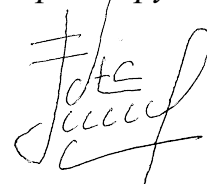


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКВОСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)»

На правах рукописи



АСЛАНОВ Асвар Раминович

**МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ
АВИАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Специальность 1.3.14. – «Теплофизика и теоретическая теплотехника»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, доцент
Краев Вячеслав Михайлович

Москва

2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА	9
1.1. Существующие проекты летательных аппаратов на альтернативных видах топлива	9
1.2. Моделирование турбулентности	11
1.2.1. Турбулентность как гидродинамическое явление	11
1.2.2. Осреднения Рейнольдса для турбулентного течения	14
1.2.3. Гипотеза Буссинеска	19
1.2.4. Модель пути смешения Прандтля	21
1.2.5. Анализ существующих моделей турбулентности	22
ГЛАВА 2. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПОДХОДЫ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ.....	30
2.1. Исследования нестационарных процессов при течении газа.....	31
2.2. Исследования нестационарных процессов при течении жидкости. Валидация расчетной модели	36
2.3. Выводы по разделу.....	45
ГЛАВА 3. ТОПЛИВНАЯ СИСТЕМА ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ	46
3.1. Схема подачи топлива в камеру сгорания	46
3.2. Агрегат подачи	48
3.3. Математическая модель метановой топливной системы.....	50
3.3.1. Описание математической модели топливного бака с метаном	52
3.3.2. Математическая модель топливных магистралей	62

3.3.3. Математическая модель учета нестационарной гидродинамики для подкачивающего насоса	68
3.4. Моделирование переходных процессов в топливных магистралях	76
3.4.1. Учет теплофизических свойств теплоносителей	76
3.4.2. Математическая модель расчета тепло-гидравлических характеристик нестационарных течений в криогенных магистралях	80
ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА МЕТАНОВОЙ ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ	83
4.1. Результаты исследования теплового состояния топливных баков различных конфигураций	83
4.2. Результаты исследования теплового состояния метанового топливного бака в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями совместного с топливными магистралями.....	88
4.3. Результаты исследования параметров подкачивающего насоса, расположенного в расходном отсеке бака в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями	92
4.4. Результаты исследования нестационарных процессов в топливных магистралях.....	93
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	108
ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	110
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	112

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования. Нестационарные процессы существуют во многих природных и инженерных системах. В инженерных системах нестационарные процессы могут стать причиной аварийных ситуаций, если выйдут за границы расчётных диапазонов. Например, включение или выключение насоса системы подачи или переход с одного уровня расхода на другой приводят к существенным изменениям полей давления. Это, в свою очередь, вызывает изменение коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления, иногда в несколько раз.

Жидкие криогенные топлива особенно чувствительны к нерасчётному изменению гидродинамических параметров в системах подачи топлива. Ускорение течения сильно влияет на гидравлическое сопротивление, увеличивая его до нерасчётных значений. Причиной этих процессов является перестройка структуры турбулентного потока.

Понимание природы нестационарных эффектов и умение их рассчитывать позволяет создавать безопасные инженерные системы. Особенно важно учитывать нестационарные процессы при проектировании криогенных топливных систем, поскольку это может привести к росту давления насыщенных паров в магистралях криогенных топливных систем (далее – КТС) из-за нагрева топлива. Это, в свою очередь, снижает кавитационный запас турбонасосного агрегата и требуемый напор подкачивающего насоса. Также к потере устойчивости работы КТС может привести скачкообразное изменение гидравлического сопротивления из-за нестационарных процессов. Таким образом, при проектировании КТС особое внимание необходимо уделить задаче создания адекватных моделей для расчета нестационарных процессов в каналах.

Степень разработанности темы. Изменение реальных значений с учетом гидродинамической нестационарности потока от квазистационарных значений более чем в два раза будем считать существенными изменениями. После 1950 –х годов началось активное исследование в области гидродинамической

нестационарности потока [1]. В нашей стране также проводились такого рода исследования [2 - 4].

Фундаментальные причины влияния нестационарных процессов на структуру турбулентных течений, теплообмен и гидродинамику изучались в МАИ с 80-х годов прошлого века [5, 6]. Изменение турбулентной структуры потока, как показали исследования различных авторов, является одной из основополагающих причин изменения коэффициентов теплоотдачи и сопротивления трения в гидродинамически нестационарных потоках [7]. Представленные результаты являются продолжением исследований научной школы Г.А. Дрейцера в МАИ.

Исследования Д. Н. Попова, проводимые в МЭИ [8], внести существенный вклад в понимание гидродинамической нестационарности потока для отечественной научной школы. Так же следует отметить работы Валуевой Е. П. [9, 10], как современный взгляд на понимание природы нестационарных потоков.

Большинство авторов разделяют гидродинамически нестационарные потоки на две группы по типу изменения расхода жидкости: неперiodические (с ускорением и замедлением потока) и периодические (с колеблющим или пульсирующим потоком). В случае с авиационными газотурбинными двигателями, при рассмотрении их топливных систем, свойственны неперiodические ускоряющиеся течения.

Цель диссертационной работы. Целью настоящей работы является создание моделей учета влияния нестационарных гидродинамических процессов в топливных системах перспективных ЛА в условиях малой неизотермичности, а также математической модели теплового состояния топливных баков и гидродинамики течения топлива в каналах.

Задачи диссертационной работы. Для достижения поставленной цели в необходимо решить следующие задачи:

1. Анализ и обобщение экспериментальных и теоретических данных по гидродинамике и теплообмену нестационарных течений капельных жидкостей в каналах.

2. Разработка математической модели для расчета теплофизических свойств криогенных топлив.

3. Разработка математической модели для расчета теплового состояния криогенных топливных баков (далее – КТБ) различных конфигураций.

4. Верификация математической модели гидродинамически нестационарных процессов в каналах по имеющимся опытным данным для капельных жидкостей.

5. Разработка математической модели для расчета тепло-гидравлически нестационарных течений в криогенных магистралях.

Научная новизна диссертационной работы заключается в следующем:

1. Подтвержден эффект нестационарного воздействия при ускорении жидкости в канале.

2. Выявлено существенное влияние физических свойств жидкости на гидродинамически нестационарный эффект.

3. Разработанная математическая модель позволяет рассчитывать влияние нестационарного воздействия при течении метана в каналах топливной системы ДЛА.

Теоретическая и практическая значимость работы состоит в разработке математической модели тепло-гидравлического состояния КТС, в разработке математической модели для расчета теплофизических свойств криогенных топлив; в создании математической модели течения жидкого метана в гидродинамически нестационарных условиях; в расчете критерия, влияющего на кавитационный запас топливного насоса в нестационарных условиях.

Методология и методы исследования

Для получения исходных и граничных данных для последующего расчета гидродинамической нестационарности потока на первом этапе рассчитывалось тепловое состояние КТС по циклу полета криоплана в одномерной постановке с использованием компилятора Intel Fortran Visual Studio.

На втором этапе данные, полученные из программного кода, использовались для расчёта гидродинамической нестационарности потока в программной комплексе для численного моделирования Ansys Fluent. Для правильной настройки

численной модели использовались экспериментальные и расчетные данные для капельных жидкостей.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Математическая модель для расчета теплофизических свойств криогенных топлив.
2. Математическая модель для расчета теплового состояния криогенных топливных систем различных конфигураций.
3. Математическая модель гидродинамически нестационарных процессов в каналах для жидкостей.
4. Эффект существенного влияния физических свойств жидкости на гидродинамически нестационарное воздействие при течении жидкости в канале.

Апробация работы.

Результаты диссертационной работы докладывались на:

- Современные проблемы теплофизики и энергетики (МЭИ (НИУ), г. Москва, 19–23 октября 2020 г.)
- 19-я международная конференция «Авиация и космонавтика» (МАИ (НИУ), г. Москва, 23-27 ноября 2020 г.)
- 20-я международная конференция «Авиация и космонавтика» (МАИ (НИУ), г. Москва, 22-26 ноября 2021 г.)
- XLIV Королевские академические чтения по космонавтике (МГТУ им. Н.Э. Баумана (НИУ), г. Москва, 28—31 января 2020 г.)
- Гагаринские чтения – 2020 (МАИ (НИУ), г. Москва, 27 декабря 2019 года – 17 апреля 2020 г.)
- 26-ой Всероссийский семинар с международным участием по струйным, отрывным и нестационарным течениям (Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, г. Санкт-Петербург, 27 июня – 1 июля 2022 г.)
- Восьмая российская национальная конференция по теплообмену (МЭИ (НИУ) Москва, 17–22 октября 2022 г.).

Публикации.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 2-х научных статьях, входящих в перечень ВАК Минобрнауки РФ по специальности 1.3.14. Одна статья опубликована в рецензируемом журнале из списка ВАК по смежной специальности (2.5.15.). Одна статья опубликована в международном журнале «Journal of Physics», индексируемом в международных реферативных базах данных Scopus.

Личный вклад соискателя заключается в разработке математической модели расчета теплового состояния КТС по циклу полета для 3 типов альтернативных видов топлив; в формировании численной модели учета влияния гидродинамической нестационарности потока в каналах топливных систем.

Структура и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, перечня условных обозначений и списка использованных источников. Она содержит 117 страниц машинного текста, включающего 59 рисунков, две таблицы и списка литературы из 52 наименований.

ГЛАВА 1. ОБЗОР СОВРЕМЕННОГО СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА

Исследованиям гидродинамики и теплообмена в различных каналах и конструкциях транспортных средств отводится большое внимание, особенно если это касается КТС. Ввиду того, что возможности для дальнейшего улучшения транспортных систем, работающих на традиционных углеводородных топливах, практически подошли к пределу, переход на альтернативные виды топлива является ключевой задачей для современной транспортной авиации. К числу альтернативных видов топлива можно отнести жидкий водород и сжиженный природный газ (далее – СПГ), в основном состоящий из метана. Для грамотного проектирования КТС на альтернативных видах топлива, как уже говорилось ранее, необходимо детально изучить влияние условий эксплуатации ЛА на параметры течения топлива в магистралях. Решение такой задачи позволит проектировать надежные топливные системы ЛА на перспективных видах топлива.

1.1. Существующие проекты летательных аппаратов на альтернативных видах топлива

Выбор альтернативного вида топлива

XX век по праву считается веком бензиновой и керосиновой авиации. За этот период времени авиационная техника совершила огромный рывок от первых летательных аппаратов на поршневых двигателях к современным самолётам пятого поколения. Однако исследования последних лет показывают, что принципиального улучшения характеристик перспективных летательных аппаратов, использующих в качестве основного вида топлива керосин или другие нефтепродукты, не представляется возможным [11]. Все большее внимание разработчиков современных ЛА привлекают криогенные топлива: СПГ, жидкий водород, криогенный пропан и другие газовые топлива. Актуальность перехода на криогенные топлива обусловлена рядом их неоспоримых преимуществ, таких как: повышенная экологичность, огромные сырьевые запасы, высокая массовая теплота

сгорания, большая работоспособность, хладоресурс и существенное сокращение расходов на топливо в отличии от традиционного авиационного керосина (таблица 1.1).

Таблица 1.1 – Основные свойства топлив

№ п/п	Показатель	Значение			
		ТС-1	СПГ	Водород	Пропан
1	Плотность, кг/м ³ при температуре, К	778,6	424,7	71,5	580,0
		288	111	20	230
2	Вязкость, Па с при температуре, К	1,11e-03	9,65e-05	1,3e-05	1,45e-04
		288	111	20	230
3	Теплотворность, МДж/кг	43,5	50,0	120,0	45,9
4	Энергоемкость, МДж/м ³	33855	21100	8450	26620
5	Хладоресурс, кДж/кг	1130	2830	13030	3180
6	Газовая постоянная, Дж/(кг К)	57,42	518,26	4124,42	115,24
7	Диапазон жидкой фазы, К при давлении 0,1 МПа	эксплуата- ционный	91...111	14...20	86...230

Для России наиболее приемлемым вариантом является СПГ, запасы которого составляют 24, 2% от разведанных мировых запасов на 2018 г [12]. Прогнозы на потребление СПГ являются восходящими (рисунок 1.1).

Переход на использование СПГ на транспорте, в том числе, авиационном, позволяет снизить затраты на приобретение топлива (цена эквивалентного количества газа ниже цены авиакеросина) и обеспечить устойчивое и экономически выгодное топливоснабжение в перспективе (с учетом динамики изменения добычи нефти и газа).

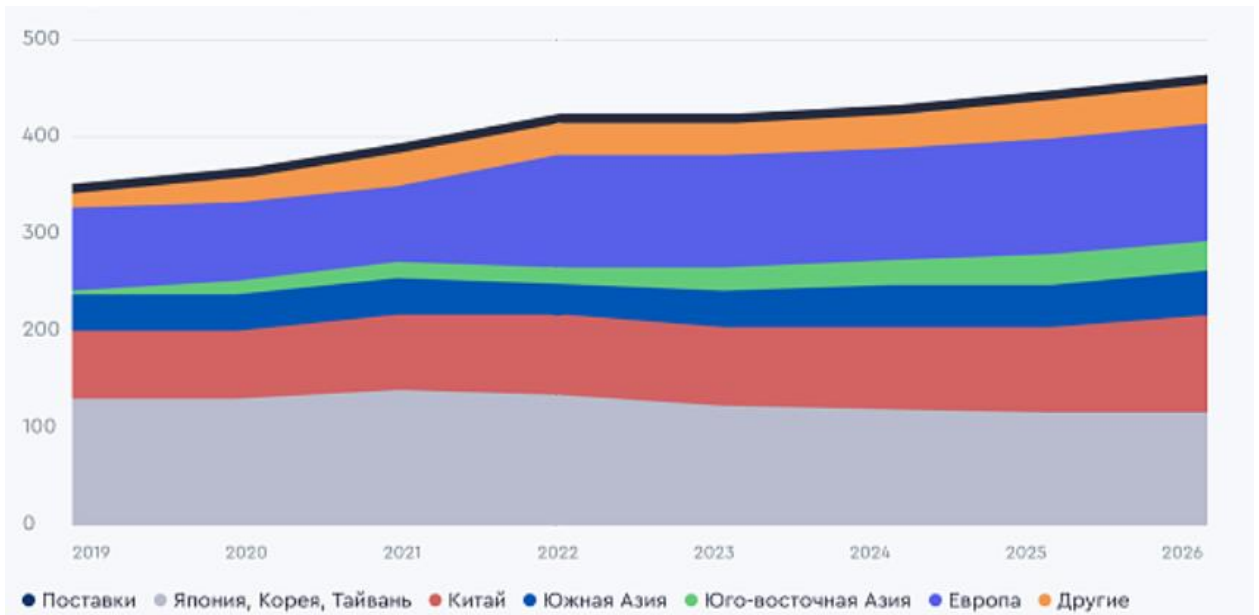


Рисунок 1.1 – Мировое потребление СПГ [13]

С учетом вышесказанного криогенные топлива представляют практический интерес как перспективный вид авиационного горючего. В настоящей работе в качестве топлива при исследовании топливной системы перспективного самолета был выбран именно СПГ, точнее метан CH_4 , который составляет 85-95% от состава современного СПГ, остальные 5% составляют этан C_2H_6 , пропан C_3H_8 , бутан C_4H_{10} и азот N_2 [14]. СПГ теоретически является выгодным топливом. Однако для того, чтобы получить максимальную выгоду от применения СПГ, необходимо при проектировании топливной системы учитывать нестационарные эффекты, связанные режимами работы перспективной авиационной техники.

1.2. Моделирование турбулентности

1.2.1. Турбулентность как гидродинамическое явление

Основное влияние нестационарного воздействия сосредоточено в области течения, близкой к стенке канала. Сложность моделирования турбулентности заключается в том, что приграничных областях теплоносители обладают различными теплофизическими свойствами. К общеизвестным проблемам моделирования турбулентных изотермических течений в данном случае

добавляется влияние градиента плотности, молекулярной вязкости, теплоемкости и теплопроводности.

Начало учению о турбулентности положил опыт О. Рейнольдса 1883 года. Экспериментальная установка показана на рисунках 1.2 и 1.3 В неё входят резервуар *A* с водой, стеклянная труба *B* с краном *C* на конце и сосуд *D* с водным раствором краски. Раствор краски может по трубке поступать в стеклянную трубу *B*.

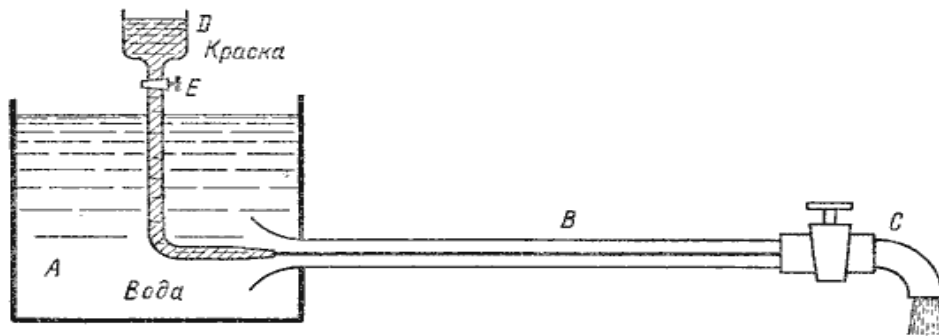


Рисунок 1.2 – Режим ламинарного течения при опыте Рейнольдса

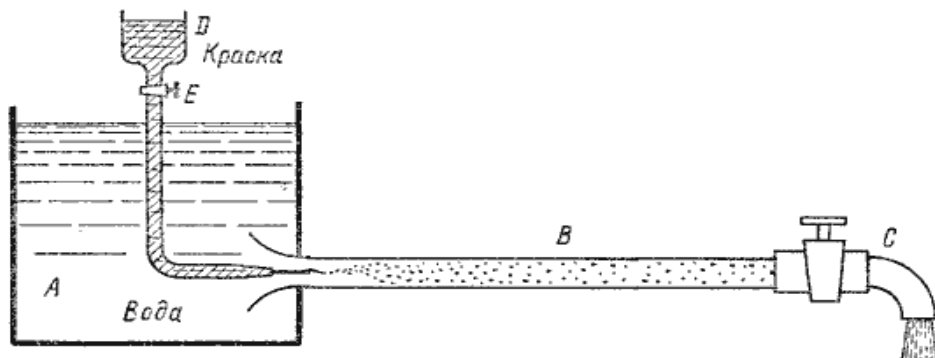


Рисунок 1.3 – Режим турбулентного течения при опыте Рейнольдса

1) *Режим ламинарного течения.*

Если немного приоткрыть кран *C*, чтобы вода текла по трубе с небольшой скоростью, а затем с помощью крана *E* добавить краску в поток воды, то заметим, что краска не смешивается с водой. Струйка краски будет чётко видна по всей длине стеклянной трубы, что говорит о плавном и последовательном характере течения жидкости и отсутствии перемешивания. Такое движение называется ламинарным.

2) Режим турбулентного течения.

При постепенном увеличении скорости течения воды в трубе путём открытия крана *C* сначала картина течения не меняется, но затем при определённой скорости течения происходит её быстрое изменение. На конце трубки струйка краски колеблется, размывается и смешивается с потоком воды. При этом можно увидеть завихрения и вращение жидкости. Такое течение называется турбулентным.

Если бы мы измерили скорость в каком-либо сечении трубки в первом и втором случае, то обнаружили бы, что в первом случае она была бы постоянной, а во втором — колебалась бы вокруг некоторого среднего значения.

Было обнаружено, что переход от ламинарного режима течения к турбулентному происходит при определённом значении скорости, которое называют критической. Значение критической скорости зависит от соотношения диаметра трубы, плотности среды и вязкости.

Обобщая данные опытов, Рейнольдс ввёл безразмерный критерий, названный впоследствии в его честь:

$$Re = \frac{\rho \omega d}{\mu} \quad (1.2.1)$$

Физический смысл критерия Рейнольдса заключается в том, что он представляет собой соотношение сил инерции и сил вязкости. Если силы инерции превышают на какой-то порядок (определяемый критическим числом Рейнольдса) силы вязкости, течение переходит к турбулентному режиму.

Опыт показал, что критическое число Рейнольдса для течения в круглой трубе $Re_{кр}$ примерно равно 2300.

Таким образом, критерий подобия Рейнольдса позволяет судить о режиме течения жидкости в трубе. При $Re < Re_{кр}$ течение является ламинарным, а при $Re > Re_{кр}$ течение является турбулентным. Точнее говоря, вполне развитое турбулентное течение в трубах устанавливается лишь при Re примерно равному 4000, а при $Re = 2300 \dots 4000$ имеет место переходная область.

Когда силы вязкости малы по отношению к силам инерции, течение *теряет* устойчивость. В жидкости постоянно происходят случайные и беспорядочные процессы, даже если она неподвижна или течёт ламинарном режиме. Но когда силы вязкости значительны, любые колебания быстро затухают — вязкость препятствует их развитию. И наоборот, при низкой вязкости случайные возмущения не только не затухают, но и могут усиливаться, приводя к образованию вихрей и становлению турбулентного течения.

Таким образом, турбулентное течение можно представить, как течение, в котором на главное слоистое движение жидкости накладывается хаотическое перемещение вдоль и поперек главного направления движения жидкости постоянно образующихся и исчезающих вихрей различного размера. При этом под "вихрями" следует понимать жидкие объемы вихревого происхождения. В турбулентном потоке сначала образуются вихри, размер которых соизмерим с размерами потока, например, радиусом трубы, струи и т. п. В процессе своего движения эти вихри распадаются на более мелкие, при распаде которых образуются еще более мелкие вихри и т. д. В крупных вихрях инерционные явления преобладают над вязкими. Такие вихри определяют процессы переноса массы, количества движения и тепла, но в малой степени подвержены действию вязкости. Непрерывное уменьшение размера вихрей в конечном итоге приводит к появлению мелких вихрей, внутри которых вязкие силы преобладают над силами инерции. В мелких вихрях вязкие силы совершают работу трения, которая преобразуется в тепло, идущее на нагрев жидкости. Как говорят, происходит диссипация энергии, переход кинетической энергии в тепло. При этом полная механическая энергия жидкости, которая может быть затрачена на совершение полезной работы, уменьшается.

1.2.2. Осреднения Рейнольдса для турбулентного течения

Как отмечалось выше, отличительной особенностью турбулентных течений является то, что движение является неупорядоченным, хаотичным. Траекторные пути частиц при турбулентном течении являются весьма

непредсказуемыми, они могут в произвольном порядке пересекаться в отличие от ламинарного режима течения, где частицы движутся параллельными траекториями.

Течение жидкости при турбулентном режиме всегда являются нестационарными. Причем масштабы этих нестационарностей могут иметь достаточно широкий диапазон.

Уравнения Навье-Стокса позволяют описывать движение турбулентных течений, включая их мельчайшие детали. Для несжимаемой жидкости в условиях однофазного неизотермического течения эта система уравнений может быть представлена следующим образом :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.2.2)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_k}{\partial x_j} = J_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_k} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right), \quad (1.2.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = a \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{q_v}{\rho c_p}. \quad (1.2.4)$$

Уравнения (1.2.2) - (1.2.4) называются уравнениями неразрывности, количества движения и энергии, соответственно. При численном решении этих уравнений, потребуется существенно мелкая сетка, что даже современные компьютеры будет испытывать недостаток вычислительной мощности для решения этой задачи. Так же в этом случае придется задавать очень маленький шаг по времени для численного интегрирования. Таким образом, требуется применить определенные упрощения для решения нестационарных уравнений динамики жидкости, чтобы учесть и мелкомасштабные вихри. Известно, что вычислительные мощности растут пропорционально кубу числа Рейнольдса [15, 16] при решении вышеуказанной системы. Но, с другой стороны, именно мелкомасштабные вихри играют важнейшую роль при описании турбулентных течений.

Из выше сказанного следует, что прямое численное моделирование (далее – Direct Numeric Simulation, DNS) турбулентных течений в инженерной практике применяется крайне редко.

Более простым подходом для моделирования турбулентных течений является моделирование крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES). При таком подходе крупные вихри рассчитываются, а мельчайшие вихри моделируются. Основная предпосылка такого подхода заключается в том, что самые большие вихри, которые находятся под прямым воздействием граничных условий, содержат максимальное количество энергии и должны быть рассчитаны.

Такого рода подходы безусловно имеют хорошую перспективу. Однако в настоящее время наиболее популярным и распространённым способом моделирования турбулентности является использования осреднения Рейнольдса. В этом случае применяют уравнения не для мгновенных, а для усреднённых значений параметров. Эти уравнения носят общее название уравнений Рейнольдса.

При наличии турбулентного режима течения в каждой точке потока все газодинамические параметры течения (скорость, температура, давление и т.д.) изменяются постоянно, причем достаточно неравномерно (см. рисунок 1.4).

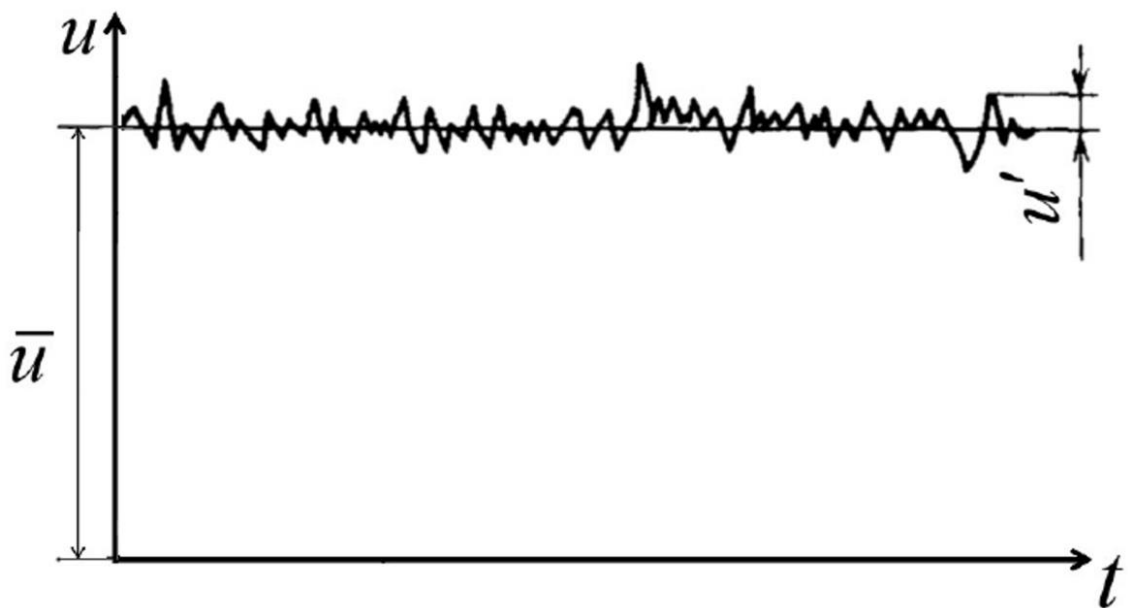


Рисунок 1.4 – Пульсация осевой скорости

Как видно на рисунке мгновенная скорость u пульсирует около некоторого среднего значения по времени \bar{u} . Отклонение мгновенной скорости u от средней по

времени называют пульсационными скоростями u' , при этом можно записать выражение описывающую мгновенную скорость u в любой момент времени при турбулентных пульсациях:

$$u_x = \bar{u}_x + u'_x; \quad u_y = \bar{u}_y + u'_y; \quad u_z = \bar{u}_z + u'_z. \quad (1.2.5)$$

Таким образом, из выше сказанного можно сделать вывод, что течение при турбулентном движении как бы состоит из регулярного течения, описываемого осреднёнными значениями скоростей, и из наложенного на него хаотического пульсационного движения.

При дальнейшем описании уравнений будет обозначать верхним подчеркиванием осредненные величины: $\bar{p}, \bar{\rho}, \bar{u}, \bar{T}$ и т.д. Такого рода осреднение называется осреднение Рейнольдса.

Можно записать следующие выражения для осредненных и пульсационных величин [17]:

$$\overline{A + B} = \bar{A} + \bar{B}, \quad (1.2.6)$$

$$\overline{AB} = \bar{A} \cdot \bar{B} + \overline{A'B'} \neq 0 \quad (1.2.7)$$

$$\overline{\overline{A \cdot B}} = \bar{A} \cdot \bar{B} \quad (1.2.8)$$

$$\frac{\partial \bar{A}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{A}}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \quad (1.2.9)$$

$$\bar{A'} = 0 \quad (1.2.10)$$

Величину $\overline{A'B'}$ называют корреляцией пульсационных случайных величин А и В.

Далее рассмотрим осредненные уравнения движения вязкой жидкости, которые называются уравнениями Рейнольдса.

Применив полученные уравнения для осреднения пульсационных величин для скорости и температуры, подставив их систему уравнений (1.1.2)- (1.1.4) и выполнив определенные преобразования, получим систему уравнений Рейнольдса. При этом символ осреднения опущен там, где это возможно.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.2.11)$$

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i \cdot u_j)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_j u'_i} \right] + \rho J_i, \quad (1.2.12)$$

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{u'_j T'} \right] + q_v. \quad (1.2.13)$$

Шесть членов вида $-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j}$ и три вида $-\rho c_p \overline{u'_j T'}$ являются неизвестными в полученной системе уравнений.

Значение $-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j}$ представляет собой тензор турбулентных напряжений трения ли тензор рейнольдсовских напряжений (Reynolds stress tensor). Если расписать член $-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j}$, то получим:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u_x'^2} & \overline{u_x' u_y'} & \overline{u_x' u_z'} \\ \overline{u_y' u_x'} & \overline{u_y'^2} & \overline{u_y' u_z'} \\ \overline{u_z' u_x'} & \overline{u_z' u_y'} & \overline{u_z'^2} \end{pmatrix}. \quad (1.2.14)$$

Следует понимать, что кроме сил трения, обусловленных молекулярной вязкостью, других сил трения в потоке нет. Поэтому дополнительные напряжения и дополнительный тепловой поток в системе уравнений (1.1.11) – (1.1.13) появились из-за того, что скорость и температура были представлены в виде (1.1.5).

Исходя из того, что $\tau_{ij} = \tau_{ji}$ неизвестных величин в (1.2.14) остается только шесть.

Член $-\rho c_p \overline{u'_j T'}$ представляет собой дополнительный тепловой поток турбулентного переноса.

Чтобы рассчитать неизвестные члены системы уравнений (1.2.11) – (1.2.13), нужны дополнительные уравнения, которые представляют собой модели турбулентности.

Чтобы выбрать подходящую модель турбулентности для конкретной задачи, необходимо учесть множество факторов. При этом не пренебрегает временем для расчета, что в инженерных промышленных расчетах крайне важно.

1.2.3. Гипотеза Буссинеска

Данная гипотеза утверждает, что турбулентные напряжения пропорциональны градиенту скорости, как и обычные напряжения трения. Однако, если для обычного напряжения трения коэффициент динамической вязкости μ (Па×с), был коэффициентом пропорциональности, то коэффициент турбулентной вязкости μ_T (Па×с) является коэффициентом пропорциональности в случае напряжений Рейнольдса. Стоит отметить, что гипотеза Буссинеска не является моделью турбулентности. Таким образом, влияние турбулентности на течение учитывается с помощью дополнительной вязкости, которая возникает в потоке.

В случае течения в круглой трубе или в пограничном слое, гипотеза Буссинеска записывается следующим образом

$$\tau_{\Sigma} = \mu_{eff} \frac{\partial u_x}{\partial y}, \quad (1.2.15)$$

где τ_{Σ} – полное напряжение трения; $\mu_{eff} = (\mu + \mu_T)$ – эффективная вязкость.

Гипотеза Буссинеска для течения несжимаемой жидкости выглядит следующим образом:

$$\tau_{ij} = \mu_T \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k, \quad (1.2.16)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера; $k = -\frac{\tau_{ii}}{2\rho}$ – кинетическая энергия турбулентности.

Для уравнения количества движения гипотезу Буссинеска можно получить

$$\text{подставив } \tau_{ij} = \mu_T \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k, \quad (1.2.16)$$

$$\rho \left[\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i \cdot u_j)}{\partial x_j} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{\text{eff}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] + \rho J_i. \quad (1.2.17)$$

В случае уравнения энергии гипотеза Буссинеска записывается в виде

$$-\rho c_p \overline{u'_j T'} = \lambda_T \cdot \frac{\partial T}{\partial x_j}. \quad (1.2.18)$$

Здесь дополнительная турбулентная теплопроводность среды представляет собой дополнительный турбулентный тепловой поток. Тогда уравнение энергии (1.2.13) будет выглядеть следующим образом:

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + q_v. \quad (1.2.19)$$

Можно также ввести турбулентное число Прандтля. Если обычное число Прандтля устанавливает связь молекулярным коэффициентом вязкости и теплопроводности, то турбулентное число Прандтля устанавливает связь между соответствующими турбулентными коэффициентами:

$$Pr_T = \frac{\mu_T c_p}{\lambda_T}. \quad (1.2.20)$$

При заданном турбулентном числе Прандтля обычно вычисляют турбулентную теплопроводность λ_T .

Гипотеза Буссинеска используется в модели Спаларта-Альмараса, $k - \varepsilon$ и $k - \omega$ моделях. Преимуществом использования данного подхода является относительно низкие вычислительные потребности, связанные с вычислением турбулентной вязкости μ_T . В случае модели Спаларта-Альмараса решается только одно дополнительное уравнение, представляющее турбулентную вязкость. Однако, в случае $k - \varepsilon$ и $k - \omega$ моделей решаются два дополнительных уравнения переноса, т.е. для кинетической энергии турбулентности k , и либо скорости диссипации

турбулентности ε , либо удельной скорости диссипации ω . А μ_T вычисляется как функция k и ε или k и ω . Недостатком представленной гипотезы Буссинеска является то, что предполагает μ_T как изотропную скалярную величину, что не совсем верно. Однако предположение об изотропной турбулентной вязкости обычно хорошо работает для сдвиговых течений, в которых преобладает только одно из турбулентных касательных напряжений, такие как пограничные слои вблизи стенок, слой смешения, струи и т.д.

1.2.4. Модель пути смешения Прандтля

Данная модель, описывающая распределение турбулентной кинематической вязкости $\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho}$, была предложена Л. Прандтлем [18].

Если говорить о сдвиговых течениях без учёта градиента давления, то характерный масштаб пульсации скорости можно выразить через градиент средней скорости, умноженный на характерный масштаб длины l_m . Прандтль дал этому параметру название «путь смешения». По аналогии с кинетической теорией газов путь смешения похож на свободный пробег молекул. Это расстояние, на котором отдельный вихрь теряет свои характеристики и смешивается с окружающим потоком. Также это среднее расстояние пульсаций.

Таким образом, учитывая гипотезу пути смешения можно получить следующее выражение для кинематической турбулентной вязкости:

$$\nu_T = l_m^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|. \quad (1.2.21)$$

Здесь длина пути смешивания определяется эмпирически. Во многих простых случаях длина пути смешения l_m может быть найдена исходя из несложных формул. Так при течении в пограничном слое

$$l_m = \kappa y, \quad (1.2.22)$$

где $\kappa=0.41$ – постоянная Кармана.

1.2.5. Анализ существующих моделей турбулентности

Учитывая, что турбулентность описывается уравнениями Навье-Стокса, в большей части невозможно разрешить широкий диапазон масштабов во времени и пространстве с помощью прямого численного моделирования (DNS), поскольку требуются существенные вычислительные мощности. По этой причине к уравнениям Навье-Стокса необходимо применить процедуры усреднения, о которых говорилось ранее, чтобы отфильтровать весь или, по крайней мере, часть турбулентного спектра. Наиболее широко применяемой процедурой усреднения является усреднение по Рейнольдсу уравнений. Которое практически для всех целей является усреднением по времени. В результате получаются уравнения Навье-Стокса, усредненные по Рейнольдсу (RANS – Reynolds-Averaged Navier–Stokes Equations). По этому процессу все турбулентные структуры исключаются из потока и может быть получено плавное изменение осредненных полей скорости и давления. Однако сам процесс усреднения вводит дополнительные неизвестные члены в уравнения переноса, которые должны быть представлены подходящими моделями турбулентности. Качество моделирования может в решающей степени зависеть от выбранной модели турбулентности, и важно сделать правильный выбор модели, а также обеспечить подходящую сеточную модель для выбранной модели.

В современных инженерных расчетах широко используют модели турбулентности линейки $k - \varepsilon$ и $k - \omega$.

Модель турбулентности $k - \varepsilon$ решает два уравнения переноса и моделирует напряжения Рейнольдса, используя метод вихревой вязкости. Данная модель была предложена Б. Лаундером и Д. Сполдингом [19].

В стандартной модели $k - \varepsilon$ используются уравнения переноса кинетической энергии турбулентности k и скорости её диссипации ε . Для данной модели уравнение переноса k было получено из точного решения. В свою очередь, ε получено на основе физических соображений. Ниже представлены уравнения для стандартной $k - \varepsilon$ модели:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon, \quad (1.2.23)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{v_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (1.2.24)$$

$$v_T = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (1.2.25)$$

$$\sigma_\varepsilon = 1.3; \quad c_{\varepsilon 1} = 1.44; \quad c_{\varepsilon 2} = 1.92; \quad c_\mu = 0.09. \quad (1.2.26)$$

где $P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ – источник энергии турбулентности;

$\tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}$ – тензор напряжений Рейнольдса;

$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – тензор скоростей деформации.

При выводе модели турбулентности $k-\varepsilon$ предполагалось, что течение полностью турбулентное ($Re_T = \frac{V_T}{\nu} \rightarrow \infty$), а влияние молекулярной вязкости незначительно. Таким образом, стандартная модель $k-\varepsilon$ подходит только для полностью турбулентных течений. Эта модель турбулентности представляет собой так называемую высокорейнольдсовую модель (High-Reynolds model). Поэтому вблизи стенок она даёт неточные результаты. При моделировании пристеночного слоя применяются специальные функции [15]. Ещё одна модель турбулентности — RNG – Renormalization Group Theory) $k-\varepsilon$. Её разработали с применением статистического метода, который называется теорией ренормализационной группы. По форме похожа на стандартную $k-\varepsilon$ модель, но включает в себя следующие доработки в виде модальной константы $c_{\varepsilon 2}$, которая определяется как функция:

$$c_{\varepsilon 2}^* = 1.68 + \frac{c_{\mu} \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3}, \quad (1.2.27)$$

где $\eta = k \cdot \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} / \varepsilon$; S_{ij} – тензор скоростей деформации.

Вихревая вязкость определяется из следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{d}{d\tilde{v}} \left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\rho \varepsilon \nu}} \right) = \frac{1.72 \cdot \tilde{v}}{\sqrt{\tilde{v}^3 - 1 + C_v}}, \quad (1.2.28)$$

где $\tilde{v} = \frac{\nu + \nu_T}{\nu}$, $C_v \approx 100$.

Данная модель имеет следующий набор констант:

$$\begin{aligned} c_{\mu} = 0.0845, \sigma_k = 0.7194, \sigma_{\varepsilon} = 0.7194, c_{\varepsilon 1} = 1.42, \\ \eta_0 = 4.38, \beta = 0.012. \end{aligned} \quad (1.2.29)$$

Таким образом, эти особенности делают модель RNG $k - \varepsilon$ более точной и надежной для более широкого класса, чем стандартная $k - \varepsilon$ модель. Так, в то время как стандартная $k - \varepsilon$ модель является моделью с высокими числами Рейнольдса, теория RNG представляет аналитически полученную дифференциальную формулу для эффективной вязкости, которая объясняет эффекты низких чисел Рейнольдса. Однако эффективное использование этой функции зависит от соответствующей обработки пристеночной области.

Линейка моделей турбулентности $k - \omega$ представляют собой другую группу, относительно моделей $k - \varepsilon$. Первой такой моделью является модель Колмогорова. В данной модели для нахождения турбулентной вязкости используется кинетическая энергия турбулентности и скорость диссипации кинетической энергии.

Частота турбулентных пульсаций (удельная скорость диссипации) ω может быть связана с кинетической энергией турбулентности ε и скоростью ее диссипации k через следующее соотношение:

$$\omega = \frac{\varepsilon}{c_D k}, \quad (1.2.30)$$

где c_D – константа, которая предполагается равной $c_D = c_\mu = 0.09$.

Стандартная $\kappa - \omega$ модель, предложенная Вилкоксом [20], включает в себе модификации для эффектов с низким числом Рейнольдса, сжимаемости и сдвигового течения. Одним из слабых мест модели Вилкокса является слабая чувствительность решений к значениям κ и ω вне пограничного слоя, т. е. чувствительность к набегающему потоку.

Стандартная модель $\kappa - \omega$ — это модель, которая основана на эмпирических данных и использует уравнения для расчёта переноса кинетической энергии κ и удельной скорости диссипации ω [20].

Турбулентная вязкость вычисляется по формуле:

$$\mu_T = \alpha^* \frac{\rho \kappa}{\omega}, \quad (1.2.31)$$

где α^* – поправочный коэффициент на низкое число Рейнольдса.

Базовая (BSL – Baseline Model) $\kappa - \omega$ модель была разработана Ментером [21] для эффективного сочетания основных преимуществ моделей $\kappa - \omega$ в пристеночной области и $\kappa - \varepsilon$ в свободном потоке. Для этого $\kappa - \varepsilon$ модель преобразуется в модель $\kappa - \omega$ вблизи стенки. В общем, BSL $\kappa - \omega$ модель схожа со стандартной $\kappa - \omega$ модель, но обладает некоторыми уточнениями. Так стандартная $\kappa - \omega$ модель преобразовывается в модель $\kappa - \varepsilon$ с помощью функции смешивания F_1 . Функция F_1 принимает единичное значение в пристеночной области, которая активирует стандартную $\kappa - \omega$ модель, а в свободном потоке нулевое значение, которое в свою очередь активизирует модель $\kappa - \varepsilon$. При этом турбулентную вязкость в модели BSL $\kappa - \omega$ вычисляется точно так же, как в стандартной модели.

Однако в дальнейшем Ментером была разработана модель [21], которая включает в себя все дополнения BSL $\kappa - \omega$ модели, кроме того, учитывает перенос турбулентного напряжения сдвига (касательных напряжений) при определении

турбулентной вязкости. Данная модель в литературе носит название моделью переноса касательных напряжений или Shear Stress Transport (SST).

Так модели SST $\kappa - \omega$ был введен ограничитель обеспечивающий переход к формуле Брэдшоу [22]. Согласно данной формуле, турбулентное напряжение трение связывается с кинетической энергией турбулентности по следующей зависимости:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \beta_r k, \quad (1.2.32)$$

где $\beta_r = 0.31$ – константа Брэдшоу.

Приведём стандартную форму записи модели SST $\kappa - \omega$:

$$\frac{D\rho k}{Dt} = P_k - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (1.2.33)$$

$$\frac{D\rho \omega}{Dt} = \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \quad (1.2.34)$$

где $D/Dt = \partial/\partial t + u_i \cdot \partial/\partial x_i$ – вещественная производная по времени.

Функция смешивания F_1 определяется из соотношения

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4);$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right]; \quad (1.2.35)$$

$$D_\omega^+ = \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right),$$

где y – расстояние до следующей поверхности, D_ω^+ – положительная часть затухающей производной кросс-диффузии ω , т. е.

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\omega \sigma_{\omega 2}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (1.2.36)$$

В описанной выше BSL $\kappa - \omega$ модели, включающем в себе все преимущества моделей $\kappa - \varepsilon$ и $\kappa - \omega$, существуют известные проблемы с правильностью предсказания начала и величины отрыва потока от гладких поверхностей.

Основная причина в этом в том, что обе модели не учитывают перенос касательных напряжений, что в свою очередь приводит к завышенному прогнозу турбулентной вязкости. Корректные значения может быть получено с использованием ограничителя при расчете турбулентной вязкости:

$$\mu_t = \frac{\rho \beta_r k}{\max(\beta_r \omega; \Omega F_2)}, \quad (1.2.37)$$

где $\Omega = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}$ – второй инвариант тензора завихренности $\Omega_{ij} = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, F_2 –

вторая функция смешивания, которая определяется как:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2);$$

$$\arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{d^2 \omega}\right), \quad (1.2.38)$$

где y – расстояние до ближайшей поверхности.

Набор констант в моделях $\kappa - \omega$ вычисляются посредством первой функции смешивания F_1 (1.2.35) через обобщенный параметр Φ . Φ_1 – набор констант модели $\kappa - \omega$, Φ_2 – аналогичный набор констант переписанной в терминах $\kappa - \omega$ модели $\kappa - \varepsilon$. Таким образом, окончательная формулировка для вычисления набора констант в модели SST $\kappa - \omega$ будет определяться следующим образом:

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2. \quad (1.2.39)$$

Приведем тогда соответствующий набор констант для моделей $\kappa - \omega$ и $\kappa - \varepsilon$:

$$\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta_\infty^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta_\infty^*}}; \quad \sigma_{k1} = 0.85; \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5; \quad \beta_1 = 0.072;$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta_\infty^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta_\infty^*}}; \quad \sigma_{k2} = 1.0; \quad \sigma_{\omega 2} = 0.856; \quad \beta_2 = 0.0828; \quad (1.2.40)$$

$$\beta_\infty^* = 0.09; \quad \kappa = 0.41; \quad \beta_r = 0.31,$$

где индексами 1 и 2 обозначены константы для моделей $\kappa - \omega$ и $\kappa - \varepsilon$, соответственно.

Граничные условия для κ в модели SST $\kappa-\omega$ задаются так же, как при использовании расширенных версий модели $\kappa-\varepsilon$. Для ω граничные условия выглядят следующим образом:

$$\omega_w = 10 \frac{6\nu}{\beta_1(\Delta y)^2}, \quad (1.2.41)$$

где Δy – шаг сетки вблизи стенки.

Другой моделью, которая также является низкорейнольдсовой, является модель $\overline{v'^2} - f$ [23]. Данная модель основана на модели $\kappa - \varepsilon$, однако корректно разрешает пограничный слой. Модель учитывает анизотропию турбулентности у стенки через использование двух параметров: $\overline{v'^2}$ – выражение для квадрата пульсаций поперечной составляющей скорости, которое позволяет моделировать низкорейнольдсовые эффекты вблизи стенки; уравнение для эллиптической релаксационной функции f , которая учитывает анизотропию.

Уравнения для определения κ и ε являются такими же, как в стандартной модели.

Уравнения для $\overline{v'^2}$ и f записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_j} = \kappa f - \frac{\overline{v'^2}}{k} \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{v'^2}} \right) \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_j} \right], \quad (1.2.42)$$

$$L^2 \nabla^2 f - f = \frac{C_1 - 1}{T} \left(\frac{\overline{v'^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) - C_2 \frac{P_k}{\varepsilon}. \quad (1.2.43)$$

Здесь L – масштаб длины, T – временной масштаб.

Параметры L и T определяются исходя из:

$$L = C_L \max \left[\frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, C_\eta \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right], \quad (1.2.44)$$

$$T = \max \left[\frac{k}{\varepsilon}, C_T \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right]. \quad (1.2.45)$$

Турбулентная кинематическая вязкость определяется как:

$$\nu_T = C_\mu \overline{\nu'^2} T. \quad (1.2.46)$$

Соответствующий набор констант для данной модели выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} C_\mu = 0.22; \sigma_{\nu^2} = 1; C_1 = 1.4; \\ C_2 = 0.45; C_T = 6; C_L = 0.25; C_\eta = 85. \end{aligned} \quad (1.2.47)$$

Одной из самых сложных типов моделей турбулентности RANS, является модель турбулентности, основанный на непосредственном моделировании переноса каждого из компонентов тензора рейнольдсовских напряжений (Reynolds Stress Model – RSM).

Точная форма уравнений переноса напряжений Рейнольдса выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} = -\tau_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + C_{ijk} \right] + \varepsilon_{ij}, \quad (1.2.48)$$

где

$$\Pi_{ij} = \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}; \quad (1.2.49)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}; \quad (1.2.50)$$

$$C_{ijk} = \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p' u'_i} \delta_{jk} + \overline{p' u'_j} \delta_{ik}. \quad (1.2.51)$$

При моделировании члена Π_{ij} используют следующий подход:

$$\begin{aligned} \Pi_{ij} = C_1 \beta_{RSM}^* \omega \cdot \left[\tau_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right] - \alpha_0 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right) - \\ - \beta_0 \left[D_{ij} - \frac{1}{3} P_{kk} \delta_{ij} \right] - k \gamma_0 \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right), \end{aligned} \quad (1.2.52)$$

где $D_{ij} = \tau_{im} \frac{\partial u_m}{\partial x_j} + \tau_{jm} \frac{\partial u_m}{\partial x_i};$

$$\beta_{RSM}^* = \beta_\infty^* \left(\frac{\frac{4}{15} + \left(\frac{k}{8\nu\omega} \right)^4}{1 + \left(\frac{k}{8\nu\omega} \right)^4} \right) f_{\beta^*};$$

$$\chi_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j};$$

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1; & \chi_k < 0 \\ \frac{1+640\chi_k}{1+400\chi_k}; & \chi_k \geq 0 \end{cases};$$

$$P_{ij} = \tau_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial u_i}{\partial x_k};$$

$$\alpha_0 = 0.891, \beta_0 = 0.196, \gamma_0 = 0.495.$$

Моделирование тензора диссипации ε_{ij} осуществляется исходя из

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \rho \beta_{RSM}^* k \omega \delta_{ij}. \quad (1.2.53)$$

Из стандартной модели турбулентности k - ω определяется средняя скорость диссипации вихрей ω :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \right] + \frac{\omega}{k} P_k - \rho \beta_1 f_\omega^* \omega^2, \quad (1.2.54)$$

$$\text{где } f_\omega^* = \frac{1+70\chi_\omega}{1+80\chi_\omega}, \quad \chi_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} S_{ki}}{(\beta_\infty^* \omega)^3} \right|, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right).$$

Таким образом, в модели RSM в 2D-потоках решаются 5 дополнительных уравнений переноса, в 3D-потоках – 7. Выбор модели турбулентности для настоящей модели

ГЛАВА 2. СУЩЕСТВУЮЩИЕ ПОДХОДЫ РАСЧЕТА НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Как уже отмечалось ранее процессы, связанные с влиянием гидродинамической нестационарности потока на структуру турбулентного потока, следовательно, и на теплообмен при изменении темпа расхода жидкости по времени существуют во многих инженерных системах.

Анализ существующих работ по данной теме показывает, что в основном в качестве рабочей среды для исследования использовался воздух. Также существуют такого рода исследования на воде. Однако, в открытых источниках практически не встречаются данных про влияние гидродинамической нестационарности потока на теплообмен и сопротивление трения для альтернативных видов топлива, например СПГ. Понятно почему: сам эксперимент по изучению влияния нестационарных процессов на теплообмен и сопротивление трения является весьма сложной задачей. Необходимо учитывать инерционность датчиков, правильно выбрать методику обработки результатов эксперимента, провести достаточное количество опытных измерений при одном и том же режиме для дальнейшего осреднения и т. д. В связи с этим на ранних этапах изучения нестационарных процессов встречались абсолютно противоположные опытные данные [1 - 8, 24]. Так, в опытных данных [1, 2] влияние ускорения потока или его замедления на сопротивление трению вовсе было не обнаружено. Другие опытные данные [3, 4] показывают, что при ускорении ξ^t выше, чем его квазистационарный аналог ξ_{kc} , а при замедлении – $\xi^t < \xi_{kc}$. Данные [8] показывают и при ускорении, и при замедлении потока $\xi^t > \xi_{kc}$. В данных авторов [24] $\xi^t > \xi_{kc}$ при ускорении и $\xi^t < \xi_{kc}$ при замедлении течения.

Таким образом, по описанным выше результатам экспериментальных данных невозможно однозначно заявить, как нестационарные процессы влияют на тепло-гидравлические параметры течения. Однако, в более поздних работах экспериментаторами были учтены ошибки предыдущих авторов и результатах началась появляться тенденция. Так существенный вклад в изучение нестационарных течений привнесла научная школа МАИ.

2.1. Исследования нестационарных процессов при течении газа

В МАИ исследовали влияние нестационарности гидродинамики на теплообмен и сопротивление в воздушных потоках. Выяснилось, что ускорение потока увеличивает коэффициент трения ξ и число Нуссельта (Nu) по сравнению с

квазистационарными условиями. Замедление потока даёт обратный эффект. В ходе экспериментов в МАИ использовали круглую трубу длиной 3 метра и диаметром 42,8 миллиметра. Расход воздуха, подаваемого в трубу, уменьшали или увеличивали, чтобы ускорить или замедлить поток.

Проведенные исследования [25 - 29] гидромеханических параметров течения показали, что в пристеночной зоне $5 < y^+ < 15$ возникают периодические вихревые структуры, которые в последствии выбрасываются в более удаленные слои. После выброса вихревой структуры вокруг стенки образуется локальный участок замедленного движения с очень низкими скоростями. Затем этот участок взаимодействует с объемным потоком газа или жидкости, который движется со скоростью, приближенной к средней скорости для данного слоя. Результатом этого взаимодействия является резкий выброс вихревого потока из участка замедления в верхний слой. Этот выброс является главным источником турбулентного движения в потоке. При ускорении потока профиль скорости становится более заполненным, вследствие чего в пристеночной области происходит некоторое "сжатие", в которой и происходит зарождения турбулентных вихрей [25, 26]. Это, в свою очередь, способствует более интенсивному взаимодействию замедленного потока с большим объёмом газа, что вызывает существенное увеличение интенсивности турбулентных выбросов. Турбулентная структура, попадая на слои с повышенными касательными напряжениями, вызванными ускорением потока, распадается на мелкие структуры быстрее, чем при стационарном режиме. Описанный процесс приводит к существенному возрастанию коэффициентов турбулентной вязкости, теплопроводности и теплообмена, а также к повышению сопротивления при ускорении потока.

В качестве критерия, характеризующего нестационарность процесса при исследовании гидродинамической неустойчивости воздушного потока при ускорении и замедлении Г.А. Дрейцером и В.М. Краевым [25] был предложен следующий параметр:

$$K_g^* = \frac{1}{G} \frac{\partial G}{\partial \tau} \sqrt{\frac{d}{g}}, \quad (2.1.1)$$

где G – массовый расход газа, кг/с;

d – диаметр трубы, м;

g – ускорение свободного падения, м/с².

K_g^* – безразмерный коэффициент гидродинамической нестационарности.

В качестве параметра по времени был выбран приведенный критерий гомохронности:

$$\overline{Ho} = \frac{Ho}{Ho_0}. \quad (2.1.2)$$

Здесь $Ho = \frac{\bar{U}\tau}{d}$ соответствует текущему времени процесса, а Ho_0 – общему времени процесса.

Анализ теоретических и расчетных данных [30] на воздухе показывает, что наиболее адекватные результаты при расчете нестационарных турбулентных течений показывает модель турбулентности SST $\kappa - \omega$ (рисунок 2.1).

Полученные экспериментальные и расчетные данные при различных параметрах K_g^* для сопротивления трения ξ и числа Нуссельта Nu , проведенные в МАИ [30] представлены на рисунках 2.2 и 2.5.

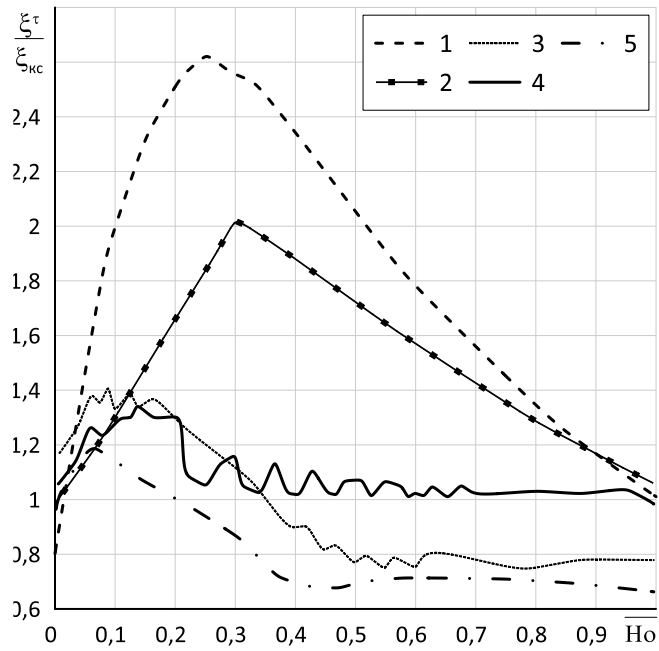


Рисунок 2.1 – Сравнение численных расчетов с экспериментальными данными на воздухе; $Re = 6200 \dots 18700$, $K_g^*_{\max} = 0.059$: 1 – SST $\kappa - \omega$; 2 – эксперимент; 3 – v2f; 4 – RNG k-epsilon; 5 – RSM

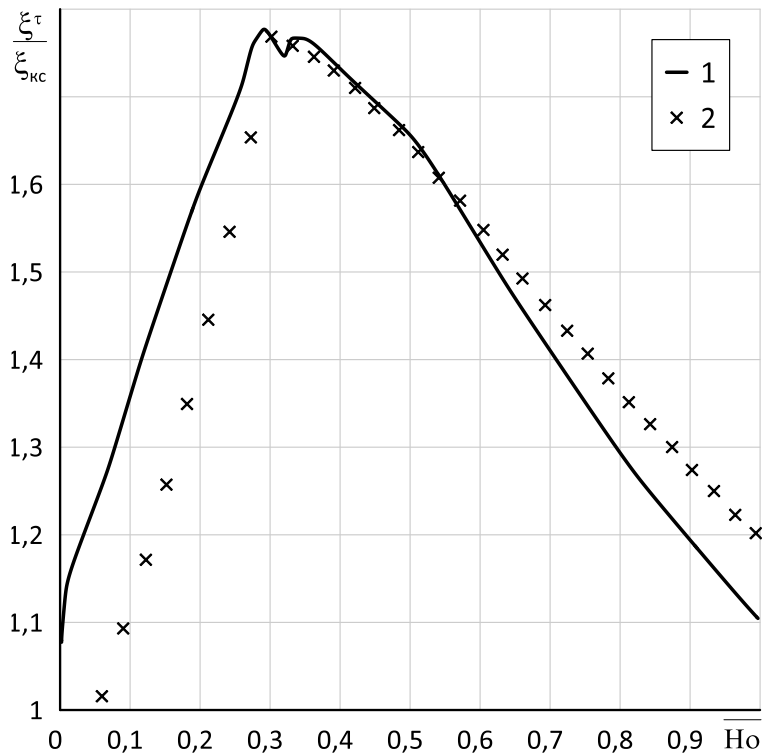


Рисунок 2.2 – Коэффициент трения при ускорении потока; $Re=6200 \dots 18700$, $T_w/T_f=1.18$, $K_g^*_{\max}=0.035$: 1 – расчет; 2 – эксперимент

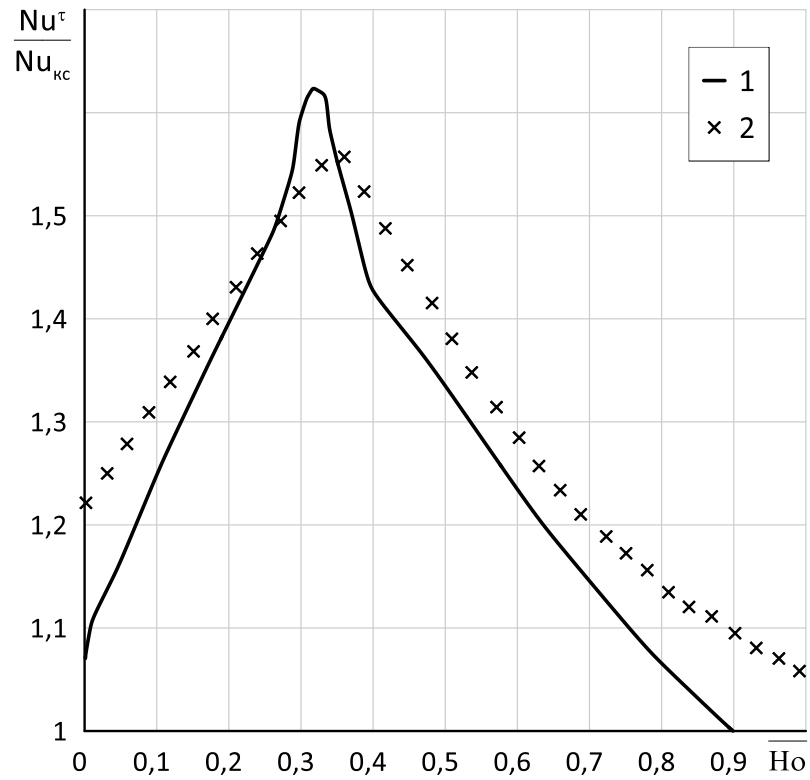


Рисунок 2.3 – Число Нуссельта при ускорении потока; $Re=6200\dots18700$,

$T_w/T_f=1.18$, $K_g^*_{max}=0.035$: 1 – расчет; 2 – эксперимент

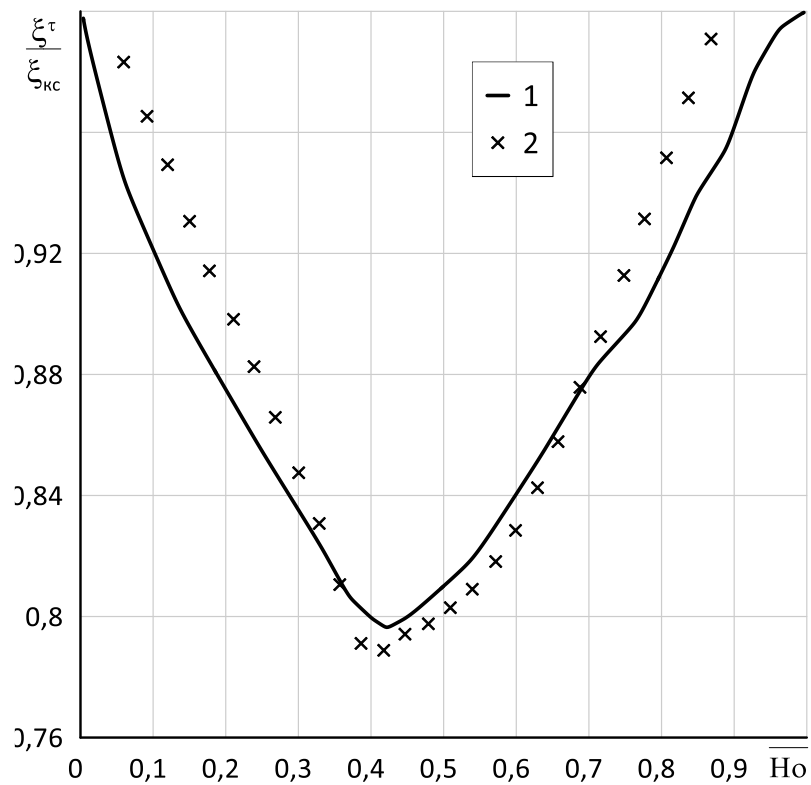


Рисунок 2.4 – Коэффициент трения при замедлении потока; $Re=18700\dots6200$,

$T_w/T_f=1.18$, $K_g^*_{min}=-0.035$: 1 – расчет; 2 – эксперимент

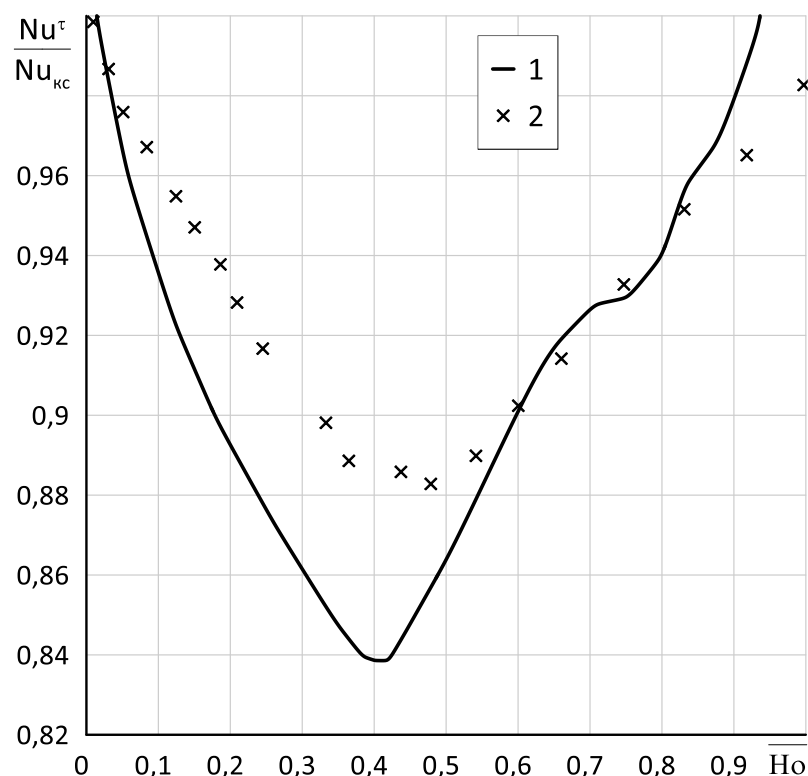


Рисунок 2.5 – Число Нуссельта при замедлении потока; $Re=18700\dots6200$,
 $T_w/T_f=1.18$, $Kg^*min=-0.035$: 1 – расчет; 2 – эксперимент

Из приведенных выше рисунков видно, что нестационарные эффекты при увеличении числа Рейнольдса снижаются, что было отмечено в работе Г.А. Дрейцера и В.М. Краева [25]. Также стоит отметить правомерность применения предложенного подхода ввиду неплохого совпадения экспериментальных данных и модели.

2.2. Исследования нестационарных процессов при течении жидкости.

Валидация расчетной модели

Исследования авторов [31, 32] считаются классическими в области гидродинамической нестационарности. Также существуют опытные данные [33], где более подробно описана математическая модель расчета нестационарных процессов на воде в круглой трубе. Забегая наперед, можно сказать, что математические модели расчета нестационарных процессов на воздухе не подходят для моделирования таких же процессов на жидком метане или на других альтернативных видах топлива. Однако, как в дальнейшем будет показано, для

капельных жидкостей качество результаты по теплоотдаче и сопротивлению трения совпадают.

Так в [33] Никифоров А. Н. и Герасимов С. В. экспериментально определяют эволюцию гидромеханических параметров в процессе ускорения и замедления течения, т. е. определялся характер и степень отклонения ряда гидромеханических параметров (например, ξ^{τ}) от своих квазистационарных значений $\xi_{кс}$. Экспериментальная установка представляла собой рабочий участок из органического стекла с внутренним диаметром 59 мм и общей длиной 65 калибров. Результаты экспериментов на стационарных режимах показали, что в исследуемом диапазоне расходов рабочим участком был гидравлически гладким и коэффициент сопротивления удовлетворительно аппроксимировался формулой Блазиуса.

В опытах [33] основными измеряемыми параметрами были: средняя по сечению скорость ω , скорость на оси канала u_0 , пристеночное касательное напряжение τ_{ω} и температура потока. Средняя по сечению скорость измерялась в начале рабочего участка, а скорость u_0 и трение τ_{ω} – в сечении, отстоящем от входа в рабочий участок на 55 калибров. Трение измерялось по методу Престона. Температура измерялась лабораторным термометром. Чтобы измерить скорость и силу трения, применялись Г-образные трубки для определения полного давления и отбора статического давления на стенке канала. Измерение скоростного напора проводились в стационарных режимах U-образными пьезометрами, а в нестационарных – дифференциальными датчиками давления.

Как уже отмечалось ранее, одним из проблем, с которым сталкиваются экспериментаторы при измерении определенных величин для отслеживания нестационарных процессов, является высокая инерционность датчиков. Так в [33] установлено, что постоянная времени наиболее инерционных трубок (датчиков) не превышала 0,02 с.

Для уменьшения случайной составляющей погрешности измерения каждый из исследуемых режимов течения повторялся шесть раз с последующим

усреднением результатов. Предельная погрешность измерения скоростей не превышала $\pm 3\%$, трения – $\pm 8\%$.

Профиль скорости в опытах Никифорова А. Н. и Герасимова С. В. аппроксимировался степенной зависимостью

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{y}{R} \right)^n. \quad (2.2.1)$$

При этом нестационарный коэффициент гидравлического сопротивления определялся из соотношения:

$$\xi^\tau = \frac{8\tau_\omega}{\rho\omega^2}. \quad (2.2.2)$$

Квазистационарные аналоги коэффициента ξ^τ находятся из соотношений:

$$\xi_{kc} = \frac{64}{Re_f}, Re_f < 2300; \quad (2.2.3)$$

$$\xi_{kc} = \frac{0.3164}{Re_f^{0.25}}, 2300 \leq Re_f \leq 10^5; \quad (2.2.4)$$

$$\xi_{kc} = 0.032 + \frac{0.231}{Re_f^{0.237}}, Re_f > 10^5. \quad (2.2.5)$$

Таким образом, опытные данные Никифорова А. Н. и Герасимова С. В. использовались для верификации настоящей модели для последующих расчетов нестационарных процессов на альтернативных видах топлива.

Отношение коэффициентов сопротивления трения назовём относительным коэффициентом сопротивления трения:

$$\Lambda = \frac{\xi^{\tau}}{\xi_{\text{КС}}}. \quad (2.2.6)$$

Построенная сеточная модель (рисунок 2.6) вдоль канала имеет 2550 расчетных ячеек, а по радиусу – 150 ячеек. При этом сетка сгущена у стенки с целью обеспечения $y_{\text{max}}^+ \approx 1$. Методика расчета была рассмотрена в гл. 3.4.2.

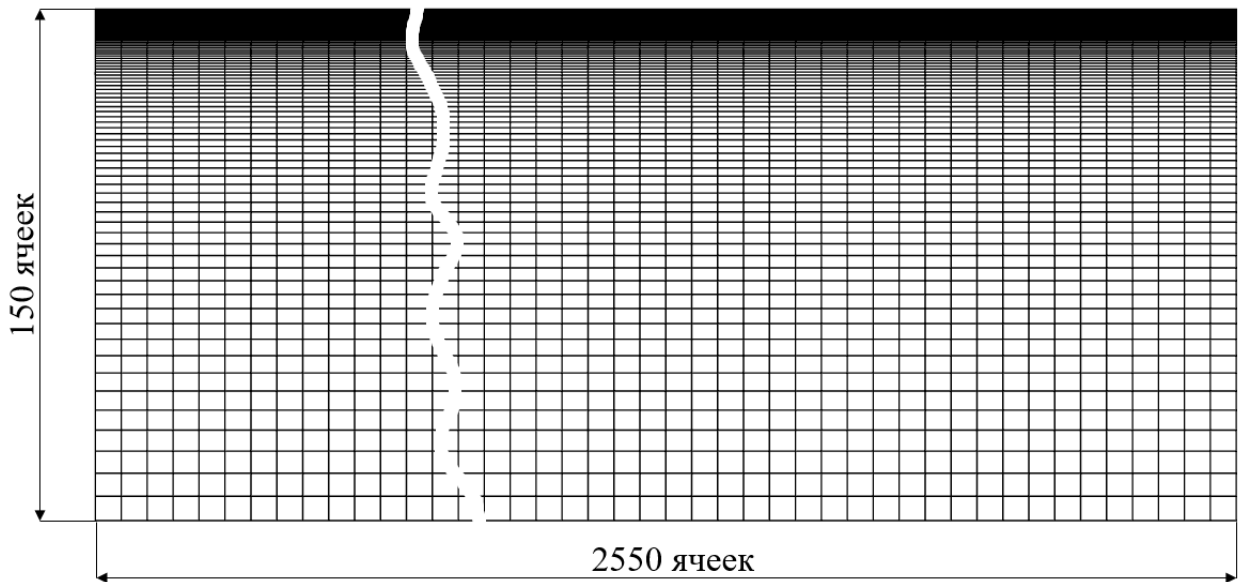


Рисунок 2.6 – Сеточная модель для верификации моделей турбулентности
(нижняя граница сетки – ось трубы, верхняя – ее стенка)

Изменение во времени полученных относительных величин при ускорении потока показано на рисунке 2.7.

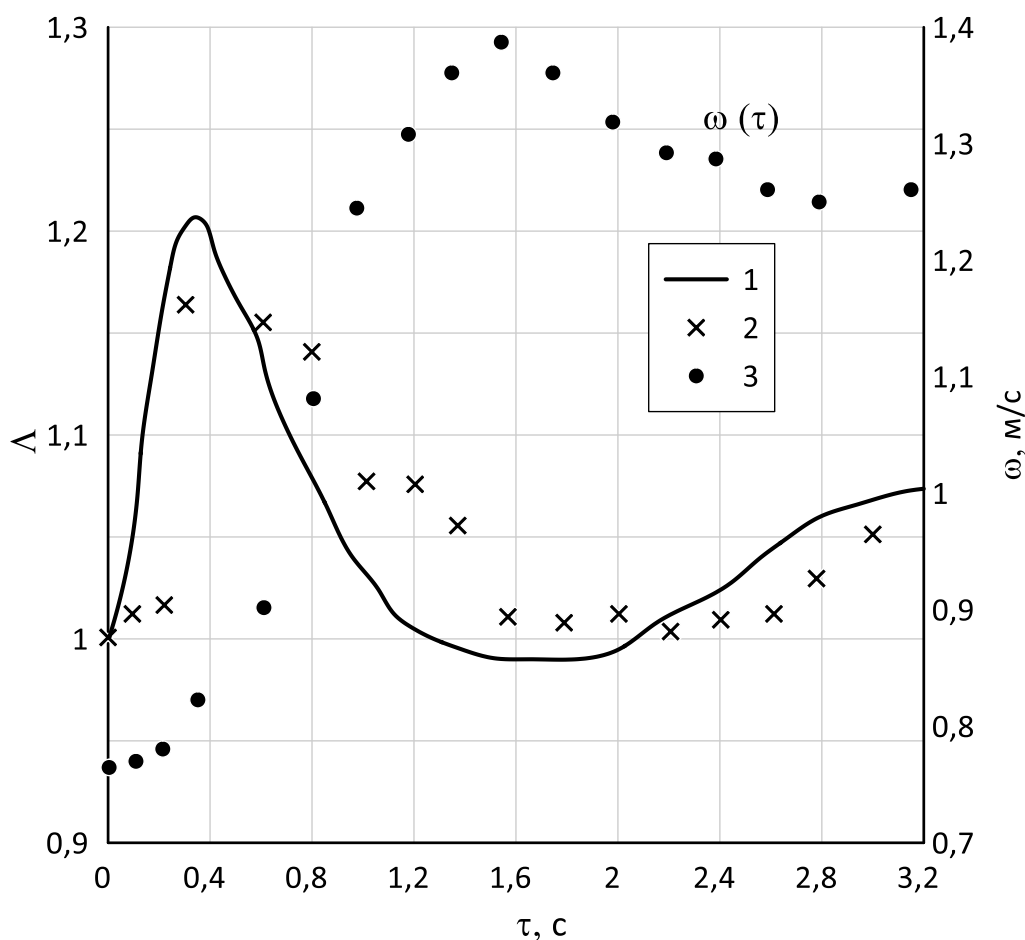


Рисунок 2.7 – Изменение относительного коэффициента сопротивления трения при ускорении потока: 1 – расчет по модели; 2 – опытные данные [33]; 3 – $\bar{\omega}(\tau)$.

Из представленных результатов расчета видно, что представленная модель имеет удовлетворительное сходство с опытными данными.

Данные работ [34] показывают, что кривая изменения относительного коэффициента сопротивления трения Δ при ускорении потока представляет собой ламинарно-турбулентный переход, даже если изначально поток являлся турбулентным. А сам переходной процесс состоит из трех различных этапов: предпереходного, переходного и полностью развитого турбулентного течения.

Так на рисунке 2.7 видно, что до начала ускорения относительный коэффициент сопротивления трения Δ соответствует исходному установившемуся течению ($Re_0 = 44000$). Сразу после ускорения значение Δ быстро увеличивается, достигая максимального значения при $\tau = 0,4$ с (предпереходной процесс). Затем значение постепенно уменьшается, достигая минимального значения при $\tau = 1,6$ с

(переходной процесс). Вследствие значения Λ восстанавливается и приближается к установившемуся значения конечного потока при $\tau = 3,0$ с (полностью развитое турбулентное течение).

Скачкообразный рост параметра Λ в начале процесса и дальнейшее ее затухание при продолжении нестационарного процесса также подтверждают данные [35] (рисунок 2.8).

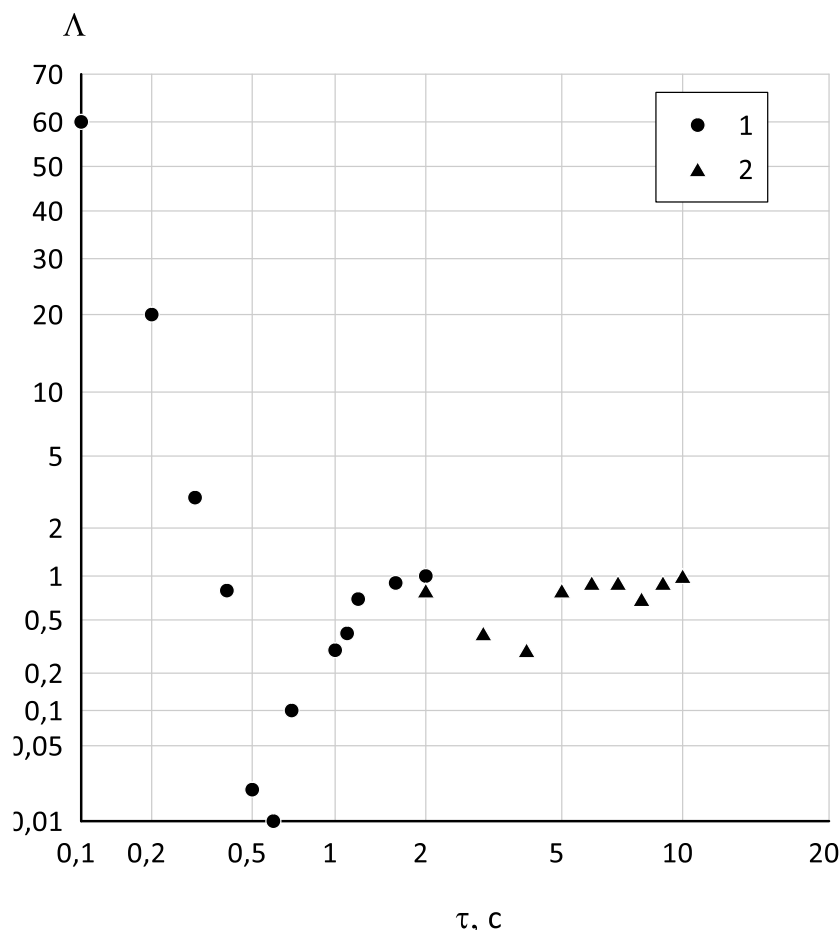


Рисунок 2.8 – Изменение относительного коэффициента сопротивления трения

при ускорении потока в трубе $d=25$ мм. $\frac{d\bar{\omega}}{d\tau}$: 1 – 0.097 м/с², 2 – 1.46 м/с²

Данные результаты показывают существенный рост (до 60 раз) гидравлического сопротивления при ускорении потока (увеличении темпа изменения расхода жидкости).

При этом при уменьшении темпа изменении расхода жидкости затягивается переход к режиму полностью развитого турбулентного течения и увеличивается критическое число Рейнольдса [35, 40]. Что подтверждают расчеты на воде при

различных диаметрах труб. При наименьшем диаметре трубы достигается максимальное ускорение потока (рисунок 2.9). Кривая изменения расхода жидкости представляет собой линейную кривую с начальным расходом $G_{нач} = 0,2$ кг/с и ускорением в 12 раз за две секунды.

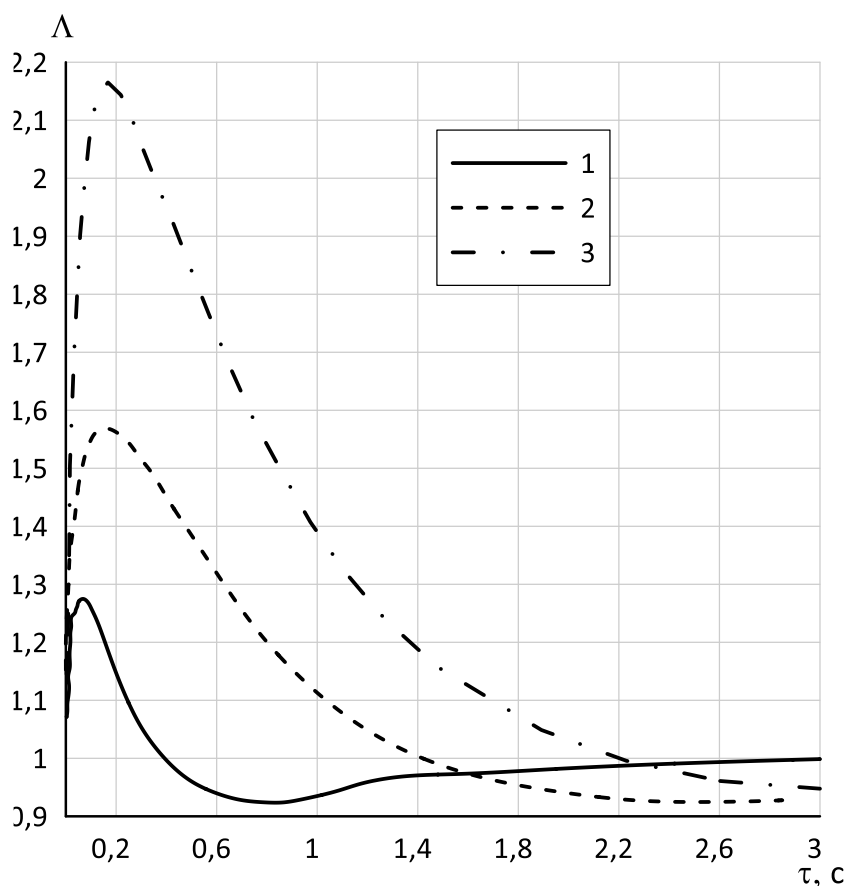


Рисунок 2.9 – Изменение относительного коэффициента сопротивления трения при ускорении потока в трубе длиной $L=65d$ при различных диаметрах трубы: 1 – 29 мм, 2 – 59 мм, 3 – 79 мм.

Из данного рисунка видно, что чем выше значения чисел Рейнольдса, тем меньше проявляется гидродинамическая нестационарность потока и тем быстрее происходит переход от предпереходного процесса до режима с полностью развитым турбулентным течением.

Теперь рассмотрим, как меняется теплоотдача при резком увеличении расхода жидкости.

Как и в случае с относительным коэффициентом сопротивления трения Λ , будем сравнивать нестационарные значения коэффициента теплоотдачи Nu_τ с ее квазистационарным аналогом Nu_{kc} , т. е. $K = \frac{Nu_\tau}{Nu_{kc}}$.

Нестационарный коэффициент теплоотдачи Nu_τ будем рассчитывать исходя из зависимости:

$$Nu_\tau = \frac{q_w}{T_w - T_f} \frac{d}{\lambda_f}, \quad (2.2.7)$$

где q_w – удельный тепловой потока на стенке трубы, Вт/м²; λ_f – коэффициент теплопроводности, Вт/(м К).

Квазистационарное значение коэффициента теплоотдачи Nu_{kc} рассчитывается исходя из эмпирического уравнения:

$$Nu_{kc} = 0.022 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.43} \quad (2.2.8)$$

Здесь значения Re_f , Pr_f вычисляются при средней температуре жидкости T_f .

Сравним рассчитанные данные K по модели с опытными данными (рисунки 2.10 и 2.11). При расчете по модели будем принимать что расход увеличивается в 12 раз за две секунды с начального значения $G_{нач} = 0,2$ кг/с. Из представленных результатов видно, что при ускорении потока в отличии от значений Λ , значения K - наоборот снижаются. При этом исследования на воздухе (см. гл. 2.1) показали, что значения и относительного коэффициента сопротивления трения, и относительного коэффициента теплоотдачи увеличиваются при ускорении потока. Таким образом, можно сделать вывод, что опытные данные качественно совпадают с расчетными.

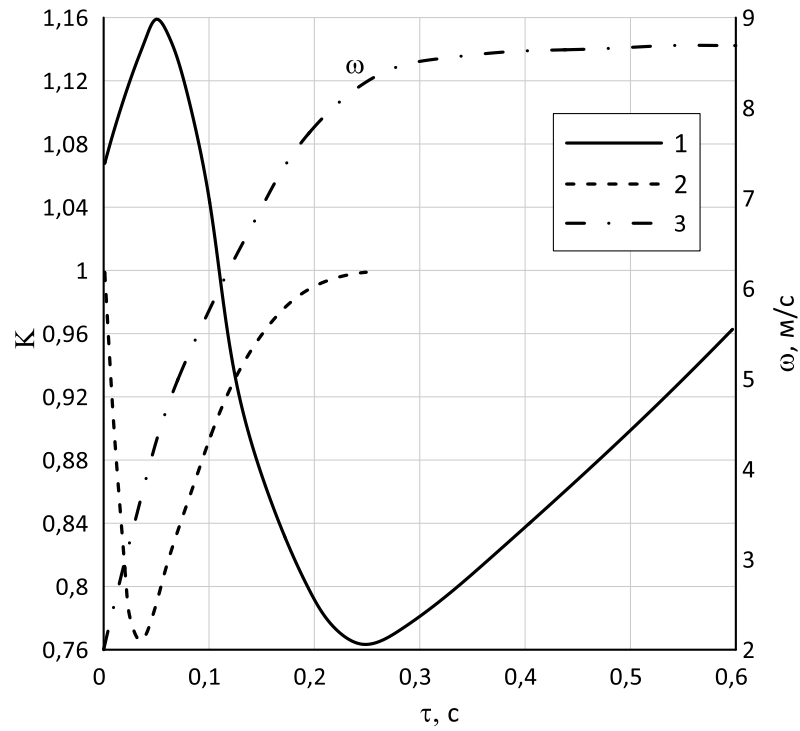


Рисунок 2.10 – Изменение относительного коэффициента теплоотдачи при ускорении потока в трубе $d = 5.34$ мм: 1 – эксперимент [41], 2 – расчет [42], 3 –

$$\omega(\tau)$$

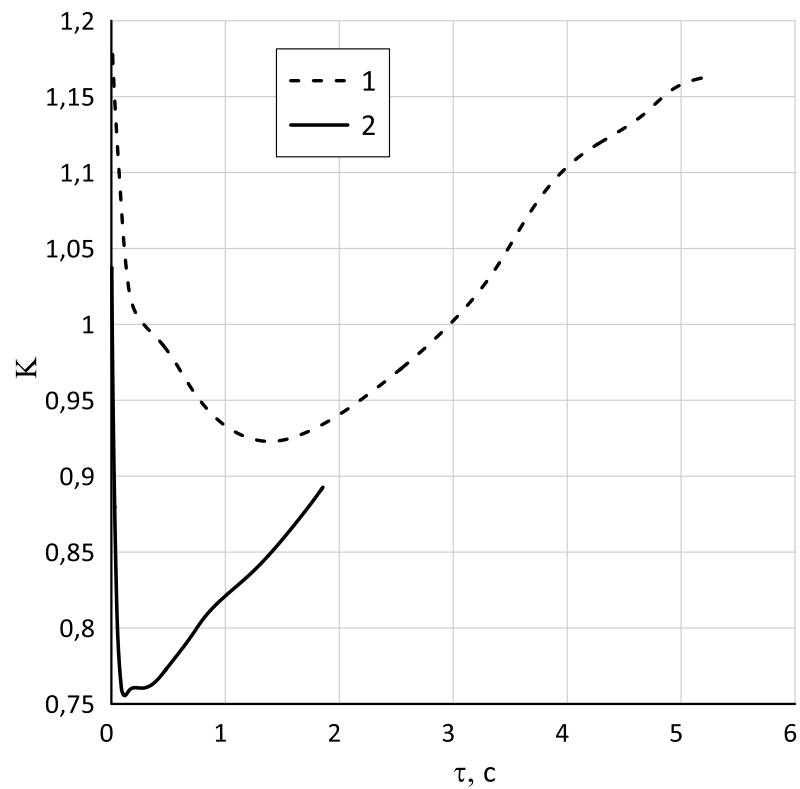


Рисунок 2.11 – Изменение относительного коэффициента теплоотдачи при ускорении потока: 1 – $d = 59$ мм, $L = 65d$; 2 – $d = 42.8$ мм, $L = 3$ м

2.3. Выводы по разделу

Анализ существующих подходов по расчету нестационарных процессов позволяет сделать следующие выводы:

- различными исследователями получены противоречивые данные по влиянию гидродинамической нестационарности потока на ее интегральные характеристики;
- экспериментальные и теоретические исследования влияния гидродинамической нестационарности потока на сопротивление и теплоотдачу выявили их существенное отличие (в десятки раз) от их квазистационарных значений при больших темпах изменения расхода;
- на сегодняшний день существуют исследования нестационарных процессов в основном на воздухе и на воде. При этом в открытых источниках практически не встречаются данные по исследованию нестационарных процессов на альтернативных видах топлива, в том числе и на жидком метане;
- сравнение опытных и теоретических исследований по сопротивлению и теплоотдаче для нестационарных процессов выявили существенные отличия в данных по воздуху и воде;
- при моделировании нестационарных процессов на альтернативных видах топлива необходимо опираться на данные для капельных жидкостей.

ГЛАВА 3. ТОПЛИВНАЯ СИСТЕМА ПЕРСПЕКТИВНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Топливная система криоплана (ЛА, использующий в качестве топлива сжиженный газ) во многом отличается от топливной системы ЛА на авиационном керосине. Для КТС криоплана необходимо организовать теплоизоляцию основных ее агрегатов, по которым течет криогенное топливо. При этом существует риск вскипания криогенного топлива.

Впервые отечественный экспериментальный криоплан Ту-155 на жидком водороде поднялся в воздух 15 апреля 1988 г., а 18 января 1989 тот же самый криоплан, но переоборудованный под топливо СПГ, также прошел испытание. Таким образом, Советский Союз стал первой страной успешно испытывавшей технологии гражданских криопланов на метане. На экспериментальном криоплане Ту-155 смесь жидкого метана и керосина находилась в переохлажденном состоянии. Реализовать этот проект не удалось по объективным причинам [43].

3.1. Схема подачи топлива в камеру сгорания

При разработке авиационных газотурбинных двигателей (далее –ГТД), использующих СПГ в качестве топлива, существуют две основные схемы подачи топлива в камеру сгорания:

- жидкостная, при которой СПГ подается в камеру сгорания в жидком состоянии;
- схема с подачей топлива в газообразном состоянии.

На первый взгляд, схема с подачей СПГ в камеру сгорания в жидком состоянии выглядит более простой в реализации. Она предполагает, что СПГ находится в докритическом состоянии (температура и давление ниже критических значений) и подается под давлением, превышающим давление в точке фазового перехода «жидкость-пар». Однако такая схема имеет

существенные недостатки, одним из которых является высокое потребное давление за топливным насосом при работе двигателя во взлетном режиме.

Выход можно найти с помощью увеличения числа коллекторов раздачи СПГ в камеру сгорания, применением регулируемых форсунок и других мероприятий, что связано с усложнением конструкции, увеличением аэродинамического сопротивления во внешнем потоке и другими нежелательными явлениями.

Есть ещё одна причина отказаться от подачи СПГ в камеру сгорания в жидком состоянии. Чтобы подавать СПГ в таком виде, необходима качественная теплоизоляция топливопровода, которая включает топливный насос, систему труб, управляющие и регулирующие устройства, коллектор камеры сгорания. Из-за этого приходится увеличивать толщину теплоизоляции, а это, в свою очередь, повышает аэродинамическое сопротивление коллекторов и трубопроводов камеры сгорания. А это нежелательно, поскольку ухудшает экономичность двигателя.

Создание экранно-вакуумной теплоизоляции требует значительных материальных затрат и усложнения конструкции.

В реальных условиях даже при наличии высокоэффективной теплоизоляции трубопроводов возможен подогрев СПГ предфорсуночной полости камеры сгорания теплоточками от горячего огневого днища и, как следствие, работа различных групп форсунок на топливе в различных фазовых состояниях. Это явление может усиливаться при сбросах режима, когда расход резко падает, а огневое днище не успевает перейти на новый температурный режим. Это вызывает пульсации расхода и давления топлива, большую неравномерность температурного поля перед турбиной и другие вредные последствия.

Для исключения явления фазового перехода в магистралях или на входе в камеру сгорания можно было применить схему со сверхкритическим по давлению состоянием СПГ на всех режимах работы двигателя. Однако при

этом потребное давление топлива за насосом будет еще выше, чем в жидкостной схеме, рассмотренной изначально.

Учитывая недостатки, схема с газификацией СПГ в специальном теплообменнике выглядит более предпочтительно. При этом требуемое давление должно быть ниже, чем в жидкостной схеме. Поскольку перепад в этой схеме изменяется не пропорционально квадрату расхода, а пропорционально расходу в первой степени.

В отличие от первой схемы, здесь не нужна идеальная теплоизоляция топливопровода, поскольку СПГ переходит из одного агрегатного состояния в другое в специальном устройстве — теплообменнике-газификаторе. При такой схеме подачи СПГ в камеру сгорания существует риск возникновения гидродинамической неустойчивости процесса не только в магистралях подачи топлива, но и в трубах теплообменного аппарата.

Следует также обратить внимание при проектировании топливной магистрали на наличие «падающего» участка, т. е. участка с отрицательной производной $\frac{d\Delta P}{dG}$ и наиболее вероятно ее возникновение в каналах с большими путевыми потерями. Исходя из этого, следует добиваться того, чтобы скорость жидкого топлива в каналах была минимальной. В то же время, следует учесть, минимальные скорости компонента приводят к большим временам преобразования жидкой фазы в паровую в теплообменном аппарате, называемым в литературе временем запаздывания.

3.2. Агрегат подачи

Агрегат подачи предназначен для повышения давления жидкого топлива до заданных значений в топливной системе двигателя. Повышение давления топлива необходимо, чтобы преодолеть сопротивление трубопроводов, клапанов и теплообменников в магистрали между агрегатом подачи и камерой сгорания, а также противодействие, развиваемое в камере сгорания, чтобы

обеспечить ввод тепла в жаровую полость камеры сгорания через топливные форсунки.

Существуют две схемы привода агрегата подачи, так называемые «открытая» и «закрытая» схемы. Открытая схема предусматривает питание насоса от внешнего источника энергии, например, от электродвигателя. Привод насоса в закрытой схеме осуществляется турбинной, рабочим телом которого является подогретое в теплообменном аппарате топливо. Закрытая схема энергетически более выгодна, однако для нее требуется отлаженная совместная работа насоса, турбины и теплообменного аппарата. Открытая схема энергетически менее выгодна, однако позволяет упростить систему регулирования работы агрегата подачи – турбонасосного агрегата (далее – ТНА). В данной работе в качестве схемы привода ТНА была выбрана открытая схема.

На рисунке 3.1 показана условная схема открытой и закрытой топливной системы.

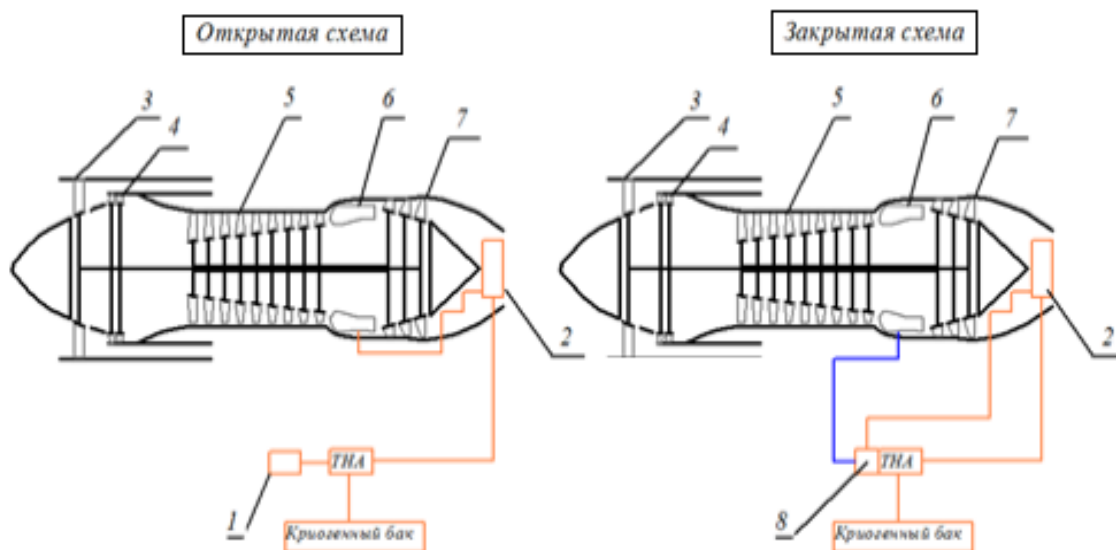


Рисунок 3.1 – Схема открытой и закрытой системы питания агрегата подачи:

- 1 – привод ТНА (электродвигатель), 2 – теплообменный аппарат – газификатор, 3 – вентилятор, 4 – компрессор низкого давления, 5 – компрессор высокого давления, 6 – камера сгорания, 7 – турбина высокого давления, 8 – привод

3.3. Математическая модель метановой топливной системы

На рисунке 3.2 можно увидеть, как выглядит один из проектов грузопассажирского самолета [45 - 47], который работает на криогенном топливе. В криоплане установлены два КТБ. Для дальнейшего моделирования выберем бак №2, который имеет большую относительную длину при одинаковом с баком №1 внутрисполостном объеме.

При этом принципиальная схема КТС криогенного самолета представлена на рисунке 3.3. В состав КТС входят КТБ, трубопроводы для криогенных жидкостей, регулировочный кран, турбонасосный агрегат и теплообменный аппарат.

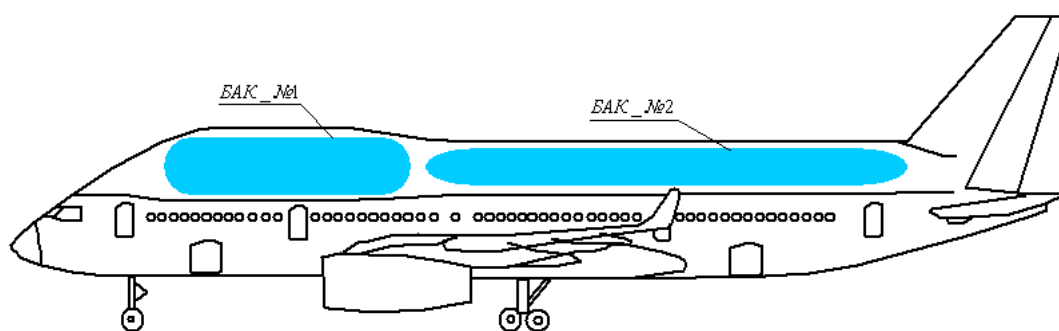


Рисунок 3.2 – Внешний вид перспективного грузопассажирского криогенного самолета

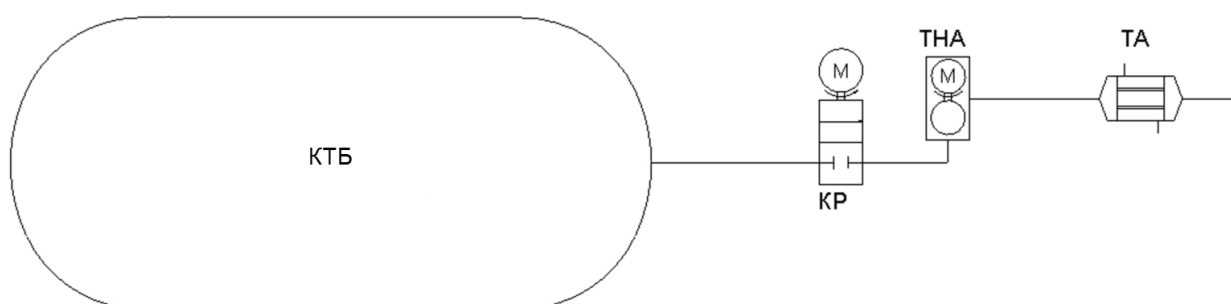


Рисунок 3.3 – Принципиальная схема криогенной топливной системы самолета: КТБ – криогенный топливный бак, КР – кран регулятор, ТНА – турбонасосный агрегат, ТА – теплообменный аппарат

В настоящей работе агрегатами для тепло-гидравлического расчета КТС будут КТБ и криогенные магистрали, т.к. основной задачей данной работы является исследование нестационарных процессов в криогенных магистралях в переходных режимах полета криоплана. При этом максимальное влияние нестационарных эффектов будет там, где максимальный темп расхода топлива, т.е. на взлетном участке полетного цикла.

Будем считать, что полетный цикл криоплана будет проходить по типичному профилю полета, изображенному на рисунке 3.4.

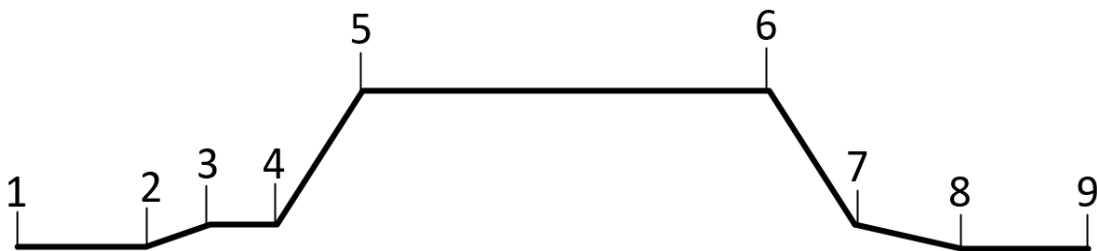


Рисунок 3.4 – Участки типичного профиля полетного цикла самолета:
 участок 1-2 – стоянка в течении 7.2 ч ($G=0$ кг/с); участок 2-3 – набор высоты до 900 м ($G=f(\tau)$); 3-4 – полет на высоте 900 м ($G=f(\tau)$); 4-5 – набор высоты до 11 км ($G=f(\tau)$); 5-6 – крейсерский полет на высоте 11 км ($G=const$); 6-9 – снижение, посадка и дальнейшая стоянка

Для правильного оценивая нестационарных эффектов в криогенных магистралях необходимо получить начальные данные по температуре, давлению и теплофизическим свойствам криогенного топлива из КТБ на всех участках полета криоплана.

Ниже представлены математические модели КТБ и криогенных магистралей.

3.3.1. Описание математической модели топливного бака с метаном

В качестве формы КТБ выберем цилиндр с торцевыми поверхностями в виде полусфер (см. рисунок 3.5), т. к. такая конфигурация топливного бака позволяет рационально использовать внутриполостные объемы фюзеляжа криоплана.

Для моделирование теплового состояния КТБ по полетному циклу криоплана, зоны тепловых потоков были условно разделены на четыре области. Данные области теплообмена между окружающей средой, подкачивающим насосом и топливным баком представлены на рисунке 3.6.

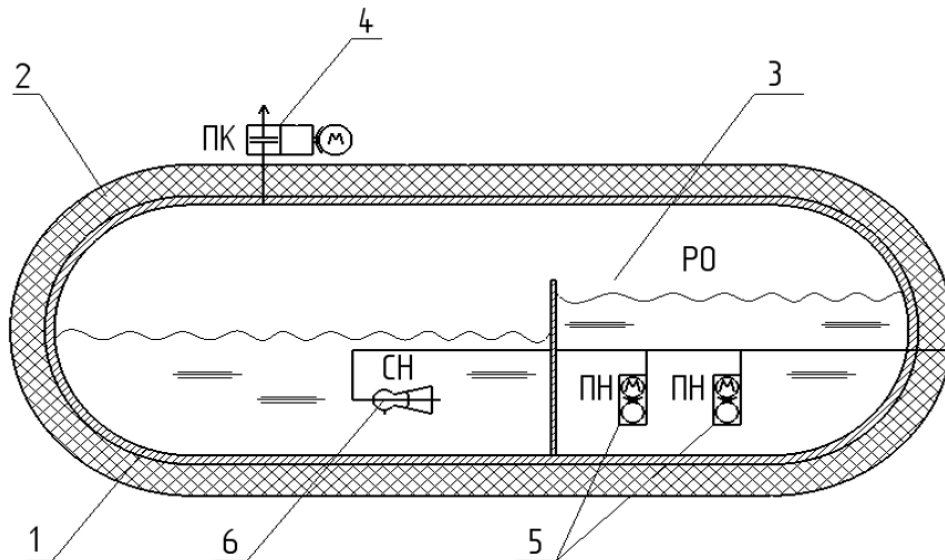


Рисунок 3.5 – Схема цилиндрического криогенного топливного бака с торцевыми поверхностями в виде полусфер: 1 – стенка бака, 2 – теплоизоляция, 3 – расходный отсек, 4 – предохранительный клапан, 5 – подкачивающие насосы, 6 – струйный насос, РО – расходный отсек

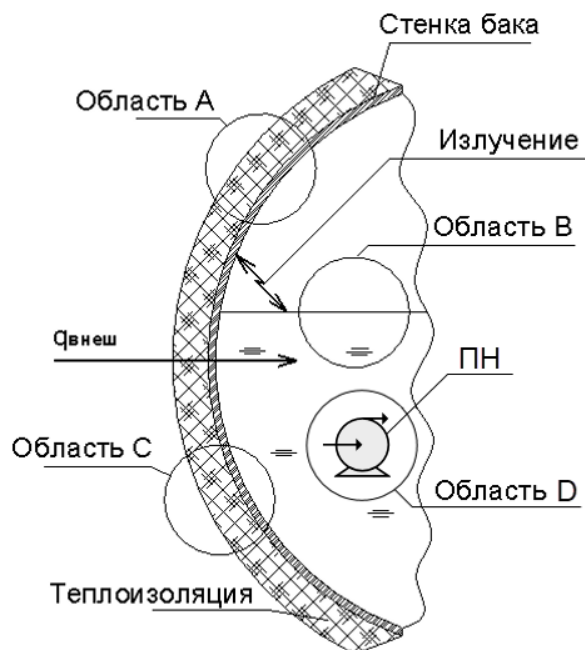


Рисунок 3.6 – Схема тепловых потоков в баке

В зоне *A* тепло передаётся через стенку и теплоизоляцию бака в газообразное топливо, расположенное над жидким топливом. В зоне *B* тепло идёт от газообразного топлива в надтопливном пространстве через границу раздела фаз («зеркало» жидкости) в жидкое топливо. В зоне *C* тепло переносится в жидкое топливо через стенку и теплоизоляцию бака. Тепловой поток от подкачивающего насоса учитывается в зоне *D*.

Блок-схема математической модели КТБ для расчета ее теплового состояния представлена на рисунке 3.7.

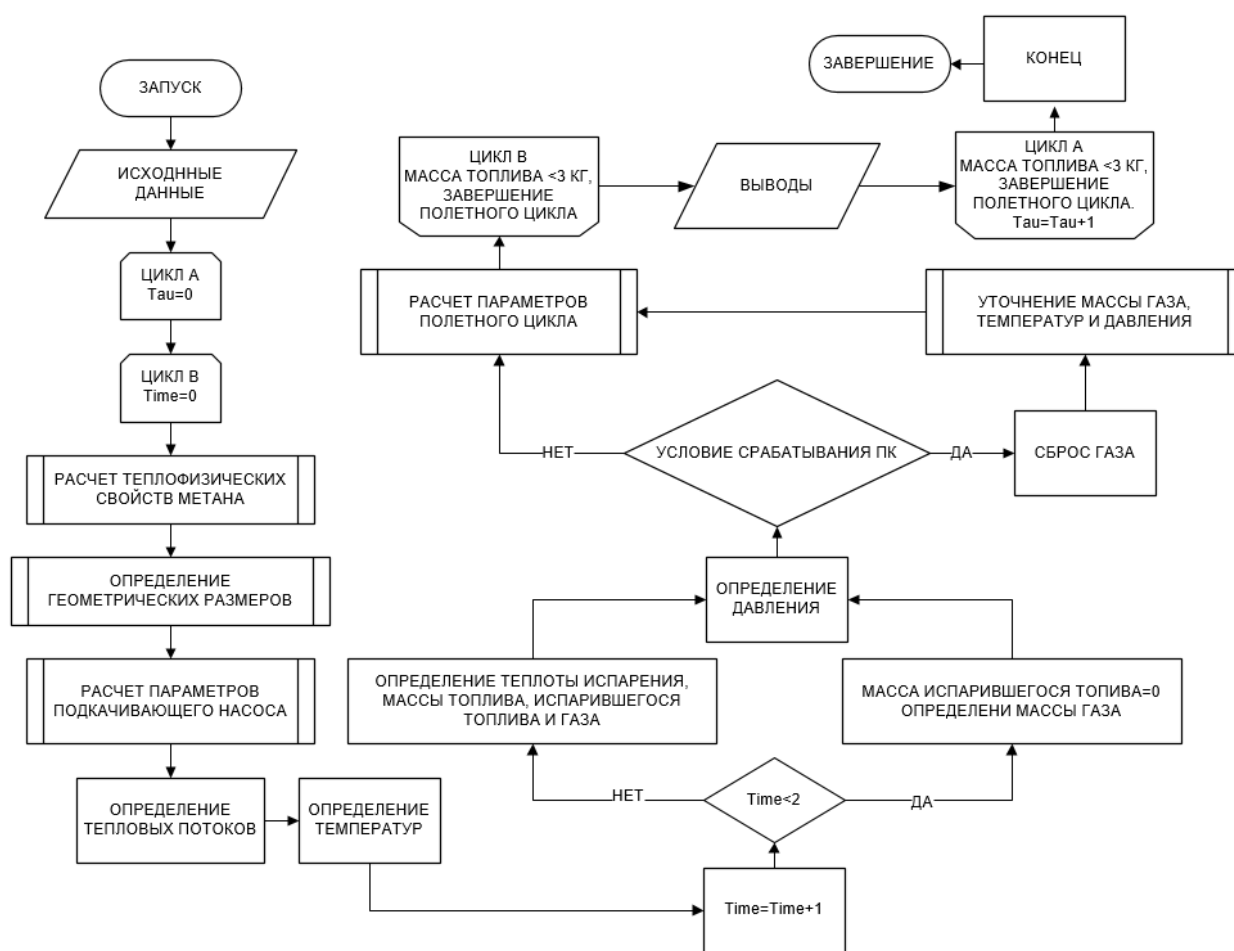


Рисунок 3.7 – Блок-схема математической модели криогенного топливного бака

Алгоритм теплового расчета КТБ

В математической модели КТБ сделаны следующие допущения. Сложный термодинамический процесс, протекающий в надтопливном пространстве КТБ, рассматривается как последовательность ряда термодинамических процессов [48], а именно:

- адиабатное сжатие газа (от расширяющегося в результате нагрева топлива) на стоянке, либо адиабатное расширение газа в полёте (в результате расхода топлива);
- изохорный нагрев или охлаждения газа (в зависимости от температуры атмосферного воздуха и жидкой фазы топлива);

- изменение массы газа при его конденсации и кипении жидкого топлива (также учитывается при определении массы и температуры жидкого топлива).

В качестве уравнений для расчета процессов теплообмена используют следующие уравнения:

- уравнение теплового баланса:

$$Q_1 = Q_2 + \Delta Q, \quad (3.3.1)$$

где Q_1, Q_2 - количества тепла, отдаваемое горячим и воспринимаемое холодным теплоносителем; ΔQ - потери тепла в окружающую среду.

- уравнение теплопередачи:

$$Q = k F (T_1 - T_2), \quad (3.3.2)$$

где k - коэффициент теплопередачи; T_1, T_2 – температуры теплоносителей; F - площадь поверхностей теплообмена.

С точки зрения теплопередачи для алгоритмизации задачи, как было указано выше (см. рисунок 3.6), бак делится на четыре зоны (области), в которых процессы теплопередачи существенно отличаются. Для моделирования теплообмена в каждой зоне принимаются в расчет преобладающие в ней процессы.

Процессы теплообмена являются нестационарными и их моделирование проводится также по временной шкале. Временной интервал для каждого состояния теплопередачи и процессов испарения по всем расчетным областям принимается 1 сек.

Основные особенности заключаются в определении коэффициентов теплоотдачи в расчетных областях.

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_G} + \frac{\delta_{ст.}}{\lambda_{ст.}} + \frac{\delta_{изол.}}{\lambda_{изол.}} + \frac{1}{\alpha_X}}, \quad (3.3.3)$$

где $\delta_{ст.}$ - толщина стенки бака; $\delta_{изол.}$ - толщина теплоизоляции бака; $\lambda_{ст.}$ - коэффициент теплопроводности стенки; $\lambda_{изол.}$ - коэффициент теплопроводности теплоизоляции бака.

Коэффициенты теплоотдачи от воздуха в отсеке бака к ее стенке могут быть найдены следующим образом [49]:

$$\overline{Nu}_{двозд.} = 0,50 (Gr_{двозд.} Pr_{двозд.})^{0,25} \left(\frac{Pr_{двозд.}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (3.3.4)$$

$$\overline{\alpha} = \frac{\lambda_{возд.}}{d} \overline{Nu}_{двозд.}, \quad (3.3.5)$$

где $Gr_{двозд.}$ - критерий Грасгофа при температуре воздуха в отсеке бака; $Pr_{двозд.}$ - число Прандтля при температуре воздуха в отсеке бака; Pr_c - число Прандтля при температуре воздуха вблизи стенки бака; $\lambda_{возд.}$ - коэффициент теплопроводности воздуха в отсеке бака; d - диаметр бака.

Коэффициент теплоотдачи от стенки бака к жидкому топливу находится при условии кипения жидкого топлива [49]:

$$\alpha = b \left(\frac{\lambda^2}{\nu \sigma T_s} \right)^{1/3} q^{2/3}, \quad (3.3.6)$$

где $b = 0.075 \left[1 + 10 \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{2/3} \right]$; λ - коэффициент теплопроводности жидкого топлива; ν - коэффициент кинематической вязкости жидкого топлива; σ - сила поверхностного натяжения жидкого топлива; T_s - температура насыщения топлива; q - плотность теплового потока в области C (см. рисунок 3.6); ρ' , ρ'' - плотности жидкой и газовой фаз топлива, соответственно.

Для определения давления в баке используется уравнения состояния идеального газа.

Расчет испаряемости топлива в баке осуществляется следующим образом:

$$m_{исп} = \frac{Q}{\Delta H}, \quad (3.3.7)$$

где ΔH - теплота испарения (тепловой переход); Q - количества тепла, проникаемое к жидкому топливу.

Расчет массовых характеристик бака осуществляется следующим образом:

$$m_{ТБ} = \bar{m}_{ТБ} F_{ТБ}, \quad (3.3.8)$$

где $\bar{m}_{ТБ} = \delta_{ТП} \rho_{ТП}$ - масса 1 м² бака; $\delta_{ТБ}$ - толщина теплозащитного покрытия бака; $\rho_{ТБ}$ - плотность теплозащитного покрытия бака; $F_{ТБ}$ - полная площадь поверхности топливного бака.

Алгоритм расчета геометрических характеристик бака

Зная основные геометрические особенности рассматриваемого объекта, рассчитываются остальные геометрические параметры бака. В частности, по заданному диаметру и длине бака (см. рисунок 3.8).

Рассмотрим алгоритм расчета геометрических характеристик цилиндрического топливного бака под криогенное топливо [50].

Цилиндрический топливный бак с торцевыми поверхностями в виде полусфер (в соответствии с рисунком 3.8) рассчитывается следующим образом:

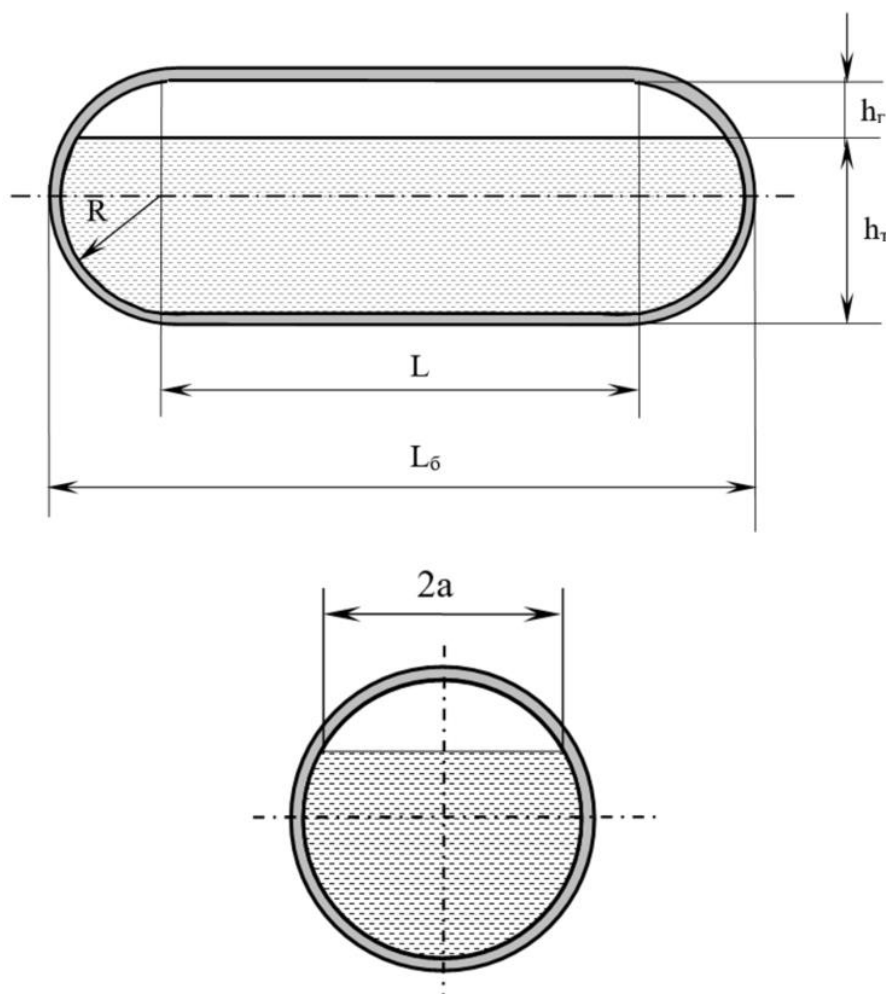


Рисунок 3.8 – Схема цилиндрического топливного бака с торцевыми поверхностями в виде полусфер: $L_б$ -длина бака; h_r -высота газовой области в надтопливном пространстве бака; R -радиус полусферы ; $2a$ -хорда «зеркала» топлива.

– объем топливного бака:

$$V_{тб} = V_{ц} + V_{ш} = \pi R^2 l + \frac{4}{3} \pi R^3, \quad (3.3.9)$$

где R - радиус бака, l - длина цилиндрической части бака.

– объем топлива, находящегося в баке:

$$V_{т} = R^2 l \left[\pi - \arccos\left(\frac{h_r}{R} - 1\right) + \left(\frac{h_r}{R} - 1\right) \sqrt{1 - \left(\frac{h_r}{R} - 1\right)^2} \right] + \frac{\pi}{3} h_r^2 (3R - h_r), \quad (3.3.10)$$

где h_r - высота топлив в баке.

– объем надтопливного пространства:

$$V_{\Gamma} = V_{\text{тб}} - V_{\Gamma}. \quad (3.3.11)$$

– полная площадь поверхности топливного бака:

$$F_{\text{тб}} = F_{\text{ц}} + F_{\text{ш}} = 2\pi Rl + 4\pi R^2. \quad (3.3.12)$$

– площадь поверхности топливного бака, омываемая жидким топливом:

$$F_{\Gamma} = 2\pi Rl \left[1 - \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{h_{\Gamma}}{R} - 1 \right) \right] + 2\pi R h_{\Gamma}. \quad (3.3.13)$$

– площадь поверхности топливного бака, омываемая газообразным топливом:

$$F_{\Gamma} = F_{\text{тб}} - F_{\Gamma}. \quad (3.3.14)$$

– площадь «зеркала» жидкого топлива:

$$F_3 = 2l \sqrt{2R h_{\Gamma} - h_{\Gamma}^2} + \pi (2R h_{\Gamma} - h_{\Gamma}^2). \quad (3.3.15)$$

При движении по взлетно-посадочной полосе и при полете ЛА из-за вибрационных нагрузок деформируется гладкая поверхность «зеркала» жидкого топлива в КТБ. Таким образом, вследствие образовавшихся колебаний на поверхности раздела сред (жидкость - пар), увеличивается теплообмен через «зеркало» жидкого топлива. В зависимости от длины и высоты этих колебаний параметры в КТБ могут изменяться от несущественных величин до вполне значимых.

В настоящем исследовании для моделирования колебаний на поверхности жидкого топлива использовалась линейная волна эллипсоидного типа (см. рисунок 3.9).

Такая волна позволяет при моделировании колебаний задавать ее высоту и длину, а также форма эллипсоидной волны приближено повторяет форму гравитационных волн, образующихся на поверхности жидкости, при которых сила, возвращающая деформированную поверхность жидкости к состоянию равновесия, есть просто сила тяжести, связанная с перепадом высот гребня и впадины в гравитационном поле [51].

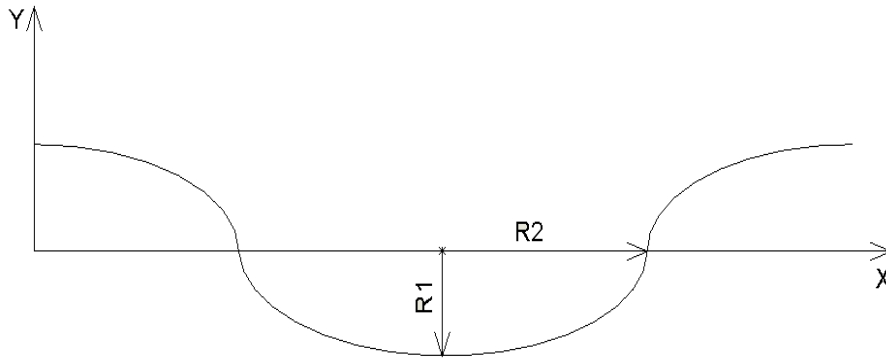


Рисунок 3.9 – Имитация колебаний «зеркала» жидкого топлива: R_1 , R_2 – длины полуосей эллипса

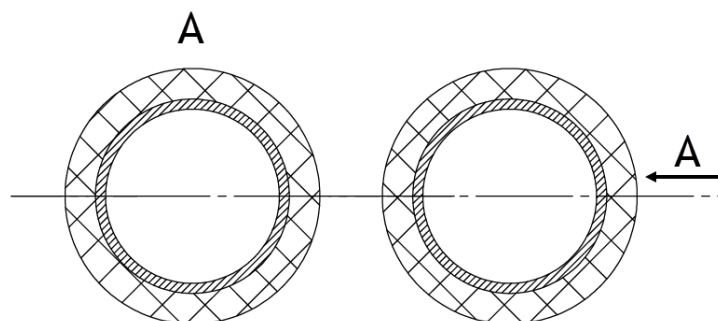
Уравнение для расчета длины колеблющейся волны l_{σ} может быть найдена следующим образом:

$$l_{\sigma} = \left[\frac{3\pi}{4} \left(1 + \frac{R_1}{R_2} - \frac{1}{3R_2} \sqrt{(3R_2 - R_1)(R_2 + 3R_1)} \right) \right] l_{\sigma}, \quad (3.3.16)$$

где R_1 , R_2 – длины полуосей эллипса.

В качестве топливного бака на перспективных грузопассажирских самолетах могут использоваться не только баки в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями, но и другого рода конфигурации топливных баков.

Рассмотренные варианты различных конфигураций топливных баков представлены на рисунке 3.10.



а)

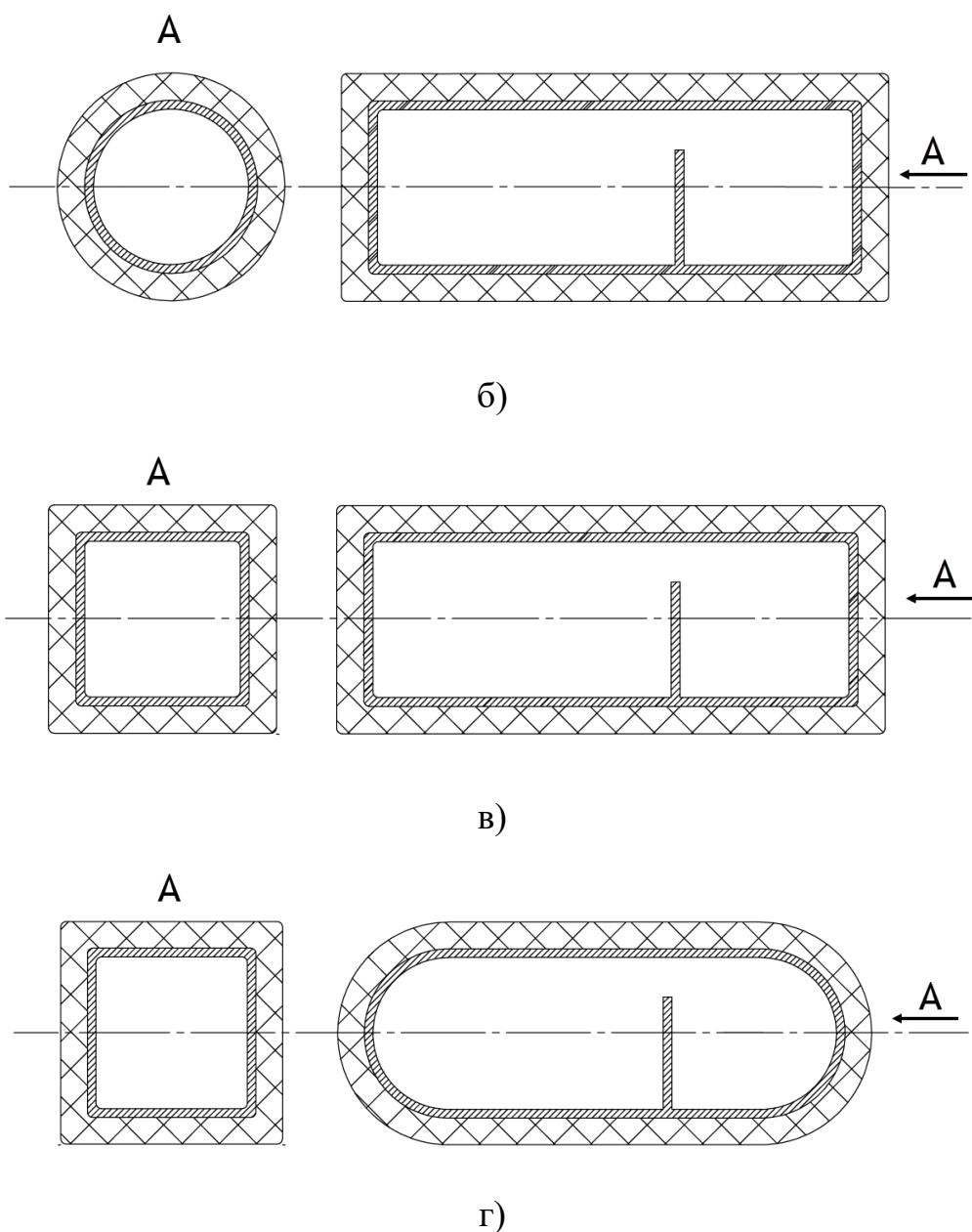


Рисунок 3.10 – Конфигурации метановых топливных баков: а) бак в форме сферы; б) бак в форме цилиндра с плоскими торцами; в) бак в форме параллелепипеда; г) бак гибридный

В дальнейшем будет исследовано (см. гл. 4.1), как форма топливных баков при одном и том же внутриполостном объеме влияет на тепловое состояние метанового топливного бака, вследствие, на теплофизические характеристики СПГ по профилю полета. Также будет оценено какое влияние

оказывает форма топливного бака на величину нестационарных эффектов в топливных магистралях.

В представленной выше схеме КТС (см. рисунок 3.3), криогенное топливо из КТБ далее передается в криогенные магистрали, после прохождения некоторых агрегатов, топливо уже поступает на форсунки силовой установки.

Таким образом, уравнения (3.3.1 - 3.3.15) позволяют провести расчет теплового состояния топливного бака по циклу полета ЛА.

3.3.2. Математическая модель топливных магистралей

Криогенные магистрали топливной системы являются одним из важнейших ее составных элементов. Необходимо учитывать потери давления и изменение температуры в магистралях. Недопустимо, чтобы в турбонасосный агрегат топливо поступало в газообразном состоянии, т. к. это может привести к его отказу или раннему износу при постоянной работе в таком режиме.

Для расчетов параметров криогенного топлива была разработана математическая модель (см. рисунок 3.11), подобно математической модели КТБ.

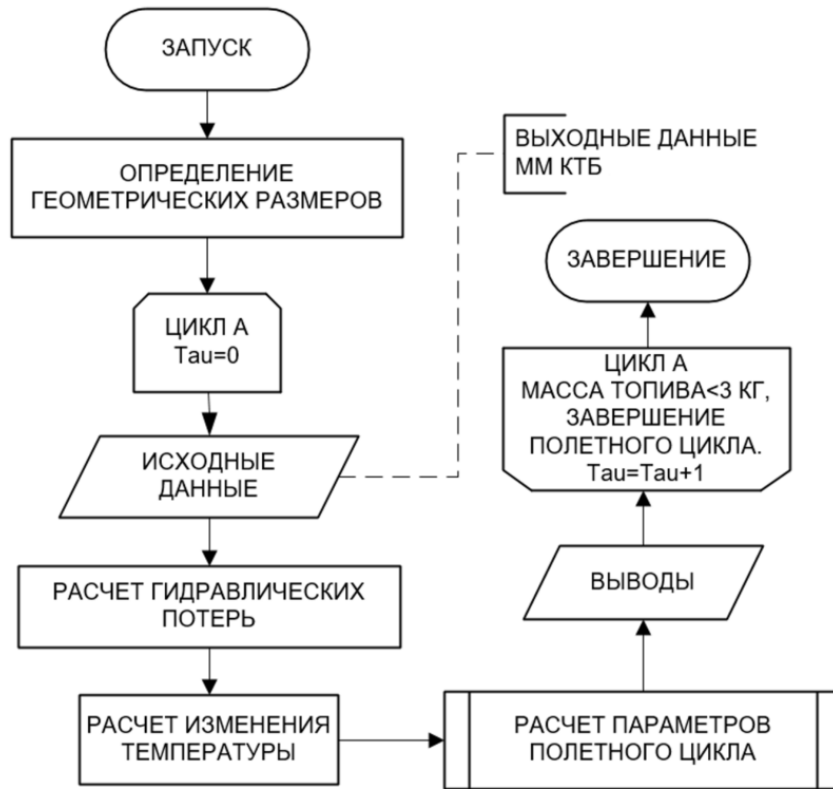


Рисунок 3.11 – Блок-схема математической модели криогенных магистралей

При этом, как уже указывалось ранее, выходные данные из КТБ являются исходными данными для расчета криогенных магистралей.

Коэффициент теплоотдачи от воздуха из подфюзеляжного пространства к стенке топливной магистрали рассчитывался по (3.3.4).

При ламинарном режиме течения ($Re < 2300$ для круглых труб), если длина трубы больше длины начального теплового участка и при наличии теплообмена с начала трубы, средний коэффициент теплоотдачи при вязкостном течении может быть определен по зависимости:

$$Nu = 1.55 \left(Pe \frac{d}{l} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^{-0.14}, \quad (3.3.17)$$

где $Pe = Re Pr$ – число Пекле.

В этом уравнении физические характеристики жидкости, которые являются частью критериев Pe и Nu , а также значение μ_f , выбираются исходя из средней температуры жидкости T_f . Значение μ_w выбирается на

основе средней температуры стенок топливной магистрали. Внутренний диаметр, который равен гидравлическому диаметру, выступает в роли определяющего размера, используемого в Re и Nu . В условиях турбулентного режима течения перенос тепла внутри жидкости в основном происходит за счёт перемешивания, и теплоотдача полностью определяется внутренними факторами движения. Основываясь на анализе и обобщении результатов многочисленных исследований, для прямых гладких труб применяется следующая зависимость:

$$Nu_d = 0.021 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0.25}. \quad (3.3.18)$$

В качестве определяющей температуры здесь используется средняя температура жидкости T_f , а в качестве определяющего размера — гидравлический диаметр, который равен внутреннему диаметру топливной магистрали.

Расчет теплоотдачи в изогнутых трубах производится по формуле для прямой трубы с последующим введением в качестве множителя поправочного коэффициента ε_R , который определяется следующим соотношением:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77 \frac{d}{R}, \quad (3.3.19)$$

где R – радиус изгиба трубы, м; d – диаметр трубы, м.

Коэффициент теплоотдачи от стенки к СПГ определяется по формуле

$$\alpha_2 = \frac{Nu_d \lambda_f}{d} \quad (3.3.20)$$

Коэффициент теплопередачи при этом определяет по зависимости

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_{ст.}}{\lambda_{ст.}} + \frac{\delta_{изол.}}{\lambda_{изол.}} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (3.3.21)$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи от воздуха в подфюзеляжном пространстве к наружной стенке топливной магистрали;

α_2 – коэффициент теплоотдачи от внутренней стенки топливной магистрали к СПГ.

Гидравлический расчет топливных магистралей

Задача гидравлического расчета топливных магистралей заключается в определении потерь давления теплоносителя ΔP между входом $P_{вх}$ и выходом $P_{вых}$. Этот перепад давления $\Delta P = P_{вх} - P_{вых}$ необходим для прокачки теплоносителя с заданным расходом через топливные магистрали.

Перепад давления необходим:

- а) преодоления трения теплоносителя о стенки топливных магистралей;
- б) преодоление местных сопротивлений.

В расчетах сопротивления трения в топливных магистралях определяется по формуле Дарси:

$$\Delta P_{тр} = \xi_{тр} \frac{l}{d_2} \frac{\rho \bar{w}^2}{2}, \quad (3.3.22)$$

где \bar{w} – средняя скорость движения жидкости, м/с;

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

l – длина канала, м;

d_2 – гидравлический диаметр сечения, м;

$\xi_{тр}$ – коэффициент сопротивления трения, величина безразмерная, определяется как функция шероховатости канала и числа Re .

Потери давления на трения можно так же определить исходя из знания величины полного потери давления в топливных магистралях:

$$P_{тр} = \Delta P - \sum \Delta P_m - \sum \Delta P_{уск} - \sum \Delta P_c, \quad (3.3.23)$$

где ΔP_m – потери давления на местные сопротивления трения;

$\Delta P_{уск}$ – потери давления на ускорение течения жидкости;

ΔP_c – потери давления на сопротивление самотяги.

Местные сопротивления обуславливаются вихреобразованием в местах изменения сечения канала и преодоления отдельных препятствий, например, входе, выходе, сужении, расширении, повороте и т.д.

Местные сопротивления определяются по формуле:

$$\Delta P_m = \xi \frac{\rho \omega^2}{2}, \quad (3.3.24)$$

где ξ – коэффициент местного сопротивления.

Также при неизотермическом движении жидкости её движение становится неравномерным из-за изменения плотности и, соответственно, скорости. При движении в канале с постоянным сечением возникают дополнительные потери давления, связанные с необходимостью ускорения жидкости. Они равны удвоенной разности скоростных напоров:

$$\Delta P_{уск} = 2 \left(\frac{\rho_2 \omega_2^2}{2} - \frac{\rho_1 \omega_1^2}{2} \right) = \frac{2(T_2 - T_1)}{T_f} \frac{\rho_f \omega_f^2}{2}. \quad (3.3.25)$$

В этом контексте индекс «1» относится к параметрам, касающимся температуры в начальной точке, индекс «2» — в конечной точке, а индекс «f» — к средней температуре жидкости. Если происходит процесс нагрева, значение будет иметь положительный знак, а если происходит охлаждение — отрицательный.

При неизотермическом движении нужно также принимать во внимание сопротивление самотяги. Это происходит потому, что восходящая сила противодействия вынуждает нагретую жидкость двигаться вниз по каналу.

Подъемная сила и равное ей по величине сопротивление самотяги определяются следующим соотношением:

$$\Delta P_c = \pm g (\rho_1 - \rho_2) h, \quad (3.3.26)$$

где ρ_1 – плотность холодной жидкости на входе в канал, кг/м³;

ρ_2 – плотность нагретой жидкости на выходе из канала, кг/м³;

h – высота вертикального канала, м;

g – ускорение свободного падения, м/с².

Когда нагретая жидкость опускается, это создаёт дополнительное сопротивление в канале. А когда она поднимается, сопротивление канала уменьшается на определённую величину. Суммарное сопротивление естественной тяги рассчитывается как разность между величинами подъёмной силы во всех нисходящих и восходящих каналах. При расчёте общего сопротивления какого-либо устройства обычно суммируют все отдельные сопротивления. Этот метод расчёта исходит из предположения, что сопротивление последовательно соединённых элементов равно сумме их отдельных сопротивлений. Однако в действительности всё устроено сложнее: сопротивление каждого элемента определяется характером движения жидкости на предыдущих участках. Например, сопротивление прямого участка после поворота выше, чем сопротивление аналогичного участка до поворота.

Таким образом, полное гидравлическое сопротивление топливных магистралей равно:

$$\Delta P = \sum P_{mp} + \sum \Delta P_m + \sum \Delta P_{уск} + \sum \Delta P_c \quad (3.3.27)$$

Для труб круглого сечения коэффициент ξ_{mp} определяется по зависимости

$$\xi_{mp} = \frac{8\tau_w}{\rho\omega^2} \quad (3.3.28)$$

или

$$\xi_{mp} = \frac{\Delta P_{mp}}{\omega^2} \frac{2}{\rho} \frac{d_z}{l}, \quad (3.3.29)$$

где τ_w – пристеночное касательное напряжение, Па;

ω – средняя по сечению скорость жидкости, м/с.

Все результаты, полученные в ходе расчетов агрегатов КТС в настоящей работе в нестационарной постановке, были получены с использованием квазистационарных уравнений расчета. Как уже говорилось, результаты квазистационарных расчётов могут не совпадать с реальными нестационарными значениями. Это особенно важно при проектировании криогенных трубопроводов.

3.3.3. Математическая модель учета нестационарной гидродинамики для подкачивающего насоса

При расчёте подкачивающего насоса (рисунок 3.12) определяется его энергетические и кавитационные характеристики, геометрия и приблизительная масса насоса.

Чтобы провести расчёт, нужно знать следующее:

- требуемое давление на выходе из подкачивающего насоса;
- массовый расход топлива в крейсерском режиме и режиме набора высоты;
- диаметр трубопровода магистрали питания двигателя;
- давление и плотность топлива в топливном баке.

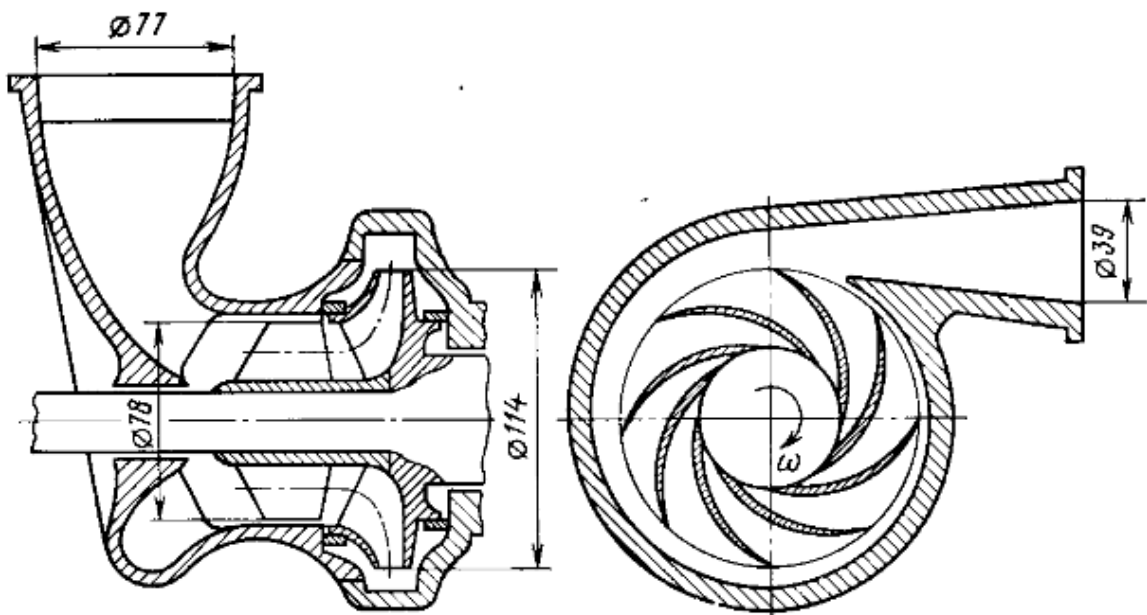


Рисунок 3.12 – Конструктивный чертеж подкачивающего насоса

При разработке математической модели подкачивающего насоса за основу была выбрана методика расчёта шнекоцентробежных насосов, применяемых в ЖРД, однако при этом учтены такие особенности эксплуатации авиационной техники как многорежимность, воздействие отрицательных перегрузок и большая продолжительность полётов. Ключевые характеристики, которые влияют на функционирование подкачивающего насоса:

- напор

$$H_{\text{ПН}} = \frac{P^*_{\text{вых ПН}} - P^*_{\text{вх ПН}}}{\rho_{\text{ВХ}}}, \quad (3.3.30)$$

где $P^*_{\text{вх ПН}} = P_{\text{П}} + \rho_{\text{ВХ}} g h_{\text{max}}$, $P_{\text{П}}$ – давление насыщенных паров жидкости на входе в насос, $\rho_{\text{ВХ}}$ – плотность жидкости на входе в насос, g – ускорение свободного падения, h_{max} – максимальная высота столба жидкости над входом в насос в расходном отсеке бака, $P^*_{\text{вых ПН}}$ – полное давление на выходе из насоса;

- объемный расход

$$Q_{\text{ПН}} = \frac{G_{\text{нас}} + G_{\text{акт}}}{\rho_{\text{ВХ}}}, \quad (3.3.31)$$

где $G_{\text{нас}}$ – массовый расход пассивного топлива, $G_{\text{акт}}$ – массовый расход активного топлива;

- мощность

$$N_{\text{ПН}} = Q_{\text{ПН}} \rho_{\text{ВХ}} H_{\text{ПН}}; \quad (3.3.32)$$

- коэффициент полезного действия

$$\eta_{\text{ПН}} = \frac{N_{\text{ПН}}}{N_{\text{ПРИВ}}}, \quad (3.3.33)$$

где $N_{\text{ПРИВ}}$ – потребная мощность привода насоса.

Расчёт геометрических характеристик подкачивающего насоса (рисунок 3.13) начинается с определения срывного кавитационного запаса на расчётном

режиме, который соответствует минимально возможному давлению на входе в насос и вычисляется по зависимости:

$$\Delta h_{срв}^p = j h_{\max}, \quad (3.3.34)$$

где j – максимальная возможная отрицательная перегрузка.

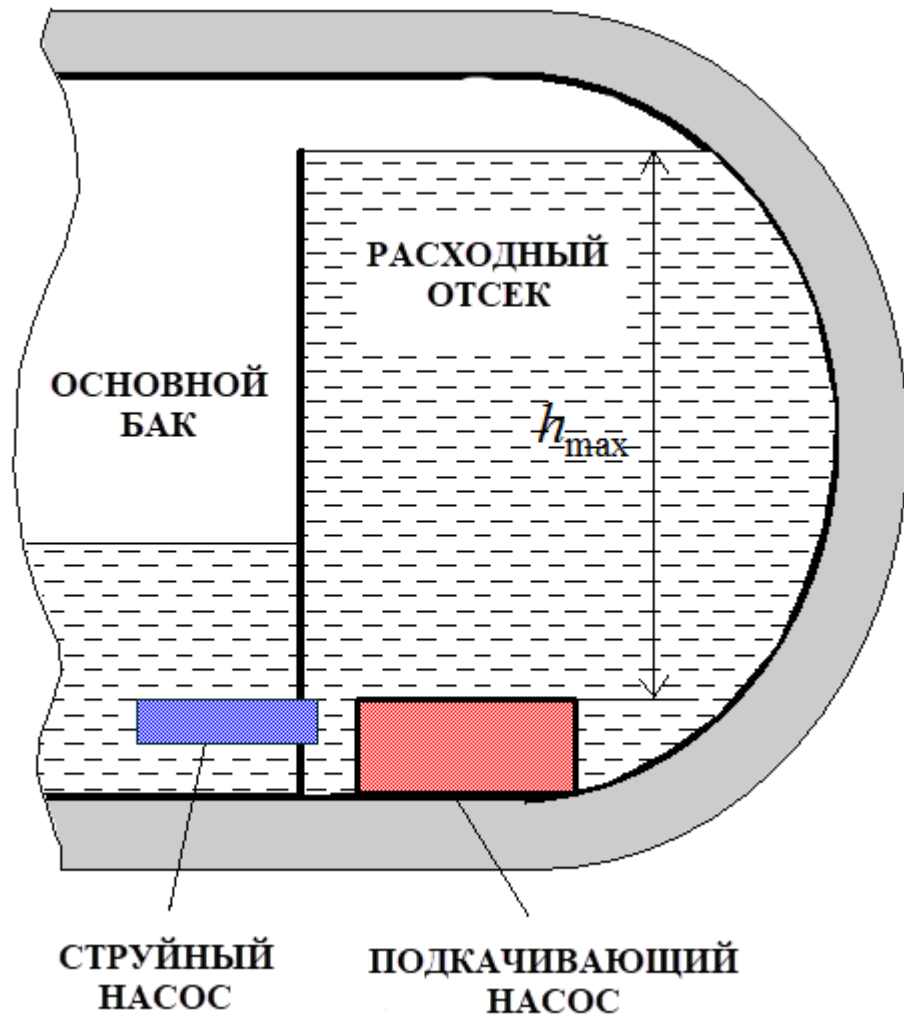


Рисунок 3.13 – Схема расположения насосов в баке

Далее, в зависимости от величины \bar{d}_{BT} , по графикам на рисунке 3.14 определяется величина максимального срывного кавитационного коэффициента быстроходности насоса $C_{срв.мах}$, а также значения коэффициентов шнека $K_{D_{и}}$ и $K_{D_{э}}$, которые соответствуют оптимальному диаметру входа.

Величина относительного диаметра втулки шнека \bar{d}_{BT} выбирается минимальной и из конструктивных соображений принимается равной 0,25.

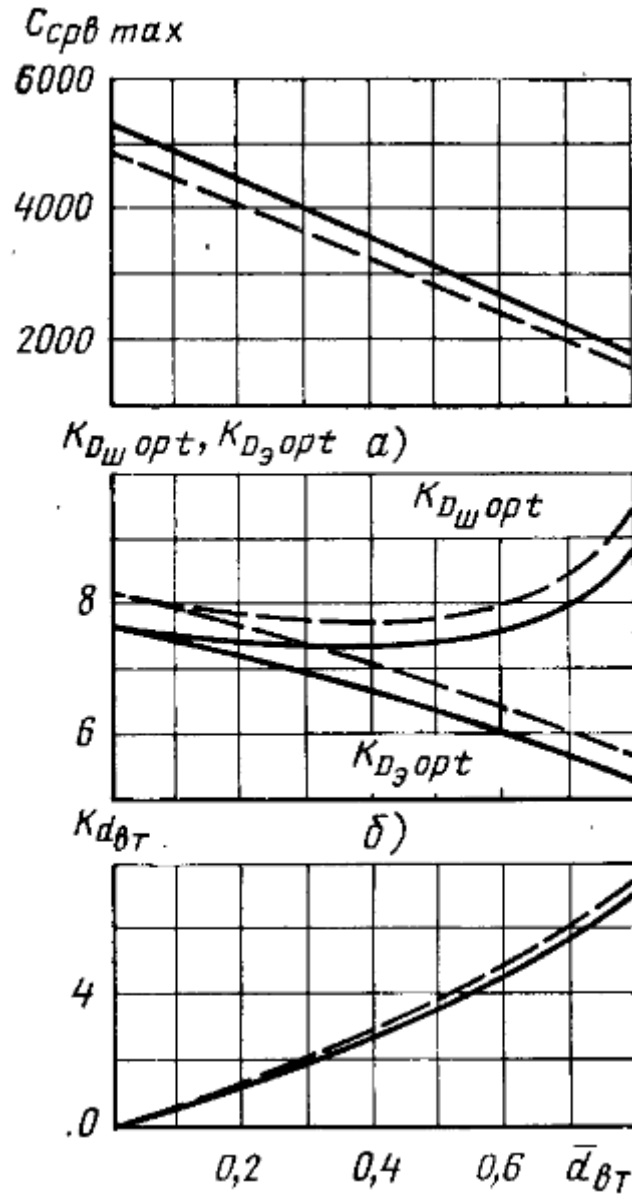


Рисунок 3.14 – Зависимость кавитационных характеристик и коэффициентов шнека от диаметра входа

По известному значению $C_{срв.\max}$ определяются угловая скорость $\omega_{ПН}$, коэффициент быстроходности n_s и приблизительная масса подкачивающего насоса $m_{ПН}$:

$$\omega_{\text{ПН}} = \frac{C_{\text{срв. max}} \Delta h_{\text{срв}}^{p, 0,75}}{298 \sqrt{Q_{\text{ПН}}^p}}, \quad (3.3.35)$$

$$n_s = 193,3 \omega_{\text{ПН}} \frac{\sqrt{Q_{\text{ПН}}^p}}{H_{\text{ПН}}^{p, 0,75}}, \quad (3.3.36)$$

$$m_{\text{ПН}} = k_n \frac{\rho_{\text{ВХ}} H_{\text{ПН}}^{1,5}}{\omega_{\text{ПН}}}, \quad (3.3.37)$$

где $k_n = 0,08 \times 10^{-4} \text{ с}^2$.

По значениям коэффициентов шнека находились диаметр шнека $D_{\text{ш}}$, эквивалентный диаметр шнека $D_{\text{э}}$, диаметр втулки $d_{\text{вт}}$, средний диаметр шнека $D_{\text{ср}}$, диаметр входа в центробежное колесо $D_{\text{о}}$, средний диаметр входа в центробежное колесо D_1 :

$$D_{\text{ш}} = 0,47 K_{D_{\text{ш}}} \sqrt[3]{\frac{Q_{\text{ПН}}^p}{\omega_{\text{ПН}}}}, \quad (3.3.38)$$

$$D_{\text{э}} = 0,47 K_{D_{\text{э}}} \sqrt[3]{\frac{Q_{\text{ПН}}^p}{\omega_{\text{ПН}}}}, \quad (3.3.39)$$

$$d_{\text{вт}} = D_{\text{ш}} \overline{d_{\text{вт}}}, \quad (3.3.40)$$

$$D_{\text{ср}} = \frac{D_{\text{ш}} + d_{\text{вт}}}{2}, \quad (3.3.41)$$

$$D_{\text{о}} = D_{\text{ш}}, \quad (3.3.42)$$

$$D_1 = 1,1 D_{\text{ср}}. \quad (3.3.43)$$

Осевая C_{1z} и окружная $u_{\text{ср}}$ скорости на входе в шнек определяется исходя из зависимостей:

$$C_{1z} = \frac{4 Q_{\text{ПН}}^p}{\pi D_{\text{э}}^2}, \quad (3.3.44)$$

$$u_{\text{ср}} = \frac{\omega_{\text{ПН}} D_{\text{ср}}}{2}. \quad (3.3.45)$$

Важное значение имеет методика определения кавитационных характеристик насоса, то есть зависимости напора и расхода насоса от давления на входе при постоянных оборотах. Качественный вид кавитационной характеристики шнекоцентробежного насоса представлен на рисунке 3.15.

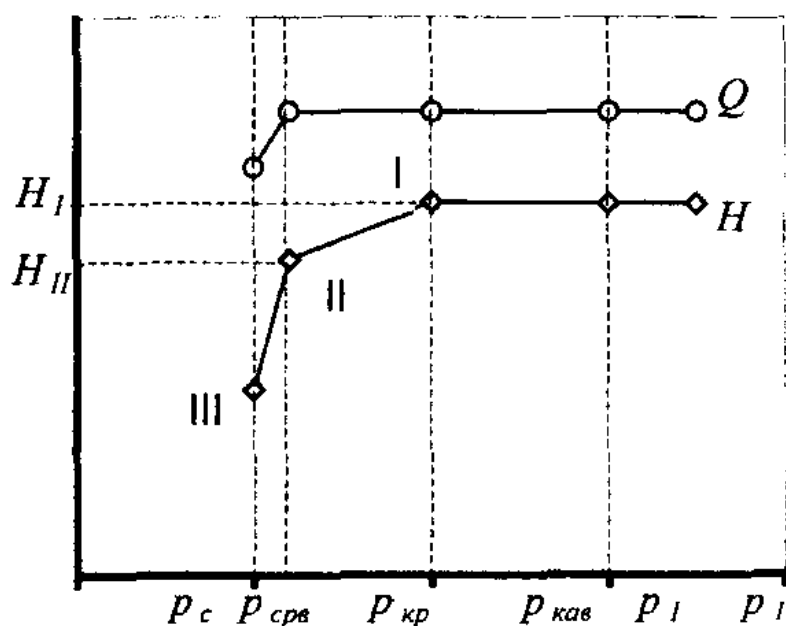


Рисунок 3.15 – Зависимость кавитационной характеристики от давления

Основным параметром, определяющим антикавитационные свойства насоса, является кавитационный запас:

$$\Delta h = \frac{P_{ВХ}^* - P_{П}}{\rho_{ВХ}}. \quad (3.3.46)$$

Его значение для режима работы с кавитацией можно определить по формуле:

$$\Delta h_{кав} = (1 - \zeta_{подв}) \frac{C_{1z}^2}{2} + \lambda_{кав} \frac{C_{1z}^2 + u_{ср}^2}{2}, \quad (3.3.47)$$

где $\zeta_{подв}$ – коэффициент потерь в подводе насоса, $\lambda_{кав}$ – коэффициент кавитации.

Значение коэффициента $\lambda_{кав}$, в зависимости от режима кавитации, определяется следующим образом:

- режим начала кавитации

$$\lambda_{нач} = 0,4 - 1,3q_1 + 6,4q_1^2, \text{ для } q_1 \leq 0,5, \quad (3.3.48)$$

$$\lambda_{нач} = 0,39 + 4,1(1 - q_1)^2, \text{ для } 0,5 < q_1 < 1, \quad (3.3.49)$$

где расходный параметр $q_1 = \frac{C_{1z}}{u_{cp} \operatorname{tg} \beta_{1лcp}}$, $\beta_{1лcp}$ – угол лопатки на входе в шнек

на среднем радиусе;

- критический кавитационный режим

$$\lambda_{кр} = (1,44 - 0,7q_1) \left[0,02 + \frac{0,12 + (\sin \beta_{2лcp} - \sin \beta_{1лcp})}{\tau_{cp}} \right], \quad (3.3.50)$$

где $\beta_{2лcp}$ – угол лопатки на выходе из шнека на среднем радиусе, τ_{cp} – густота решетки шнека на среднем радиусе.

- режим кавитационного срыва

$$\lambda_{срв} = a_o + b_o \frac{C_{1z}}{u_{cp}}, \quad (3.3.51)$$

где коэффициенты $a_o = 0,02 \dots 0,04$, $b_o = 0,115$.

На практике выбирается критический кавитационный режим (область I на рисунке 3.15), близкий к режиму кавитационного срыва (резкое падение напора и расхода). Согласно экспериментальным данным, на этом режиме возможно возникновение низкочастотных автоколебаний давления, а при большой продолжительности работы - кавитационной эрозии металла. В связи с этим, принципиальной особенностью методики расчёта шнекоцентробежного насоса в составе криогенной топливной системы самолёта является предотвращение возможности выхода насоса на кавитационные режимы во всём эксплуатационном диапазоне расходов и перегрузок.

Графики зависимости кавитационного запаса насоса от расхода для каждого режима кавитации изображены на рисунке 3.16 ($\omega_{ПН} = const$). Здесь и далее индексы «пос», «р» и «наб» соответствуют значениям параметров на посадке, расчётном режиме и наборе высоты соответственно.

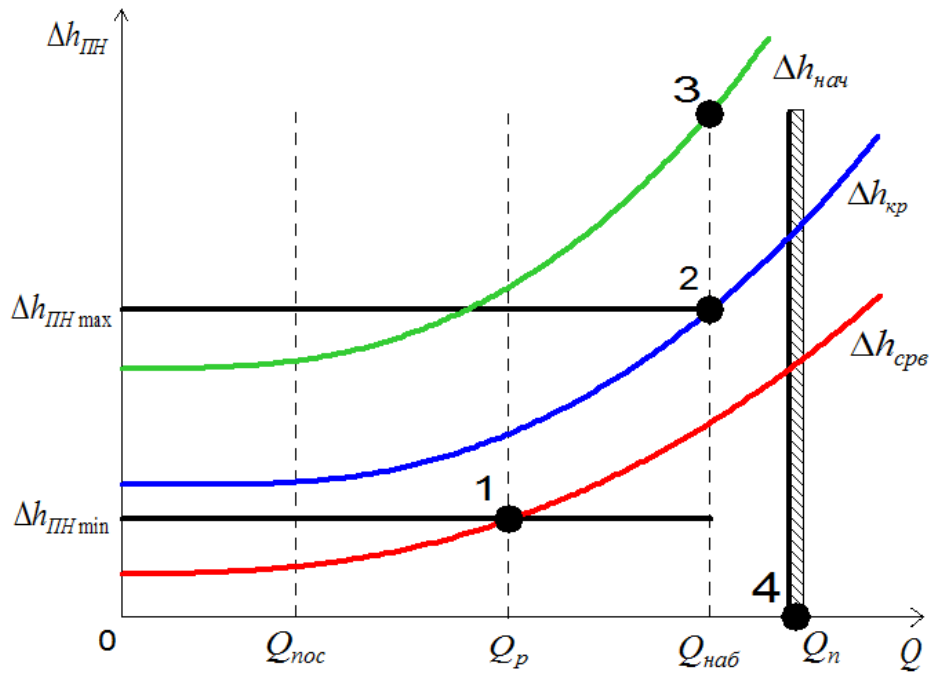


Рисунок 3.16 – Зависимость кавитационного запаса насоса от расхода для каждого режима кавитации

Безопасность работы насоса будет обеспечиваться при выполнении следующих условий:

1) срывной кавитационный запас на расчётном режиме не превышает минимально возможный (точка 1), т.е. $\Delta h_{срв}^p \leq \Delta h_{ПН \min}$, где $\Delta h_{ПН \min} = jh_{\max}$;

2) критический кавитационный запас на режиме набора высоты меньше максимально возможного (точка 2), т.е. $\Delta h_{кр}^{наб} < \Delta h_{ПН \max}$, где $\Delta h_{ПН \max} = gh_{\max}$;

3) кавитационный запас начала кавитации на режиме набора высоты меньше максимально возможного (точка 3), т.е. $\Delta h_{нач}^{наб} < \Delta h_{ПН \max}$ либо расход, соответствующий пороговой скорости обтекания, превышает расход на режиме набора высоты (точка 4), т.е. $Q_n > Q_{наб}$.

$$Q_n = \frac{\pi D_9^2}{4} C_{1ZП} \cdot \quad (3.3.52)$$

Здесь $C_{1ZП}$ – пороговая скорость обтекания лопаток шнека, ниже которой кавитационная эрозия не возникает, которая определяется исходя из зависимости:

$$C_{1Z\Pi} = \sqrt{\frac{\sigma_m}{50\rho_{BX}} - u_{1cp}^2}, \quad (3.3.53)$$

где σ_m – предел текучести материала лопаток шнека.

При невыполнении кого-либо условия величина расчётного срывного кавитационного запаса уменьшается, и производится повторный расчёт насоса.

Эти циклы повторяются до тех пор, пока кавитационные параметры насоса не будут соответствовать указанным требованиям.

Количество ежесекундно выделяемого при работе подкачивающего насоса тепла (с учётом энергии привода), определяется исходя из выражения:

$$q_{\Sigma\Pi\Pi} = \rho_{BX} Q_{\Pi\Pi} H_{\Pi\Pi} \left(\frac{1}{\eta_{\Pi\Pi} \eta_{\text{прив}}} - 1 \right), \quad (3.3.54)$$

где $\eta_{\text{прив}}$ – коэффициент полезного действия привода насоса (электродвигателя).

Далее рассмотрим природу нестационарных эффектов, а также методы их расчета.

3.4. Моделирование переходных процессов в топливных магистралях

В условиях заданного полётного цикла моделируется работа метановой топливной системы. Двигатель функционирует в режиме, который соответствует определённому расходу топлива в зависимости от участка полёта. Смена режима работы двигателя приводит к возникновению нестационарных переходных процессов. Они, в свою очередь, могут вызывать различные нестационарные эффекты в топливных магистралях.

3.4.1. Учет теплофизических свойств теплоносителей

Опытные данные показывают (рисунок 3.17), что изменение теплофизических свойств могут существенно влиять на сопротивление и теплоотдачу при расчете нестационарных процессов.

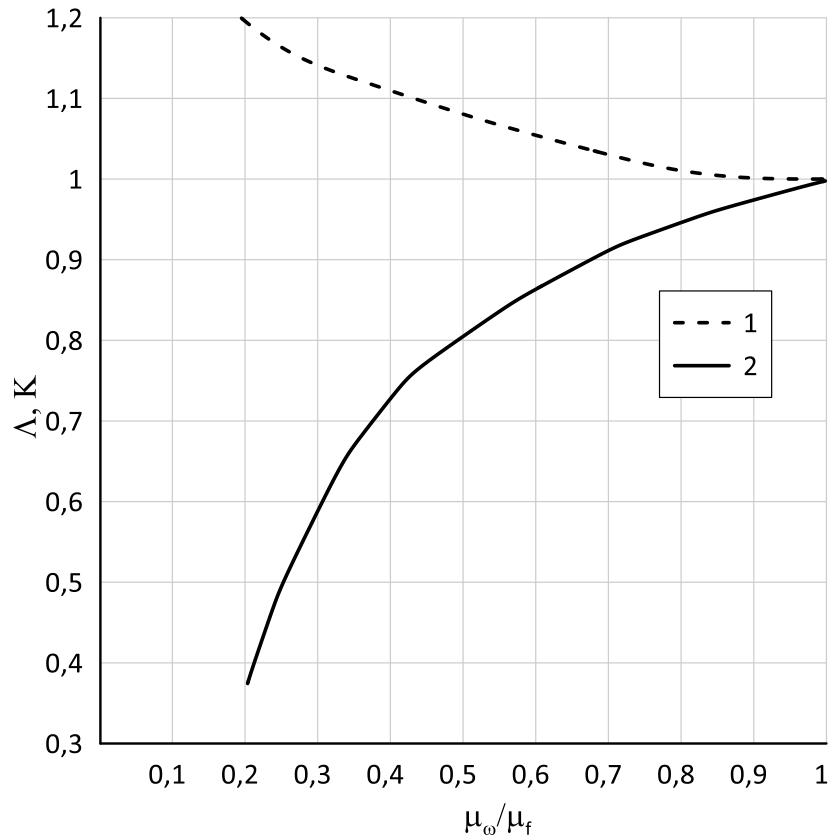


Рисунок 3.17 – Стационарное течение капельной жидкости при $Re=2 \times 10^4$: 1 – Относительный коэффициент теплоотдачи K [52], 2 – Относительный коэффициент сопротивления трения Λ [52]

В связи с этим, для рассматриваемых диапазонов изменения температур для альтернативных видов топлив, были получены следующие полиномиальные зависимости теплофизических свойств с учетом того, что сжимаемость для данных топлив не учитывалась (рисунок 3.18):

для жидкого метана в диапазоне температур $T=111 - 146$ К

$$\rho_f = 497.886 + 0.0972417T_f - 0.00689092T_f^2,$$

$$C_{p_f} = 1.4319e+07 - 322115T_f - 395.786T_f^2 + 72.1534T_f^3 - 0.810251T_f^4 + 0.00370318T_f^5 - 6.28885e-06T_f^6,$$

$$\lambda_f = -74.5479 + 2.39476T_f - 0.0286912T_f^2 + 0.00015235T_f^3 - 3.02693e-07T_f^4, \quad (3.4.1)$$

$$\mu_f = -0.050052 + 0.00163792T_f - 1.99613e-05T_f^2 + 1.07659e-07T_f^3 - 2.17025e-10T_f^4.$$

для жидкого водорода в диапазоне температур $T=19 - 27$ К

$$\begin{aligned}
 \rho_f &= 259.6517 - 24.4623T_f + 1.08708T_f^2 - 0.01672T_f^3, \\
 C_{p_f} &= 1017035 - 200748.3T_f + 14639.7T_f^2 - 464.6269T_f^3 + 5.431176T_f^4, \\
 \lambda_f &= -0.003263 + 0.00098668T_f - 2.12119e-06T_f^2, \\
 \mu_f &= 0.001277 - 0.0001563T_f + 6.3622e-06T_f^2 - 8.592088e-08T_f^3.
 \end{aligned}
 \tag{3.4.2}$$

для жидкого пропана в диапазоне температур $T= 90 - 230$ К

$$\begin{aligned}
 \rho_f &= 795.6835 - 0.7215T_f - 0.000928T_f^2, \\
 C_{p_f} &= 1506.677 + 0.149758T_f + 0.01387T_f^2, \\
 \lambda_f &= 0.2046877 + 0.0004644565T_f - 5.836061e-06T_f^2 + \\
 &+ 1.045613e-08T_f^3, \\
 \mu_f &= 0.5586236 - 0.01990737T_f + 0.0002958478T_f^2 - \\
 &- 2.336011e-06T_f^3 + 1.031077e-08T_f^4 - 2.408792e-11T_f^5 + \\
 &+ 2.325269e-14T_f^6.
 \end{aligned}
 \tag{3.4.3}$$

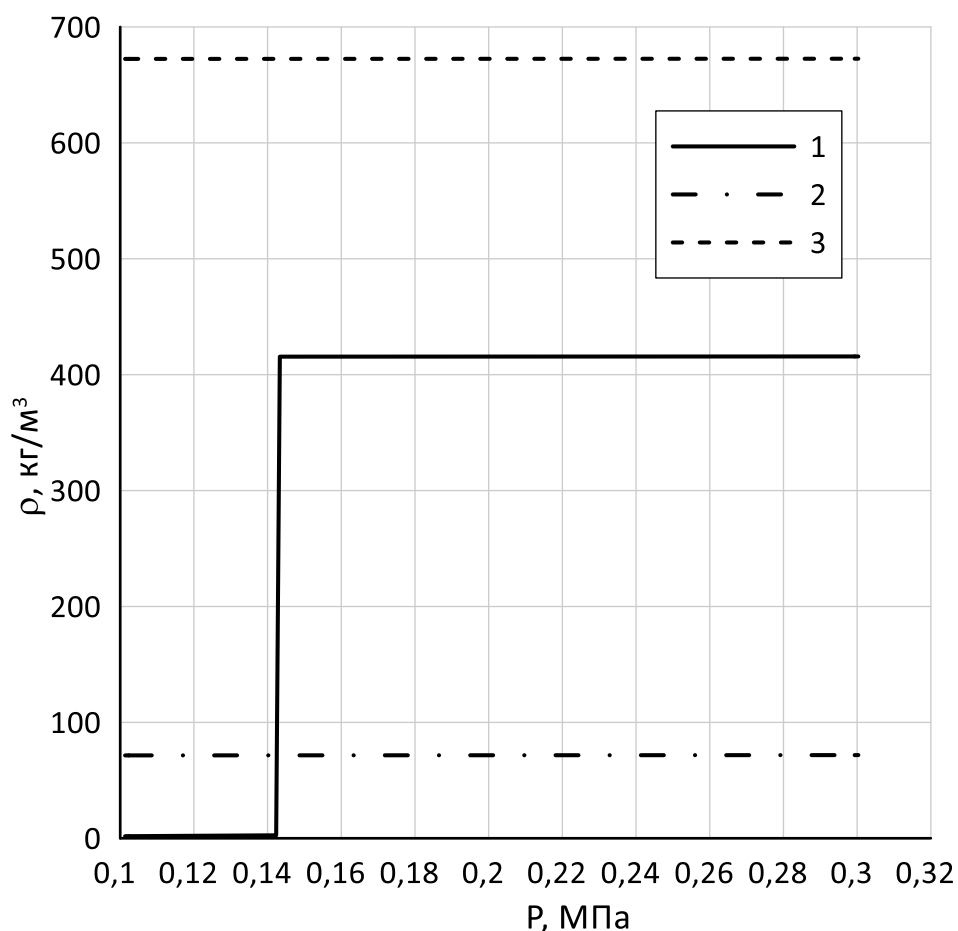


Рисунок 3.18 – Сжимаемость альтернативных видов топлив в зависимости от давления: 1 – жидкий метан при $T=116$ К, 2 – жидкий водород при $T=20$ К, 3 – жидкий пропан при $T=144$ К

Исходя из данного рисунка можно сказать, что значения коэффициента сжимаемости

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right) \quad (3.4.4)$$

для рассмотренных видов топлив получились: для жидкой фазы метан ($P > 0,14$ МПа) – $2,16e-09$; для жидкого водорода – $1,78e-08$; для жидкого пропана – $1,16e-09$. В связи с этим при расчете теплофизических свойств рассматриваемых теплоносителей сжимаемостью данных веществ можно пренебречь.

3.4.2. Математическая модель расчета тепло-гидравлических характеристик нестационарных течений в криогенных магистралях

Для моделирования нестационарных процессов в топливных магистралях была разработана математическая модель (рисунок 3.19), которая использует в качестве входных ГУ выходные данные топливного бака и подкачивающего насоса в исследуемых переходных режимах полетного цикла.

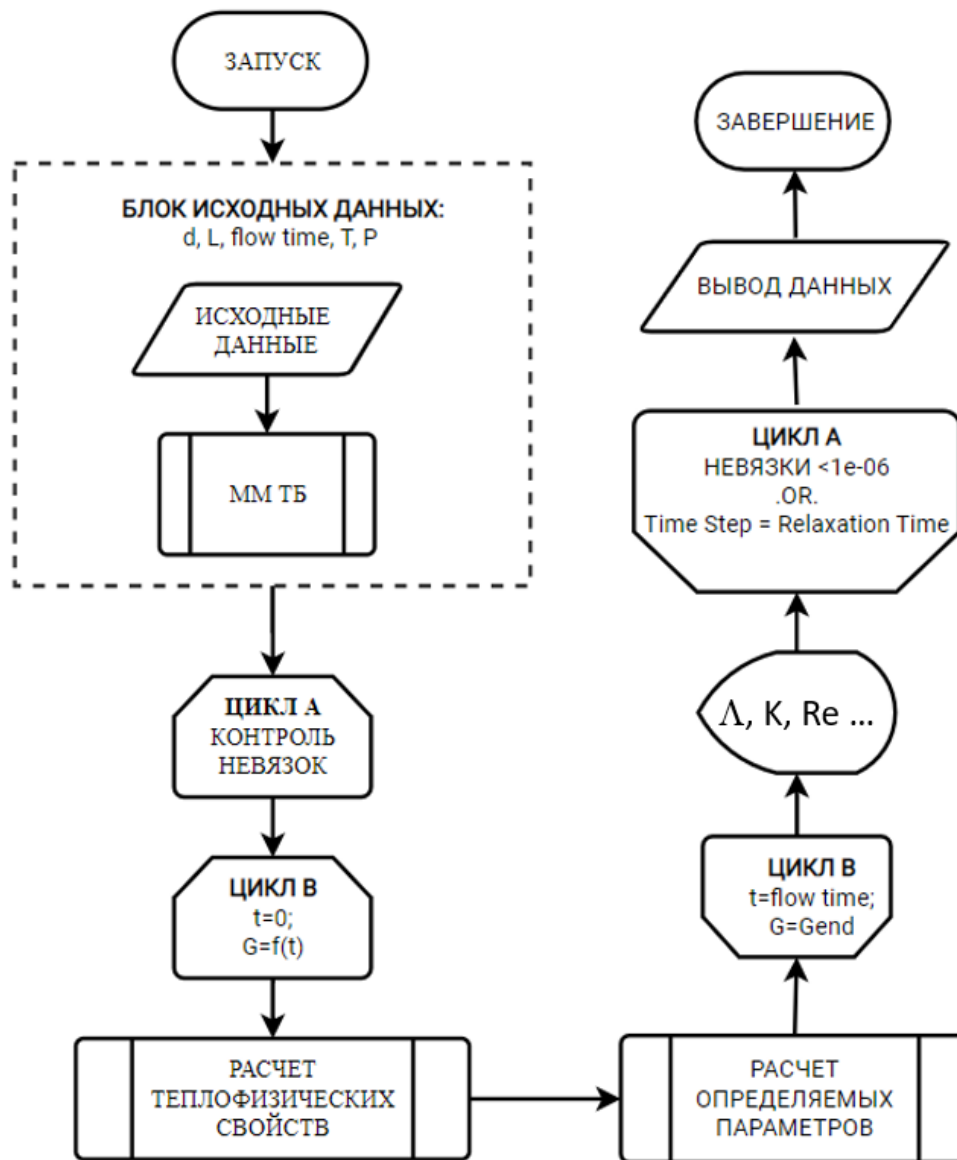


Рисунок 3.19 – Блок-схема математической модели процесса расчета нестационарных эффектов

Зная температуру и давление на входе в топливные магистрали рассчитываются теплофизические свойства теплоносителей. Далее определяются основные определяемые параметры, в том числе относительные коэффициенты гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Основные уравнения для расчета нестационарных процессов были описаны в гл. 2.2. При этом в гл. 2.2 при расчете квазистационарного коэффициента теплоотдачи не учитывались теплофизические свойства теплоносителей. Поэтому коэффициент теплоотдачи будем рассчитывать исходя из зависимости:

$$Nu_{kc} = 0.021 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0.25}. \quad (3.4.5)$$

Значения Λ , K рассчитываются на стабилизированном участке топливной магистрали, чтобы исключить влияние ГУ.

Пример сеточной модели для топливной магистрали $d = 20$ мм и $L = 500d$ изображен на рисунке 3.20.

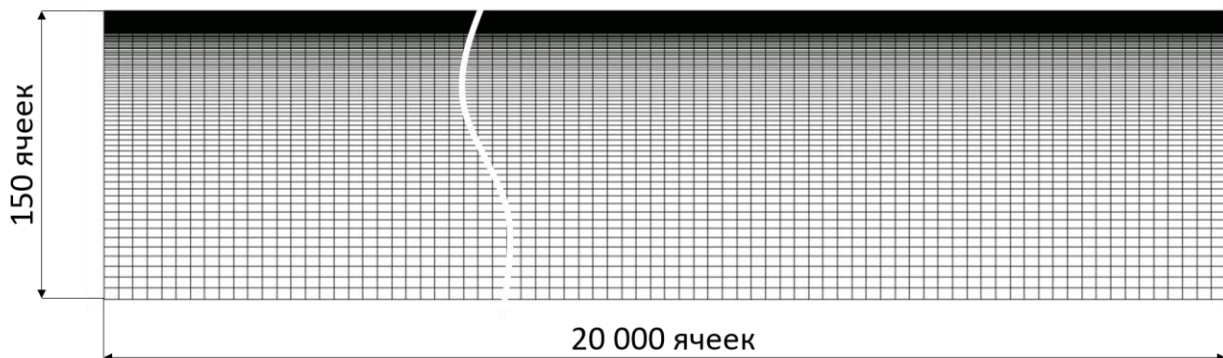


Рисунок 3.20 – Сеточная модель для расчета нестационарных процессов (нижняя граница сетки – ось трубы, верхняя – ее стенка)

Проведенные расчеты на сходимость сеточной модели (рисунок 3.21) показали, что при использовании модели турбулентности SST $k - \omega$ значения y^+ при экстремуме функции Λ_{\max} должны быть меньше 1. Увеличение значений y^+ больше 1 приводит значения нестационарного коэффициента сопротивления трения ξ^r к его квазистационарному аналогу ξ_{kc} . Так как

скачкообразный рост нестационарных величин происходит в начале нестационарного процесса ($\tau = 0 \dots 0,4$ с), то необходимо придерживаться $y^+ < 1$ на данном временном интервале, чтобы корректно выявить пики нестационарных величин.

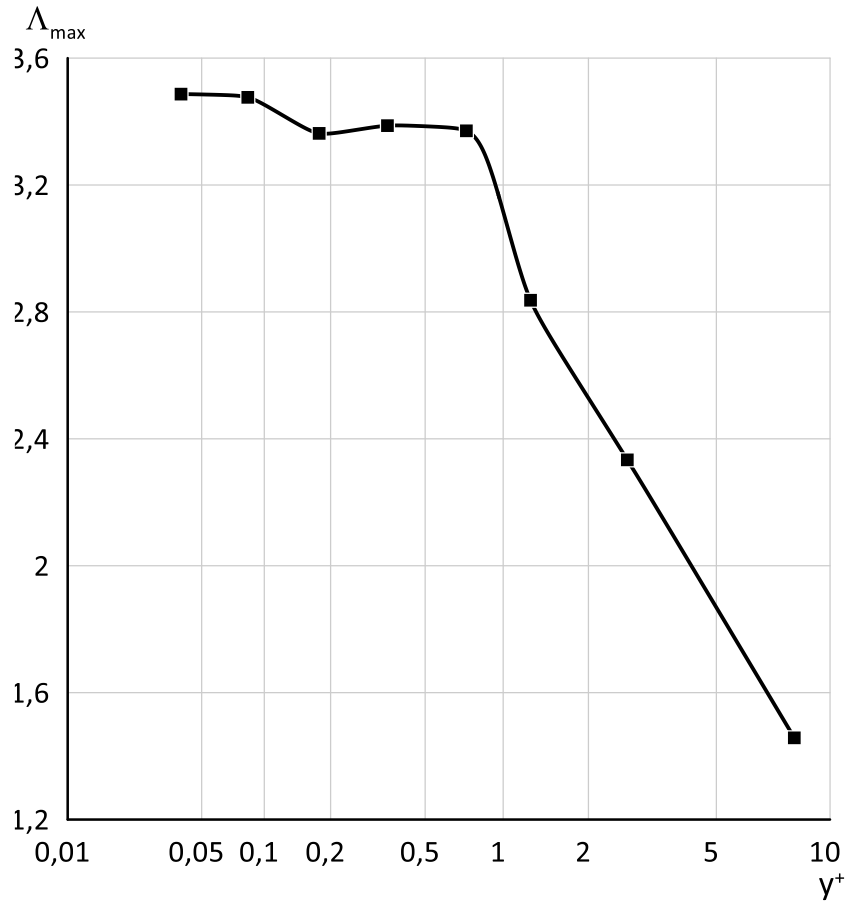


Рисунок 3.21 – Зависимость экстремума относительного коэффициента сопротивления трения от соответствующего ему значению y^+ при ускорении потока в топливной магистрали $d = 59$ мм, $L = 65d$; $T_w/T_f = 1$, $P_{BX} = 0,37$ МПа,

$$\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0,0275 \text{ кг/с}^2$$

ГЛАВА 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА МЕТАНОВОЙ ТОПЛИВНОЙ СИСТЕМЫ

В данной главе представлены результаты исследования метановой топливной системы.

Для корректного учета гидродинамической неустойчивости в переходных режимах полета необходимо иметь представление в каком тепло-гидравлическом состоянии находится метановая топливная система в данных режимах. Заранее вычисленные необходимые параметры топливной системы используются в качестве граничных условий при расчете уже нестационарных процессов в метановых топливных магистралях.

Ниже представлены результаты исследования основных агрегатов метановой топливной системы, представленных на рисунке 3.3.

4.1. Результаты исследования теплового состояния топливных баков различных конфигураций

Для упрощения в качестве профиля полета возьмем профиль, участки которого представлены на рисунке 4.1.



Рисунок 4.1 – Участки профиля полетного цикла

На рисунке 4.1:

Участок I: стоянка перед полетом – в течении 30 мин., массовый расход жидкого топлива $\sim 0,00$ кг/с;

Участок II: набор высоты до 10 км – в течении 20 мин., массовый расход жидкого топлива $-0,80$ кг/с;

Участок III: крейсерский полет на высоте 10 км – в течении 360 мин, массовый расход жидкого топлива -0,52 кг/с;

Участок IV: снижение – в течении 20 мин., массовый расход жидкого топлива -0,20 кг/с;

Участок V: стоянка после посадки – в течении 30 мин., массовый расход жидкого топлива -0,00 кг/с.

Изучим как форма топливного бака может повлиять на величину давления и температуры в ней при одних и тех же внутриполостных объемах для корректного исследования.

Отношение внутриполостной площади S к внутреннему объему бака V для всех рассматриваемых топливных баков (см. рисунок 3.10) представлено на диаграмме (рисунок 4.2).

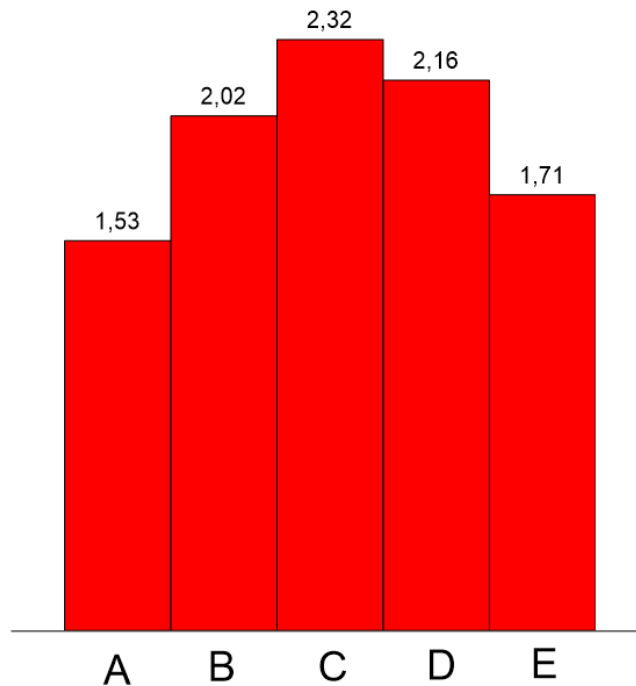


Рисунок 4.2 – Отношение площади к объему для различных баков: А – сферический бак, В – цилиндр с полусферическими торцами, С – бак в форме параллелепипеда, D – цилиндр с плоскими торцами, E – гибридный бак

Оценим теперь изменение тепловых поток для различных топливных баков (рисунок 4.3).

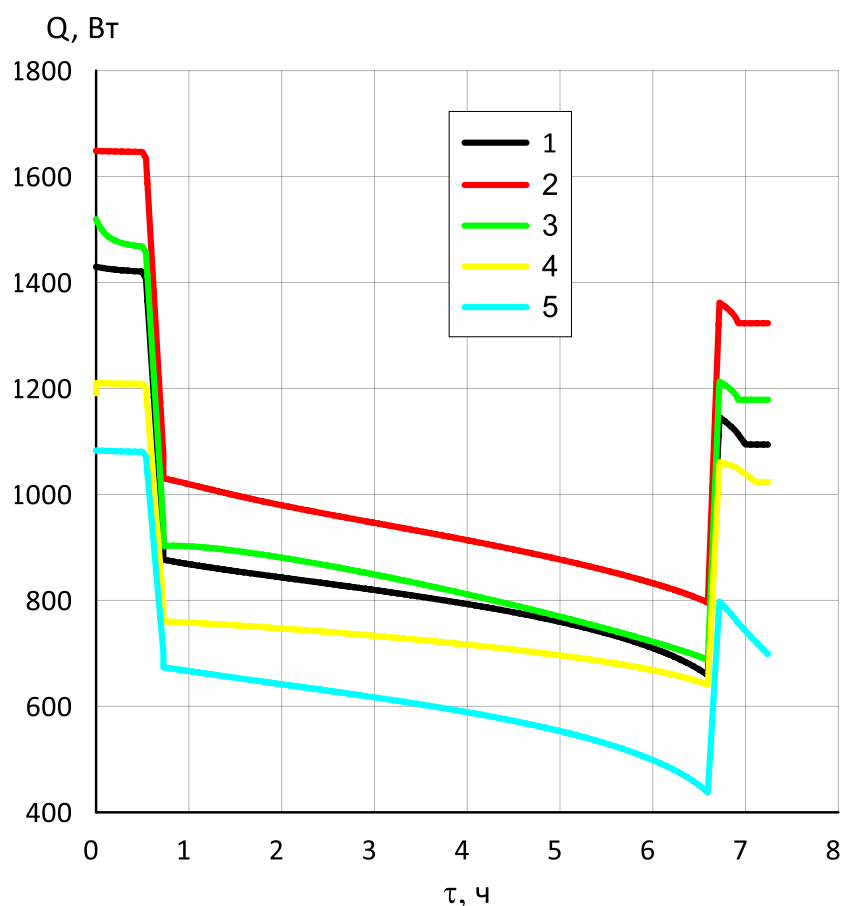


Рисунок 4.3 – Изменение внешних теплопритоков к метану в баке во время полета: 1 – цилиндр с полусферическими торцевыми поверхностями, 2 – цилиндр с плоскими торцами, 3 – бак в форме параллелепипеда, 4 – бак гибридный, 5 – сферический бак

Таким образом, исследовав различные конфигурации топливных баков, можно сказать, что минимальный нагрев топлива в баке обеспечивает бак в форме сферы (рисунок 4.4).

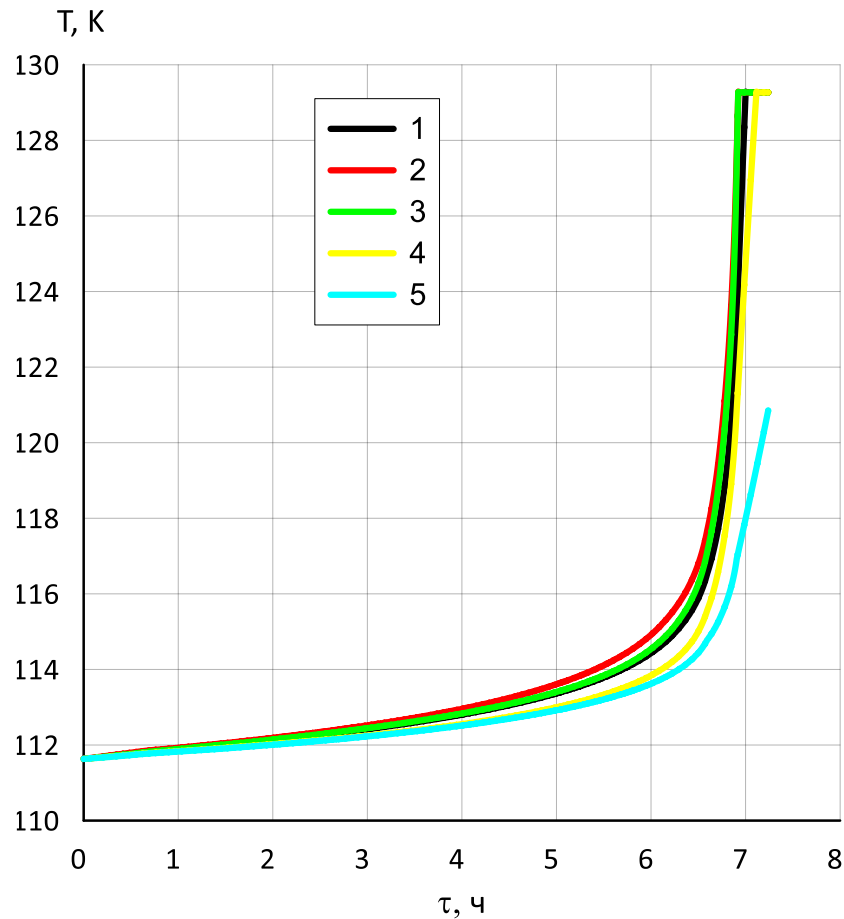


Рисунок 4.4 – Изменение температуры жидкого топлива в баке по времени полета: 1 – цилиндр с полусферическими торцевыми поверхностями, 2 – цилиндр с плоскими торцами, 3 – бак в форме параллелепипеда, 4 – бак гибридный, 5 – сферический бак

Основываясь на зависимости (3.3.30), оценим давление на входе в подкачивающий насос $P^*_{вх_{ПН}}$ (рисунок 4.5).

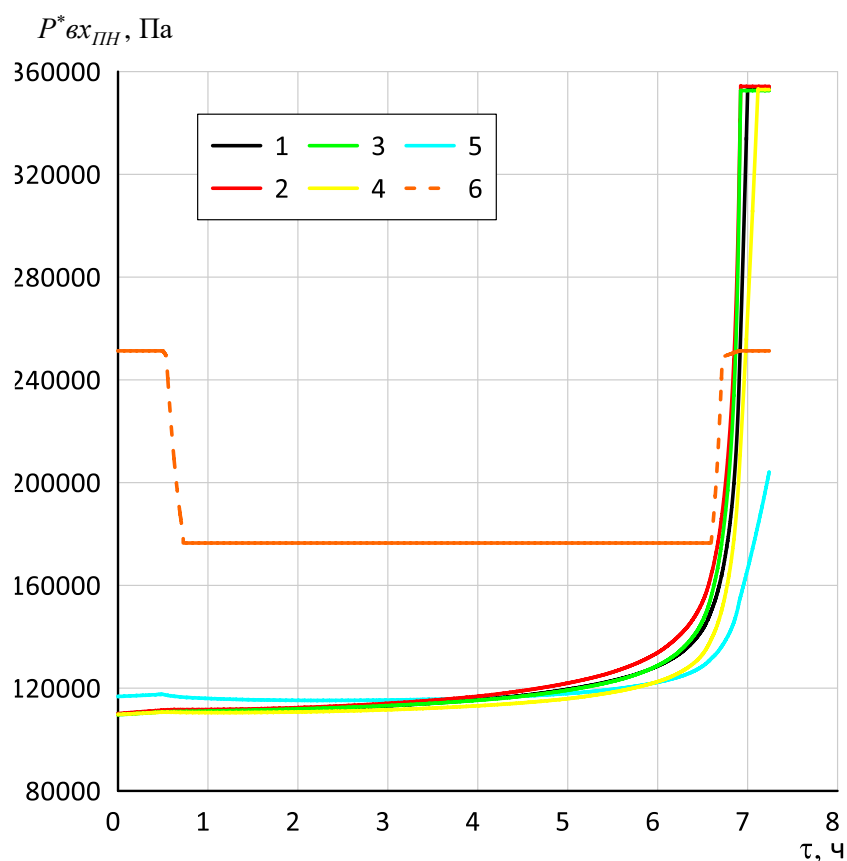


Рисунок 4.5 – Изменение величины давления на входе в подкачивающий насос по времени полета: 1 – цилиндр с полусферическими торцевыми поверхностями, 2 – цилиндр с плоскими торцами, 3 – бак в форме параллелепипеда, 4 – бак гибридный, 5 – сферический бак, 6 – допустимый перепад давлений

Из представленных выше результатов исследований различных топливных баков видно, что с точки зрения уменьшения теплопритоков к жидкому топливу, наиболее оптимальным выбором является бак в форме сферы. Однако, топливный бак в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями позволяет наиболее рационально использовать габариты данного бака для размещения топлива на борту самолета.

Учитывая, что наиболее выгодным вариантом для размещения топлива на борту ЛА является бак в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями, исследуем данный бак более подробно.

4.2. Результаты исследования теплового состояния метанового топливного бака в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями совместного с топливными магистралями

В первую очередь рассмотрим изменение тепловых потоков (рисунок 4.6) по профилю полета (см. рисунок 3.4) ЛА.

Основные габаритно-массовые характеристики топливного бака и топливных магистралей приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Масса-габаритные характеристики топливного бака в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями и топливной магистрали круглого сечения

п/п	Наименование параметра	Значение
Метановый топливный бак		
1	приведенная длина	7,35 м
2	диаметр	2,14 м
3	толщина стенки	0,03 м
4	толщина теплоизоляции	0,065 м
5	начальная температура метана	111,7 К
6	начальное давление метана	101325 Па
7	материал стенки	АМГ-6
8	материал теплоизоляции	ППУ-17Н
Топливные магистрали		
9	материал стенки	АМГ-6
10	материал теплоизоляции	ППУ-17Н

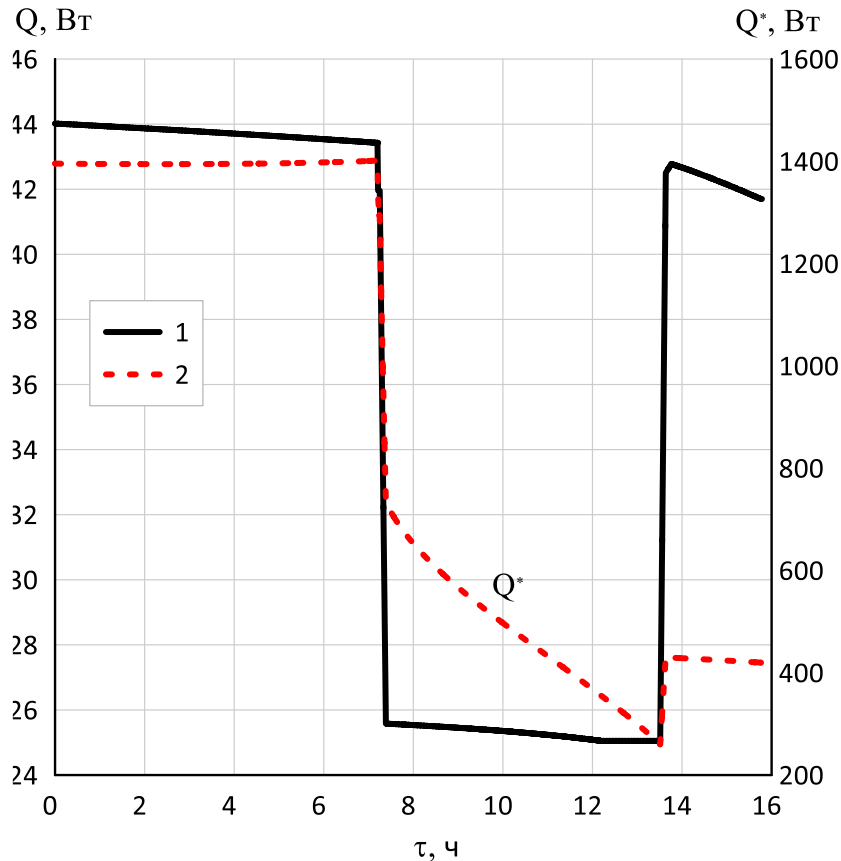


Рис. 4.6 – Изменение тепловых потоков через теплоизоляцию и стенку: 1 – топливной магистрали; 2 – топливного бака

На рисунке видно, что максимальные тепловые потоки имеют место при стоянках ЛА.

Далее, зная, как меняются тепловые потоки по профилю полета, рассмотрим изменение величины давления в топливном баке по профилю полета (рисунок 4.7). Под допустимым давлением будем понимать то давлением, которое обеспечивает безопасную эксплуатацию топливного бака. Под перепадом давлений подразумевается разница между давлением газа в надтопливной области и давлением околобаковой среды. Полагается, что перепад давлений не должен превышать уровень допустимого перепада давлений из-за наличия в топливном баке ПК.

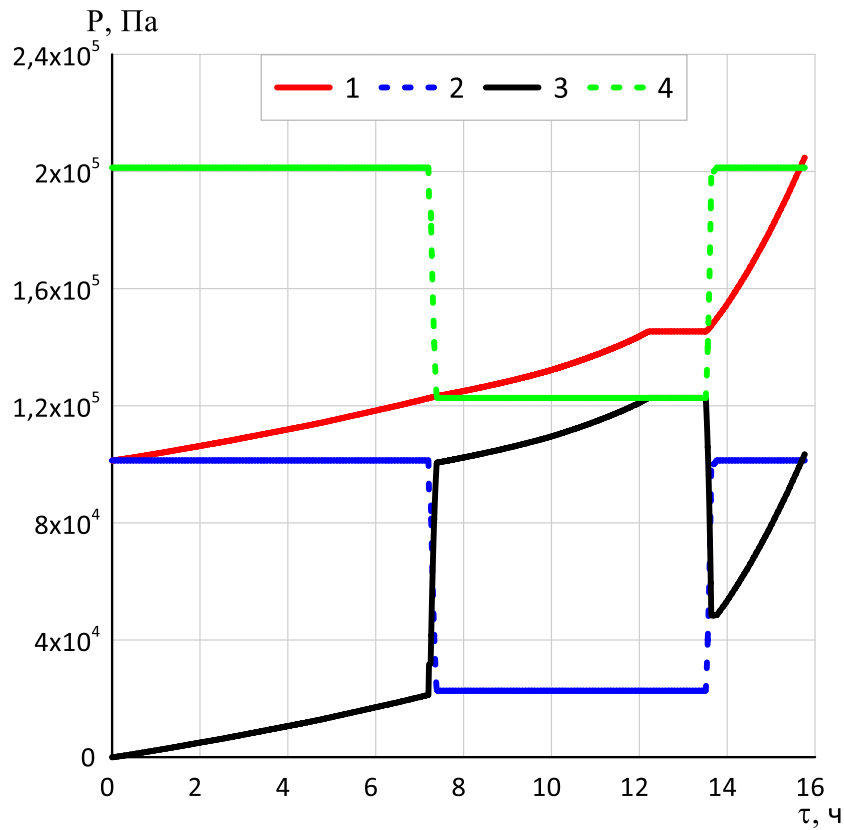


Рисунок 4.7 – Изменение величины давления в метановом топливном баке: 1 – жидкого топлива; 2 – атмосферное на высоте полета; 3 – перепад давлений; 4 – допустимый перепад давлений в баке

Из представленных результатов видно, что в конце крейсерского полета срабатывает ПК, вследствие чего происходит «сравливание» давления в баке до уровня допустимого.

Изменения температурного состояния бака и топливных магистралей по профилю полета представлены на рисунке 4.8.

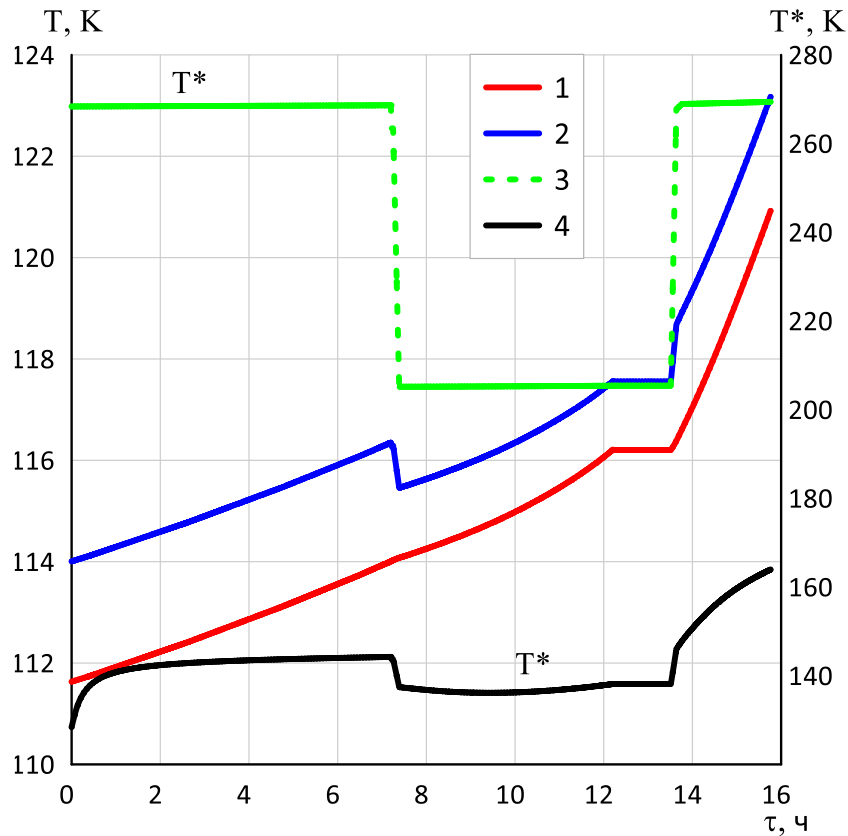


Рисунок 4.8 – Изменение температурного состояния метанового топливного бака и топливных магистралей: 1 – жидкого топлива в баке; 2 – внутренней стенки топливной магистрали; 3 – наружной стенки (теплоизоляция) топливной магистрали; 4 – газа в надтопливной области бака

Видно, что в конце крейсерского полета при срабатывании ПК так же, как и величины давления в баке, температуры жидкого метана в топливных магистралях выходят на постоянные значения.

4.3. Результаты исследования параметров подкачивающего насоса, расположенного в расходном отсеке бака в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями

Исследование параметров в данной главе проводилось по профилю полета, представленном на рисунке 4.1.

Во время работы в системе питания насос может функционировать в режимах, которые отличаются от расчётных по расходу, напору, угловой скорости и давлению на входе. Поэтому уже на этапе проектирования насоса необходимо определить возможные режимы его работы (расчётный режим). Для этого нужно знать энергетические характеристики насоса, которые показывают зависимость напора и мощности от расхода и давления на входе в насос.

Расходно-напорная характеристика показана на рисунке 4.9.

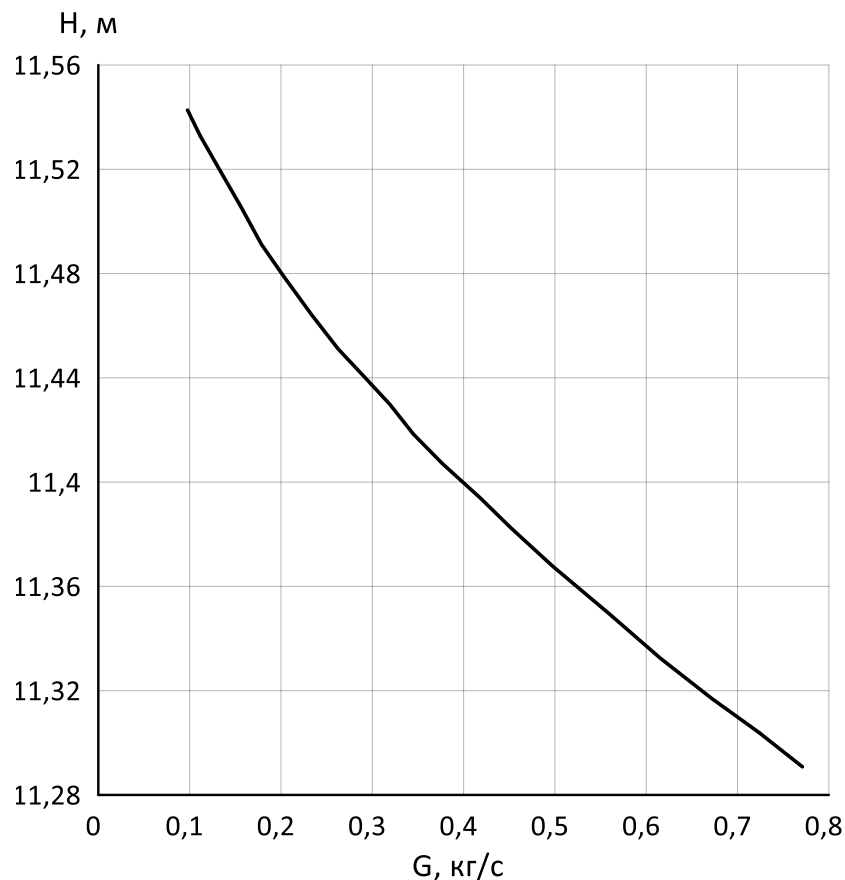


Рисунок 4.9 – Зависимость напора подкачивающего насоса от массового расхода топлива

Давление, обеспечивающее безкавитационную работу ПН показано на рисунке 4.10.

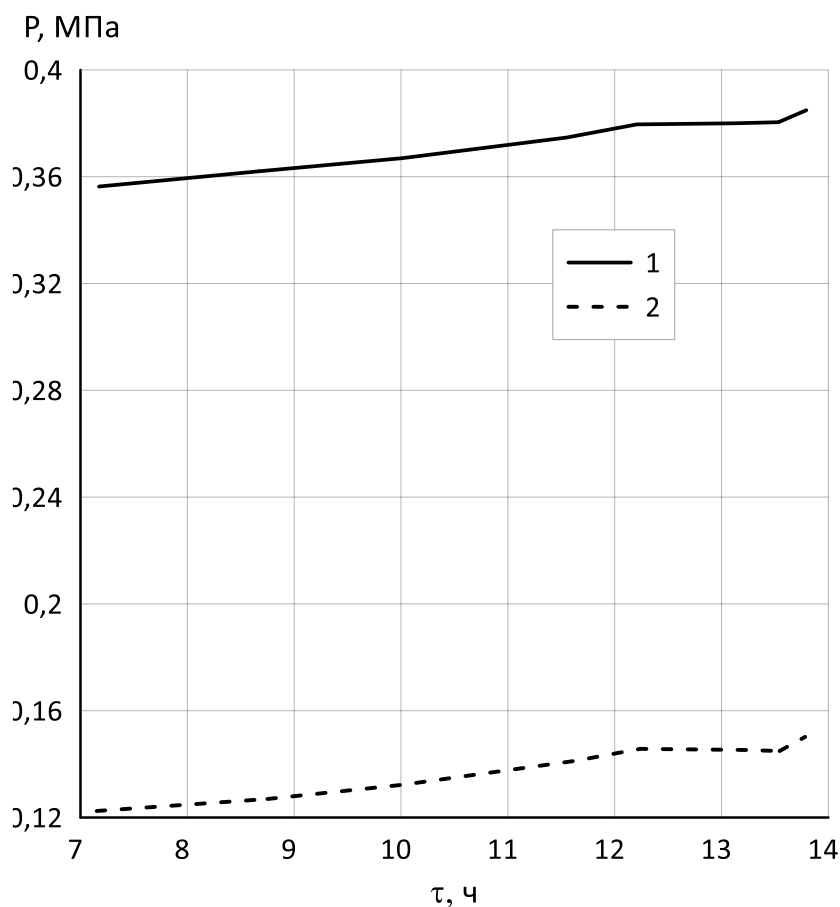


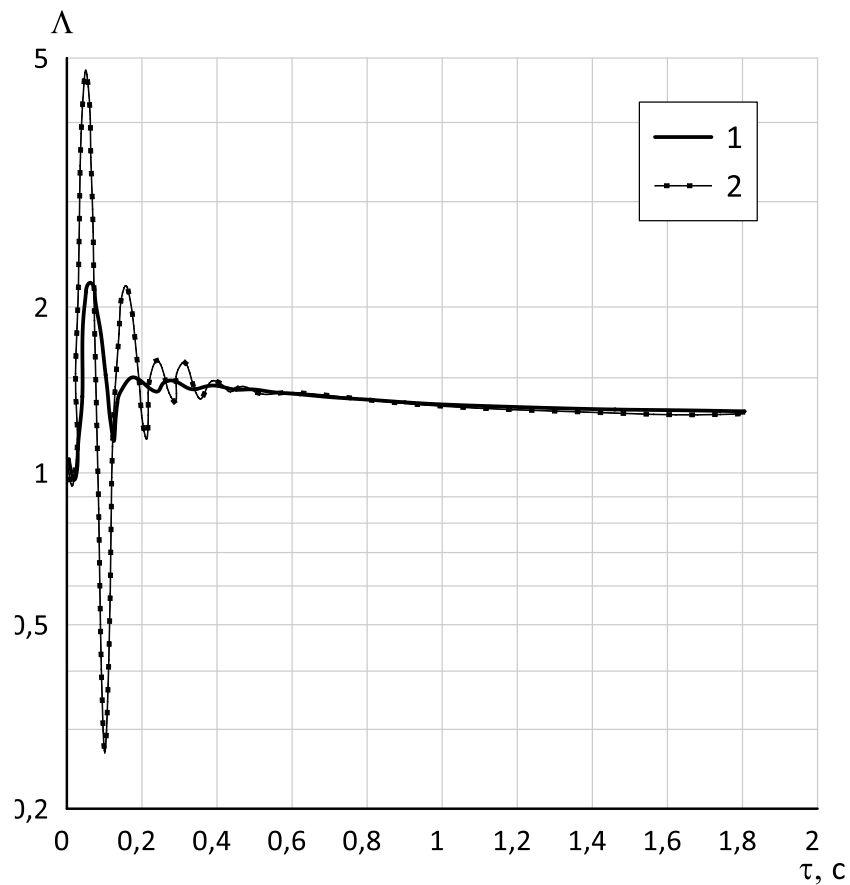
Рисунок 4.10 – Изменение величины давления, обеспечивающую безкавитационную работу подкачивающего насоса по циклу полета: 1 – давление на выходе из подкачивающего насоса, 2 – давление в топливном баке

4.4. Результаты исследования нестационарных процессов в топливных магистралях

Предварительный расчет основных агрегатов топливной системы позволят корректно задавать ГУ для расчета нестационарных процессов в топливных магистралях на критичных участках полетного цикла, т. е. на участках с максимальным изменением темпа расхода топлива. Как было отмечено в гл. 3.4.2 в качестве входных ГУ задаются результаты расчетов, произведенные в гл. 4.2 и 4.3.

В работе [33] отмечалось, что переходные процессы представляют собой периодически затухающие колебания. Данный эффект можно обнаружить также при расчете на жидком метане (рисунок 4.11, а). Однако, вследствие высоких вычислительных затрат для выявления такого рода колебаний в дальнейших расчетах будет использовать относительно увеличенный шаг по времени, что не будет отражаться на конечных результатах (рисунок 4.11, б).

а)



б)

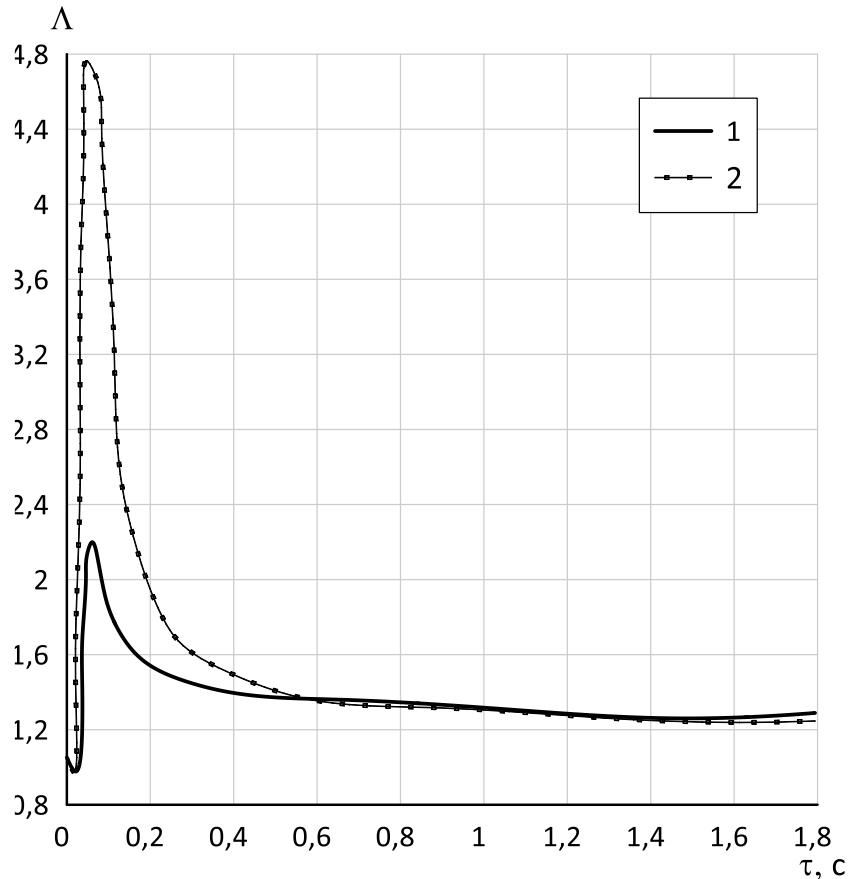


Рисунок 4.11 – Относительный коэффициент сопротивления трения при ускорении потока в топливной магистрали $d = 59$ мм, $L=65d$; $P_{BX}=0.37$ МПа, $T_w/T_f = 1.18$: (а) – уменьшенный шаг по времени, (б) – увеличенный шаг по времени; 1 – $Re_f = 4.6 \times 10^5 \dots 5.53 \times 10^6$, $\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0, 550247$ кг/с² ; 2 – $Re_f = 2.3 \times$

$$10^5 \dots 2.77 \times 10^6, \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0. 275 \text{ кг/с}^2$$

Исследования, проведенные авторами [34] показывают, что, чем выше значения чисел Рейнольдса, тем слабее проявляются эффекты, связанные с гидродинамической нестационарностью потока. Для жидкого метана присущ такой же характер изменения рассматриваемых характеристик потока (рисунок 4.12). Видно, что максимальное значение Λ соответствует наименьшим значениям чисел Рейнольдса. После прохождения максимума вначале нестационарного процесса значения нестационарного коэффициента сопротивления трения ξ_τ возвращаются к стационарным значениям $\xi_{КС}$.

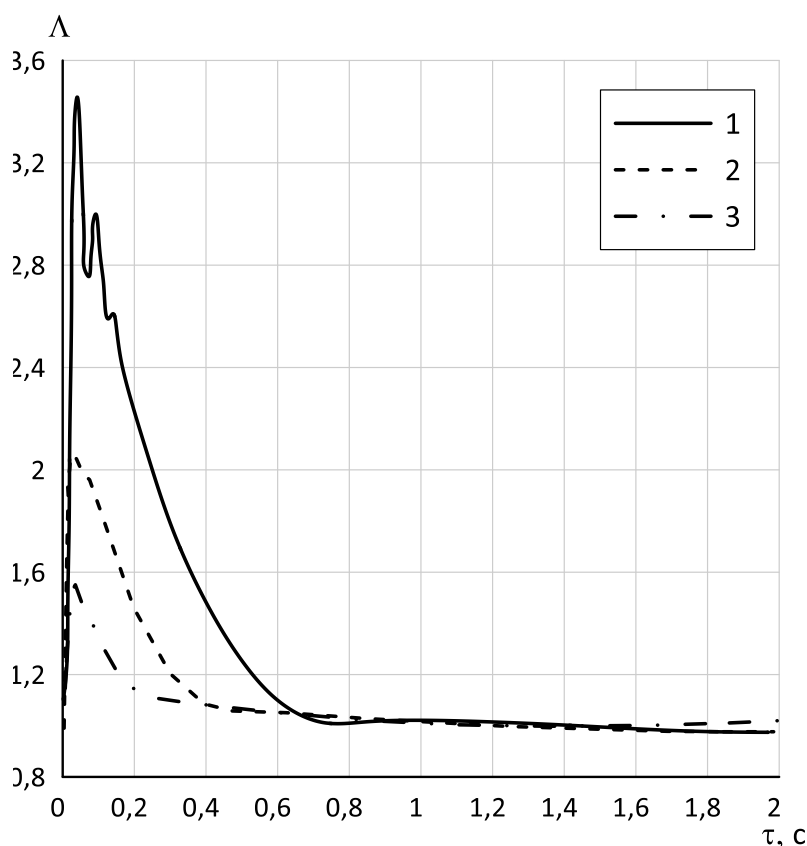


Рисунок 4.12 – Относительный коэффициент сопротивления трения при ускорении потока в топливной магистрали $d = 59$ мм, $L=65d$; $T_w/T_f = 1.18$, P_{BX}

$$= 0.37 \text{ МПа}, \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.275 \text{ кг/с}^2: 1 - Re_f = 1.1 \times 10^4 \dots 1.3 \times 10^5, 2 - Re_f = 2.2 \times$$

$$10^4 \dots 2.6 \times 10^5, 3 - Re_f = 4.4 \times 10^4 \dots 5.2 \times 10^5$$

Однако, время успокоения нестационарных значений для сопротивления и теплоотдачи отличаются друг от друга (рисунок 4.13). Связано это с тем, что уровень турбулентности не соответствует значениям числа Рейнольдса в каждый момент времени нестационарного процесса, т. к. турбулентность не успевает изменяться при значительных темпах изменения расхода жидкости [10], чем и объясняются рассмотренные в гл. 2.2 случаи увеличения критического числа Рейнольдса при ускорении потока. Так как в отличие от сопротивления трения, на теплоотдачу существенное влияние оказывает конвективный перенос тепла, то перестройка поля температуры запаздывает по сравнению с перестройкой поля скорости. Из-за наличия тепловой инерции у стенок топливной магистрали ее температура в отличие от температуры

жидкости сохраняется определенное время. Таким образом, из-за разных тепловых инерций стенки и жидкости теплоотдача не успевает выходить на квазистационарные значения на рассматриваемом временном отрезке.

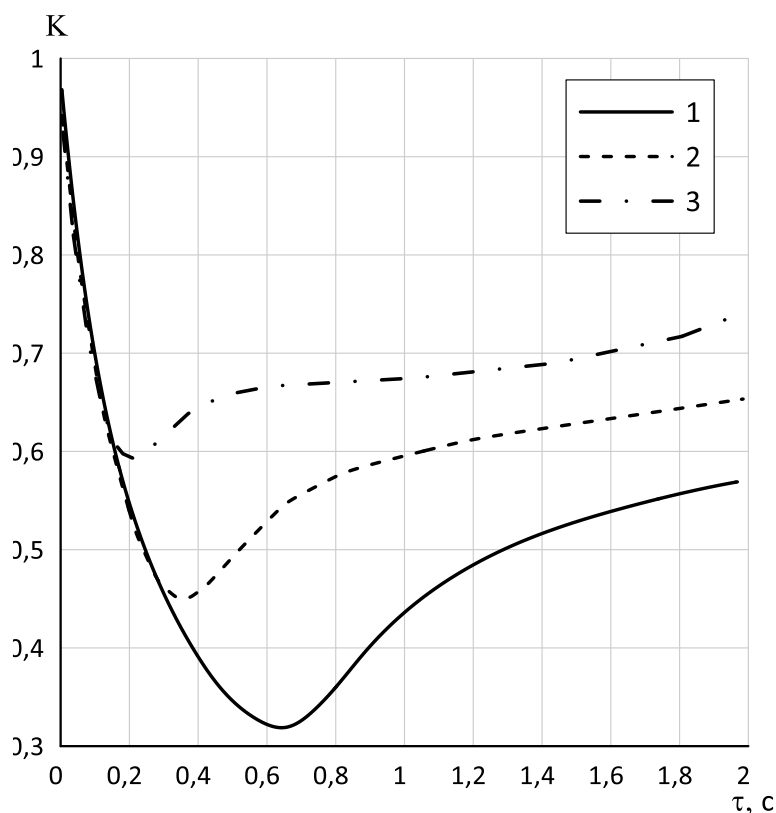


Рисунок 4.13 – Относительный коэффициент теплоотдачи при ускорении потока в топливной магистрали $d = 59$ мм, $L=65d$; $T_w/T_f = 1.18$, $P_{BX} = 0.37$

МПа, $\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.275$ кг/с² : 1 – $Re_f = 1.1 \times 10^4 \dots 1.3 \times 10^5$, 2 – $Re_f = 2.2 \times 10^4 \dots$

2.6×10^5 , 3 – $Re_f = 4.4 \times 10^4 \dots 5.2 \times 10^5$

Результаты исследований, проведенные в гл. 4.1 показали, что конфигурация топливного бака не будет влиять на значения нестационарных параметров, за исключением бака в форме сферы, который обеспечивает минимальный по сравнению с другими баками нагрев топлива. Вследствие чего, при использовании бака в форме сферы, на входе в топливные магистрали значения давления и температуры жидкого топлива будут отличаться от других вариантов топливных баков, что в конечном итоге повлияет на значения нестационарных величин в топливных магистралях.

Теперь выясним как диаметр канала топливной магистрали может повлиять на значения нестационарных величин (рисунок 4.14).

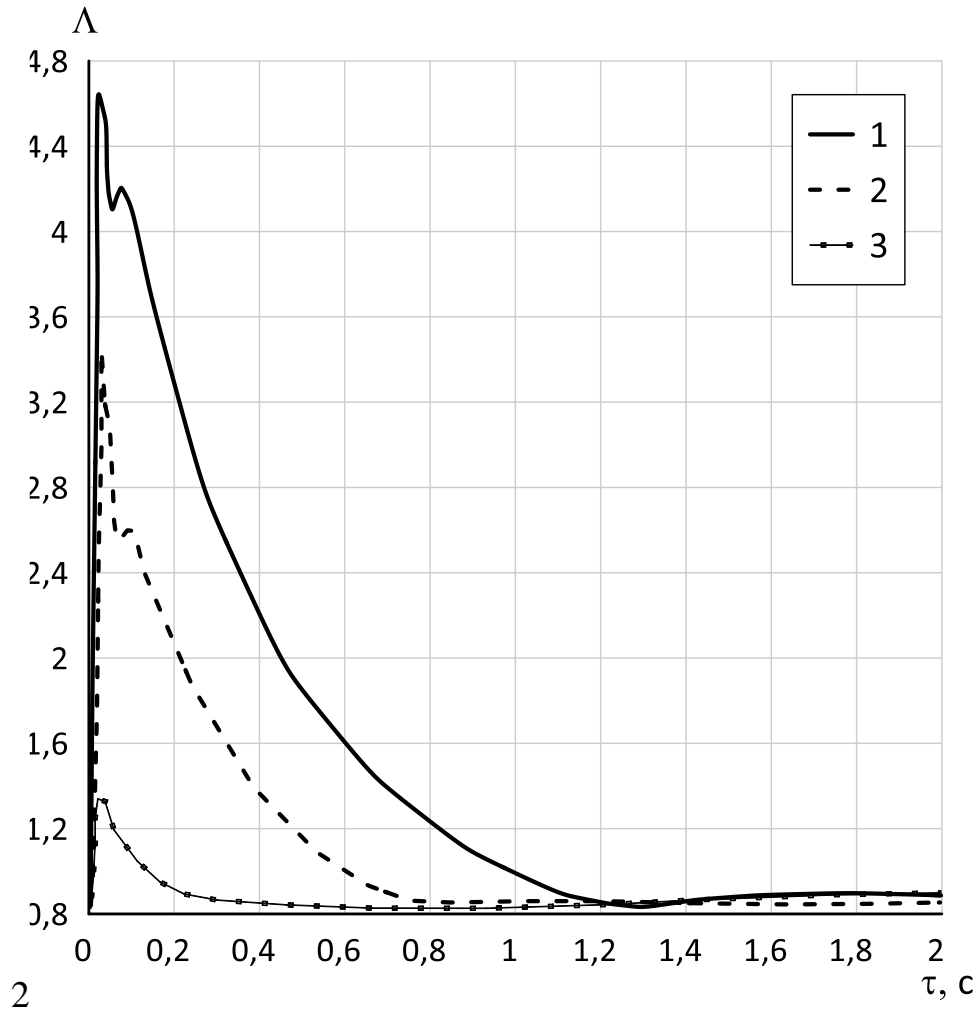


Рисунок 4.14 – Влияние диаметра топливной магистрали на относительный коэффициент сопротивления трения при ускорении потока; $L=3.835$ м, $T_f=116$ К, $P_{BX}=0.37$ МПа, $\frac{d\bar{G}}{d\tau}=0.275$ кг/с²: 1 – 79 мм ($Re_f=4.1 \times 10^3 \dots 5.0 \times 10^4$), 2 – 59 мм ($Re_f=5.5 \times 10^3 \dots 6.39 \times 10^4$), 3 – 29 мм ($Re_f=1.13 \times 10^4 \dots 1.3 \times 10^5$)

Увеличение диаметра топливной магистрали приводит к возрастанию значения Λ . Объясняется это тем, что увеличение диаметра топливной магистрали при прочих равных условиях приводит к уменьшению значений чисел Рейнольдса.

При подборе диаметра топливной магистрали необходимо понимать, что с увеличением диаметра канала снижаются потери давления на трения $\Delta P_{тр}$, уменьшается потребляемая мощность ПН $N_{ПРИВ}$, вследствие чего снижается тепловой поток в области D топливного бака $q_{ПН}$ (см. рисунок 3.6). Однако, увеличение диаметра канала невыгодно с точки зрения масса-габаритных характеристик ЛА. Кроме того, увеличение диаметра канала приводит к наибольшим изменениям нестационарных величин Λ и K . Поэтому правильный подбор диаметра топливной магистрали является одной из ключевых задач при проектировании топливной системы (рисунок 4.15).

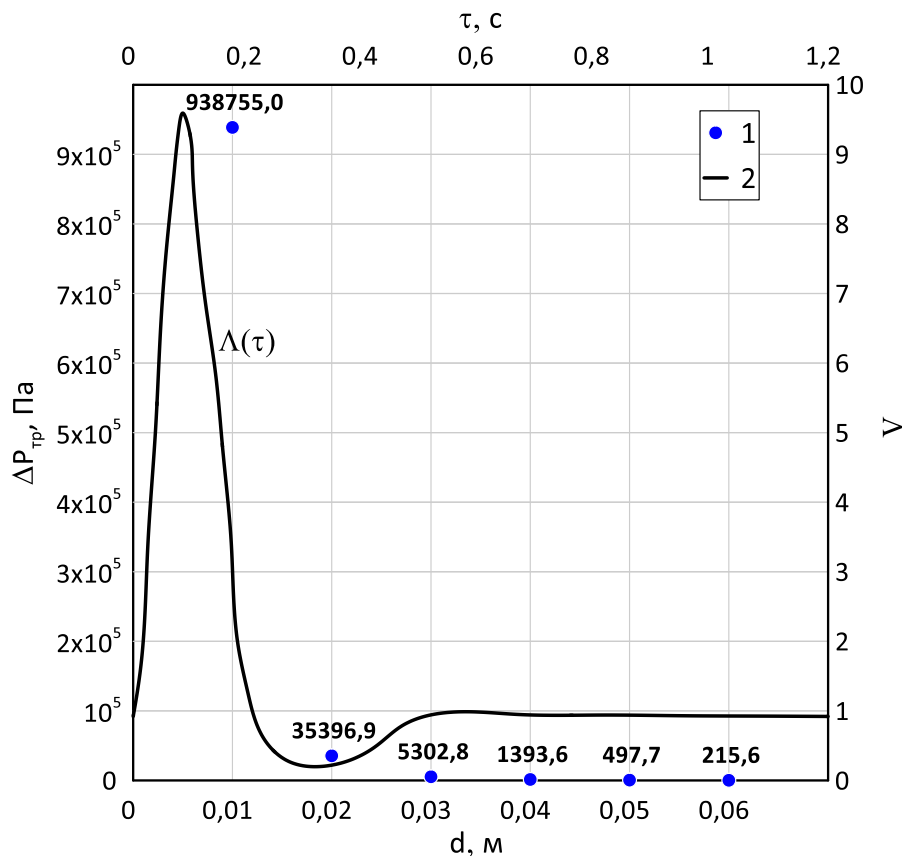


Рисунок 4.15 – Изменение сопротивления трения; $T_f = 116$ К, $P_{BX} = 0.37$ МПа,

$L = 10$ м: 1 – изменение коэффициента гидравлического сопротивления трения при квазистационарном расчете ($G = 0.6$ кг/с) в зависимости от диаметра топливной магистрали; 2 – относительный коэффициент

сопротивления трения при ускорении потока ($\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.509176$ кг/с², $d = 20$ мм)

Видно, что с увеличением диаметра канала потери давления на трения увеличиваются. При этом реальные потери давления при ускорении потока для магистрали $d = 20$ мм отличаются от квазистационарных значений $\Delta P_{mp} = 35396,9$ Па при экстремуме значений Λ практически в 10 раз. Такое существенное падение давления при скачкообразном росте значения Λ приведет к потере устойчивой работы топливной системы.

Установим теперь как темп изменения расхода жидкости влияет на нестационарные параметры течения (рисунках 4.16 и 4.17).

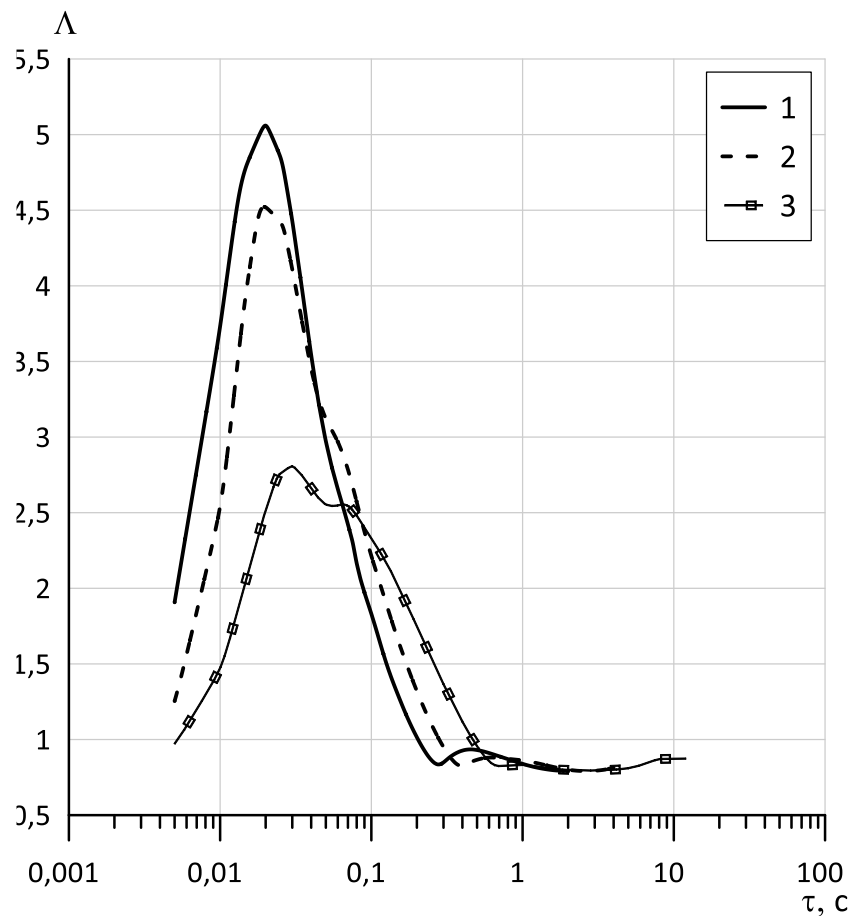


Рисунок 4.16 – Изменение относительного коэффициента сопротивления трения в зависимости от темпа ускорения потока; $T_w/T_f = 1.8$, $P_{BX} = 0.37$ МПа,

$$d = 59 \text{ мм}, L = 3.835 \text{ м}: 1 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.2546 \text{ кг/с}^2; 2 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.1273 \text{ кг/с}^2; 3 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} =$$

$$0.0424 \text{ кг/с}^2$$

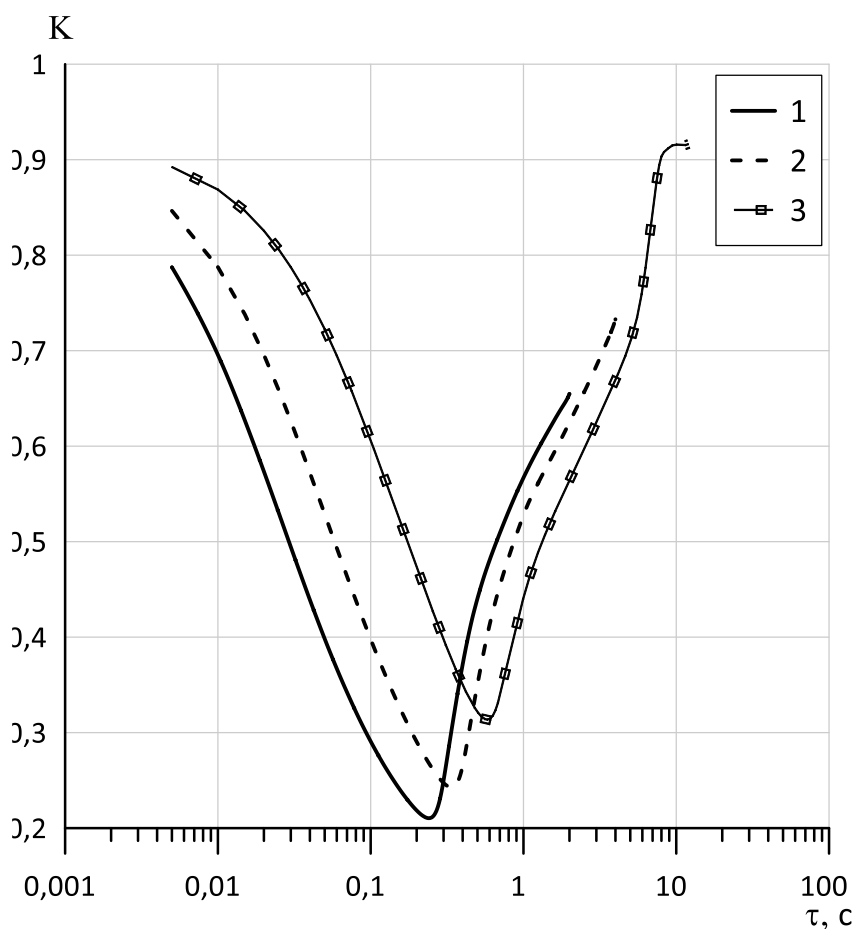


Рисунок 4.17 – Изменение относительного коэффициента теплоотдачи в зависимости от ускорения потока; $T_w/T_f = 1.8$, $P_{BX} = 0.37$ МПа, $d = 59$ мм, $L =$

$$3.835 \text{ м: } 1 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.2546 \text{ кг/с}^2; 2 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.1273 \text{ кг/с}^2; 3 - \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.0424 \text{ кг/с}^2$$

По результатам расчета метановой топливной системы при различных режимах работы и диаметров топливной магистрали, можно получить аппроксимационную зависимость для относительного коэффициента сопротивления трения Λ . Используя статический подход, был получен аппроксимационный полином для графика функции Λ (рисунок 4.18):

$$\Lambda = \frac{\left[a + bx + c \ln z + d (\ln z)^2 \right]}{\left[1 + ex + f \ln z + g (\ln z)^2 \right]}, \quad (4.4.1)$$

где $a=2.3147926$, $b = -0.00022239719$, $c = -0.47994197$, $d = 0.025274826$, $e = -0.00013180057$, $f = -0.22689097$, $g = 0.01312809$, x – диаметр топливной магистрали в мм, z – число Рейнольдса.

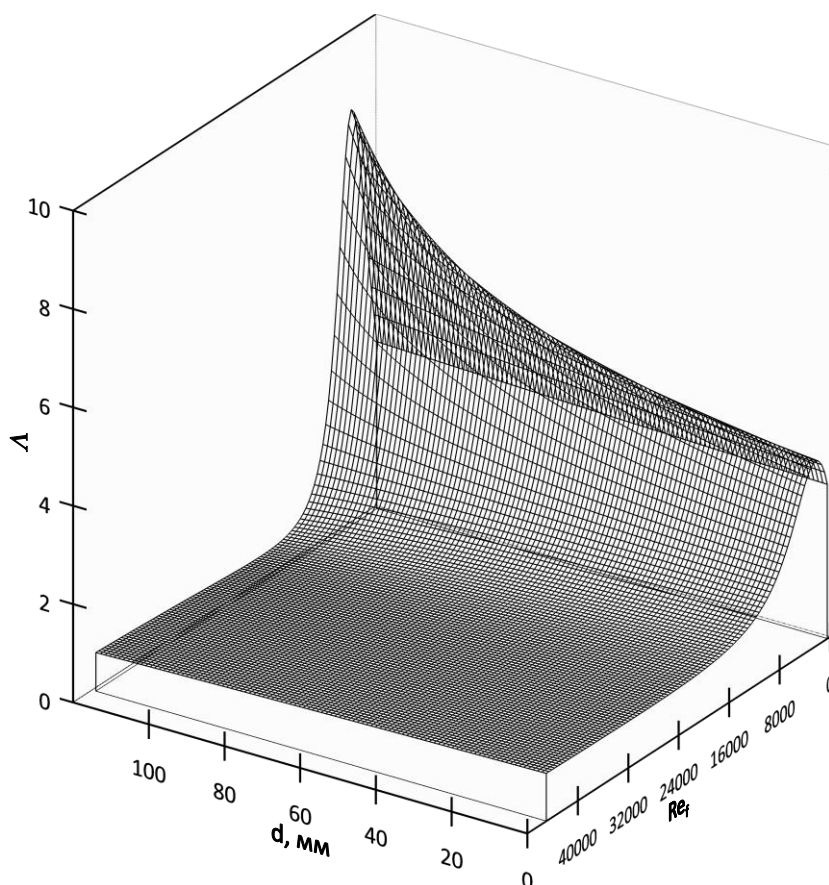


Рисунок 4.18 – Относительный коэффициент сопротивления трения в зависимости от диаметра топливной магистрали и числа Рейнольдса; $T_f = 116$

$$K, P_{BX} = 0.37 \text{ МПа}, \frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.275 \text{ кг/с}^2$$

Зная распределение функции Λ по диаметру канала и числу Рейнольдса, можно использовать для практических целей, таких как расчет параметра NPSHa (Net Positive Suction Head) – который представляет собой надкавитационный напор системы с насосом. Например, при случаях прямых

гладких труб, полученная формула (4.4.1), может быть использована следующим образом для расчета значений $NPSHa$ на входе в ТНА:

$$\Delta P_{mp} = \Lambda \frac{l}{d_z} \frac{\rho \bar{\omega}^2}{2}; \quad (4.4.2)$$

$$\Delta P = \sum \Delta P_{mp} + \sum \Delta P_m + \sum \Delta P_{уск} + \sum \Delta P_c; \quad (4.4.3)$$

$$P_{вхТНА}^* = P_{выхПН}^* - \Delta P; \quad (4.4.4)$$

$$NPSHa = \frac{P_{вхТНА}^* - P_{н.п.}}{\rho g}, \quad (4.4.5)$$

где $P_{н.п.}$ – давление насыщенных паров метана на входе в ТНА.

Таким образом, используя (4.4.5) можно выявить отличие реального надкавитационного напора от надкавитационного напора, полученного квазистационарным подходом. Для работы ТНА топливных систем на альтернативных видах топлив параметр $NPSHa$ является одной из ключевых. Так, если рассчитанный по квазистационарному подходу значение $NPSHa$ будет существенно отличаться от $NPSHa$, рассчитанному с учетом влияния гидродинамической нестационарности потока, то это может привести к потере к кавитации в магистралях топливной системы и потери устойчивой работы ТНА.

Основной причиной падения давления в трубопроводах являются потери давления на трение. Изменения потери давления на трение за счет влияния гидродинамической нестационарности потока в трубопроводе показаны на рисунках 4.19 – 4.21.

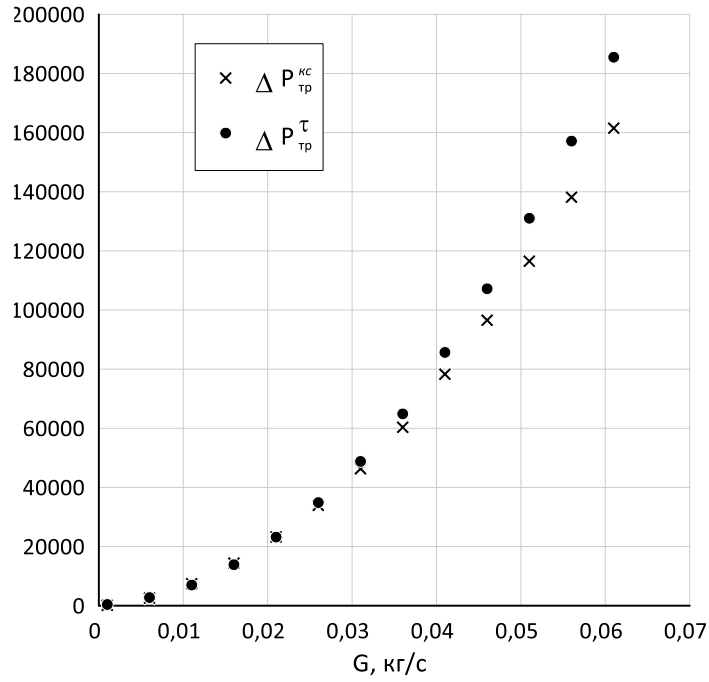


Рисунок 4.19 – Потери давления на трения в зависимости от расхода жидкости в трубопроводе $d = 5$ мм, $L = 3,835$ м: ΔP_{tr}^{τ} – с учетом влияния нестационарности потока; $\Delta P_{tr}^{\kappa c}$ – квазистационарный подход

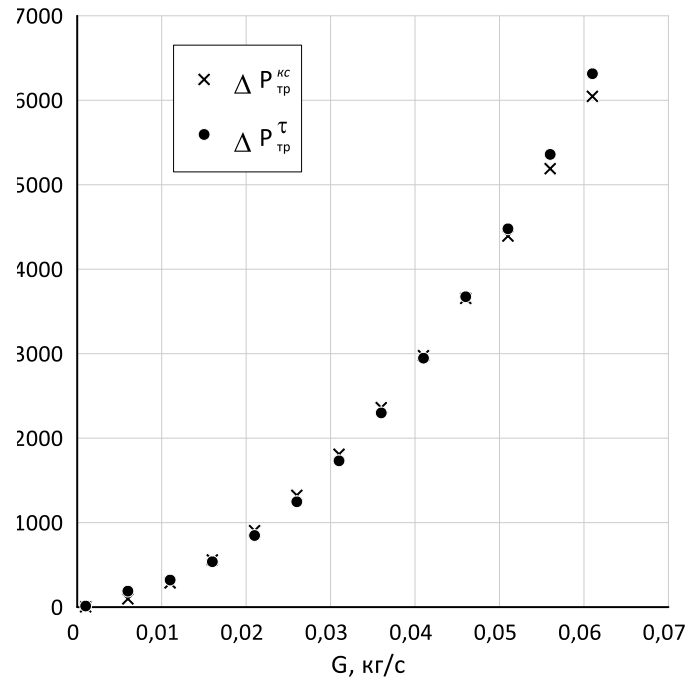


Рисунок 4.20 – Потери давления на трения в зависимости от расхода жидкости в трубопроводе $d = 10$ мм, $L = 3,835$ м: ΔP_{tr}^{τ} – с учетом влияния нестационарности потока; $\Delta P_{tr}^{\kappa c}$ – квазистационарный подход

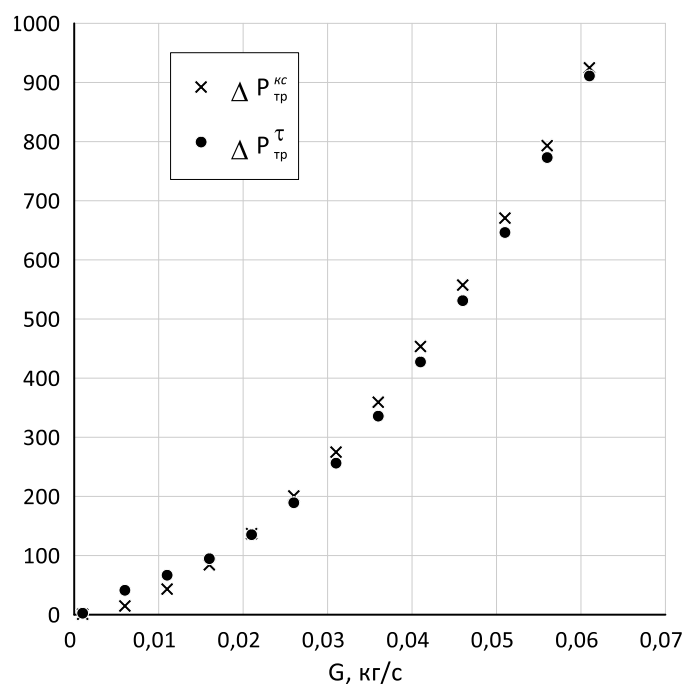


Рисунок 4.21 – Потери давления на трения в зависимости от расхода жидкости в трубопроводе $d = 15$ мм, $L = 3.835$ м: ΔP_{tr}^{τ} – с учетом влияния

нестационарности потока; $\Delta P_{tr}^{\kappa c}$ – квазистационарный подход

Анализ результатов исследования показывает, что с увеличением диаметра магистрали влияние нестационарных эффектов на потери давления на трение падает.

Сравним теперь результаты нестационарных параметров Λ и K топливной системы на жидком метане с другими видами альтернативных топлив (рисунках 4.22 и 4.23).

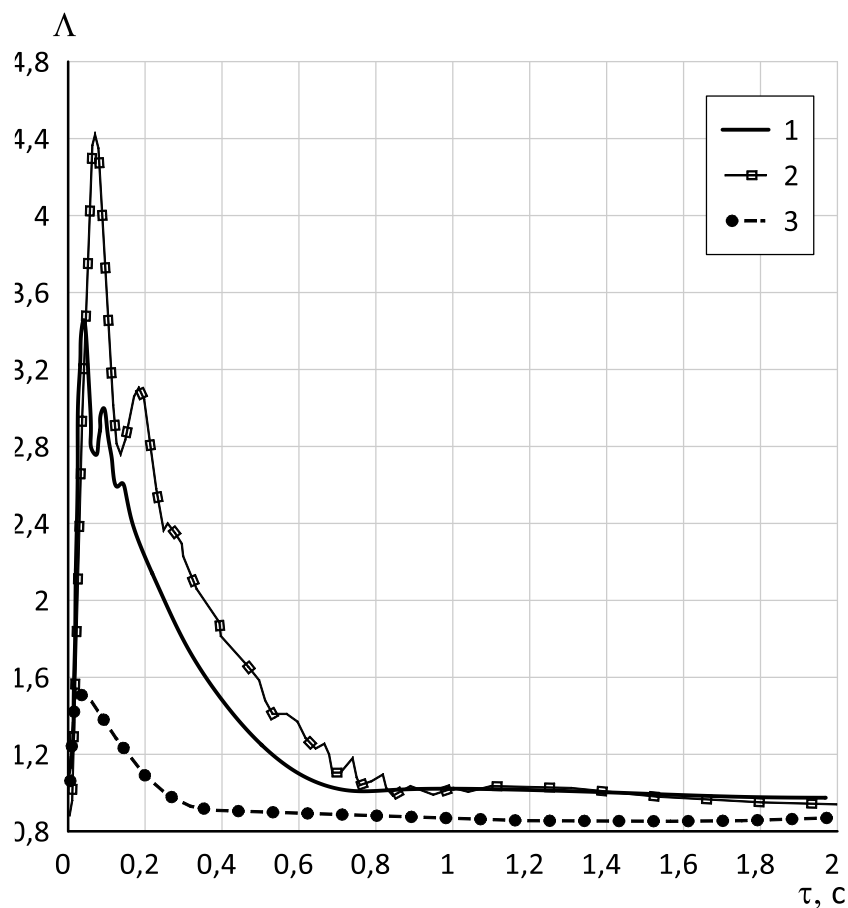


Рисунок 4.22 – Изменение относительного коэффициента сопротивления трения при ускорении потока; $T_w/T_f=1.8$, $P_{BX}=0.37$ МПа, $\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.325$ кг/с², $d = 59$ мм, $L = 3.835$ м: 1 – жидкий метан; 2 – жидкий водород; 3 – жидкий пропан

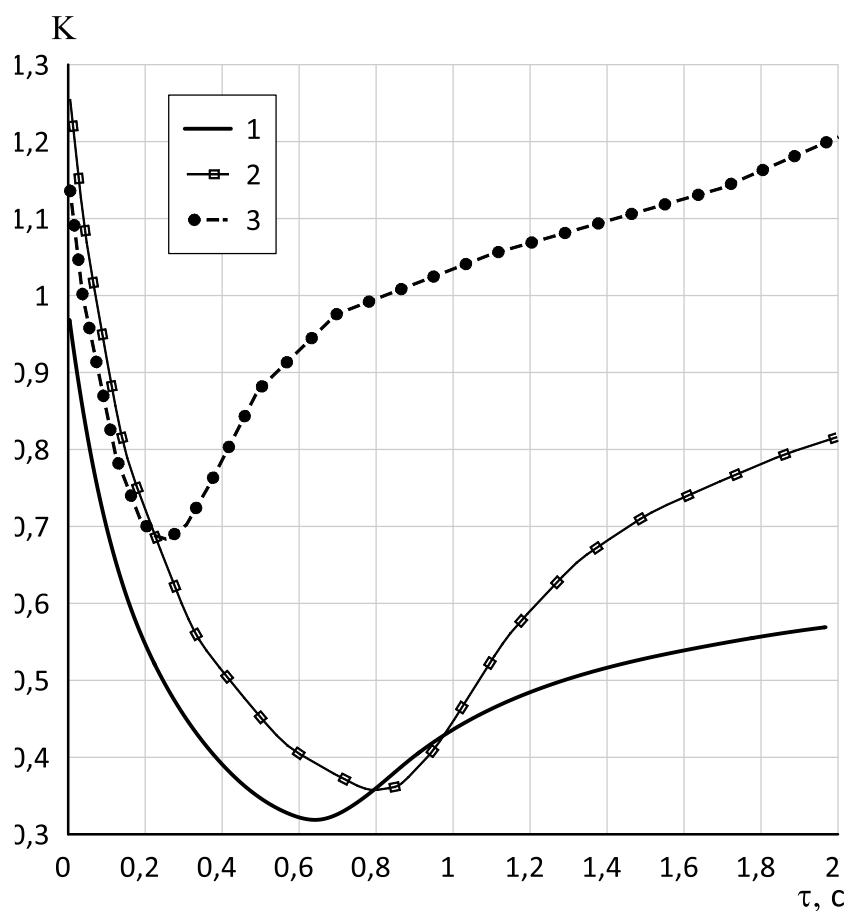


Рисунок 4.23 – Изменение относительного коэффициента теплоотдачи при ускорении потока; $T_w/T_f=1.8$, $P_{BX}=0.37$ МПа, $\frac{d\bar{G}}{d\tau} = 0.325$ кг/с², $d = 59$ мм, $L =$

3.835 м: 1 – жидкий метан; 2 – жидкий водород; 3 – жидкий пропан

Отличия в параметрах Λ и K связано с различными плотностями рассматриваемых жидких топлив (см. таблица 1.1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка современных авиационных двигателей, использующих перспективное топливо метанол, сталкивается с рядом новых задач. Одна из которых связана с особенностью нестационарных процессов в топливных магистралях. Проведенные исследования в настоящей работе, а также различными авторами показали существенное до нескольких раз изменения теплоотдачи и сопротивления трения в гидродинамически нестационарных потоках по сравнению со стационарными условиями. Как при взлете самолета и переходе режима с малого газа на взлетный, так и при посадке и активации реверса тяги, требуется увеличение расхода топлива до 10 раз и более в течение нескольких секунд.

Основным фактором, влияющим на изменение теплоотдачи и сопротивления трения в переходных режимах, когда поток за 1–2 секунды ускоряется в 10–12 раз является изменение ее турбулентной структуры.

Проведенные исследования топливной системы авиационных двигателей на жидком метане показали следующие результаты:

- самые минимальные теплопритоки к метану в баке обеспечивает топливный бак в форме сферы, однако габариты данного бака не позволяют оптимально размещать топливо на борту самолета;

- не учитывая бак в форме сферы, гибридный бак является самым рациональным выбором с точки зрения минимизации массы сброшенного топлива. Однако, наиболее оптимально размещать топливо на борту самолета позволяет бак в форме цилиндра с полусферическими торцевыми поверхностями. Именно данный бак использовался для дальнейшего расчета нестационарных процессов в топливных магистралях;

- расчет нестационарных процессов при значительном изменении темпа расхода жидкости (10–12 раз) по квазистационарным (стационарным) зависимостям приводит к существенной до 10 раз неточности в расчете гидродинамики и теплоотдачи;

–при малых числах Рейнольдса в диапазоне (до 16 000) в топливных магистралях нестационарные эффекты более явно выражены;

–нестационарные процессы в топливных магистралях при ускорении потока представляют собой затухающие колебания, которые можно отследить при расчете с шагом по времени менее $1e-04$;

–установлено, что при ускорении потока относительный коэффициент теплоотдачи падает, а относительный коэффициент сопротивления трения – возрастает; при этом исследования на воздухе показали, рост и коэффициента теплоотдачи, и сопротивления трения при ускорении потока;

– установлена зависимость нестационарных эффектов от диаметра топливной магистрали - при одном и том же темпе изменения расхода жидкого топлива, чем больше диаметр канала, тем слабее проявляются нестационарные эффекты;

– увеличение темпа изменения расхода жидкого топлива (ускорение потока) в топливной магистрали приводит к качественному росту нестационарных эффектов по теплоотдаче и гидродинамике;

–изменения относительных нестационарных величин по времени представляют собой ламинарно-турбулентных переход, даже если поток изначально является турбулентным;

–применение каналов большего диаметра для топливной магистрали приводит к снижению влияние гидродинамической нестационарности на гидродинамику;

–разработана аналитическая модель расчета влияния гидродинамической нестационарности потока на потери давления на трение, а также на надкавитационный напор в топливных магистралях авиационных двигателей;

–численный эксперимент по влиянию нестационарных воздействий для течений различных альтернативных топлив (жидкий метан, жидкий пропан, жидкий водород) показал, что свойства топлив сильно до нескольких раз, влияют на нестационарные эффекты: т.е. наиболее подверженным

нестационарному воздействию видом из указанных топлив является жидкий водород;

– предложенная модель учета гидродинамической нестационарности потока в криогенных топливных магистралях позволяет учитывать отклонение реальных величин надкавитационного напора $NPSHa$ от квазистационарных значений;

– увеличение расхода до 12 раз может привести к росту коэффициента гидравлического сопротивления до 10 раз

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

Список условных обозначений

c – теплоёмкость, Дж/(кг×К)

G – массовый расход потока, кг/с

$H_{пн}$ – напор подкачивающего насоса, м

No – критерий гомохронности

\overline{No} – приведенный критерий гомохронности

Δh – кавитационный запас насоса, м

k – кинетическая энергия турбулентности, м²/с²

l – длина, м

d – диаметр, м

Nu – число Нуссельта

$NPSHa$ – надкавитационный напор насоса

p – давление, Па

$\Delta P_{тр}$ ($\Delta P_{тр}^{kc}$) – потери давления на трение (квазистационарный подход), Па

$\Delta P_{тр}^{\tau}$ – потери давления на трения с учетом влияния нестационарности потока, Па

P_{BX} – давление на входе в топливную магистраль, Па

$p_{вхпн}^*$ – величина давления на входе в подкачивающий насос, Па

Pr – число Прандтля

Q – абсолютный тепловой поток, Вт

Re – число Рейнольдса

T – температура, К

u – скорость, м/с

U – среднемассовая скорость, м/с

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м²×К)

δ – символ Кронекера

ε – диссипация турбулентной энергии, м²/с³

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м×К)

μ – коэффициент динамической вязкости, Па×с

ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с

ξ – коэффициент гидродинамического сопротивления (коэффициент трения)

τ – турбулентное напряжение трения, Па время протекания процесса, с

Λ – относительный коэффициент сопротивления трения

K – относительный коэффициент теплоотдачи

Индексы

kc – относящийся к квазистационарному процессу течения потока во всем канале

τ – относящийся к нестационарному процессу течения потока во всем канале

f – относящийся к потоку

i, j, k – тензорные индексы

w – относящийся к стенке

Надстрочные знаки

$\bar{}$ – осреднённый, приведённый

Жирным шрифтом обозначаются векторы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Carstens, M.R. Boundary-Shear Stress in Unsteady Turbulent Pipe Flow / M.R. Carstens, J.E. Roller // Trans. ASME. J. of Hydraulics Division. – 1959. – № 2. – P. 76.
2. Калишевский Л.Л. Некоторые результаты исследования нестационарного турбулентного движения / Л.Л. Калишевский, Селиховкин С.В. // Теплоэнергетика. – 1967. – № 1. – С. 69.
3. Лийв, У.Р. О гидравлических закономерностях при замедленном движении жидкости в напорном цилиндрическом трубопроводе / У.Р. Лийв // Тр. Таллинского политехи, ин-та. – 1965. – Сер. А. – № 223. – С. 29.
4. Лийв, У.Р. О гидравлических закономерностях при ускоренном движении жидкости в напорном цилиндрическом трубопроводе / У.Р. Лийв // Тр. Таллинского политехи, ин-та. – 1965. – Сер. А. – № 223. – С. 43.
5. Kalinin, E.K. Unsteady convective heat transfer for turbulent flows of gases and liquids in tubes. / E.K. Kalinin, G.A. Dreitser // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1985. – Т. 28. – № 2. – С. 361-369.
6. Dreitser, G.A. Experimental study of effect of hydrodynamic unsteadiness on a turbulent gas flow structure and heat transfer. / G.A. Dreitser, V.B. Bukharkin, V.M. Kraev, A.S. Neverov // Heat Transfer Research. – 1998. – Т. 3. – С. 93.
7. Дзюбенко, Б.В. Закономерности и расчет нестационарных турбулентных течений и теплообмена в каналах энергетических установок. / Б.В. Дзюбенко, В.М Краев, А.С Мякочин // Москва. Изд-во МАИ-Принт. – 2008. – С.382.
8. Попов, Д.Н. Об особенностях нестационарных потоков в трубах / Д.Н. Попов // Изв. вузов. Машиностроение. – 1972. – № 7. – С. 78.

9. Валуева, Е.П. Нестационарное турбулентное течение жидкости в круглой трубе / Е.П. Валуева, В.Н. Попов // Известия Академии наук СССР. Механика жидкости и газа. – 1993. – № 5. – С. 150.
10. Валуева, Е.П. Гидродинамика и теплообмен при турбулентном течении жидкости в трубе в условиях монотонного изменения расхода во времени / Е.П. Валуева // Теплофизика высоких температур, – 2005, – Т. 43, –вып. 2, – С.212–222.
11. Мышкин, Л.В. Прогнозирование развития авиационной техники: теория и практика / Л.В. Мышкин // – М.: ФИЗМАТЛИТ, –2006. – С.64.
12. BP Statistical Review of World Energy. – 2023. URL: <https://www.bp.com/content/dam/bp/business-sites/en/global/corporate/pdfs/energy-economics/statistical-review/bp-stats-review-2022-full-report.pdf>
13. Аналитический отдел «Газпромбанк инвестиции». Как сегодня устроен рынок СПГ. – 2024. URL: <https://gazprombank.investments/blog/market/spg-market/?ysclid=luzr23gex2926922429>.
14. Liquefied Natural Gas: Understanding the Basic Facts. US Department of Energy (DOE) Office of Fossil Energy, National Energy Technology Laboratory. –2005. URL: <https://ntrl.ntis.gov/NTRL/dashboard/searchResults/titleDetail/PB2006101024.xhtml>
15. Белов, И.А. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие / И.А. Белов, С.А. Исаев // Балт. гос. техн. ун-т. СПб. – 2001. – С.108.
16. Волков, К.Н. Моделирование крупных вихрей в расчётах турбулентных течений / К.Н. Волков, В.Н. Емельянов // – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2008. – С. 368.

17. Молчанов, А.М. Математическое моделирование задач газодинамики и теплообмена / А.М. Молчанов // М.: Издательство МАИ. –2013. – С. 25.
18. Prandtl L. Ueber die ausgebildete Turbulenz / L Prandtl// ZAMM. – 1925. – 5, – S 136-139 und Verhdlg. d. II. Intern. Kongr. fuer angew. Mech., Zuerich. - 1926. – S. 62-75.
19. Launder, B.E. The numerical computation of turbulent flow / B.E. Launder, D.B. Spalding // Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. – 1974. – V.3. – N.2. –P.269-289.
20. Wilcox, D. C. Turbulence Modeling for CFD / D.C. Wilcox // DCW Industries, Inc. La Canada, California. – 1998.
21. Menter, F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications / F.R. Menter // *AIAA Journal*. –32(8). 1598–1605. – August 1994.
22. Брэдшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение / П. Брэдшоу// М.: Мир, – 1974. –С. 278.
23. Durbin P. Separated flow computations with the $k - \varepsilon - \overline{v^2}$ model / P. Durbin// *AIAA Journal*. –1995. – 33. – P.659-664.
24. Марков, С.В. Экспериментальное исследование скоростной структуры и гидравлических сопротивлений в неустановившихся напорных турбулентных потоках / С.В. Марков // Изв. А Н СССР. МЖГ. – 1973. – № 2. –С. 66.
25. Дрейцер, Г.А. Турбулентные течения газа при гидродинамической нестационарности / Г.А. Дрейцер, В.М. Краев //Красноярск: САА, –2001. – С.148.
26. Краев, В.М. Модель влияния гидродинамической нестационарности на турбулентное течение / В.М. Краев, А.И. Тихонов// Известия Академии наук. Энергетика. – 2011. – №1. – С.112-118.

27. Краев, В.М. Эмпирическая модель расчёта вихревой вязкости при течении газов в каналах в условиях монотонного изменения расхода / В.М. Краев, А.С. Мякочин, Д.С. Янышев // *Тепловые процессы в технике* – 2012. – №2. – С.50-55.
28. Краев, В.М. Обобщение экспериментальных данных о вихревой вязкости при течении газов в каналах в условиях монотонного изменения расхода / В.М. Краев, Д.С. Янышев // *Сборник тезисов XV международной научной конференции «Решетневские чтения»*, Красноярск, – 10-12 ноября 2011 года. – Ч.1. – С.182-183.
29. Краев, В.М. О физических принципах влияния гидродинамической нестационарности на турбулентное течение / В.М. Краев // *Сборник тезисов XV международной научной конференции «Решетневские чтения»*, Красноярск, – 10-12 ноября 2011. Ч.1. – С. 128-129.
30. Янышев, Д.С. Моделирование гидродинамики и теплообмена при турбулентных течениях газа в каналах с переменным расходом: Диссертация кандидата технических наук: 01.04.14/ Янышев Дмитрий Сергеевич. – М., 2012. – 72 с.
31. Maruyama T. The Structure of the Turbulence in Transient Pipe Flow / T. Maruyama, T. Kuribayashi, T. Mizushima // *J. Chem. Eng. Jap.* – 1976. – V. 9. – № 6. – P. 431.
32. He S. A Study of Turbulence Conditions of Transient Flow in a Pipe / S. He, J.D. Jackson // *J. of Fluid Mech.* – 2000. – V.408. – P. 1.
33. Никифоров, А.Н. Изменение параметров турбулентного течения при ускорении и замедлении потока / А.Н. Никифоров, С.В. Герасимов // *Инженерно-физический журнал*. – 1985. – №49(4). – С. 533-539.
34. He K. DNS study of a pipe flow following a step increase in flow rate / K. He, M. Seddighi, S. He // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2016. – P.130-14.

35. Kurokawa J. Accelerated and Decelerated Flows in Circular Pipe / J. Kurokawa, M. Morikawa // Bull. JSME. – 1986. – V. 29. – № 249. – P. 758.
36. Коппель, Т.А. Экспериментальное исследование возникновения движения жидкости в трубопроводах / Т.А. Коппель, У.Р. Лийв // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1977. – № 6. – С. 79.
37. Лийв, У.Р. Влияние нестационарности на рейнольдсовыые напряжения ускоренных течений в трубах / У.Р. Лийв, Р.Ю. Руубел // Гидротехническое строительство. – 1987. – №8. – С. 30.
38. Байбиков, Б.С. Сопротивление трения при ускоренном течении в трубе / Б.С. Байбиков, О.Ф. Орешкин, А.М. Прудовский // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1981. – № 5. – С. 137.
39. Lefebvre, P.J. Experiments on Transition to Turbulence in a Constant-Acceleration Pipe Flow / P.J. Lefebvre, F.M. White // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 1989. – V. 111. – № 4. – P. 428.
40. Lefebvre, P.J. Further Experiments on Transition to Turbulence in a Constant-acceleration Pipe Flow / P.J. Lefebvre, F.M. White // Trans. ASME. J. Fluid Eng. – 1991. – V. 113. – № 4. – P. 223.
41. Коченов, И.С. Нестационарный теплообмен в каналах / И.С. Коченов, В.Ф. Фалий // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1981. – № 2. – С. 143.
42. Валуева, Е.П. Численное моделирование процессов теплообмена и гидродинамики при нестационарном турбулентном течении в трубе жидкости с переменными свойствами / Е.П. Валуева, Чэнь Лэй // Вестник МЭИ. – 2000. – № 5. – С. 38.
43. Бармин, И.В. Сжиженный природный газ вчера, сегодня, завтра / И.В. Бармин, И.Д. Кунис под ред. А.М. Архарова – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, – 2009. – С. 256.

44. Разносчиков, В. В. Оценка эффективности использования криогенных и газовых топлив в силовых установках пассажирских самолетов / В.В. Разносчиков // Вестник Московского авиационного института. – 2008. – Т. 15. – № 4. – С. 35-38.
45. Raznoschokov, V.V. Conference Series Computation research of parameters of criogenic propellant system for high-speed aircraft / V.V. Raznoschokov, M.S. Stashkiv // Journal of Physics.: Conf.Ser. 1147 012056. – 2019. URL: <http://www.ihed.ras.ru/elbrus18/proc/accepted>.
46. Разносчиков, В.В. Теплогидравлическая оптимизация авиационной криогенной топливной системы, использующий переохлажденный пропан / В.В. Разносчиков, В.В. Загуменнов // Транспорт на альтернативных видах топлива. – 2014. – №4. – С. 149.
47. Асланов, А.Р. Исследование теплового состояния криогенного топливного бака при колебаниях «зеркала» жидкого топлива / А.Р. Асланов, В.В. Разносчиков, А.М. Стольников // Вестник Московского авиационного института. – 2020. – Т. 27. – № 3. – С. 126-138.
48. Кобельков, В.Н. Термодинамика и теплопередача. / В.Н. Кобельков, В.Д. Улас, Р.М. Федоров // ВВИА им.проф. Н.Е. Жуковского. – 2004. – С. 328.
49. Михеев, М.А. / Основы теплопередачи. – 1977 г.
50. Бронштейн, И.Н. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗов /И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев //М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы. – 1981 г.
51. Грац, Ю.В. Лекции по гидродинамике / Ю.В. Грац //М, Ленанд. –2014.
52. Валуева, Е.П. Гидродинамика и теплообмен при пульсирующем турбулентном течении в трубе жидкости с переменными свойствами / Е.П. Валуева // Теплофизика высоких температур. – 2005. –Т. 43. – вып. 6. –С. 888–896.