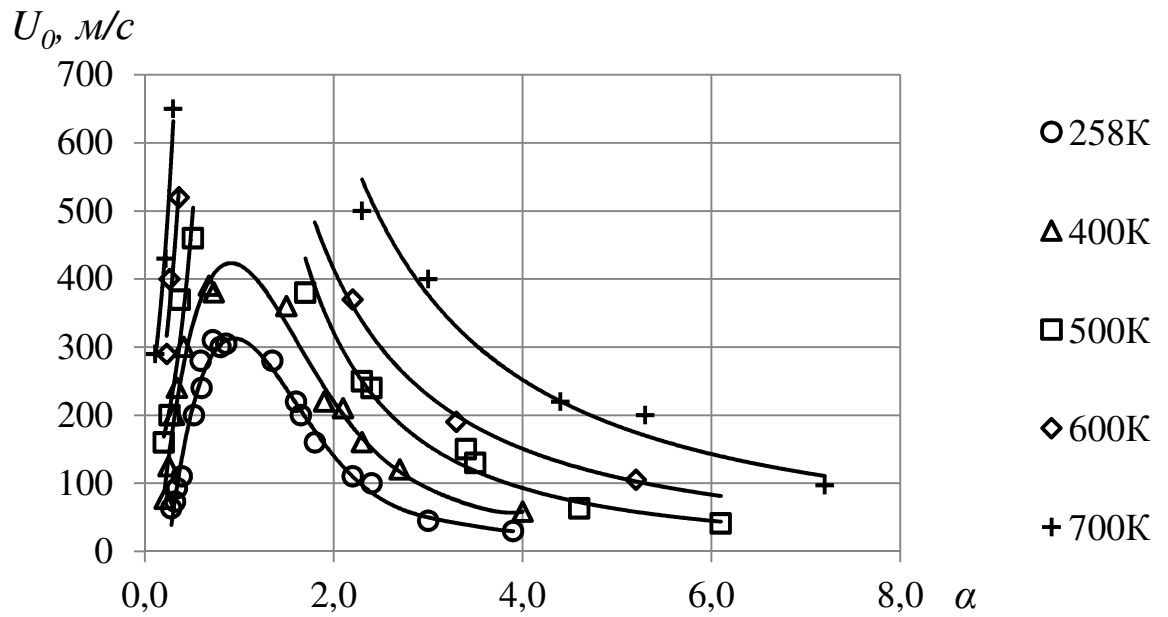


Рис. 1.9. Области устойчивого горения для разных температур смеси.

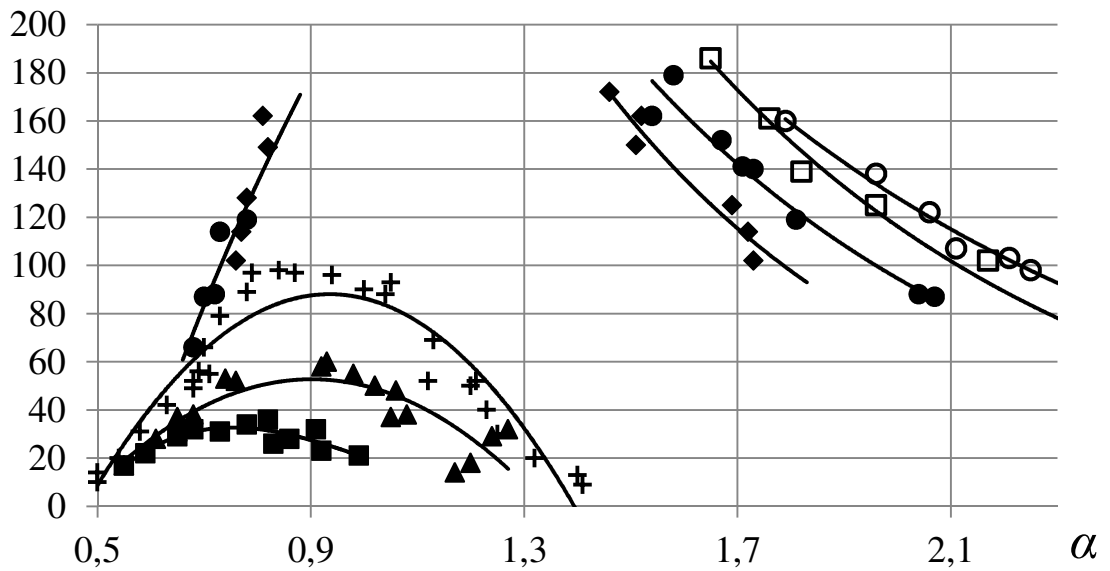
Связь начальной температуры смеси и значения коэффициента избытка воздуха описывается зависимостью $\alpha \sim e(\xi T_0)$, где ξ – угловой коэффициент характеристик, не зависящий от скорости потока [37]. Такой характер влияния температуры смеси на скорость потока является общим и не изменяется до температур, при которых происходит самовоспламенение смеси.

Влияние давления потока

Известно, что увеличение давления набегающего потока позволяет расширить границы устойчивого горения за стабилизатором. Однако, влияние изменения давления требует более внимательного рассмотрения, так как оно может привести к нарушению адиабатичности процесса и автомодельности циркуляционной зоны. Кроме того, наиболее сложными режимами работы форсажных камер сгорания, с практической точки зрения, являются высотные, где давление на входе в камеру может быть ниже атмосферного.

Также, стоит отметить, что для стабилизаторов малых размеров влияние давления более выражено, чем для стабилизаторов с большими геометрическими параметрами, как показано на рис. 1.10, по данным [36].

$U_0, \text{ м/с}$



Условные обозначения	$p, \text{ ата}$	$T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	Схема стабилизатора
■	0,335	20	
▲	0,604	20	
+	0,92	20	
◆	0,31	210	
●	0,4	210	
□	0,6	210	
○	0,8	210	

Рис. 1.10. Изменение диапазона устойчивой работы стабилизатора в зависимости от давления в потоке.

В связи с успехами в разработке численных методов расчета турбулентных течений представляет практический и научный интерес применения их к определению времен пребывания газа в циркуляционных зонах и разработка на этой основе методов расчета характеристик стабилизации процессов горения. Особый интерес представляет при этом метод подвода трассирующего газа [32], так как с его помощью можно определять не только среднее время пребывания газа в циркуляционной зоне, но и исследовать структуру течения и процессы массообмена в течении в целом, при различных способах его организации.

Рассмотренные теоретические модели основаны на предположении об автомодельности циркуляционной зоны по скорости, давлению, составу и др. При горении на режимах далеких от срыва пламени, зона циркуляции устойчива в гидравлическом отношении, от стабилизатора не отрываются периодические вихри. Однако течение может стать нестационарным, то есть за телом в канале будет образовываться периодическая дорожка вихрей [38]. При горении течение стабилизируется из-за наличия отрицательного градиента давления.

1.5. Заключение по первой главе

Из вышесказанного следует, реакторная модель стабилизации горения является наиболее совершенной, так как основана на хорошо разработанной теории гомогенного реактора, позволяющей выполнять расчеты процесса горения в реакторе при различных условиях. Основным параметром реакторной модели является время пребывания газа в реакторе, поэтому необходимо разработать методику определения времени пребывания в циркуляционных зонах. В связи с разнообразием устройств и процессов, особую актуальность приобретает разработка методов численного

моделирования процессов массообмена, особенно для разработки форсажных камер новых двигателей.

ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ПРЕБЫВАНИЯ ГАЗА В ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЗОНАХ, ПОСРЕДСТВОМ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ С ПОДВОДОМ ТРАССИРУЮЩЕГО ГАЗА

Для непрерывного воспламенения топливо-воздушной смеси в потоке, скорость которого выше скорости распространения пламени, необходимо обеспечить наличие постоянного источника зажигания горючей смеси в фиксированных точках, то есть стабилизировать пламя. На практике для этого обычно используют высокотемпературные продукты сгорания, образующиеся в каналах с внезапным расширением, циркуляционных (срывных) зонах за плохообтекаемыми телами, закрученными и веерными струями или в специальных форкамерах. Стабилизация пламени зависит в большой степени от свойств циркуляционной зоны, в частности, от среднего времени пребывания газа в зоне. Одним из распространенных критериев срыва горения со стабилизатора, является отношение среднего времени пребывания газа в циркуляционной зоне t_z ко времени реакции горения t_p .

При проектировании перспективных стабилизирующих устройств, проведение экспериментальных исследований по определению времени пребывания в циркуляционных зонах является сложным и затратным, поэтому для решения ряда прикладных задач имеет смысл численное моделирование газодинамических процессов в таких устройствах с помощью современных программных комплексов.

Как было отмечено в предыдущей главе, для определения характеристик циркуляционных зон было проведено значительное количество работ [15, 18, 32, 41, 42, 46, 48, 50]. В том числе были проведены экспериментальные исследования по определению времени пребывания газа,

из которых можно выделить следующие два метода: метод стационарного подвода [32] трассирующего газа и нестационарного [18].

Метод стационарного подвода основан на измерении абсолютных значений концентраций примеси в зоне и сопоставлении их с секундным расходом стационарного источника $G_{\text{ист}}$. Масса трассирующего газа в циркуляционной зоне:

$$m = \int_{V_3} C dV_3 \approx \bar{C} V_3.$$

Среднее время пребывания газа в зоне определяется из выражения:

$$\bar{t}_z = \frac{\bar{C} \cdot V_3}{G_{\text{ист}}}. \quad (2.1)$$

Второй метод, изложенный в работе [18], основан на нестационарном подводе газа в циркуляционную зону. В этом случае изменение концентрации описывается по закону:

$$C = C_0 e^{-\frac{t}{t_z}}, \quad (2.2)$$

где t_z – среднее время пребывания газа во всей циркуляционной зоне, т.е. время, за которое концентрация трассирующего газа уменьшится в e раз.

В данной работе были проведены исследования структуры течения и времени пребывания газа в циркуляционных зонах (ЦЗ), образованных при внезапном расширении канала за уступами различной высоты. Течение в таких зонах является устойчивым. В нем не возникают нестационарные вихревые зоны, типа «дорожек Кармана» [38] и их можно рассматривать как приближенную модель течения за половиной плохобтекаемого тела. Течение газа моделировалось с помощью программного комплекса Ansys CFX. Определение времени пребывания газа в циркуляционной зоне было основано на принципах, используемых в экспериментальных исследованиях, описанных выше.

2.1. Описание постановки задачи и граничных условий.

Численная методика включала в себя математические модели турбулентного течения и диффузии трассирующего газа в канале, подробно описанные в [43, 46]. Первая основана на интегрировании полной системы уравнений Рейнольдса, которые записаны в переменных Эйлера и замкнуты дифференциальными уравнениями переноса кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации энергии ω :

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right],$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \gamma \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2},$$

где \bar{u}_j – вектор осредненной скорости газовой смеси, τ_{ij} – рейнольдсовы напряжения, β , γ , σ , – модельные константы, μ и μ_t коэффициенты динамической молекулярной и турбулентной вязкости, а также функция смешения:

$$F_1 = \tanh(\arg g_1^4),$$

здесь $\arg g_1$ – весовая функция.

Вторая модель предполагает решение уравнений диффузии газообразной примеси. Течение устанавливается изотермическим и стационарным. Для определения распределения трассирующего газа в расчетной области используется уравнение переноса [7]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{Y}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \tilde{U}_j \tilde{Y}_i)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{i_{eff}} \frac{\partial \tilde{Y}_i}{\partial x_j} \right) + S_i,$$

где

$$\Gamma_{i_{eff}} = \Gamma_i + \frac{\mu_t}{Sc_t},$$

массовая доля компонента i :

$$\tilde{Y}_i = \frac{\tilde{\rho}_i}{\bar{\rho}},$$

распределение среднemasсовой скорости:

$$\tilde{U}_j = \sum \frac{\tilde{\rho}_i \tilde{U}_{ij}}{\bar{\rho}},$$

где \tilde{U}_{ij} – среднemasсовая скорость i -го компонента.

Описание расчетной модели

Основные расчетные исследования проводились для канала с внезапным расширением – течение за уступом. Выбор этого течения в качестве моделирующего основные свойства циркуляционных течений за плохообтекаемыми телами основывался на том, что это течение является устойчивым и его можно приблизительно рассматривать как половину течения за плоским стабилизатором V-образного сечения, которые находят широкое применение в форсажных камерах.

Попытки провести расчет течения за стабилизатором V-образного сечения показали, что, как правило, течение является нестационарным. В нем возникают вихри типа «дорожки Кармана», что приводит к разрушению циркуляционной зоны и резкому ухудшению её стабилизирующих свойств. Однако в [51] указывается, что при горении вплоть до режима «бедного срыва» в канале течение за V-образными стабилизаторами стабилизация осуществляется из-за наличия отрицательного градиента давления.

Расчетная область соответствовала схеме, показанной на рисунке 2.1. Канал имел высоту $H = 0,2$ м и длину $L = 0,5$ м. Задача решалась в псевдодвумерной постановке с шириной канала $\Delta = 0,001$ м, поскольку параметры течения в поперечном направлении предполагались постоянными.

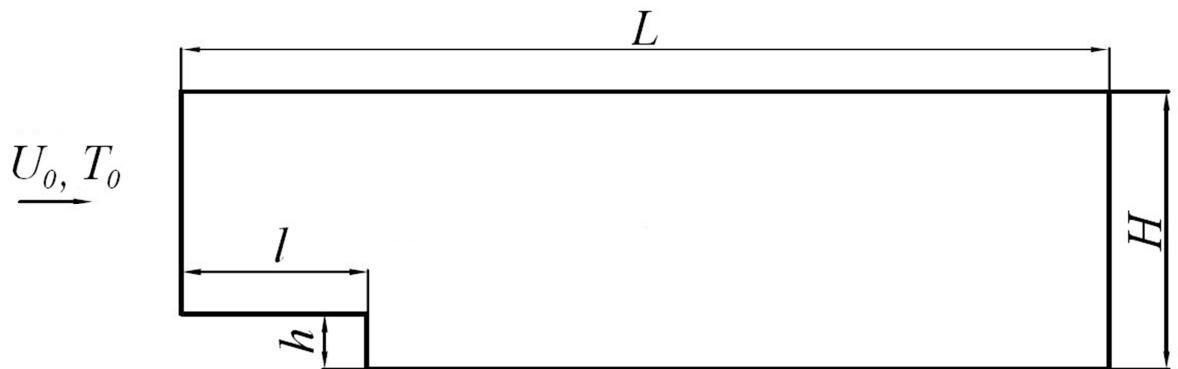


Рис. 2.1. Схема расчетной модели канала с уступом.

Для решения задачи в Ansys ICEM строилась блочно-структурированная численная сетка с количеством элементов ≈ 300000 , таким образом, что ширина одного элемента соответствовала ширине канала (1 мм). Граничные условия включали следующие параметры:

- 1) Температура и скорость потока на входе в канал T_0 (К), U_0 (м/с);
- 2) Статическое давление на выходе из канала $p_H = 10^5$ Па;
- 3) Расход трассирующего газа – пропана C_3H_8 (кг/с).
- 4) В качестве модели турбулентности, согласно рекомендациям из [43], была выбрана модель переноса сдвиговых напряжений (Shear Stress Transport).

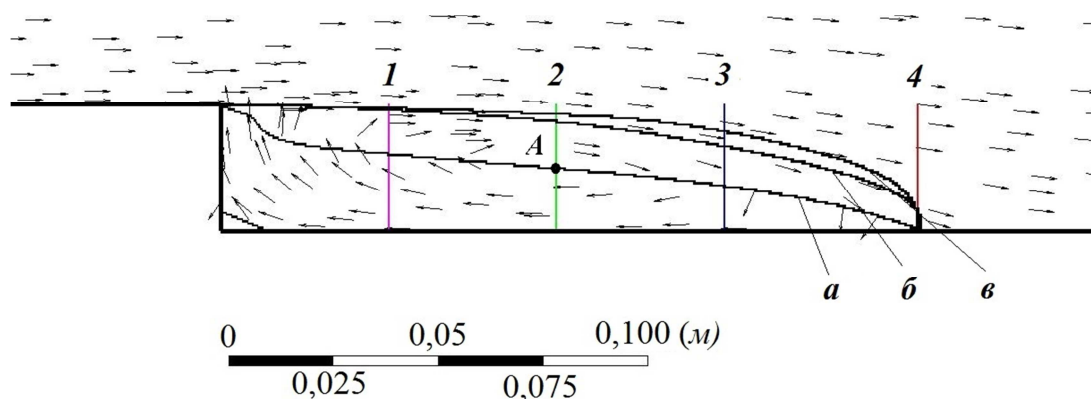
Подача трассирующего газа осуществлялась с помощью встроенной функции точечного источника (Source Point) [44]. Местоположение точки вводится в декартовых координатах, при этом источник создается из элемента сетки, центр которого ближе к указанной точке. Для того чтобы подача трассирующего газа не влияла на структуру течения расход газа не должен превышать 0,5 % от расхода в зоне обратных токов (ЗОТ) [32]. На практике удобнее руководствоваться некоторым характерным расходом, связанным с параметрами набегающего потока. Таким расходом был принят $G_0 = \rho U_0 h \Delta$, при этом по результатам расчетов отношение характерного

расхода к расходу в зоне обратных токов примерно равнялось 4,7. Соответственно, расход газа не превышал 0,1 % от характерного расхода.

Для уточнения методики исследования сначала определялось влияние расхода трассирующего газа и места его подвода. Течение в рассматриваемом канале носит устойчивый характер с образованием стабильного вихря за срезом уступа, поэтому решение может выполняться в *стационарной постановке*.

2.2. *Обработка полученных результатов и расчет времен пребывания.*

Как известно, границе циркуляционной зоны соответствует линия, ограничивающая область с циркулирующей постоянной массой газа, т.е. в любом сечении этой области средневременной расход слева направо равен расходу справа налево, а границе зоны обратных токов соответствует линия, проведенная по точкам с нулевой осевой скоростью [38]. Таким образом, разбив область циркуляционной зоны по сечениям и построив вдоль них распределение осевой скорости, можно определить границы зоны циркуляции и зоны обратных токов. Например, на рисунке 2.2 показана схема течения за уступом. Скорость набегающего потока 30 м/с. Длина циркуляционной зоны за уступом согласуется с экспериментальными данными из [39] и составляет $\approx 6h$.



а – граница зоны обратных токов; б – граница циркуляционной зоны, определенная через полное давление; в – граница циркуляционной зоны, определенная через массовую концентрацию трассирующего газа.

Рис. 2.2. Схема течения за уступом

В сечениях 1-4 определялись осевые скорости течения и наносились на график, показанный на рисунке 2.3. Площади с отрицательными и положительными скоростями (расход газа в прямом и обратном осевом направлении) одинаково заштрихованы. Прямые k ограничивают площадь с положительной осевой скоростью, равную площади с отрицательной скоростью в обратном токе. По ним определяются координаты высоты циркуляционной зоны, определенной данным способом.

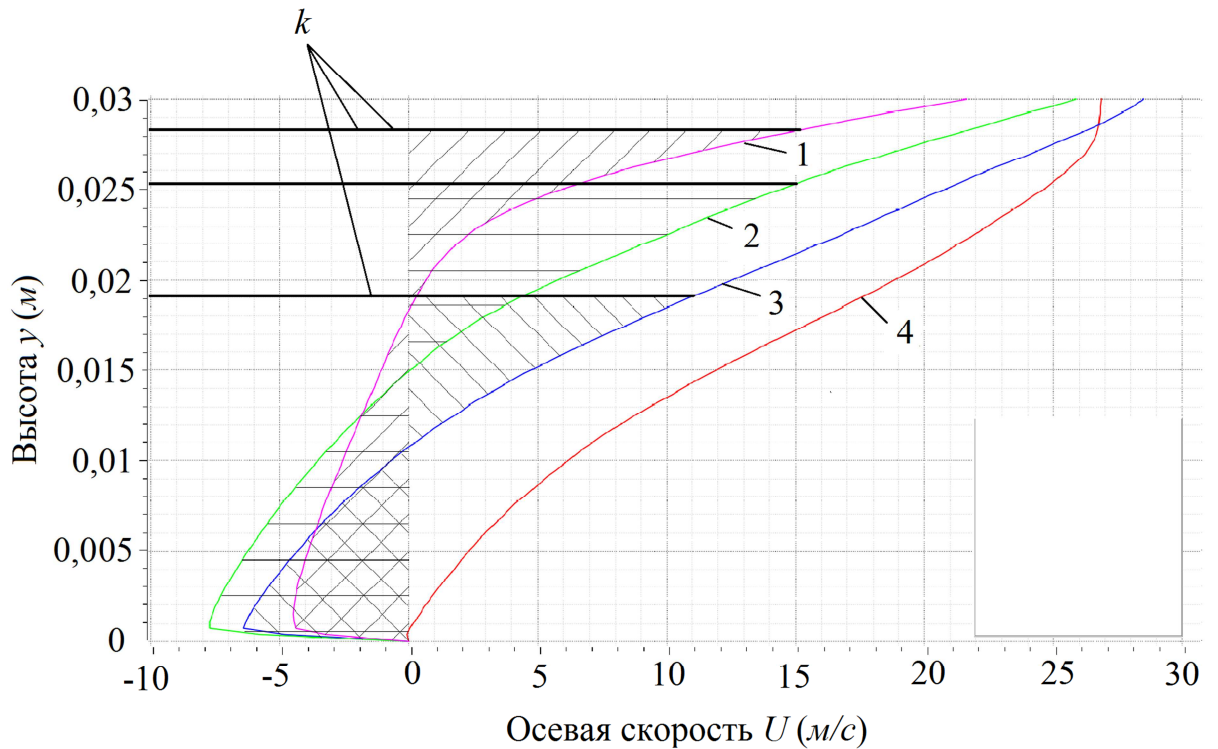


Рис. 2.3. Распределение осевой скорости в сечениях

В постпроцессоре Ansys (модуле визуализации результатов расчета) с помощью команды Isovolume можно выделить объем, в котором элементы расчетной сетки будут иметь значения выбранной функции определенной величины. В зависимости от режима (Mode), можно выделить объем указанного значения (At Value), ниже этого значения (Below Value) или выше (Above Value), а также между двумя указанными значениями (Between Value). Для примера на рисунке 2.4 показан выделенный объем зоны обратных токов за уступом высотой 30 мм. Для этого в качестве переменной выбрана осевая скорость потока (Velocity U), режим Below Value, значение 0. Скорость набегающего потока U_0 равнялась 10 м/с.

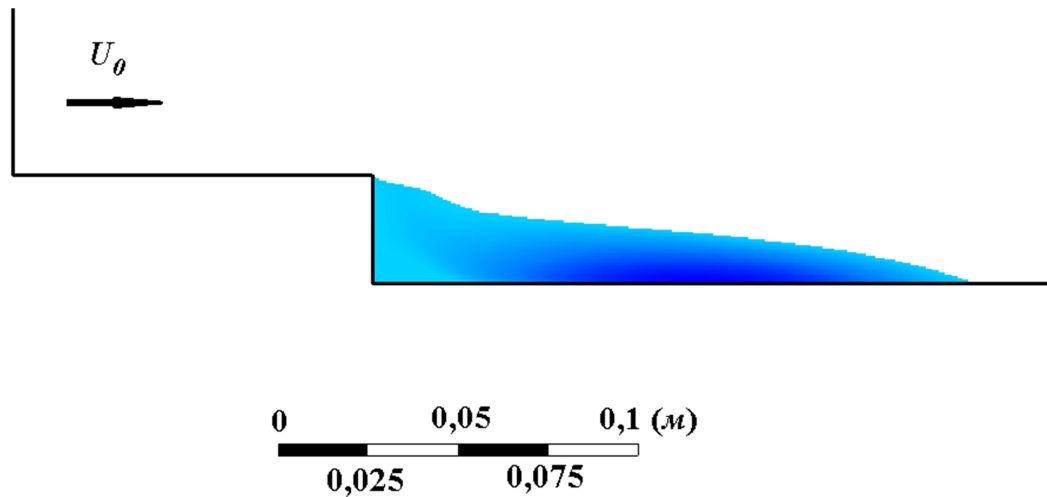


Рис. 2.4. Пример выделенного объема зоны обратных токов.

Определение объема циркуляционной зоны проводилось таким же способом. Известно, что длина циркуляционной зоны соответствует длине зоны обратных токов [39], поэтому, изменяя в постпроцессоре функцию переменной и её значение, можно определить объем зоны наиболее близкий к теоретическому из [38]. Для более точного расчета было выделено два объема. В первом объеме в качестве функции задавалась среднемассовая концентрация трассирующего газа выше некоторого значения. Во втором же было выбрано полное давление. На рис. 2.2 кривая *a* соответствует границе зоны обратных токов, ниже которой располагается область с отрицательными осевыми скоростями. Кривая *б* ограничивает объем, в котором полное давление ниже опорного (Reference Pressure) на 5 Па. Область, в которой массовая концентрация трассирующего газа выше, чем $0,00229 \text{ кг/м}^3$, ограничена кривой *в*. При данных значениях давления и концентрации, длина выделенного объема соответствует длине зоны обратных токов. Наиболее близкий к теоретическому объему циркуляционной зоны, определенному по полям осевых скоростей, получается объем, ограниченный кривой *б*. Исходя из этого, в дальнейших исследованиях объем циркуляционной зоны определялся с помощью функции полного давления.

Для того чтобы рассчитать выделенный объем необходимо перейти во вкладку вычислений (Calculators) и выбрать вычисление функции (Function Calculation). В данном окне можно рассчитать не только выделенный объем (Volume), но и среднее значение переменной в нем (VolumeAve). Например, среднее значения массовой концентрации пропана (C3H8.Mass Concentration).

Таким образом, определив параметры из уравнения (2.1), можно рассчитать времена пребывания газа в выделенном объеме и подробно изучить структуру циркуляционной зоны.

Другой способ определения времени пребывания основан на экспериментальных исследованиях, приведенных в работах Бовиной Т.А. [18]. В этом случае граничные условия, способ подвода трассирующего газа, мониторы концентрации пропана в циркуляционной зоне соответствовали описанным в предыдущем способе. Подача пропана осуществлялась в центр вихря (точка *A* на рис. 2.2). Время пребывания определяется из выражения (2). Для определения времени уменьшения концентрации примеси, задача решается в нестационарной постановке. Продолжительность решения задачи устанавливалась 1 сек, а временной шаг одной итерации - 0,001 сек. Для того, чтобы отследить изменение распределения пропана необходимо в меню управления выходными параметрами (Output Control) расчета указать интервал сохранения результатов (Timestep Interval). С целью экономии объема памяти компьютера в решении были указаны порядковые номера конкретных итераций. Начиная с момента отключения подачи примеси, сохранялись следующие тридцать.

В процессе решения отслеживается мгновенная концентрация трассирующего газа в точке-мониторе *M*, установленной в зоне циркуляции как показано на рис. 2.5.

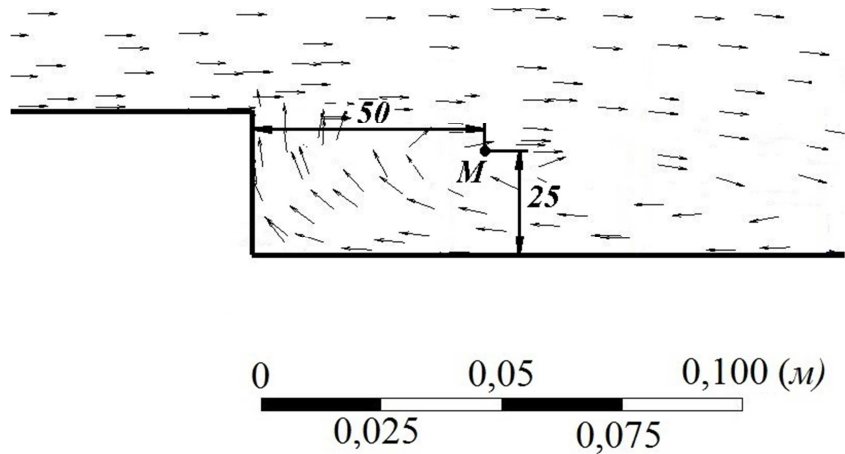


Рис. 2.5. Расположение точки-монитора отслеживания концентрации трассирующего газа.

После установления некоторого постоянного значения концентрации подача пропана прекращается и определяется время, за которое концентрация газа уменьшается в e раз. Например, на рис. 2.6 показано изменение концентрации трассирующего газа в ходе решения задачи. По оси абсцисс отложен порядковый номер итерации, а по оси ординат – массовая концентрация пропана ($\text{кг}/\text{м}^3$). На 400 итерации расход трассирующего газа был установлен нулевым, после чего, как видно из графика, концентрация в точке начала падать.

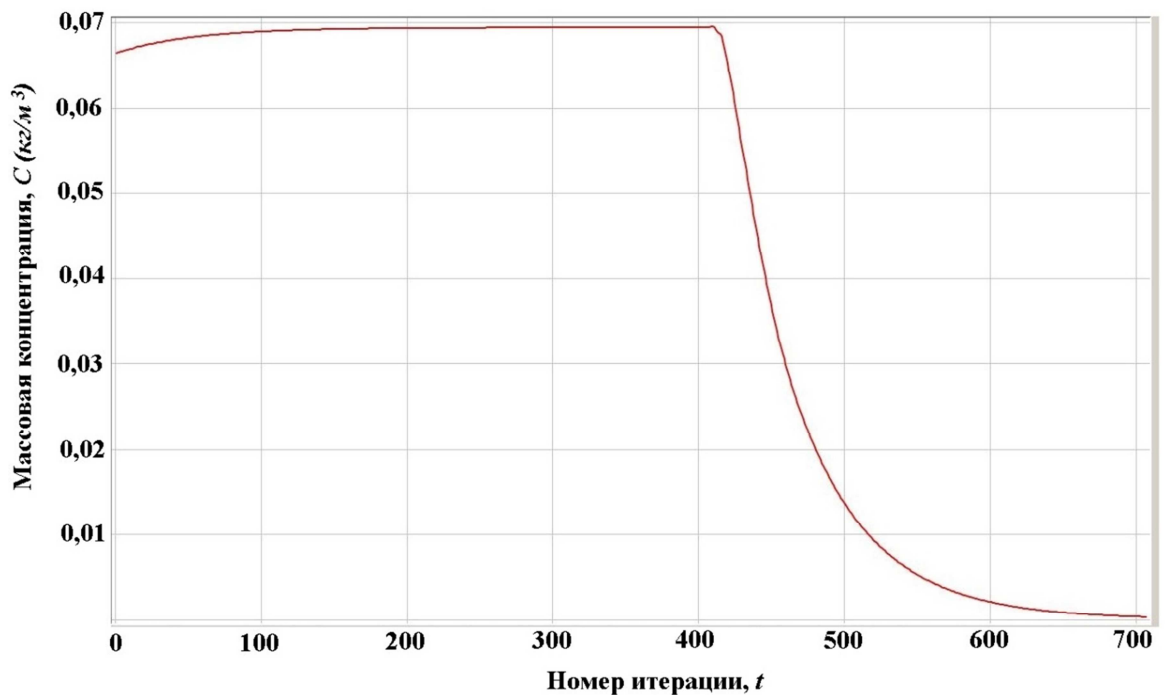


Рис. 2.6. Изменение концентрация пропана C в точке-мониторе во время решения.

Когда решение закончилось, в постпроцессоре по полному давлению строится объем циркуляционной зоны описанным выше способом и рассчитывается средняя концентрация пропана в нем (в данном случае $C = 0,0776$ кг/м³). На рисунке 2.7 слева показано распределение пропана в циркуляционной зоне при подводе в центр вихря на 400 итерации, что соответствует 0,4 секунды от начала расчета (источник примеси находится в центре вихря). Рисунок справа соответствует 0,46 сек, средняя концентрация пропана при этом равна 0,0282 кг/м³ (источник отсутствует). Таким образом, среднемассовая концентрация в циркуляционной зоне упала в e раз примерно за 0,054 сек.

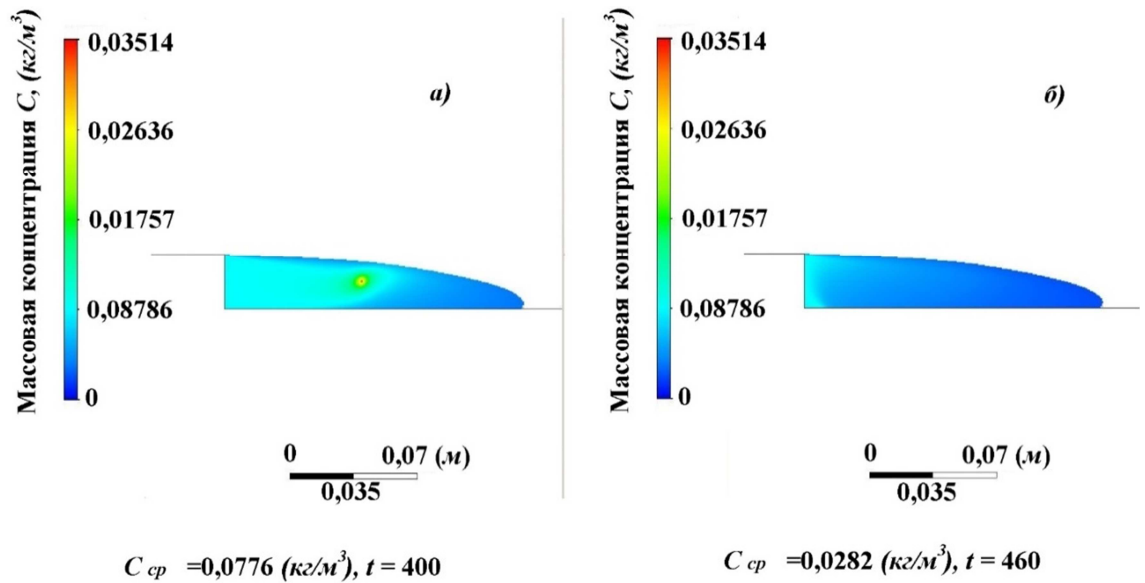
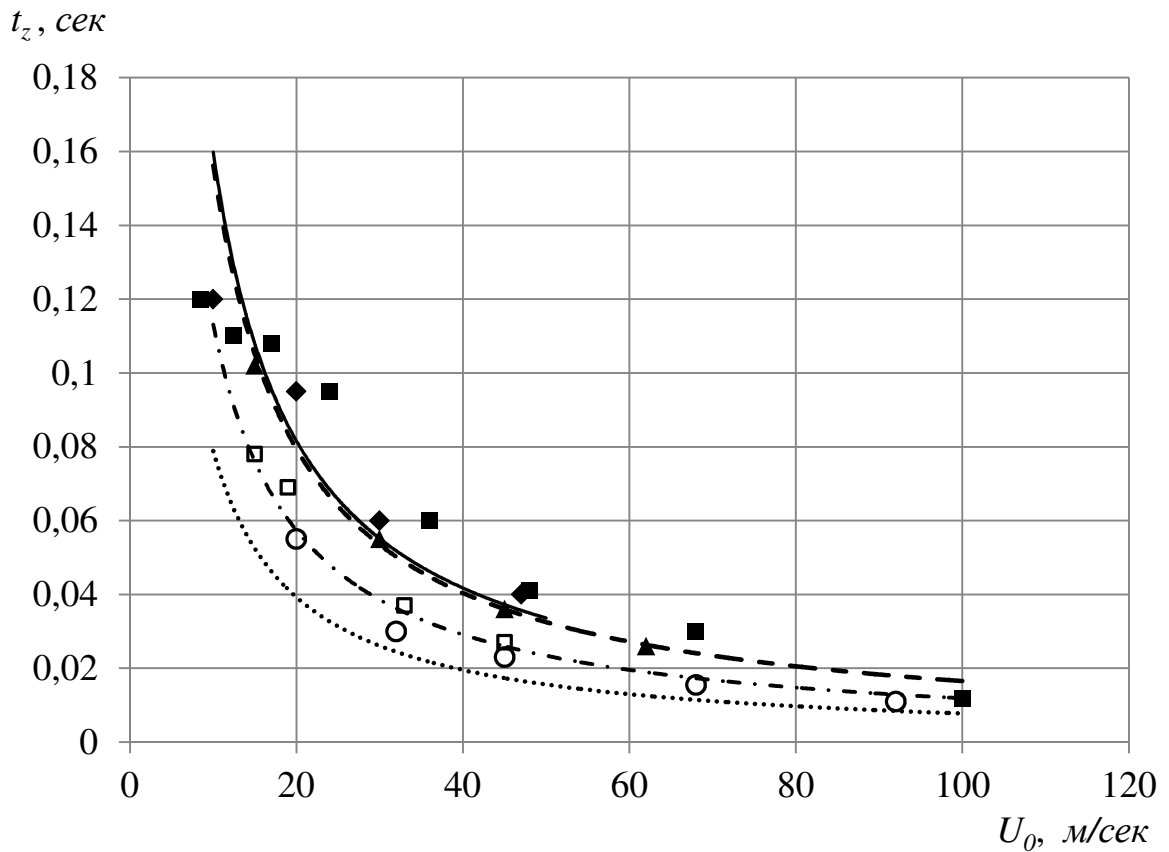


Рис. 2.7. Концентрация пропана C в циркуляционной зоне во время решения.

Рассчитанные времена пребывания за уступами различной высоты, в зависимости от скорости набегающего потока, приведены на рисунке 2.8. Кроме того, здесь даны опубликованные в работах [18, 32] результаты экспериментального определения t_z для уголкового стабилизатора (угол при вершине $\gamma=30^\circ$), цилиндра (отношение высоты цилиндра к его диаметру $L/d = 12$) и дисков различных диаметров $d = 2h$. Видно, что оба описанных выше расчетных метода, описанных выше, дают близкие результаты для уступа $h = 30\text{мм}$. Однако в виду того, что способ определения времени пребывания, основанный на нестационарном подводе газа, более трудоемок, а течение за уступом стабильное, дальнейшее исследование проводилось с помощью метода стационарного подвода.



Обозначение	Форма стабилизатора	Характерный размер стабилизатора, мм	Источник данных
◆	Уголок	$d = 2h = 50$	Эксперимент [18]
■	Цилиндр	$d = 2h = 56$	Эксперимент [32]
▲	Диск	$d = 2h = 56$	Эксперимент [32]
□	Диск	$d = 2h = 40$	Эксперимент [32]
○	Диск	$d = 2h = 34$	Эксперимент [32]
---	Уступ	$h = 30$	Расчет методом 1
- · - ·	Уступ	$h = 25$	Расчет методом 1
.....	Уступ	$h = 15$	Расчет методом 1
—	Уступ	$h = 30$	Расчет методом 2

Рис. 2.8. Зависимость времени пребывания t_z в циркуляционной зоне от скорости набегающего потока

На рис. 2.8 приведены значения t_z , рассчитанные с помощью разработанного численного метода для уступа (сплошные линии) в зависимости от скорости набегающего потока и экспериментальные значения t_z , взятые из литературных источников для других плохообтекаемых тел.

Как видно, данные для уголка ($d=50$ мм), диска ($d=56$ мм) практически совпадают с данными для уступа $h=30$ мм. Данные для дисков ($d=40$ мм и $d=34$ мм) близки к данным для уступа $h=20\dots 25$ мм.

Таким образом, для определения в первом приближении t_z для различных тел можно использовать результаты расчета для уступа, если принять, что расчетное значение $h_p=(0,45\dots 0,6)d$.

Более высокие значения h относятся к уголку и цилиндру. По-видимому, это объясняется тем, что здесь поперечные размеры циркуляционной зоны превышают геометрические размеры тела.

Аппроксимировать полученные расчетные кривые для уступа можно с помощью зависимости:

$$t_z = \frac{1,6 h_p}{30 U_0}, \quad (2.3)$$

где h_p в мм, а U_0 в м/с.

Сопоставление полученных результатов аппроксимации показано на рис. 2.9.

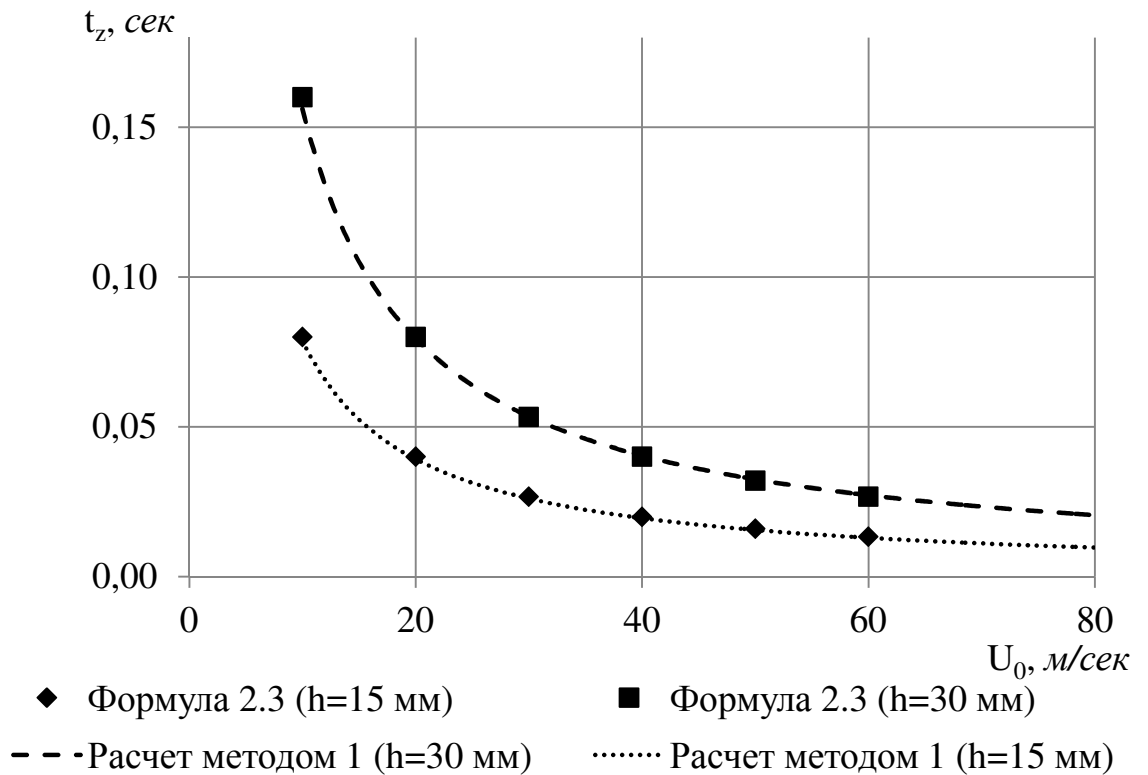


Рис. 2.9. Сравнение результатов расчета времени пребывания t_z , полученных расчетом методом 1 и с помощью формулы 2.3.

Из рисунка 2.9 видно, что в первом приближении для расчета времени пребывания в циркуляционных зонах можно пользоваться формулой 2.3. Кроме того сопоставление с экспериментальными данными показало, что для уголкового стабилизатора с углом при вершине γ величина $h_p \approx 0,01 \cdot \gamma \cdot d$ [мм].

2.3. Исследование влияния места подвода трассирующего газа на время пребывания в циркуляционной зоне.

В работах [45, 46] сделано предположение, что за стабилизацию пламени отвечает не вся циркуляционная зона, а лишь ее некоторая часть. Соответственно внутри зоны должна находиться область, в которой время пребывания максимально. Также, в работе [11] показано, что подача топлива в центр вихря существенно может увеличить пределы стабилизации горения.

На рисунке 2.9 показана схема течения в канале с уступом, а также точки, в которых осуществлялась подача пропана для оценки влияния места его подвода на время пребывания.

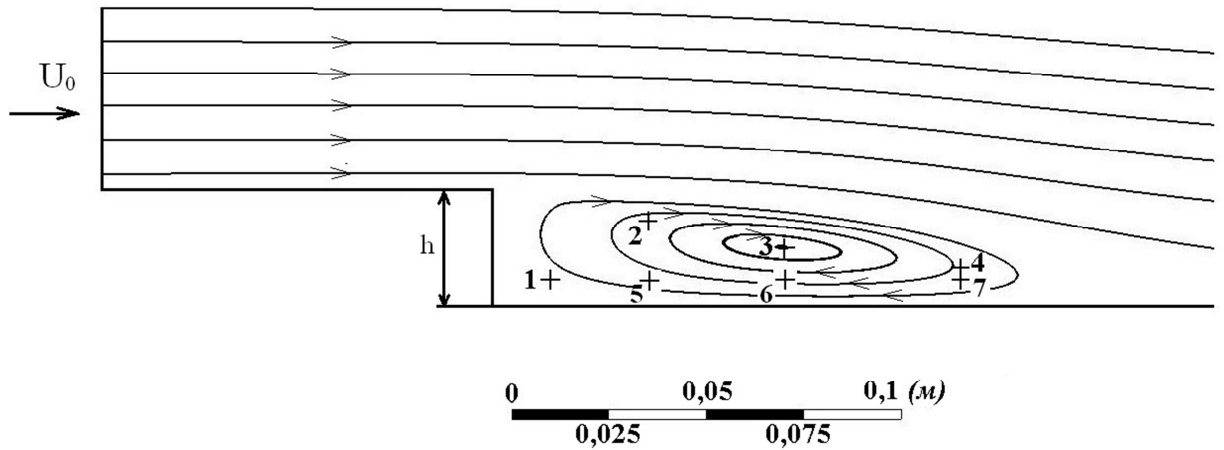


Рис. 2.9. Схема течения за уступом и места подвода трассирующего газа.

Координаты расположения точек и рассчитанные методом стационарного подвода газа времена пребывания в зоне циркуляции приведены в таблице 2.1. Здесь a – расстояние до среза уступа и b – расстояние до нижней стенки. Скорость набегающего потока сохранялась $U_0 = 30$ м/с. Расход трассирующего газа $G_{\text{ист}} = 6,56 \times 10^{-7}$ кг/с. Объем циркуляционной зоны $V_z = 3,78 \cdot 10^{-6}$ м³.

Таблица 2.1. Времена пребывания в ЦЗ при различных координатах точки подвода трассирующего газа

№ точки	a , мм	b , мм	\bar{C} , кг/м ³	t_z , сек
1	15	7	0,00908	0,0525
2	40	22	0,00658	0,0372
3	75	15	0,0091	0,0522
4	120	10	0,0092	0,053
5	40	7	0,0086	0,0496
6	75	7	0,0102	0,0588
7	120	7	0,0099	0,0573

Точки 2,3,4 располагаются на границе зоны обратных токов, то есть осевая скорость здесь близка к нулю. Точка 1 находится в «застойной» зоне за уступом, где местные скорости минимальны. Остальные точки 5, 6 и 7 расположены в области обратных токов, таким образом, что трассирующий газ выносится в направлении обратном основному потоку.

Распределение массовой концентрации пропана в объеме циркуляционной зоны в зависимости от места подвода показано на рисунке 2.10. Видно, что место подвода трассирующего газа имеет незначительное влияние на время пребывания, и, при подаче в точках 1,3,4, значение t_z в циркуляционной зоне примерно одинаковое $\approx 0,0525$ сек. При подаче газа в точку 2, t_z имеет наименьшие значения (0,037 сек), так, как в этой области зоны вектор скорости течения направлен вверх, перпендикулярно потоку, и частицы газа практически сразу выносятся из циркуляционной зоны в основной поток. Максимальное же время пребывания получается при подаче трассирующего газа в точки 6 и 7. Можно предположить, что это связано с тем, что в этом случае траектория движения частиц пропана внутри циркуляционной зоны увеличивается, и газ равномерно распределяется по всему объему зоны.

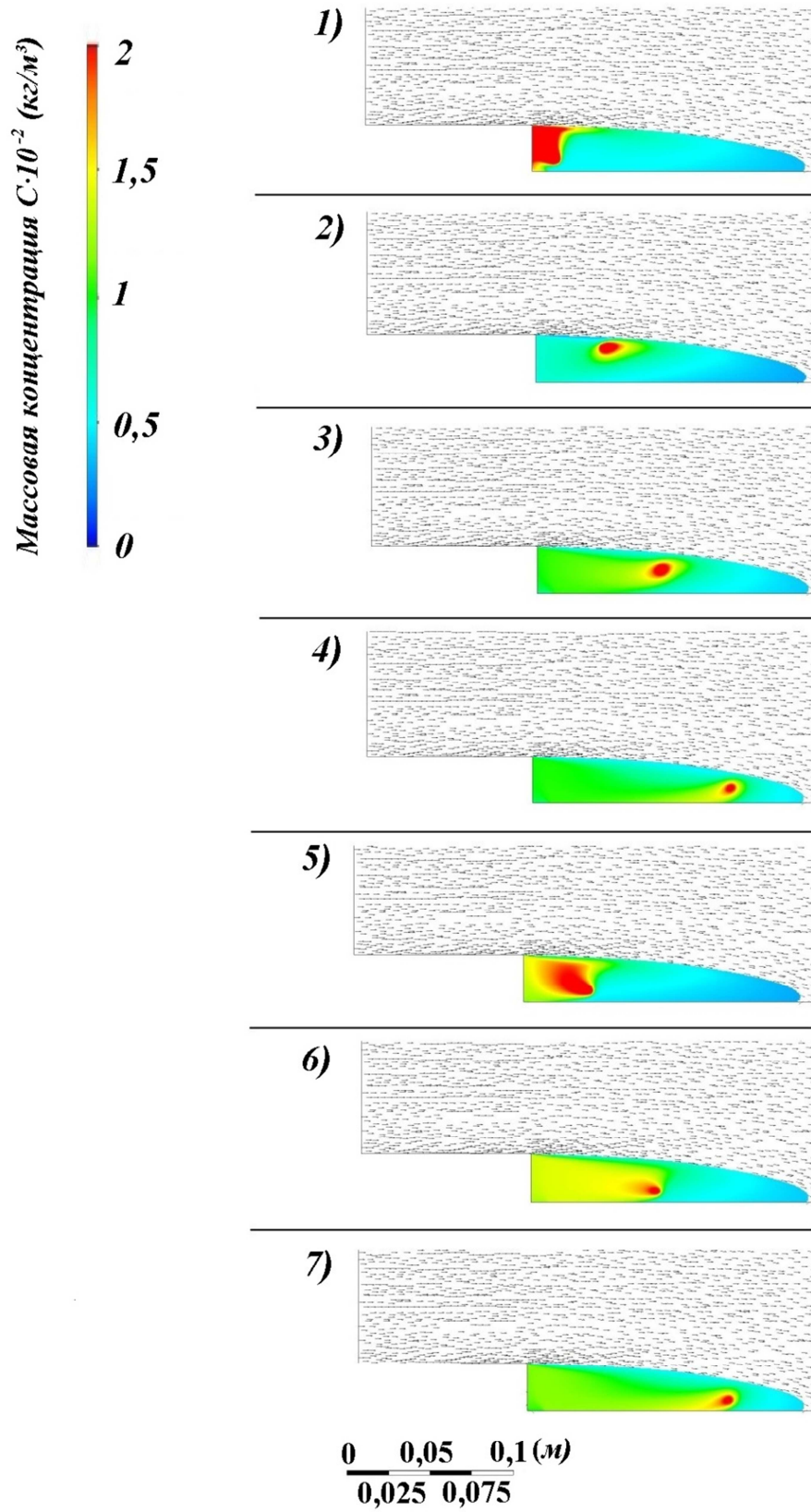


Рис. 2.10. Объем циркуляционной зоны V_z с распределением концентрации трассирующего газа.

При подаче в точку 1 среднemasсовая концентрация трассирующего газа в циркуляционной зоне получается высокая и имеет наибольшие значения вблизи уступа, при этом неравномерность пропана по зоне достаточно высока, так как в остальной ее части количество газа минимально.

Также расчеты показали, что время пребывания газа в циркуляционной зоне не зависит от его расхода в широком диапазоне ($G_{\text{ТТ}}/G_0 = 0,007 \dots 0,5$).

Метод стационарного подвода газа позволяет определить время пребывания не только во всей циркуляционной зоне, но и в зоне обратных токов или другой выделенной области, при расположении источника внутри этой области, так как при таком определении необходимо, чтобы весь расход примеси протекал через данный объем. Он требует меньше вычислительной мощности и времени, так как задача решается в стационарной постановке. При этом t_z в данном случае зависит от распределения концентрации газа в зоне.

Для исследования структуры в различных местах циркуляционной зоны выделялись области разного размера, и определялось время пребывания в них. На рисунке 2.11 линиями показаны границы выделенных объемов. Кривая 1 соответствует границе циркуляционной зоны, а кривая 2 – границе зоны обратных токов. Кривые 3,4 и 5 ограничивают объемы с полным давлением ниже на 30, 60 и 100 Па соответственно. Кроме того, можно выделить кольцевые области, указав координаты расположения центра и радиус окружности. Таким образом были выделены области вблизи «центра вихря» 6,7 и вблизи застойной зоны возле кромки уступа 8, 9. Скорость набегающего потока $U_0 = 30$ м/с. Подача пропана осуществлялась в центр вихря (точка 3 из рис.7). За исключением определения времени пребывания в объемах, ограниченных кривыми 8 и 9, где газ подводился в

точке 1, поскольку источник должен располагаться внутри контрольного объема.

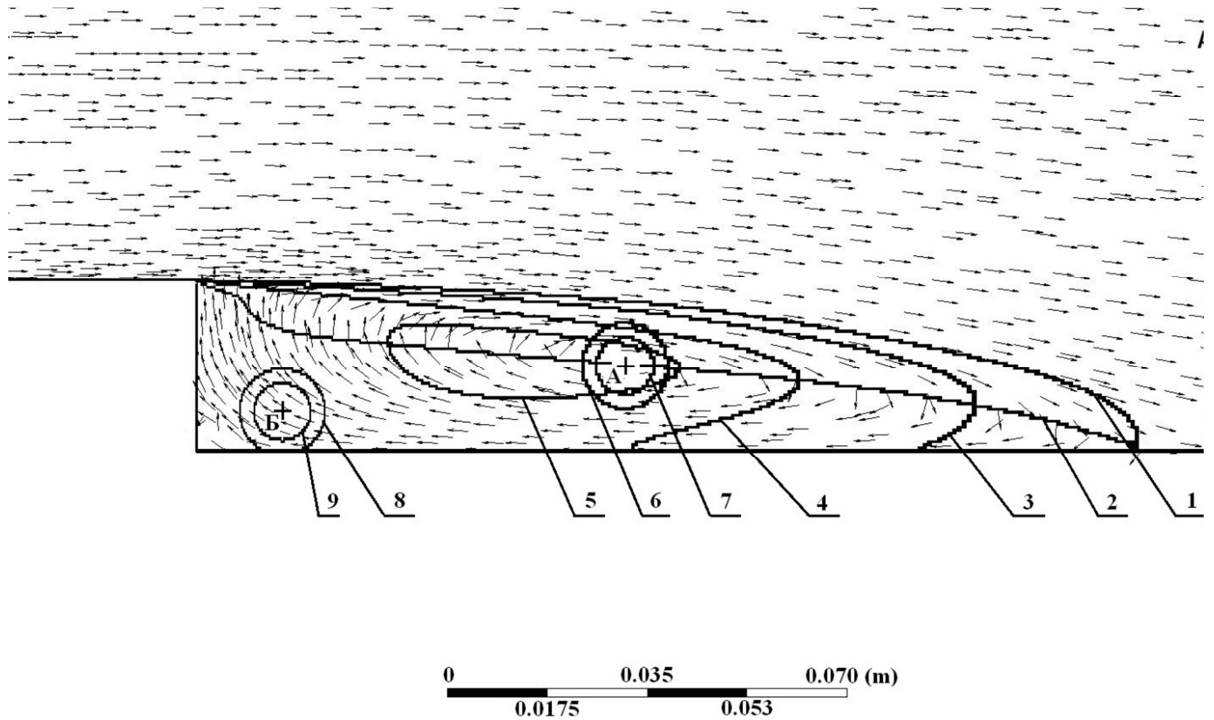


Рис. 2.11. Контрольные объемы в циркуляционной зоне.

Результаты расчета приведены в табл. 2.2.

Табл. 2.2. Времена пребывания в различных объемах циркуляционной

зоны

№ кривой	$V_3, \text{ м}^3$	$\bar{C}, \text{ кг/м}^3$	$t_z, \text{ сек}$
1	$3,78 \cdot 10^{-6}$	0,009057	0,0522
2	$2,195 \cdot 10^{-6}$	0,009588	0,0321
3	$3,533 \cdot 10^{-6}$	0,009377	0,0505
4	$3,21 \cdot 10^{-6}$	0,009818	0,048
5	$4,16 \cdot 10^{-7}$	0,014097	0,0089
6	$1,595 \cdot 10^{-7}$	0,018428	0,0045
7	$6,85 \cdot 10^{-8}$	0,022471	0,0023
8	$1,641 \cdot 10^{-7}$	0,025244	0,0063
9	$6,94 \cdot 10^{-8}$	0,034455	0,00345

Из результатов расчета видно, что, с уменьшением контрольного объема, концентрация трассирующего газа увеличивается. При этом время

пребывания уменьшается, так, как величина объема в зависимости (2.1) падает быстрее.

Таким образом, можно предположить, что улучшения стабилизирующих характеристик устройства можно добиться не только изменяя место подачи топлива, но и увеличивая размеры циркуляционной зоны, за счет, например, дополнительном вдуве струй газа в область течения.

2.4. Время пребывания в циркуляционных зонах при дополнительном вдуве струй.

Разработке стабилизаторов пламени, использующих для создания циркуляционных зон струи газа посвящено значительное количество работ [47, 48, 49]. Применение газодинамических стабилизаторов пламени подразумевает создание циркуляционных зон за счет вдува встречных или веерных струй. Изменяя скоростной напор такой струи, осуществляется регулирование размеров циркуляционной зоны до необходимых для стабилизации пламени.

Для определения влияния дополнительного подвода струи на время пребывания газа в циркуляционной зоне за уступом была смоделирована дополнительная подача воздуха, как показано на рис. 2.12 и 2.13. Вдув осуществлялся с площадки 1x1 мм.

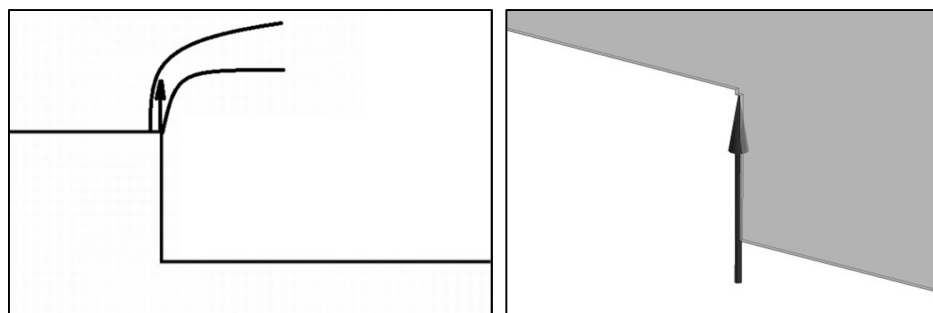


Рис. 2.12. Схема подачи дополнительной струи воздуха с кромки уступа перпендикулярно набегающему потоку.

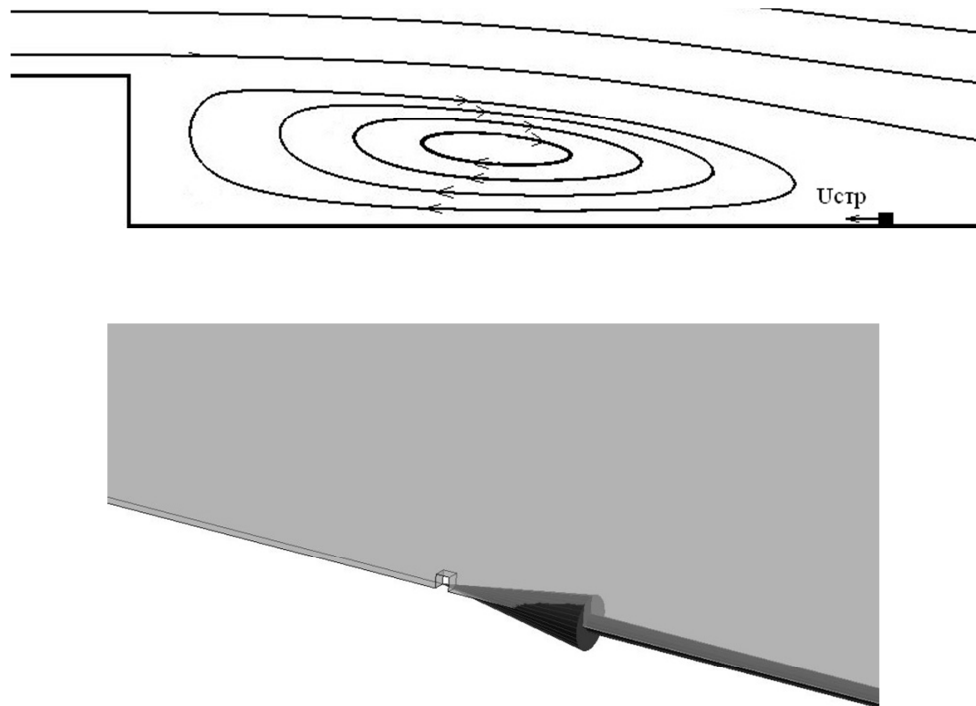


Рис. 2.13. Схема дополнительной струи воздуха вдоль стенки в зону.

Структура течения в виде векторов мгновенной скорости, полученная при дополнительной подаче струй воздуха, показана на рисунках 2.14 и 2.15. Скорость основного потока на входе в канал и скорость истечения струи соответствовали 40 м/с.

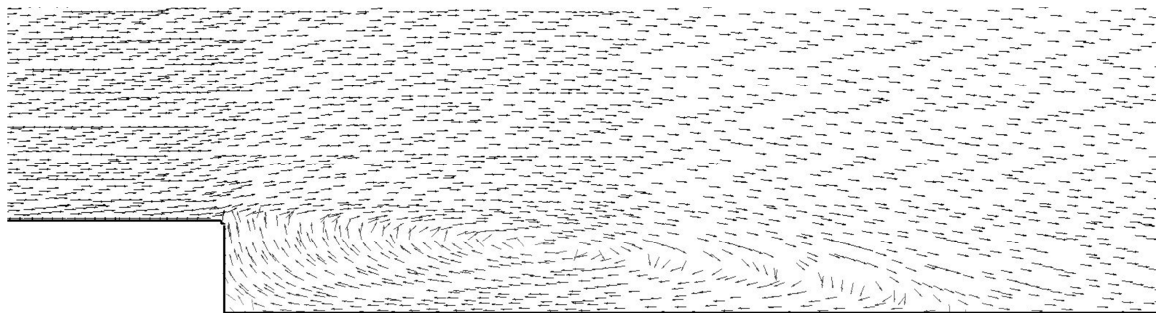


Рис. 2.14. Структура течения при подаче струи воздуха с кромки стабилизатора.

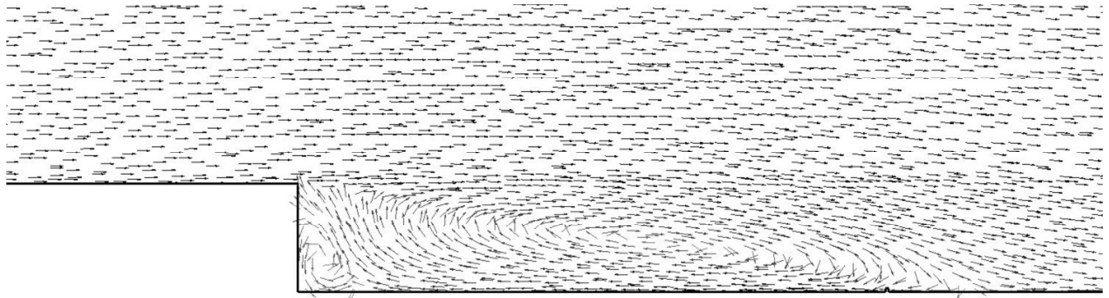


Рис. 2.15. Структура течения при подаче струи воздуха вдоль стенки.

Результаты расчета времен пребывания при различных скоростях набегающего потока с вдувом струи и без нее показаны на рис. 2.16.

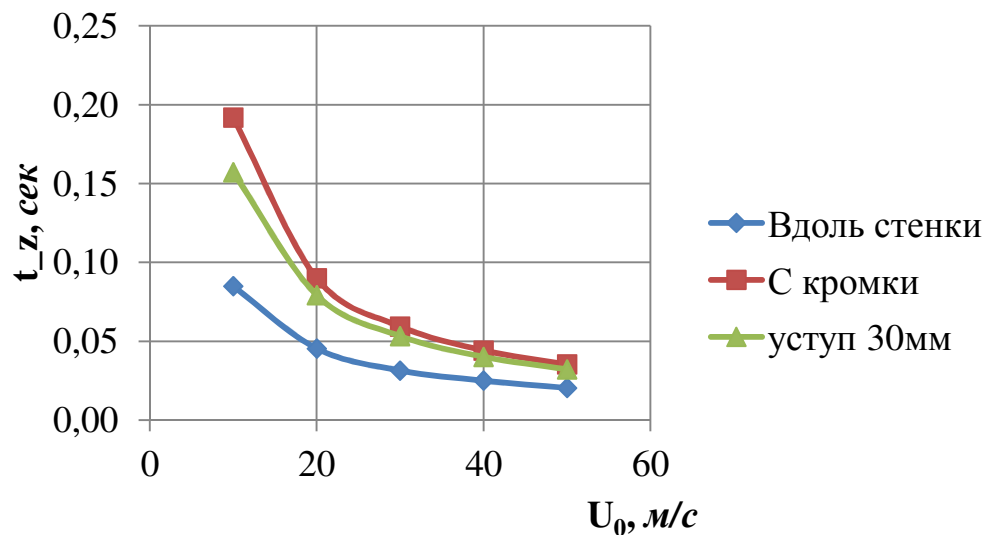


Рис. 2.16. Рассчитанные времена пребывания при дополнительной подаче струй воздуха.

Из рисунка видно, что подача струи воздуха с кромки уступа незначительно увеличивает время пребывания, а вдоль стенки и вовсе его уменьшает. По-видимому, это связано с тем, что струя воздуха уменьшает концентрацию трассирующего газа в объеме циркуляционной зоны, который незначительно увеличивается, в случае подачи струи с кромки. Отсюда можно сделать вывод и том, что использование в качестве стабилизации струй топливо-воздушной смеси, является более целесообразным.

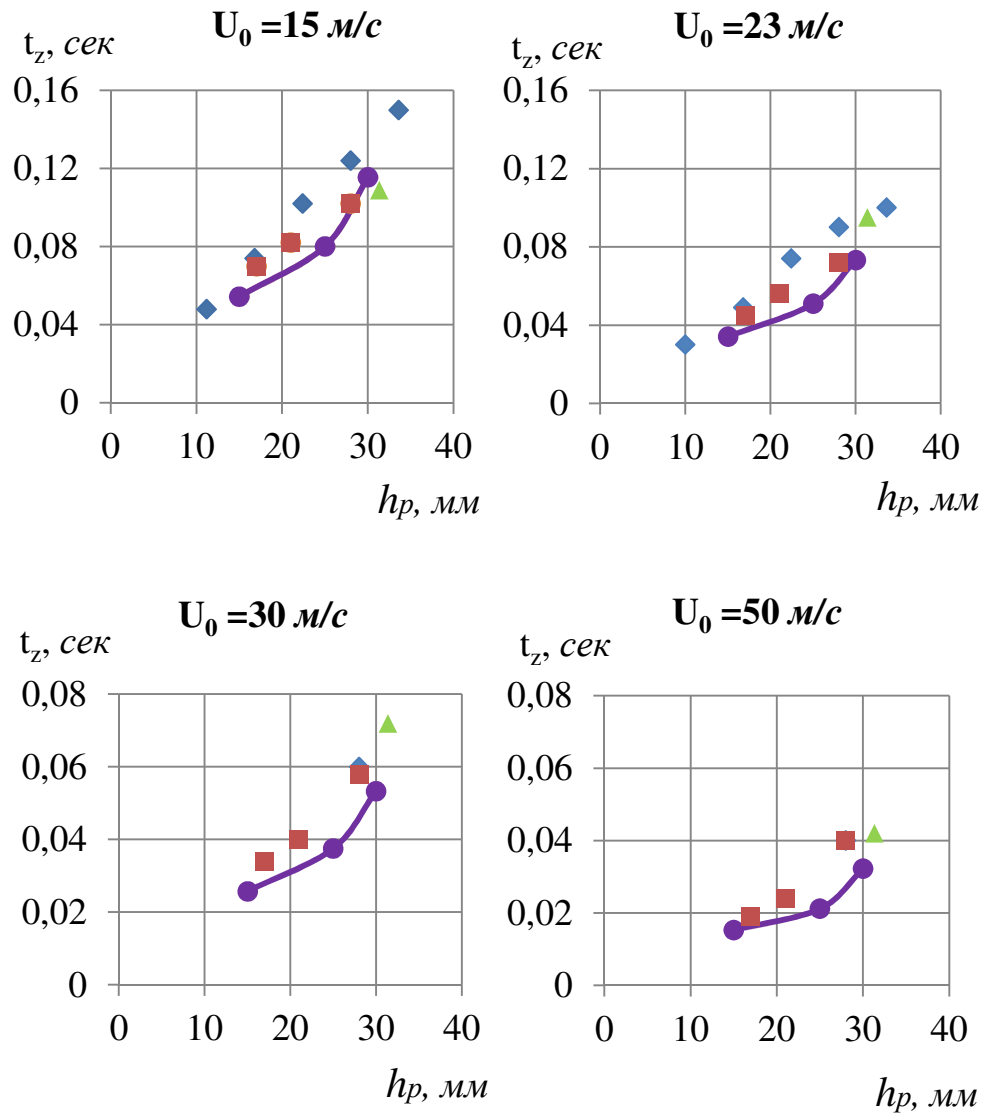
2.5. Результаты расчета времен пребывания для различных стабилизаторов пламени.

Приведенные методы расчета позволяют оценить времена пребывания в циркуляционных зонах. Первый метод стационарного подвода трассирующего газа позволяет определить влияние параметров набегающего потока, а также геометрической формы стабилизатора, на характеристики массообмена зоны циркуляции. Использование второго метода требует большего времени расчета, однако может быть полезно в задачах с нестационарным течением, например за уголковыми телами. Применение обоих методов при разработке перспективных стабилизирующих устройств или оценки существующих является целесообразным решением для изучения их характеристик.

Кроме того, основываясь на полученных результатах расчета, можно утверждать, что характеристики циркуляционных зон за уголковыми стабилизаторами в первом приближении можно рассматривать с тех же методических позиций, что и за уступом, так как времена пребывания в них близки.

На рисунке 2.17 приведены значения t_z , полученные при различных способах создания циркуляционных зон и параметров набегающего потока. Как видно, с ростом скорости потока значения t_z уменьшаются во всех случаях. Значения t_z для уступа $h = 30$ мм, полученные двумя указанными выше методами расчета (пунктирная и сплошная кривые) практически совпадают и близки к экспериментальным данным для уголкового стабилизатора $2h = 50$ мм с углом раскрытия 30° . На рисунке 2.14 приведены эти же данные, а также дополнительные экспериментальные из работ [18, 32] по определению времени пребывания, в зависимости от характерных размеров плохообтекаемых тел h_p (диски, уголок, цилиндр), h – уступ. Причем значение h_p принято равным половине диаметров дисков, цилиндров

и ширины полки уголкового стабилизатора. Это следует из условия симметрии и двумерности течения за рассмотренными телами.



Обозначение	Форма стабилизатора	Источник данных
◆	Уголок	[18]
■	Диск	[32]
▲	Цилиндр	[32]
●	Уступ	Расчет методом 1

Рис. 2.17. Изменение значений t_z в зависимости от расчетных значений высоты уступа h_p для плохообтекаемых тел различной формы.

На рис. 2.17 показаны значения t_z в зависимости от расчетного значения h_p . Для уголка и цилиндра $h_p = 0,6d$, для дисков $0,5d$. Здесь же даны значения t_z , полученные для уступа расчетным путем. Можно констатировать, что экспериментальные данные и результаты расчета близки, и поэтому предложенный метод может быть использован для предварительных расчетов при разработке форсажных камер сгорания.

2.6. Заключение по второй главе

Разработана методика определения времени пребывания в циркуляционных зонах, образованных за телами плохообтекаемой формы. Данная методика позволяет проводить исследования процесса массообмена в таких зонах с помощью моделирования подачи трассирующего газа.

Сравнительный анализ времен пребывания за различными телами плохообтекаемой формы и уступа показал достаточное соответствие полученных значений с экспериментальными данными.

ГЛАВА 3. ВРЕМЯ ПРЕБЫВАНИЯ И СРЫВ ГОРЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЗОНАХ ЗА ПЛОХООБТЕКАЕМЫМИ ТЕЛАМИ

Как было отмечено, для стабилизации процессов горения в камерах сгорания и при научных исследованиях широко применяются плохообтекаемые тела (желобковые стабилизаторы, конусы, диски и т.д.). За такими телами возникают циркуляционные зоны, которые при горении заполнены высокотемпературными продуктами горения горючей смеси, поступающей в камеру сгорания, и обеспечивающими её воспламенение [52-55]. В определенных условиях эффективность горения может снизиться настолько, что произойдет лавинообразное падение температуры в зоне и горение прекратится (произойдет срыв горения). Существует ряд научных теорий, в которых анализируются процессы горения в циркуляционных зонах и формулируются модели, описывающие физические предпосылки и процессы, определяющие закономерности горения и его срыва в циркуляционных зонах.

3.1. Описание расчета срывных характеристик гомогенного реактора.

Одной из распространенных моделей является модель, предложенная в работе [28]. Циркуляционная зона рассматривается как проточный изотермический реактор (гомогенный реактор), где, вследствие высокой интенсивности перемешивания, состав газа близок к однородному. Эта модель используется в данной работе. Расчеты проводились по полуэмпирической методике, изложенной в [29] и основанной на обобщении расчетных экспериментальных данных по исследованию горения изооктана в модели гомогенного реактора. Приводится выражение для определения температуры горения с учетом крекинга топлива, использовано уравнение баланса кислорода при горении смеси:

$$\frac{G_O \eta_O}{V_p} = W, \quad (3.1)$$

где G_O – расход кислорода через реактор, η_O – полнота сгорания кислорода, W – скорость химической реакции:

$$W = K_O \sqrt{T} \cdot C_T \cdot C_O \cdot e^{-\frac{E}{RT}}.$$

Здесь C_T, C_O – концентрации топлива и кислорода в смеси, моль/м³.

Введем относительные объемные концентрации топлива и кислорода:

$$r_T = \frac{C_T}{C}; r_O = \frac{C_O}{C}$$

Из уравнения Клайперона – Менделеева $C = \frac{p}{R_0 T}$ моль/м³ – общая концентрация вещества в смеси, где давление p в Па, а $R_0 = 8310 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{градК}}$ – универсальная газовая постоянная.

$$\begin{aligned} r_T &= \frac{G_T - G_{\text{ТСГ}}}{G_B + G_T} = \frac{G_T(1 - \eta_\Gamma)}{G_B + G_T} = \frac{(1 - \eta_\Gamma)}{1 - \alpha L_{\text{ВМ}}}; \\ r_O &= \frac{G_O - G_{\text{ОСГ}}}{G_B + G_T} = \frac{z_{\text{ОМ}}(G_B - G_{\text{ВСГ}})}{G_B + G_T} = \frac{z_{\text{ОМ}} L_{\text{ВМ}}(\alpha G_T - G_T G_{\text{ТСГ}})}{G_B + G_T} = \\ &= \frac{z_{\text{ОМ}} L_{\text{ВМ}}(\alpha - \eta_\Gamma)}{G_B + G_T}, \end{aligned}$$

где $G_O = z_O G_B$; $z_O = 0,19 \frac{\text{моль O}_2}{\text{моль возд.}}$ – относительное содержание кислорода в воздухе;

При подстановке указанных величин в уравнение (3.1) была получена следующая зависимость:

$$K_p = K \frac{98000^\nu}{R^\nu T^{\nu-0,5}} \frac{\alpha L_{\text{ВМ}}(\alpha - \eta_\Gamma)^{\nu_0} (1 - \eta_\Gamma)^{\nu_\Gamma}}{\eta_\Gamma (1 + \alpha L_{\text{ВМ}})^\nu} \cdot e^{-\frac{E}{RT}} \quad (3.2)$$

Параметр форсирования гомогенного реактора:

$$K_p = \frac{G_{\text{рм}}}{\bar{p}^2 V_p}, \quad (3.3)$$

где $\bar{p} = \frac{p}{98000\text{Па}}$.

В расчетах приняты следующие значения постоянных: газовая постоянная $R_0=8314,51$ (Дж/град·кмоль), энергия активации $E = 176000$ (Дж/моль топлива), стехиометрический коэффициент для количества вещества $L_{\text{ВМ}}=59,5$ (моль воздуха/моль горючего), порядок реакции $\nu = 2$ ($\nu_{\text{Г}} = \nu_0 = 1$).

Из (3.2), (1.18) и (1.19), при принятых исходных величинах и α , задавая значения ε , рассчитывалась величина K_p . Срыву горения соответствует максимальная величина параметра форсирования [22, 28]. Аппроксимировав результаты расчета, получим зависимость определяющую границу бедного срыва пламени:

$$\alpha_{\text{max}} = 1,8 - a(\log K_p - b) \quad (3.4)$$

где a и b коэффициенты, зависящие от температуры T_{H} :

$$a = 0,47 + 0,0006 \cdot (T_{\text{H}} - 200),$$

$$b = 0,2 + 0,00275 \cdot (T_{\text{H}} - 200).$$

При обогащении смеси была получена характеристика срыва при $T_{\text{H}} = 400$ К:

$$\varphi_{\text{max}} = \frac{1}{\alpha_{\text{min}}} = 1,8 - 0,53(\log K_p - 0,475). \quad (3.5)$$

Сопоставление полученных аппроксимационных зависимостей максимально возможного коэффициента избытка воздуха от параметра форсирования реактора с расчетными данными приведено на рисунке 3.1.

Если использовать уравнение Менделеева-Клапейрона, то это позволяет обойти эти трудности. Уравнение состояния для произвольного количества кмоль газа:

$$pV = nRT,$$

где V – полный объем газа, а n – число молей газа.

Если принять, что V – это объем реактора, n равно массовому расходу газа через реактор (кмоль/с), а его объемный расход равен Q_r , то уравнение состояния примет вид:

$$pQ_r = G_{гм}R_0T_0 \quad (3.6)$$

Параметр форсирования будет в следующем виде:

$$K_p = \frac{pQ_r}{V_pRT\bar{p}^2},$$

Отношение $\frac{V_p}{Q_r} = t_p$ – время пребывания газа в реакторе, $\bar{p} = p/10^5$.

Тогда получим окончательное выражение для определения параметра форсирования:

$$K_p = \frac{10^5}{t_p\bar{p}R_0T_0}. \quad (3.7)$$

3.2. Методика расчета срывных характеристик уголкового стабилизаторов.

Для расчета срывных характеристик различных стабилизаторов пламени с помощью разработанных методик необходимо задать следующие исходные данные:

- 1) Размер стабилизатора d ;
- 2) Угол раскрытия стабилизатора $\gamma_{ст}$;
- 3) Скорость набегающего потока $U_{ст}$;
- 4) Давление в набегающем потоке $p_{вх}$;
- 5) Температура на входе $T_{н}$.

Характерный размер h_p определяется из зависимости (см. гл.2):

$$h_p = 0,01 \cdot \gamma_{ст} \cdot d.$$

При обтекании цилиндра ($\gamma_{ст} = 0^\circ$) характерный размер равен половине ширины полки стабилизатора, т.е. $h_p = 0,5 d$.

Затем, задавая значения скорости $U_{ст}$, определяется время пребывания газа t_z за стабилизатором:

$$t_z = \frac{1,6 h_p}{30 U_{ст}}.$$

Параметр форсирования циркуляционной зоны:

$$K_{цз} = \frac{10^5}{t_z \bar{p} R_0 T_H}.$$

Максимальные значения коэффициента избытка воздуха $\alpha_{срmax}$ и бедная граница срыва пламени находится из зависимости:

$$\alpha_{срmax} = 1,8 - a(\log K_{цз} - b)$$

При температуре на входе в канал $T_H = 400\text{К}$, богатая граница срыва описывается зависимостью:

$$\varphi_{max} = \frac{1}{\alpha_{срmin}} = 1,8 - 0,53(\log K_{цз} - 0,475)$$

Результаты такого расчета и сопоставление их с экспериментальными данными для различных стабилизаторов пламени и условий в потоке показаны на рисунке 3.2.

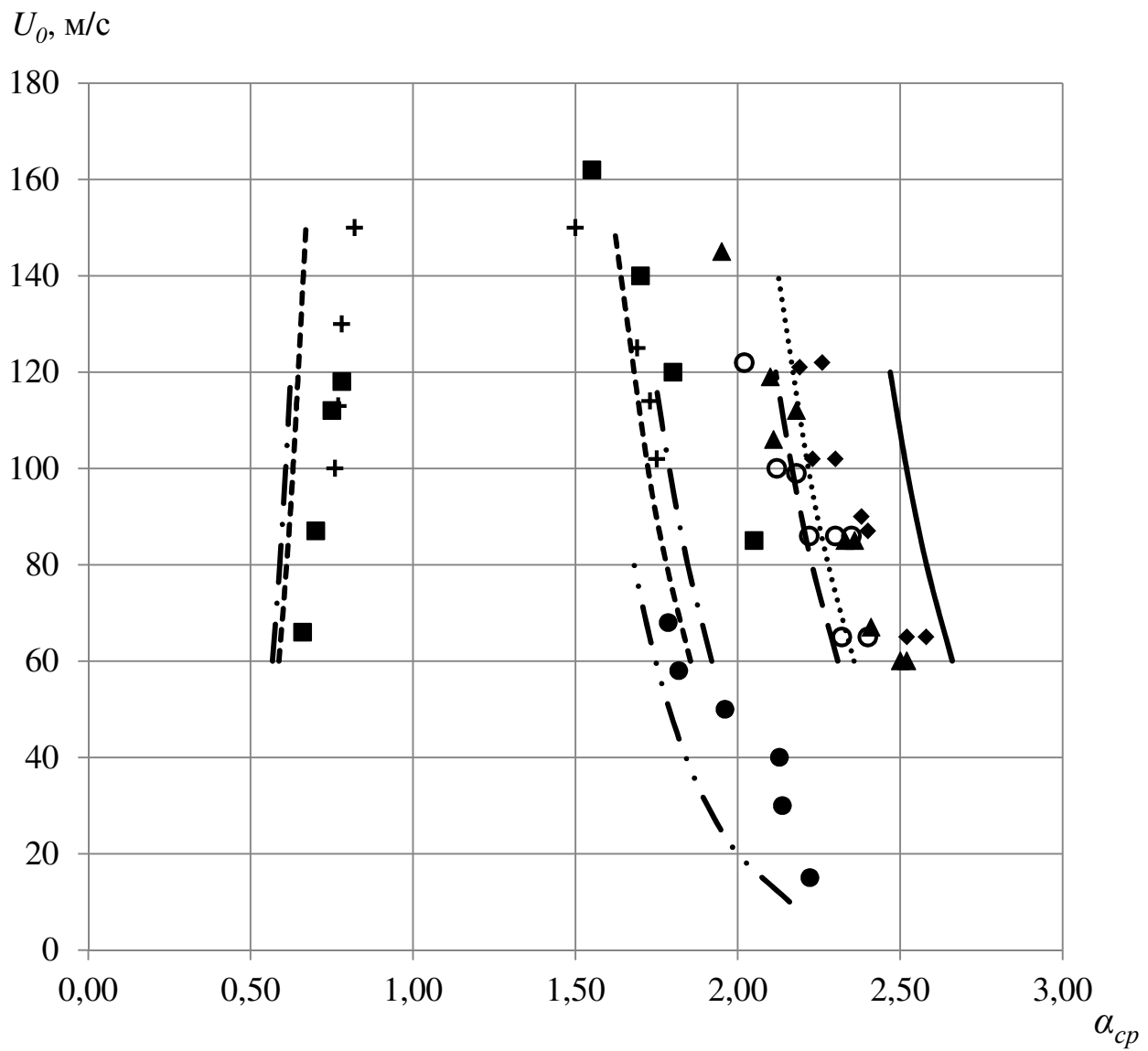


Рис. 3.2. Влияние скорости основного потока на пределы устойчивого горения различных стабилизаторов пламени (обозначения см. табл. 4.3)

Таблица 4.3. Обозначения к рис. 3.1.

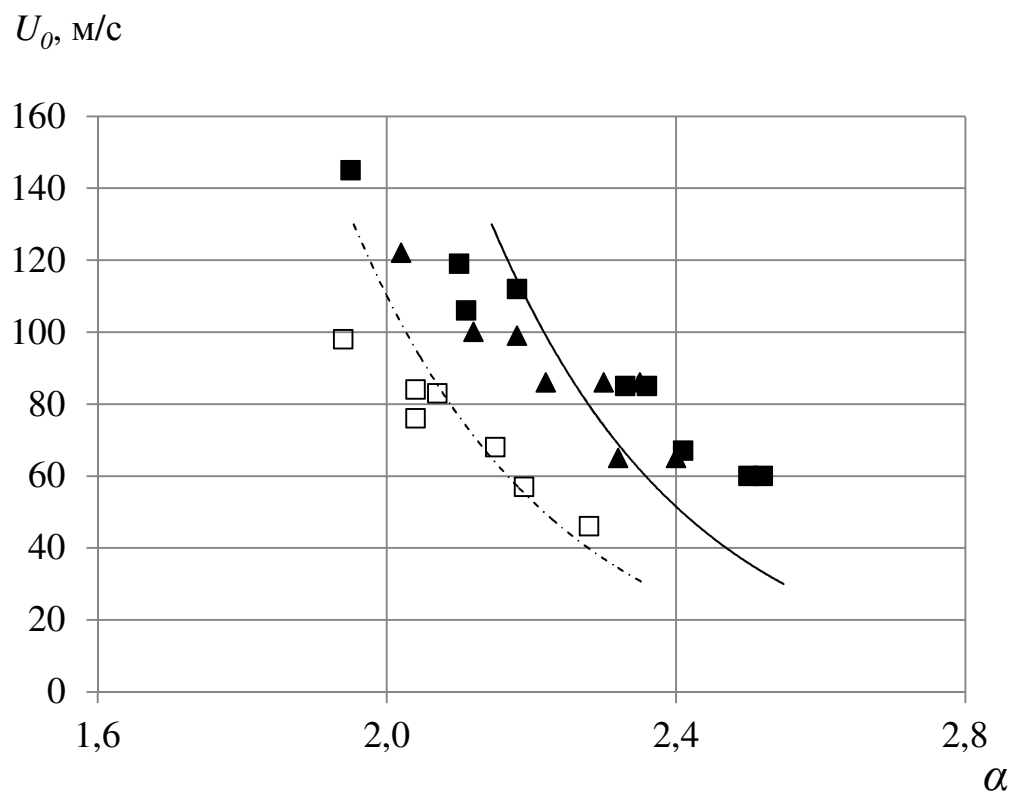
№ п/п	Обозначение	Источник данных	Вид стабилизатора	Размер стабилизатора, мм	$p_{вх}$, кПа	T_n , К
1	◆	Эксперимент [36]	Пластина	d=40	100	473
2	—	Расчет	$\gamma_{ст} = 180^\circ$	$h_p=72$	100	473
3	▲	Эксперимент [36]	V-образный ($\gamma_{ст} = 60^\circ$)	d=40	100	473
4	Расчет	$\gamma_{ст} = 60^\circ$	$h_p=24$	100	473
5	○	Эксперимент [36]	Цилиндр ($\gamma_{ст} = 0^\circ$)	d=40	100	473
6	— -	Расчет	$\gamma_{ст} = 0^\circ$	$h_p=20$	100	473
7	+	Эксперимент [36]	V-образный ($\gamma_{ст} = 60^\circ$)	d=40	31	483
8	----	Расчет	$\gamma_{ст} = 60^\circ$	$h_p=24$	31	400
9	■	Эксперимент [36]	V-образный ($\gamma_{ст} = 60^\circ$)	d=40	40	483
10	— .	Расчет	$\gamma_{ст} = 60^\circ$	$h_p=24$	40	400
11	●	Эксперимент [50]	Конус ($\gamma_{ст} = 30^\circ$)	d=40	100	300
12	— .	Расчет	$\gamma_{ст} = 30^\circ$	$h_p=12$	100	300

В качестве топлива в экспериментах под номерами 1, 3, 5, 7, 9 использовалась гомогенная бензино-воздушная смесь; в 11 в качестве топлива использовался изооктан.

Из рисунка 3.2 видно, что расчетная методика с достаточной точностью описывает границы срыва пламени (максимальное отклонение 10-15%), что говорит о возможности её применения на практике в первом приближении.

На рис. 3.3 показаны срывные характеристики для цилиндра и V-образного тела с шириной полки d=40мм [33] (угол при вершине $\varphi = 60^\circ$) при

температуре потока 200 °С, а также полученные в ходе расчета по указанной методике.



Обозначение	Форма стабилизатора	Характерный размер	Источник данных
\square	Уголок	$d=2h=40$ мм, ($\gamma=30^\circ$)	[18]
\blacksquare	Уголок	$d=2h=40$ мм, ($\gamma=60^\circ$)	[36]
\blacktriangle	Цилиндр	$d=2h=40$ мм	[36]
—	Уголок	$h=12$ мм, ($\gamma=30^\circ$) (2.3)	Расчет
-----	Уголок	$h=24$ мм, ($\gamma=60^\circ$) (2.3)	Расчет

Рис. 3.3. Сравнение расчетной характеристики срыва с экспериментальными данными.

Из графика стоит отметить, что угол раскрытия углового стабилизатора имеет существенное влияние на срывные характеристики. Это можно объяснить тем, что увеличение угла приводит к более выраженному

наклону линий тока, в результате чего, аэродинамический след за стабилизатором расширяется, и объем циркуляционной зоны увеличивается.

Кроме того, сопоставление экспериментальных значений с расчетными для уголковых стабилизаторов дает удовлетворительное соответствие (отклонение не более 20%), поэтому в первом приближении данную методику можно использовать при оценке расчета срывных характеристик.

Повышение температуры набегающего потока, как известно, расширяет границы устойчивого горения [13, 48]. Сопоставление результатов с известными экспериментальными данными показано на рисунке 3.4. В эксперименте использовались V-образные стабилизаторы пламени с углом при вершине 30° и шириной полки $d = 40\text{мм}$.

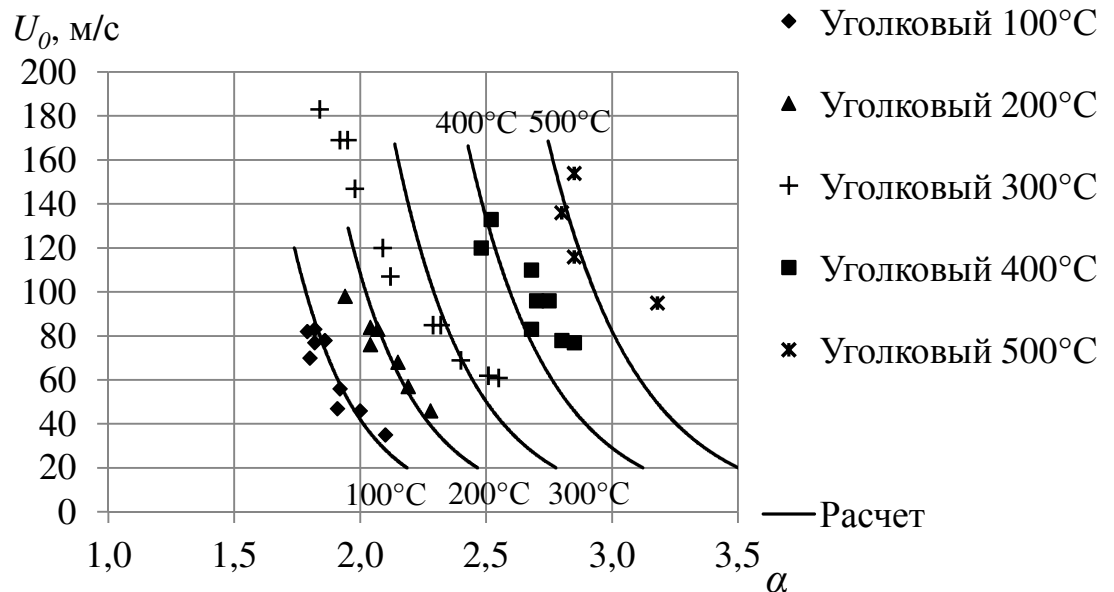


Рис. 3.4. Характеристики устойчивого горения за уголковыми стабилизаторами при различной температуре набегающего потока.

Из рисунка 3.4 видно, что бедные границы срыва за уголковыми стабилизаторами с шириной полки стабилизатора $d = 40\text{мм}$, которые

получены экспериментальным путем [33], удовлетворительно согласуются с данными, рассчитанными по предложенной методике.

Объединенный упрощенный алгоритм методик расчета времени пребывания газа в циркуляционной зоне и срывных характеристик пламени за стабилизатором пламени можно представить в виде блок-схемы показанной на рисунке 3.5.

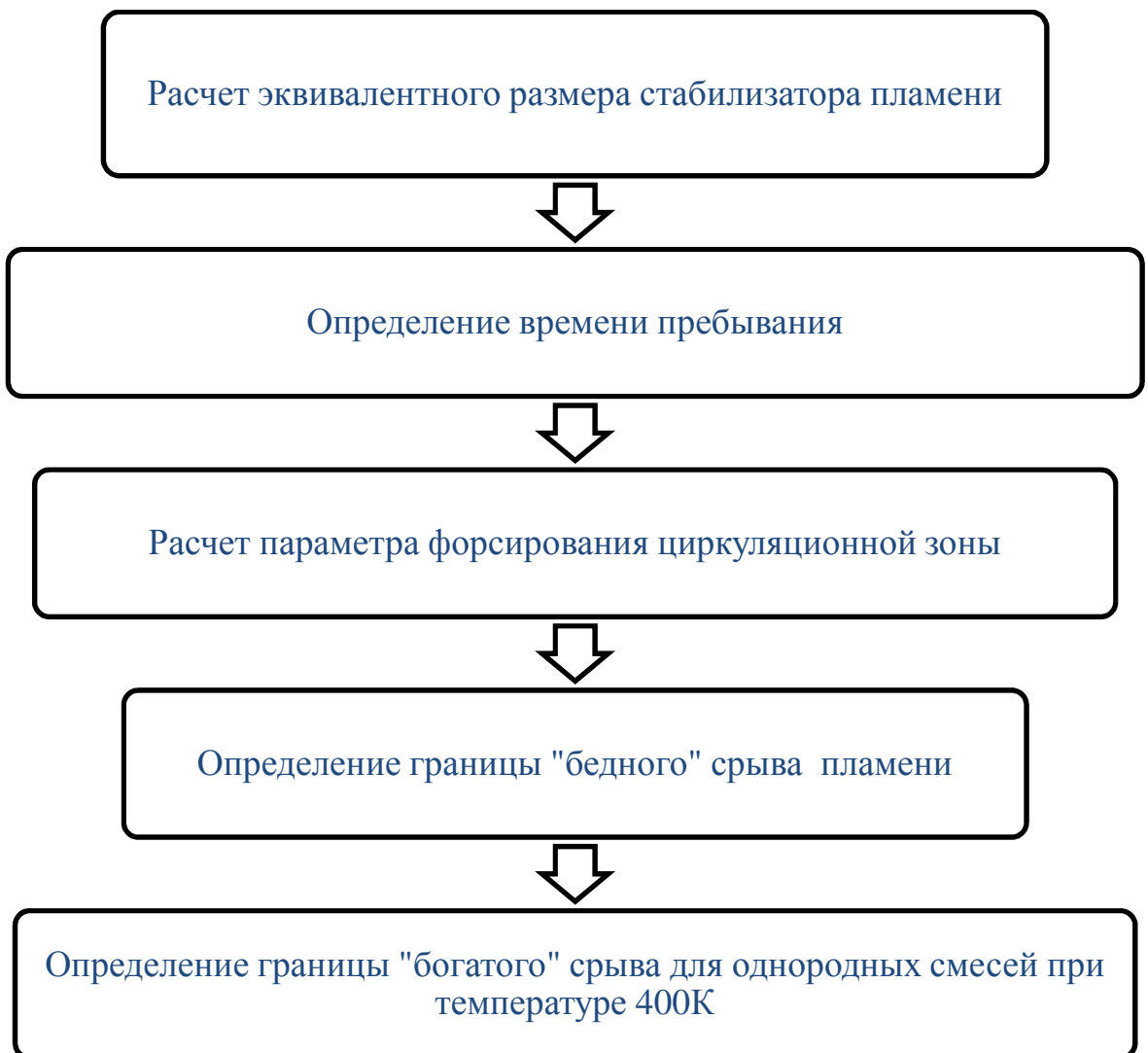


Рис. 3.5. Блок-схема упрощенного алгоритма методик расчета времени пребывания газа в циркуляционной зоне и срывных характеристик стабилизаторов пламени.

3.3. Заключение по третьей главе

Разработана методика определения срывных характеристик горения за стабилизаторами в виде тел плохообтекаемой формы. В данной методике циркуляционная зона рассматривается, как гомогенный реактор. При этом срыв горения зависит от времени пребывания газа в ней.

Полученные результаты дают достаточное соответствие значений коэффициента избытка воздуха в зоне в определенном диапазоне скоростей срыва для предварительной оценки стабилизирующих устройств различной формы.

Таким образом, данная методика может применяться при проектировании и оценке работы перспективных стабилизаторов пламени.

ГЛАВА 4. ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ МЕТОДИК ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ФОРСАЖНЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ

4.1. Гидравлические и срывные характеристики различных стабилизаторов пламени.

В ОКБ им. А. Льюльки имеются результаты экспериментальных исследований срывных и гидравлических характеристик различных стабилизаторов пламени. На рис. 4.1 показаны схемы исследуемых стабилизаторов, которые представляли собой тела желобкового профиля углами при вершине $\gamma_{ст} = 0^\circ, 60^\circ, 180^\circ$ и 270° . Характерный размер $d = 0,039$ м, а также для плоских стабилизаторов пламени ($\gamma_{ст} = 180^\circ$) были изготовлены варианты с $d = 0,025$ и $0,032$ м.

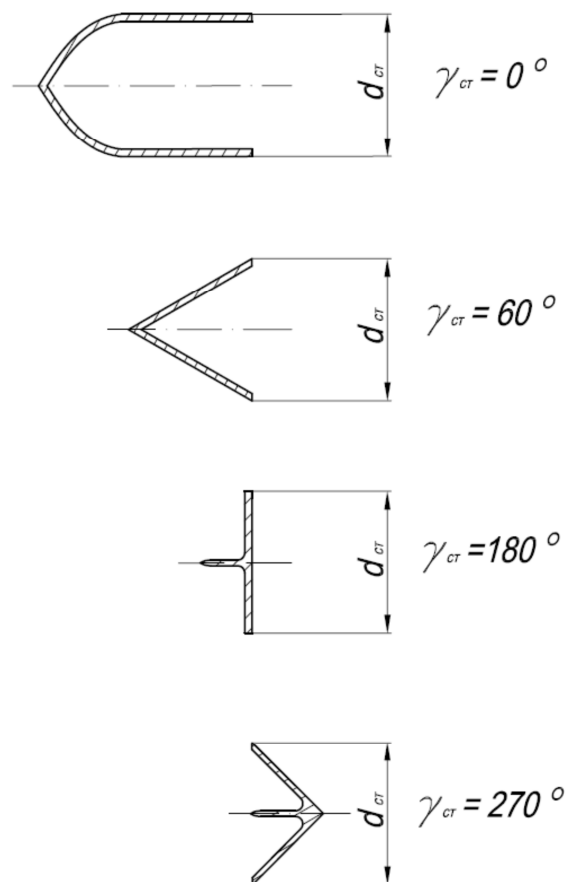


Рис. 4.1. Исследованные формы стабилизаторов. $d_{ст} = 0,039$ м.

Рабочим участком экспериментальной установки являлась прямоугольная труба сечением $0,12 \times 0,114 \text{ м}^2$, в которую воздух отбирался от воздуходувки и нагревался в теплообменнике до температуры $573 \pm 5 \text{ °К}$.

Результаты экспериментов, показаны на рисунке 4.2.

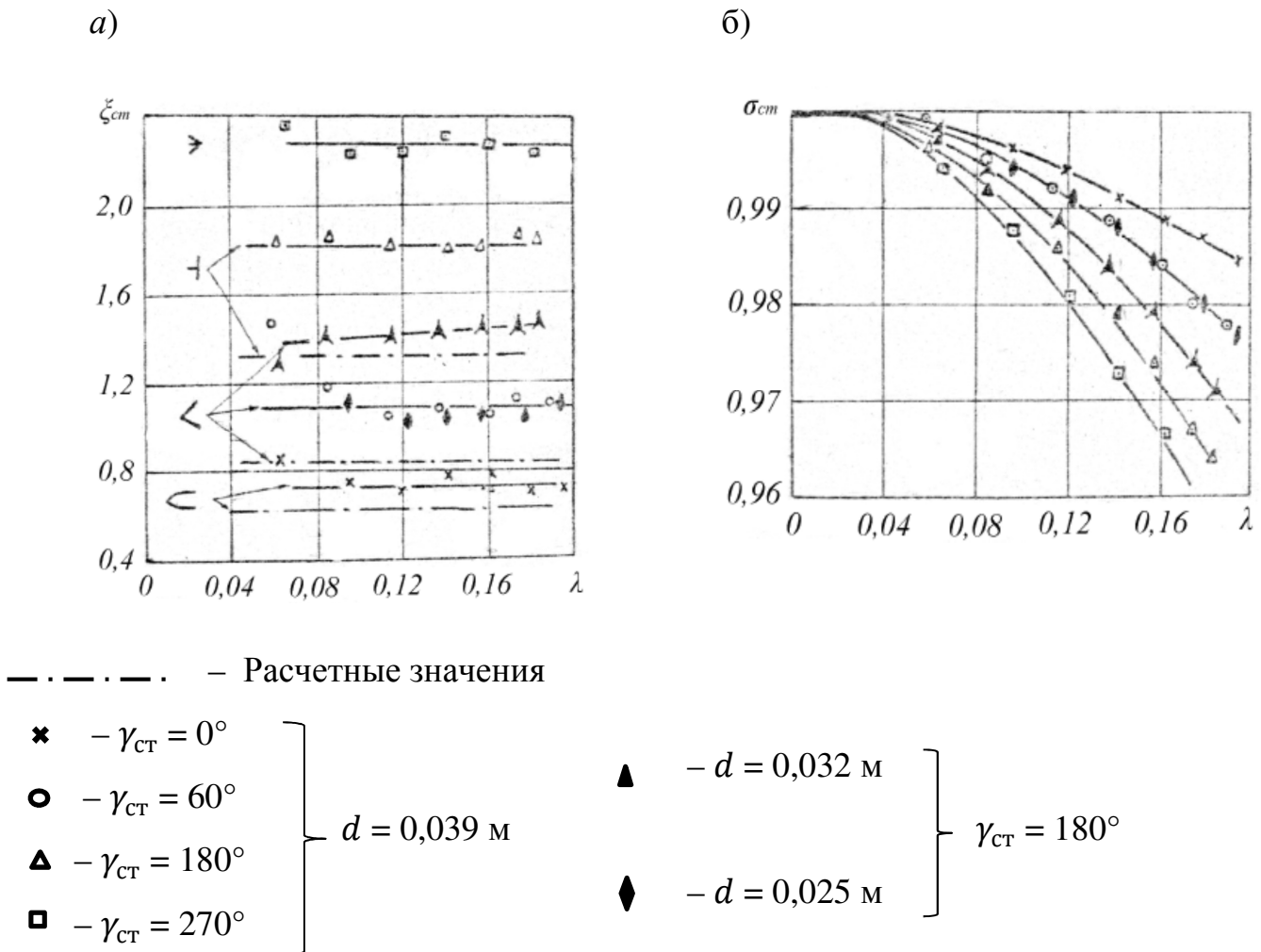


Рис. 4.2. Гидравлические сопротивления стабилизаторов пламени:

а) коэффициент гидравлического сопротивления;

б) Коэффициент восстановления полного давления.

Из рисунков видно, что с ростом угла $\gamma_{ст}$ коэффициент $\xi_{ст}$ увеличивается, а $\sigma_{ст}$ уменьшается. В первом приближении для гомогенных

однородных смесей влияние геометрической формы стабилизатора на срыв можно оценить соотношением [36]:

$$\frac{U_{\text{ср}}}{d \cdot C_x} = f(\alpha), \quad (4.1)$$

где $U_{\text{ср}}$ – скорость в сечении кромок стабилизатора, при которой происходит срыв пламени,

α – коэффициент избытка воздуха, при срыве,

C_x – коэффициент лобового сопротивления тела.

Связь между двумя коэффициентами сопротивления имеет вид [36]:

$$\xi = f_{\text{ср}} \cdot C_x = d \cdot C_x \cdot \frac{1}{H_T}, \quad (4.2)$$

где H_T – характерный размер трубы (для данного канала $H_T = 0,114$ м).

Из соотношений 4.1 и 4.2 следует, что срывные характеристики стабилизаторов разных размеров и формы должны быть одинаковыми, если плохообтекаемые тела эквивалентны друг другу по гидравлическому сопротивлению.

Коэффициент сопротивления стабилизатора можно рассчитать по формуле Купцова, приведенной в [36]:

$$\xi_{\text{ср}} = \left(\frac{\sqrt{f_{\text{ср}} \omega} + f_{\text{ср}}}{1 - f_{\text{ср}}} \right)^2 \quad (4.3)$$

где $f_{\text{ср}} = \frac{F_{\text{ср}}}{F_K}$ – степень загромождения стабилизатором канала,

ω – коэффициент смягчения входа.

Используя зависимость 4.3 был рассчитан размер плоского стабилизатора, эквивалентного уголкового. Результаты расчета показаны в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Расчет плоского стабилизатора

$\gamma_{ст}, ^\circ$	ω	ξ	$f_{ст}$	d
60	0,2	0,8419745	0,342105	0,039
180	0,5	0,8419745	0,282517	0,0322

Желобковому уголкового стабилизатору с $\gamma_{ст} = 60^\circ$ и $d = 2h = 0,039$ мм по гидравлическому сопротивлению эквивалентен плоский стабилизатор с $\gamma_{ст} = 180^\circ$ и $d = 0,0322$ мм. Однако по экспериментальным данным соответствующее значение ниже и достигает $d = 0,025$ мм.

На рисунке 4.3. показаны экспериментальные зависимости коэффициента смягчения входа от угла раствора плохообтекаемого тела ω и площади затенения канала \bar{f} .

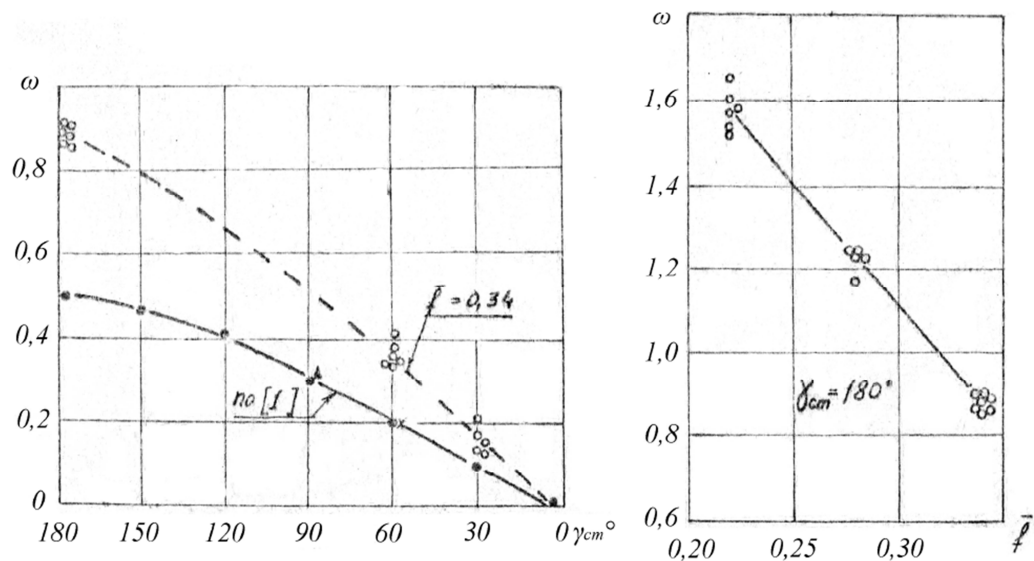


Рис. 4.3 Коэффициент смягчения входа в зависимости от угла стабилизатора и степени загромождения канала.

Можно отметить, что полученная зависимость так же проходит значительно выше, чем по данным Купцова. Кроме того, обнаружено, что величина ω для плоского стабилизатора несколько уменьшается с ростом степени затенения \bar{f} . в диапазоне $\bar{f} = 0,2 \dots 0,34$. Физически это означает, что картина обтекания стабилизатора в закрытом потоке не сохраняет подобия при изменении степени затенения. С ростом \bar{f} уменьшается относительный размер зоны обратных токов за телом, что равноценно уменьшению эквивалентного угла раствора стабилизатора, а, следовательно, уменьшению коэффициента смягчения входа.

4.2. Влияние подачи топлива непосредственно в циркуляционную зону на срывные характеристики.

В современных форсажных камерах сгорания для создания автономного очага воспламенения зачастую используют стабилизаторы пламени с установленными в них карбюраторами. На режимах минимального форсирования двигателя АЛ-41Ф1С топливо подается исключительно в карбюратор центрального стабилизатора пламени (форкамеру). Благодаря этому обеспечивается минимальный прирост тяги с включением форсажа, что является необходимым требованием при создании современных форсажных камер.

Таким образом, существует определенный интерес в определении срывных характеристик стабилизаторов при подаче топлива только в циркуляционную зону.

Схема стабилизатора пламени с карбюратором показана на рисунке 4.4.

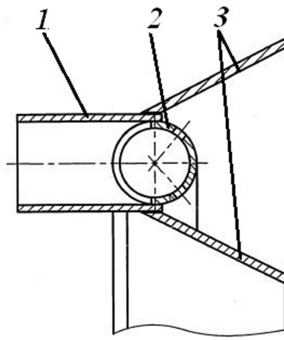


Рис. 4.4. Схема стабилизатора пламени с карбюратором.

1 – заборник; 2 – карбюраторная трубка; 3 – обечайки.

При такой подаче топливо испаряется и смешивается с газом из набегающего потока. Затем через отверстия в карбюраторной трубке 2 газотопливная смесь поступает в циркуляционную зону. В этом случае коэффициент избытка воздуха в циркуляционной зоне $\alpha_{цз}$ будет существенно ниже, чем средний коэффициент избытка воздуха в целом по камере α_{Σ} , что способствует расширению диапазона устойчивого горения при обеднении смеси.

Если всё топливо подается в набегающий поток, то $\alpha_{цз} = \alpha_{\Sigma}$. Поэтому разработанная методика расчета $\alpha_{ср}$ дает критические значения для циркуляционной зоны (фактически $\alpha_{цз} = \alpha_{ср}$).

Расход воздуха в циркуляционной зоне можно оценить из условия:

$$G_{вцз} = G_{в\Sigma} \cdot f_{ст}, \quad (4.4)$$

где $G_{в\Sigma} = \rho_0 U_0 F$ – суммарный расход газа через канала, а $f_{ст}$ – площадь загромождения канала стабилизатором.

Затем определяется время пребывания в зоне t_z и её параметр форсирования $K_{цз}$:

$$t_z = \frac{1,6 h_p}{30 U_{ст}}$$

$$K_{цз} = \frac{10^5}{t_z \bar{p} R_0 T_H}$$

Коэффициент избытка воздуха в циркуляционной зоне при срыве пламени:

$$\alpha_{ср.цз} = 1,8 - a(\log K_{цз} - b)$$

Тогда расход топлива в циркуляционной зоне $G_{тцз}$:

$$G_{тцз} = \frac{G_{вцз}}{L_0 \cdot \alpha_{ср.цз}}$$

Суммарный коэффициент избытка воздуха в камере сгорания:

$$\alpha_{ср\Sigma} = \frac{G_{в\Sigma}}{L_0 G_{тцз}} \quad (4.5)$$

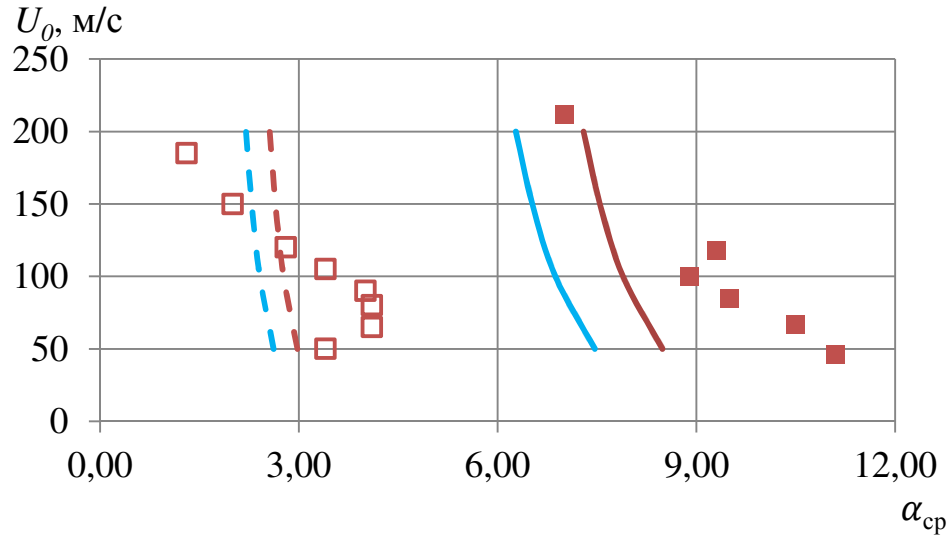
Результаты расчета уголкового стабилизатора с $d=40$ мм с $\gamma_{ст} = 60^\circ$ приведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2. Результаты расчета бедной границы срыва пламени

U_0 , м/с	t_z , сек	K_p	$\alpha_{срцз}$	$G_{вцз}$, кг/сек	$G_{тцз}$, кг/сек	$G_{в\Sigma}$, кг/сек	$\alpha_{ср\Sigma}$
50	0,0192	1,08	2,63	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$2,59 \cdot 10^{-5}$	0,0029	7,49
100	0,0096	2,16	2,42	$2,02 \cdot 10^{-3}$	$5,61 \cdot 10^{-5}$	0,0058	6,89
150	0,0064	3,24	2,30	$3,03 \cdot 10^{-3}$	$8,83 \cdot 10^{-5}$	0,0087	6,55
200	0,0048	4,32	2,21	$4,02 \cdot 10^{-3}$	$12,19 \cdot 10^{-5}$	0,0115	6,3

На рисунке 4.5 показано сопоставление расчетных значений коэффициента избытка воздуха с экспериментальными данными для

плоского стабилизатора, а также расчетные значения для уголкового стабилизатора с углом при вершине $\gamma = 45^\circ$.



Обозначение	Источник данных	Форма стабилизатора	Размер стабилизатора
■	Эксперимент	Плоский, с карбюратором	d=32мм
□	Эксперимент	Плоский, без карбюратора	d=32мм
—	Расчет $\alpha_{cp\Sigma}$	$\gamma = 180^\circ$	h=57,6 мм
- - -	Расчет $\alpha_{cp\Sigma z}$	$\gamma = 180^\circ$	h=57,6 мм
—	Расчет $\alpha_{cp\Sigma}$	$\gamma = 45^\circ$	h=17,55 мм
- - -	Расчет $\alpha_{cp\Sigma z}$	$\gamma = 45^\circ$	h=17,55 мм

Рис. 4.5. Сравнение полученных расчетных и экспериментальных срывных характеристик стабилизаторов пламени при подаче топлива в циркуляционную зону за стабилизатором.

Из графика 4.5 видно, что подача топлива в циркуляционную зону, в несколько раз увеличивает критические значения бедной границы срыва пламени по суммарным расходам топлива и воздуха. Расчет по предлагаемой

методике дает значения α срыва близкие к экспериментальным данным. Полученные отклонения, возможно, связаны с тем, что, при обтекании пластины, ширина циркуляционной зоны оказывается больше ширины самого стабилизатора.

Для включения форсажной камеры обычно летчик должен перевести РУД из максимального режима работы двигателя в область форсажных режимов. Однако, при применении карбюрированной подачи топлива за стабилизатор, форсажная камера сгорания может работать в диапазоне от малого газа до максимального режима работы двигателя, что позволит при взлёте самолета оторвать передние колёса самолета от взлетной полосы на меньших расходах газа через двигатель, при этом снизится вероятность попадания посторонних предметов с взлетно-посадочной полосы в тракт двигателя.

4.3. Определение параметров фронтного устройства форсажной камеры сгорания.

Схема диффузора и фронтного устройства форсажной камеры сгорания представлена на рисунке 4.6.

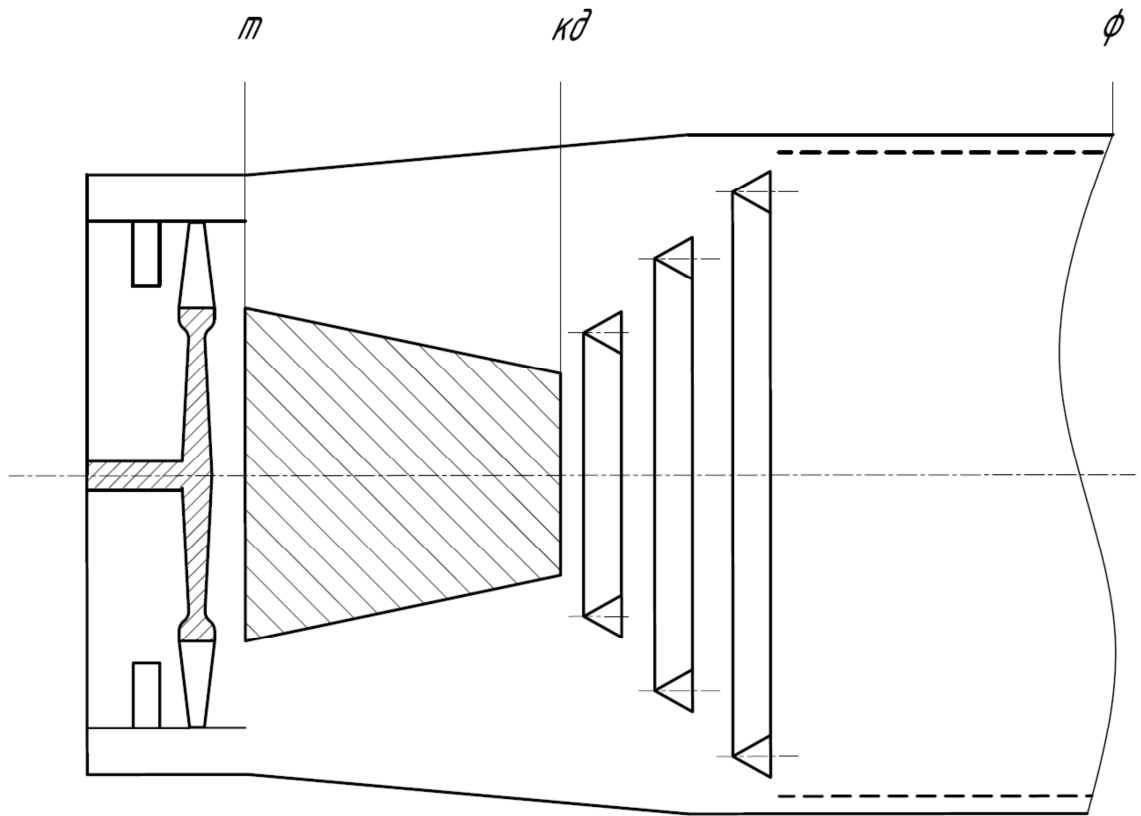


Рис. 4.6. Схема форсажной камеры сгорания ТРДДФ.

Устойчивая стабилизация процесса горения достигается путем рационального выбора скорости газа перед фронтным устройством (на выходе из кольцевого диффузора) $C_{кд}$ и ширины основания стабилизатора d для режима, при котором давление газа в форсажной камере минимально $p_{Тmin}$.

На практике для этого используются экспериментальные зависимости $C_{кд}/d \cdot p_{Тmin} = f(\alpha_{ср})$. Используя разработанную методику расчета $\alpha_{ср}$ для стабилизаторов пламени, эта зависимость может быть определена расчетным путем.

Последовательность расчета:

Исходные данные:

1) Схема диффузора и ФУ ФК

2) Параметры газа на входе в ФК (p_T, T_{cm})

Задается ряд значений $C_{кд}$ в пределах 30...200 м/с и размер стабилизаторов $d = 0,03...0,07$ м, минимальное давление на входе в камеру $p_{Tmin} = 3 \cdot 10^3 \dots 1 \cdot 10^5$ Па, угол раскрытия стабилизаторов γ° принимался 40° . В расчете сделаны допущения: параметры потока в сечении равномерны, независимо от количества стабилизаторов их форма и размеры одинаковы.

Далее по формулам находятся значения параметра форсирования циркуляционной зоны и максимального значения коэффициента избытка воздуха α_{max} . Результаты расчета для различных комбинаций параметров потока приведены в таблице 4.3 и на рис. 4.7.

Таблица 4.3. Результаты расчета характеристик ФК

$C_{кд}$, м/с	d , м	p_{Tmin} , Па	h_p , мм	t_z , сек	K_p	α_{max}	$\frac{C_{кд}}{d \cdot p_{Tmin}}$ 1/Па·с
100	0,03	3000	12	0,0064	132,435	1,06	1,111
120	0,04	5000	16	0,0071	71,515	1,23	0,6
140	0,05	10000	20	0,0076	33,374	1,44	0,28
160	0,06	50000	24	0,0080	6,357	1,89	0,053
200	0,07	100000	28	0,0075	3,405	2,07	0,029
50	0,05	4000	20	0,0213	29,798	1,47	0,25
30	0,04	10000	16	0,0284	8,939	1,80	0,075

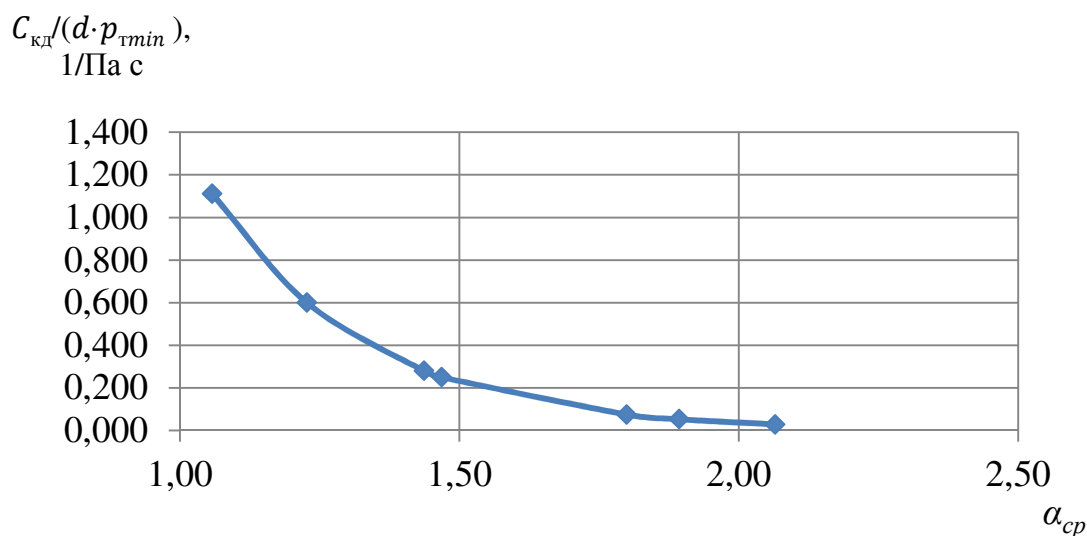


Рис. 4.7. Зависимость параметра $C_{кд}/d \cdot p_{тmin}$ от коэффициента избытка воздуха при срыве $\alpha_{ср}$

Поскольку в форсажных камерах сгорания $\alpha_{ст} \approx 1$, то приняв $\alpha_{ср} = 1$ получим, что отношение $C_{кд}/d \cdot p_{тmin} \approx 1,35$. Эта зависимость является основой для определения характерных параметров диффузора и фронтного устройства ФК.

Так, задавая значения размера стабилизатора d и минимальное давление за турбиной $p_{тmin}$, можно определить скорость на выходе из кольцевого диффузора, что позволяет рассчитать его требуемые геометрические параметры.

При изменении $\alpha_{ср}$, будут изменяться значения комплекса $C_{кд}/d \cdot p_{тmin}$ и соответственно параметры течения в ФК, а также размер стабилизатора d .

Так при увеличении $\alpha_{ср} > 1$ комплекс $C_{кд}/d \cdot p_{тmin}$ будет уменьшаться. Это свидетельствует о том, что для полученных более высоких значений $\alpha_{ср}$, необходимо уменьшать скорость на выходе из диффузора $C_{кд}$, увеличивать

характерный размер стабилизатора d , или увеличивать p_{Tmin} . Например, при $\alpha_{ср} = 1,5$ отношение $C_{кд}/d \cdot p_{Tmin} \approx 0,22$.

На рисунке 4.8 приведены данные расчета размера стабилизатора d , в зависимости от минимального давления за турбиной p_{Tmin} при различных скоростях $C_{кд}$.

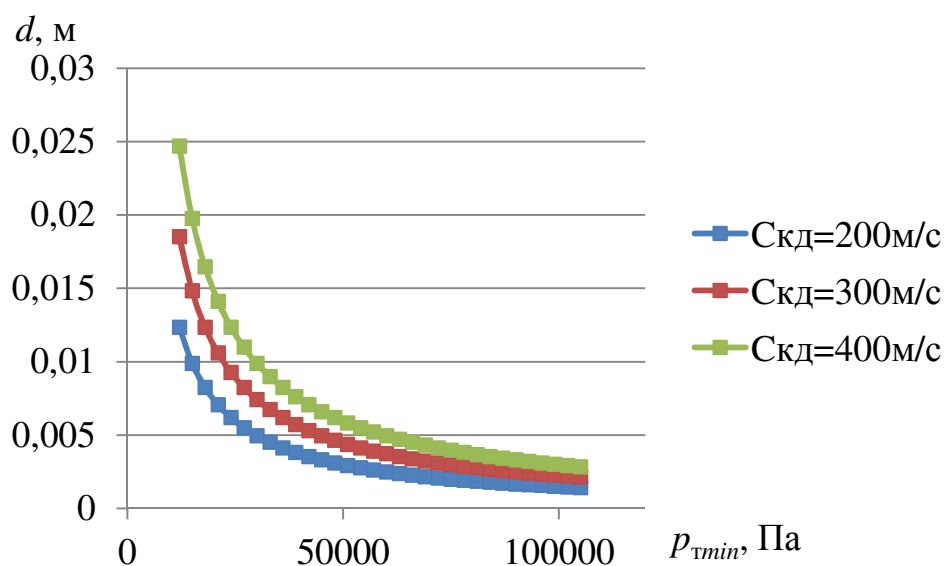


Рис. 4.8. Зависимость необходимого размера ширины полки стабилизатора d от минимального давления за турбиной p_{Tmin} при различных скоростях потока на выходе из диффузора (для $\alpha_{ср} = 1$)

Видно, что с понижением давления, а также увеличением скорости потока на выходе из диффузора, необходимый размер стабилизатора увеличивается. Это говорит о том, что для двигателей, которые предполагается использовать преимущественно на низкой высоте, или, например, для стационарных установок, необходимо проектировать меньшие стабилизаторы пламени. При этом, как показано на рисунке 4.9, обеспечивая подачу топлива в циркуляционную зону и поддерживая в ней $\alpha_{ст}$ ближе к 1, можно так же добиться уменьшения необходимого размера стабилизатора сохраняя его срывные характеристики.

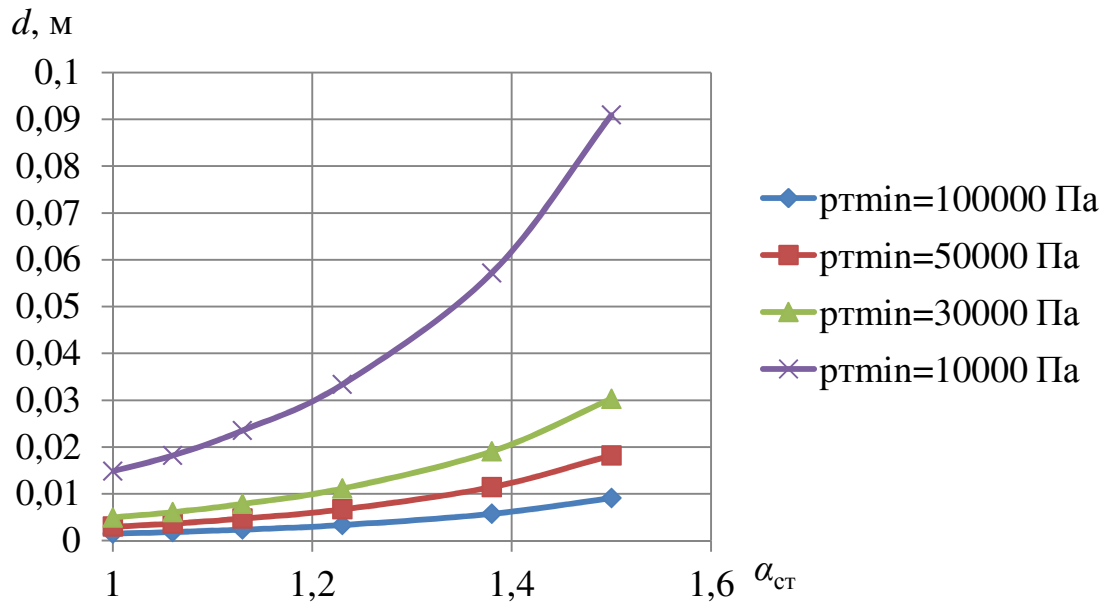


Рис. 4.9. Зависимость необходимого для стабилизации пламени размера ширины полки стабилизатора d от коэффициента избытка воздуха в циркуляционной зоне $\alpha_{ст}$ при различных минимальных давлениях за турбиной p_{tmin} ($C_{кд} = 200$ м/с).

Из графика видно, что, при создании такого состава в циркуляционной зоне, что $\alpha_{ст} = 1$, размер стабилизатора получается минимальным.

Та же зависимость, но при изменении скорости $C_{кд}$ показана на рисунке 4.10.

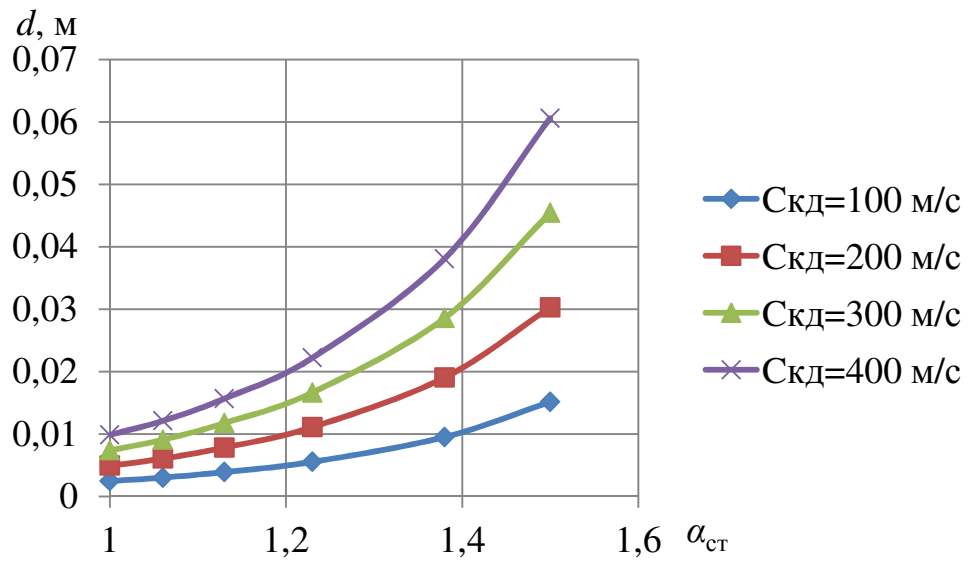


Рис. 4.10. Зависимость необходимого для стабилизации пламени размера ширины полки стабилизатора d от коэффициента избытка воздуха в циркуляционной зоне $\alpha_{ст}$ при различных скоростях на выходе из диффузора $C_{кд} = 200$ м/с ($p_{тmin} = 30000$ Па).

Из рис. 4.9 и 4.10 можно отметить, что, при $\alpha_{ст} = 1$, в широком диапазоне изменения параметров $C_{кд}$ и $p_{тmin}$, характерном для современных авиационных ГТД, размер стабилизатора может не превышать 20 мм.

Для такого стабилизатора на рис. 4.11 показано что, при значениях коэффициента избытка воздуха в циркуляционной зоне $\alpha_{ст} = 1$ значительно увеличивается максимальная скорость потока на выходе из диффузора.

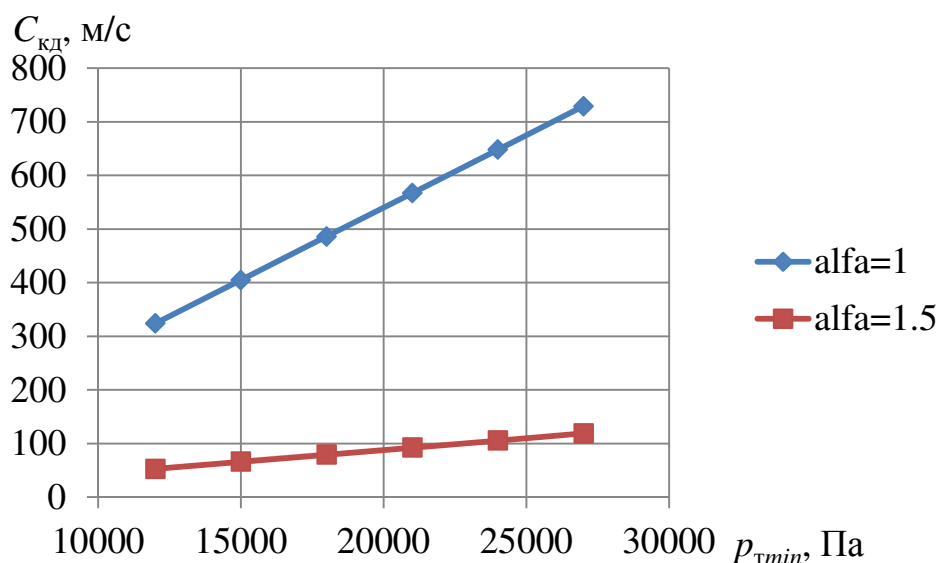


Рис. 4.11. Зависимость максимальной скорости на выходе из диффузора $C_{кд}$, при которой происходит стабилизация пламени, от минимального давления за турбиной $p_{тmin}$ при различных коэффициентах избытка воздуха в циркуляционной зоне за стабилизатором.

Особый интерес в форсажных камерах сгорания вызывает вопрос создаваемого фронтным устройством гидравлического сопротивления. Потери полного давления приводят к увеличению удельного расхода топлива двигателя, поэтому при проектировании фронтного устройства камеры сгорания необходимо находить оптимальные значения параметров $C_{кд}$, $p_{тmin}$ и d .

Представляется целесообразным, используя методику [56] определить коэффициент потерь полного давления. Зависимость коэффициента сопротивления диффузора от степени загромождения канала стабилизатором и от коэффициента смягчения определялась следующим образом [57]:

$$\xi_{ст} = \left(\frac{\sqrt{f_{ст}\omega} + f_{ст}}{1 - f_{ст}} \right)^2. \quad (4.16)$$

Зная величину коэффициента сопротивления стабилизатора, определялся коэффициент восстановления полного давления на стабилизаторе [55, 58]:

$$\sigma_{ст} = 1 - \xi_{ст} \frac{k}{k+1} \varepsilon(\lambda_{кд}) \cdot \lambda_{кд}^2. \quad (4.17)$$

Здесь $\lambda_{кд}$ – приведенная скорость на выходе из кольцевого диффузора, зависящая от температуры:

$$\lambda_{кд} = \frac{C_{кд}}{18,15\sqrt{T_{см}^*}}.$$

На рис. 4.12 показан расчет коэффициента восстановления полного давления $\sigma_{ст}$ в зависимости от коэффициента избытка воздуха в циркуляционной зоне $\alpha_{ст}$ при постоянной давлении $p_{тmin} = 12000$ Па и различных скоростях на выходе из диффузора $C_{кд}$.

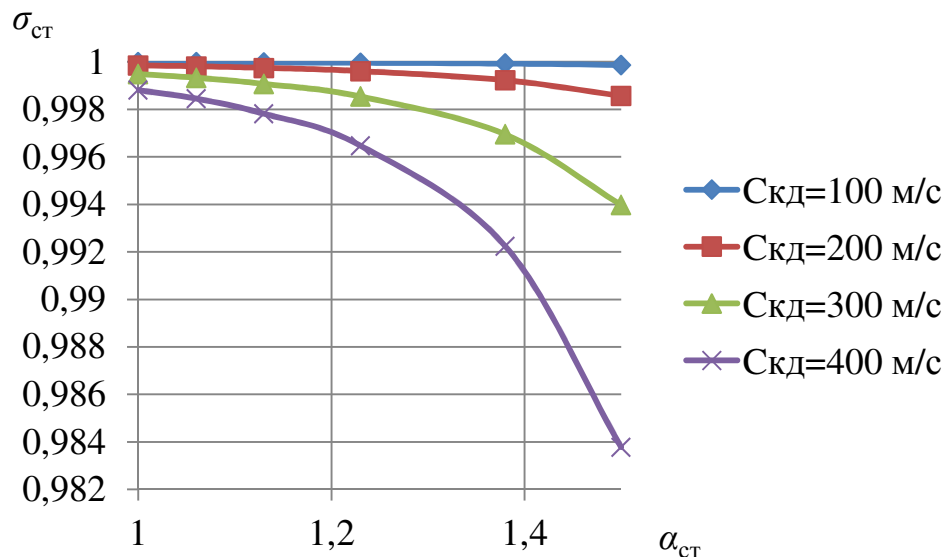


Рис. 4.12. Зависимость коэффициента восстановления полного давления $\sigma_{ст}$ в ФК от коэффициента избытка воздуха в циркуляционной зоне за стабилизатором пламени, при различных скоростях на выходе из диффузора $C_{кд}$.

Из графика видно, что с уменьшением коэффициента $\alpha_{ст}$, потери за стабилизатором уменьшаются, так как снижается необходимый размер стабилизатора, при той же скорости $C_{кд}$.

Другим важным параметром для проектирования форсажной камеры сгорания является длина выгорания топлива L_r (см. рис. 4.13), равная сумме длин «холодного» участка l_x , на котором границы факелов между стабилизаторами пересекаются друг с другом, и «горячего» l_r , где полнота сгорания топлива достигает величины $\eta_r \geq 0,9$ [56]:

$$L_r = l_r + l_x = \frac{\bar{C}}{\bar{U}_T} \left(H - \frac{d}{2} \right), \quad (4.18)$$

где \bar{C} – средняя скорость газа в камере на участке д-ф с учетом изменения скорости вследствие тепловыделения, \bar{U}_T – скорость турбулентного сгорания.

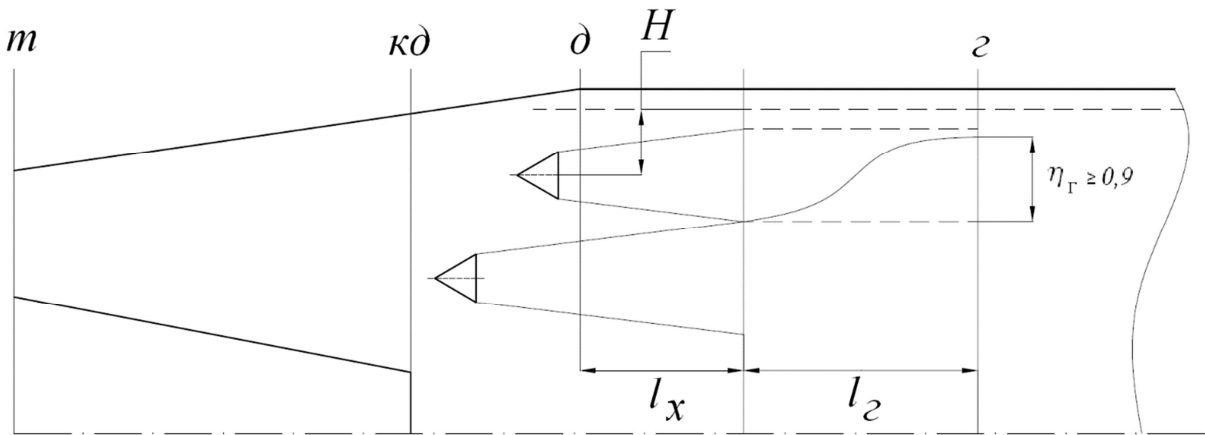


Рис. 4.13. Схема распространения пламени в ФК.

Скорость \bar{C} находится как средняя между скоростью на выходе из диффузора C_d и скоростью в миделевом сечении форсажной камеры C_ϕ . При этом:

$$C_\phi = \lambda_\phi \cdot 18,15 \cdot \sqrt{T_\phi},$$

где T_ϕ температура в камере, а приведённая скорость λ_ϕ определяется по газодинамической функции $z(\lambda_\phi)$:

$$z(\lambda_\phi) = \frac{z(\lambda_d)}{\sqrt{\frac{T_\phi^*}{T_T^*}}}$$

Скорость турбулентного горения находится из эмпирической зависимости:

$$\bar{U}_T = 0,25 \cdot C' + 0,5 \cdot U_H.$$

Здесь $C' = \varepsilon \cdot \bar{C}$ скорость с учетом интенсивности турбулентности ε , а U_H – нормальная скорость горения, которую для форсажной камеры сгорания с учетом балластирования смеси продуктами сгорания из основной камеры при $\alpha_\Sigma = 1,0 \dots 1,2$ аппроксимируется выражением:

$$U_H = 0,06 \cdot \left(\frac{T_T}{100}\right)^{2,24} \left(0,5 - \frac{1}{\alpha}\right).$$

Результаты расчетов длины выгорания L_T в зависимости от размера стабилизаторов d , при их разном количестве z показано на рис. 4.14. Расчет проведен при следующих условиях:

- 1) $\alpha_{CT} = 1$;
- 2) $p_{Tmin} = 12000$ Па;
- 3) $T_T = 1050$ К;

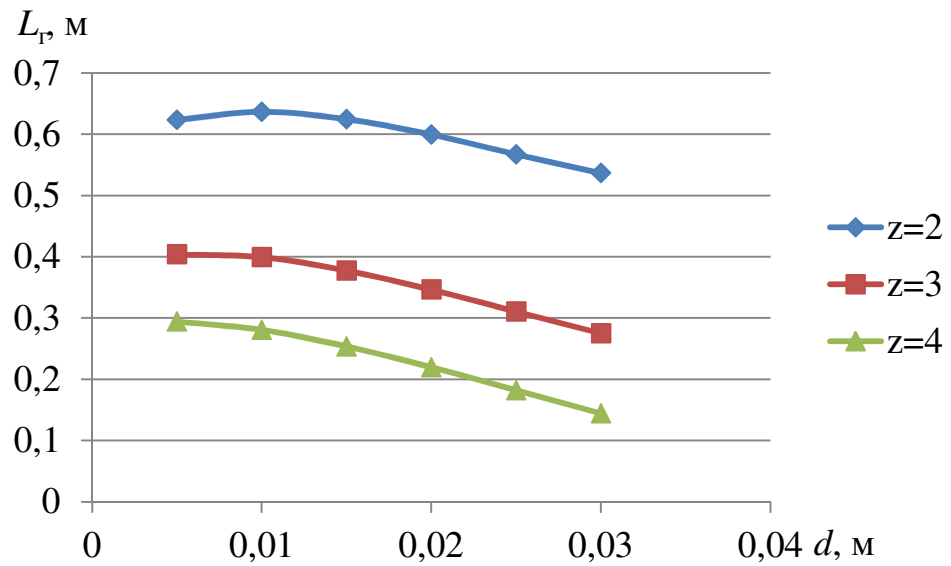


Рис. 4.14. Зависимость длины выгорания топлива $L_{Г}$ от размера стабилизатора d при разном количестве стабилизаторов пламени z .

Таким образом, из графика видно, что с увеличением размера стабилизатора длина выгорания уменьшается. Увеличение количества стабилизаторов так же приводит к уменьшению $L_{Г}$. Однако с ростом количества стабилизаторов увеличиваются и потери давления в камере, как показано на рис. 4.15.

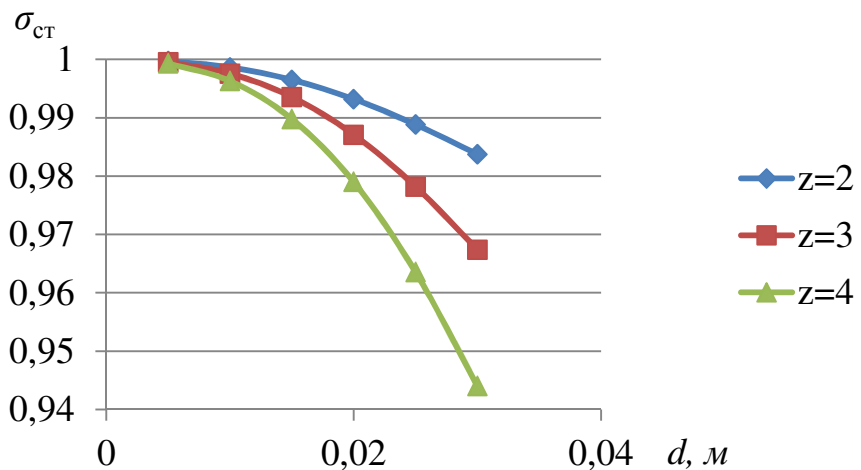


Рис. 4.15. Зависимость потерь полного давления $\sigma_{ст}$ от размера стабилизатора d при разном количестве стабилизаторов пламени z .

По результатам данного исследования можно утверждать, что подача топлива за стабилизатор пламени, таким образом, что в циркуляционной зоне коэффициент избытка воздуха приближается к 1, значительно увеличивает диапазон устойчивой работы камеры сгорания. Благодаря этому можно проектировать стабилизаторы с меньшей высотой полки, что снизит массу фронтного устройства и потери полного давления в камере.

Кроме того, использование разработанной методики позволяет уточнить параметры диффузора форсажной камеры и фронтного устройства в зависимости от условий эксплуатации.

4.4. Заключение по четвертой главе

В главе показан алгоритм расчета форсажной камеры сгорания с помощью разработанных методик. Расчетным методом доказано, что подача топлива в циркуляционную зону сдвигает границу бедного срыва пламени в область более бедных смесей. Значения коэффициента избытка воздуха увеличиваются более чем в 2 раза.

Проведены расчеты нескольких конфигураций фронтального устройства при различных параметрах диффузора форсажной камеры, а также даны рекомендации для их проектирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Впервые разработана методика определения времени пребывания в циркуляционных зонах за плохообтекаемыми телами, путем численного моделирования подвода трассирующего газа. Результаты расчета по данной методике удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, имеющимися в технической литературе.
2. Исследовано влияние параметров набегающего потока и характеристик стабилизатора на время пребывания в циркуляционных зонах, рассчитанное по предложенной методике. Полученные результаты не противоречат данным приведенным в технической литературе.
3. Разработана методика определения границ устойчивой работы стабилизаторов пламени, основанная на определении времени пребывания газа в циркуляционной зоне, которая позволяет в первом приближении проводить оценку срывных характеристик различных стабилизирующих устройств
4. Проведен расчет срывных и гидравлических характеристик различных стабилизаторов форсажной камеры сгорания с помощью разработанных методик. Показана их работоспособность и применимость к различным конструкциям стабилизаторов.
5. Расчетным образом доказано, что обеспечение в циркуляционной зоне за стабилизаторами коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1$ способствует улучшению срывных характеристик камеры сгорания, что позволяет при проектировании уменьшить размер стабилизаторов и снизить потери полного давления в камере.

6. Результаты работы приняты в ОКБ им. А. Люльки для дальнейшей проработки в задачах создания форсажной камеры перспективного турбореактивного двигателя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пат. 2472027С1 Российская Федерация, МПК F02К3/10. Фронтное устройство форсажной камеры со стабилизатором пламени изменяемой геометрии / Кишалов А.Е., Мыльников В.С.; заявитель и патентообладатель Уфимский государственный авиационный технический университет (RU). – № 2011128931/06; заявл. 12.07.2011; опубл. 10.01.2013, Бюл. № 1.
2. Булавкин А. А., Дудкин В.Т., Застела Ю.К., Костерин В.А. // Испытания авиационных двигателей: Мужвuzовский сборник – Уфа: УГАТУ, 1972г, - т.2 (163 с.).
3. Пат. 2403422С1 Российская Федерация, МПК F02К3/10, F23R3/18. Устройство и способ (варианты) для стабилизации пламени в форсажной камере турбореактивного двигателя / Кишалов А.Е.; заявитель и патентообладатель Уфимский государственный авиационный технический университет (RU). - № 2009107419/06; заявл. 02.03.2009; опубл. 10.11.2010, Бюл. № 31.
4. Пат. 2682220 Российская Федерация, МПК F23R3, F02К3. Форсажная камера сгорания турбореактивного двухконтурного двигателя / Климов К.А., Онищик И.И., Федоров С.А., Ярмаш А.Д.; заявитель и патентообладатель ПАО ОДК - УМПО (RU). - № 2018107506; заявл. 01.03.2018; опубл.15.03.2019, Бюл. № 8.
5. Агульник А.Б., Нелюбин В.Р., Онищик И.И., Павлов А.С., Ярмаш А.Д. Использование методов численного моделирования турбулентных течений при разработке форсажных камер сгорания

- газотурбинного двигателя // Насосы. Турбины. Системы. 2018. № 1 (26). С. 66-76.
6. Ярмаш А.Д., Онищик И.И. Расчетный анализ параметров поперечной струи, распространяющейся в сносящем потоке // Гагаринские чтения – 2016: XLII Международная молодежная научная конференция: Сборник тезисов докладов. Том 3: М.: Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2017, – С. 662-663.
 7. Ярмаш А.Д., Онищик И.И. Расчетный анализ течения в циркуляционных зонах // Гагаринские чтения – 2017: XLIII Международная молодежная научная конференция: Сборник тезисов докладов: М.; Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), 2017, – С. 558-559.
 8. Ярмаш А.Д., Онищик И.И. Особенности течений в циркуляционных зонах при дополнительном вдуве струй // Процессы горения, теплообмена и экология тепловых двигателей: сб. труд. X Международной научно-технической конференции. – Самара: Издательство Самарского университета, 2017, – С. 79-81.
 9. Ярмаш А.Д., Онищик И.И. Исследование массообмена в циркуляционных зонах путем численного моделирования. // Сборник тезисов докладов к всероссийской научно-технической конференции молодых ученых и специалистов «Авиационные двигатели и силовые установки». М.: ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», 2019. – С.154-155.
 10. Агульник А.Б., Онищик И.И., Ярмаш А.Д. Процесс смешения и неравномерность поля температур газа на выходе из камеры сгорания ГТД // Насосы. Турбины. Системы. 2017. № 2 (23). С. 30-38.

11. Вильямс Г. К вопросу о стабилизации пламени // ВРТ. 1951. т. №2. 61-74.
12. Хитрин Л.Н., Гольденберг С.А. К вопросу о зажигании газовой смеси и критических характеристиках // Исследование процессов горения. М.: Изд-во АН СССР. 1958. С. 28-33.
13. Щетинков Е.С. Физика горения газов. М.: Изд. Наука, 1965, 740 с.
14. Ченг, Ковитц. Теория стабилизации пламени плохообтекаемым телом // Вопросы зажигания и стабилизация пламени. М.: Изд-во иностр. лит. 1963. С. 170-193.
15. Солохин Э.Л. Исследование распространения и стабилизация пламени за корытообразным стабилизатором. // Стабилизация пламени и развитие процесса сгорания в турбулентном потоке. 1961. С. 48-74.
16. Zukoski E., Marble F. Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies. // Proc. Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry, Northwestern University, 1956, – стр. 205-210.
17. Дунский В.Ф. Исследование стабилизации пламени в следе за плохообтекаемым телом // Труды ЦИАМ. 1951. №208. 35 с.
18. Бовина Т.А. Исследование обмена между зоной рециркуляции за стабилизатором и внешним потоком и некоторые вопросы стабилизации пламени. // Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени в однофазных и двухфазных системах. 1960. С. 58-70.
19. Mullins B.A. A Spontaneous Ignition Theory of Combustion Intensity and Combustion Stability Behind a Baffle. // Combustion Researches and Reviews, Butterworth. 1955. С. 87-106.
20. De Zubay E. Characteristics of disc-controlled flame. // AeroDigest. 1950. №1. С. 54-56.

21. Костерин В.А. и др. Обобщение экспериментальных данных по пределам стабилизации пламени на струях // Авиационная техника, 1960. №3. С. 59-66.
22. Бортников М.Т. Стабилизация процесса горения в камерах сгорания // Труды ЦИАМ. 1974. №613. С. 62.
23. Лебедев Б.П. Автореферат докторской диссертации. 1962.
24. Wright F.H., Becker J.L. Combustion in the mixing zone between two parallel streams // Jet Propulsion. 1956. vol. 26, №11. С. 973-978.
25. Лонгвелл Д., Фрост Э., Вейсс М. Стабилизация пламени в рециркуляционной зоне плохообтекаемым телом // ВРТ. 1954. №4., С. 61-70.
26. Щетинков Е.С. О физической модели стабилизации пламени на плохообтекаемых телах // Теория и практика сжигания газа. 1968. вып. 4. С. 95-105.
27. Вейсс, Рорер, Лонгвелл. О влиянии реакционной способности топлива и тепловых потерь на стабилизацию пламени // ВРТ. 1963. С. 244-265.
28. Longwell J.P., Weiss M.A. High temperature reaction rates in hydrocarbon combustion. // Ind. and Engng. Chem. 1955. vol. 50, №2. С. 157.
29. Онищик И.И. К расчету процесса горения в реакторе полного смешения // Авиационная техника. 1978. №3. С. 29-33.
30. Агульник А.Б., Онищик И.И., Хтай Т.М. Полуэмпирические модели полнотных и срывных характеристик камеры сгорания ГТД // Вестник Московского авиационного института. 2009. Т.26, №6, с. 74-81.

31. Herbert M.V. A theoretical analysis of reaction rate controlled systems // Part II Eighth Symposium (International) on Combustion Baltimore, Williams & Wilkins Company, 1962, 970-982 с.
32. Winterfeld G. Untersuchungen über den Massenaustausch hinter Flammenhaltern // Zeitschrift für Flugwissenschaften. 1960. 8. С. 219-225.
33. Cheng L, Spencer A. Residence time measurement of an isothermal combustor flow field // 15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. (Lisbon, Portugal, 05-08 July), 2010. (11 с.).
34. Иншаков С.И., Кудрявцева Е.Д., Кормильцев М.Н. Исследование отекания профиля прямого крыла теньвым фоновым методом при испытаниях в трансзвуковой аэродинамической трубе // Оптические методы исследования потоков: Труды XV Международной научно-технической конференции. (Москва, 24-28 июня 2019). – М.: Изд-во Перо, 2019, С. 129-136.
35. Знаменская И.А., Ринкевичюс Б.С. Современные методы исследования потоков. М.: Изд-во «Оверлей», 2011. 360 с.
36. Раушенбах Б.В. Белый С.А. Беспалов И.В. Бородачев В.Я., Волынский М.С., Прудников А.Г. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Изд-во. «Машиностроение», 1964. 525 с.
37. Горбатко А.А. Расчетное и экспериментальное исследование стабилизации пламени однородной водородно-воздушной смеси плохообтекаемым телом // Труды ЦИАМ, 1973. №575. 47 с.
38. Абрамович Г.Н. и др. Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 720 с.
39. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир 1973. 335 с.

40. Биркгоф Г., Сарантанелло Э. Струи, следы, каверны. М.: Мир, 1964. 466 с.
41. Quick A. Ein Verfahren zur Untersuchung des Austauschvorganges in verwirbelten Stromungen hinter Korper mit abgeloster Stromung // Westdeutscher Verlag, 1956. 78 с.
42. Winterfeld G. Zs. Flugwissenschaft 10, 1962. с. 168-180.
43. Юн А.А. Исследование течений и прочностной анализ. М.: ЛЕНАНД, 2014. 432с.
44. Ansys Inc. <http://www.ansys.com>.
45. Бортников М.Т. Стабилизация процесса горения в камерах сгорания // Труды ЦИАМ. №613, 1974.
46. Лебедев Б.П., Доктор И.Ю. О стабилизации пламени неоднородных смесей Горение и взрыв // материалы III Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. – М.: Изд-во Наука, 1972, – стр. 361-364.
47. Лебедев Б.П. Аэродинамическая стабилизация пламени в форсажных камерах ТРДФ. Под ред. Лебедева Б.П. // Труды ЦИАМ. №781. 1977. 245 с.
48. Семенов В.Г., Талантов А.В., Дятлов И.Н., Мингазов Б.Г. Исследование механизма стабилизации пламени на встречных закрученных струях двухфазной смеси // Труды КАИ. 1974. вып. 167. С. 66-76.
49. Мингазов Б.Г., Талантов А.В., Щукин В.А., Дятлов И.Н., Ичанкин Г.С. Исследование стабилизации пламени на струях двухфазной горючей смеси // Известия Вузов. 1975. №3. С. 78-82.
50. Lefebvre A.H., Ballal D.R. Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions. CRS Press. 2010. 538 с.
51. Ильяшенко С.М., Талантов А.В. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. М.: Машиностроение, 1964. 306с.

52. Пат. 2712532 Российская Федерация, МПК F23R3, G01N30. Датчик ионизационный сигнализатора пламени / Гусев П.Н., Куприянов Н.Д., Лефёров А.А., Ярмаш А.Д.; заявитель и патентообладатель ПАО ОДК - УМПО (RU). - № 2019111952; заявл. 19.04.2019; опубл. 29.01.2020, Бюл. № 4.
53. Пат. 2680024 Российская Федерация, МПК F23N. Способ определения технического состояния датчиков пламени ионизационных / Зубко А. И., Зубко И. О., Герман Г. К., Ярмаш А. Д.; заявитель и патентообладатель ПАО ОДК - УМПО (RU). - № 2018109393; заявл. 16.03.2018; опубл. 14.02.2019, Бюл. № 5.
54. Кудрявцев А.В., Медведев В.В. Форсажные камеры и камеры сгорания ПВРД. Инженерные методики расчета характеристик. М.: ЦИАМ, 2013. 113 с.
55. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика // ГТИ, 1953
56. Ковнер Д.С., Онищик И.И., Христофоров И.Л. Расчет и проектирование камер сгорания ВРД в САПР. Учебное пособие. Изд-во МАИ, 1989. 51 с.
57. Лимонад Ю.Г. О влиянии сжимаемости воздуха на потери в дозвуковых диффузорах // Труды ЦАГИ. МАП СССР. 1951.
58. Резник В.Е., Загвоздкин В.А. Экспериментальное исследование потерь давления при обтекании решетки стабилизаторов пламени. Техн. бюллетень ЦИАМ, №2, 1968.