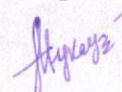


Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Казанский национальный исследовательский
технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ»

На правах рукописи



Тукмакова Надежда Алексеевна

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПАРОКАПЕЛЬНЫХ СРЕД
В ПРОЦЕССЕ РЕГАЗИФИКАЦИИ

Специальность: 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
к.т.н., доцент
Тонконог Владимир Григорьевич

Казань – 2019

Оглавление

	Стр.
Список принятых сокращений и условных обозначений	5
Введение.....	8
Глава 1 Математическая модель и численный метод описания гидро- и термодинамики газовзвесей и парокапельных систем	16
1.1 Анализ методов, применяемых в механике многофазных сред	16
1.2 Модель динамики полидисперсной газовзвеси и парокапельной смеси в эйлеровых координатах	21
1.2.1 Уравнения движения несущей среды	21
1.2.2 Уравнения движения дисперсной фазы.....	24
1.2.3 Модель дробления капель	25
1.2.4 Модель коагуляции капель	28
1.2.5 Модель прогрева и испарения капель крупных фракций	29
1.2.6 Равновесная модель испарения и конденсации капель мелкой фракции	31
1.2.7 Модель динамики парокапельной смеси с учетом дробления и коагуляции капель	34
1.2.8 Аппроксимация теплофизических свойств жидкого и газообразного метана.....	37
1.2.9 Аппроксимация теплофизических свойств воды и водяного пара	41
1.3 Метод решения системы уравнений движения полидисперсной смеси	42
1.3.1 Явная схема Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора по направлениям	42
1.3.2 Схема нелинейной коррекции	45

1.4	Выводы по главе 1, постановка цели и задач исследования	45
Глава 2	Верификационные расчёты динамики газа, процессов дробления, коагуляции, нагрева и испарения капель крупных фракций, равновесного испарения мелкой фракции и конденсации пара.....	47
2.1	Колебания газа в акустическом резонаторе: сопоставление результатов расчёта и физического эксперимента.....	47
2.1.1	Математическая модель	47
2.1.2	Постановка задачи	50
2.1.3	Результаты расчётов	51
2.2	Течение газа в каверне.....	54
2.3	Дробление капель воды в воздушном потоке по механизму обдирки поверхностного слоя	56
2.4	Динамика полидисперсной парок капельной смеси метана с учётом механизма дробления капель	58
2.5	Динамика полидисперсной парок капельной смеси метана с учётом механизма коагуляции капель	65
2.6	Движение полидисперсной парок капельной смеси метана с дроблением и коагуляцией капель	67
2.7	Тестовые расчёты испарения водяных капель различных фракций в высокотемпературном воздушном потоке.....	76
2.8	Нагрев и испарение капель крупных фракций метана.....	80
2.9	Моделирование испарения мелкодисперсной фракции и конденсации пара на основе равновесной модели фазовых переходов.....	83
2.10	Выводы по главе 2	89
Глава 3	Моделирование пространственной сепарации и волновой динамики полидисперсных газовзвесей.....	91

3.1	Колебания коагулирующей полидисперсной газозвеси в акустическом резонаторе	91
3.1.1	Модель движения газозвеси.....	93
3.1.2	Колебания газозвеси в плоском канале при воздействии акустического поля без учета коагуляции и изменения дисперсности смеси	98
3.1.3	Возникновение параметрического резонанса при колебаниях коагулирующей газозвеси	101
3.2	Пространственная сепарация фракций полидисперсной газозвеси при обтекании обратного уступа.....	103
3.3	Выводы по главе 3	118
Глава 4	Течение паракапельной смеси с учётом механизмов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара.....	119
4.1	Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с теплоизолированной стенкой.....	120
4.2	Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с нагретой стенкой	125
4.2.1	Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с температурой внешней стенки 162 К.....	125
4.2.2	Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с температурой внешней стенки 210 К.....	135
4.2.3	Эффект запираания потока паракапельной смеси в коаксиальном канале при дальнейшем повышении температуры внешней стенки	144
4.3	Выводы по главе 4	153
	Заключение	155
	Список используемых источников информации	163
	Приложение	175

Список принятых сокращений и условных обозначений

- СПГ – сжиженный природный газ;
- АГРС – автоматизированная газораспределительная станция;
- ТВЭЛ – тепловоспринимающий элемент;
- DEHS – диэтилгексилсебакат;
- x, y – декартовы координаты, м;
- t – время, с;
- ρ – плотность несущей среды, кг/м³;
- p – давление несущей среды, Па;
- T – температура несущей среды, К;
- u – x -составляющая (осевая) скорости несущей среды, м/с;
- v – y -составляющая (радиальная) скорости несущей среды, м/с;
- w – азимутальная составляющая скорости несущей среды, м/с;
- F_{xi}, F_{yi}, F_{zi} – осевая, радиальная и азимутальная составляющие удельной силы взаимодействия между несущей средой и i -той дисперсной фракцией, Н/м³;
- $\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yy}$ – xx, xy, yy составляющие тензора вязких напряжений в газе, Па;
- I – удельная внутренняя энергия несущей среды, Дж/м³;
- e – удельная полная энергия несущей среды, Дж/м³;
- C_p – теплоёмкость газа при постоянном давлении, Дж/(кг*К);
- μ – коэффициент динамической вязкости газа, Па*с;
- σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, Н/м;
- γ – постоянная адиабаты;
- R – индивидуальная газовая постоянная, Дж/(кг*К);
- α_i – объёмное содержание i -той дисперсной фракции;
- α – объёмное содержание дисперсной фазы;
- λ – коэффициент теплопроводности несущей среды, Н/(К*с);
- Q_i – удельный тепловой поток между несущей средой и i -той дисперсной фракцией, Дж/(с*м³);

- u_i – x -составляющая (осевая) скорости i -той дисперсной фракции, м/с;
 v_i – y -составляющая (радиальная) скорости i -той дисперсной фракции, м/с;
 w_i – азимутальная составляющая скорости i -той дисперсной фракции, м/с;
 r_i – радиус частицы i -той дисперсной фракции, м;
 d_i – диаметр частицы i -той дисперсной фракции, м;
 ψ – поправка на сжимаемость несущей среды;
 ϕ – поправка на одиночность частицы;
 T_i – температура i -той дисперсной фракции, К;
 D – дилатация, 1/с;
 C_{di} – коэффициент сопротивления единичной сферической частицы i -той фракции;
 C_{di0} – стандартный коэффициент сопротивления одиночной сферической частицы i -той фракции;
 L – удельная теплота парообразования метана (воды), Дж/кг;
 j_i – удельная интенсивность межфазного обмена массой между i -ой фракцией и паром, кг/(м³·с);
 M_{i0} – число Маха i -той дисперсной относительно движения фаз,
 Re_{i0} – относительное число Рейнольдса для i -той дисперсной фракции;
 We_i – число Вебера i -той дисперсной фракции;
 \bar{v} – вектор скорости несущей среды, м/с;
 \bar{v}_i – вектор скорости i -той дисперсной фракции, м/с;
 ρ_i – средняя плотность i -той дисперсной фракции, кг/м³;
 e_i – удельная тепловая энергия i -той дисперсной фракции, Дж/м³;
 Nu_i – число Нуссельта i -той дисперсной фракции;
 Lp_i – число Лапласа i -той дисперсной фракции;
 ρ_{i0} – плотность вещества i -той дисперсной фракции, кг/м³;
 C_{pi} – теплоёмкость при постоянном давлении вещества i -той дисперсной фракции, Дж/(кг·К);
 Pr – число Прандтля для несущей среды;

a, b, c, A, B – размерные коэффициенты в уравнении состояния Бенедикта-Вебба-Рубина;

Индексы:

i – порядковый номер дисперсной фракции;

n – количество дисперсных фракций.

Введение

Парогазокапельные потоки формируются в гидравлических трактах технических систем и имеют место в различных природных процессах: атмосферных, вулканических, океанических. На основе гидро- и термодинамики парогазокапельных систем разрабатываются технологические процессы в энерго- и машиностроении, обеспечивается надёжное и безопасное функционирование различных установок. По этой причине в науке и промышленности поддерживается высокий интерес к проблемам моделирования гидро- и термодинамики парогазокапельных структур. основополагающий вклад в развитие теории и методов решения задач механики многофазных сред внесли Л.И. Седов [1], Х.А. Рахматулин [2], Р.И. Нигматулин [3, 4, 5], Н.А. Фукс [6], С.С. Кутателадзе [7], М.А. Стырикович, В.Е. Накоряков [8], М.Е. Дейч [9], Г.А. Филиппов, Г.А. Салтанов [10, 11], Б.Г. Покусаев [12], И.Р. Шрейбер, В.А. Акуличев [13], Б.Е. Гельфанд [14, 15], С.М. Когарко [16], А.Н. Крайко [17], Л.Г. Стернин [17, 18], Д.А. Лабунцов [19], В.В. Ягов [20], В.М. Фомин [21, 22], Л.И. Зайчик [23], Ю.А. Зейгарник [24, 25], С. Соу [26], Г. Уоллис [27] и др. Вычислительным методам в механике двухфазных сред посвящены работы Н.Н. Яненко [28], Г.А. Салтанова [10, 11], Л.Г. Стернина [17, 18], А.Г. Кутушева [29], А.Н. Крайко, В.Ш. Шагапова [30, 31, 32], А.А. Шмидта [33], А.А. Губайдуллина [34] и многих других исследователей.

Актуальность темы исследования связана с возможностью получения новых закономерностей в механике пароккапельных систем полидисперсной структуры, которую можно описать конечным числом дисперсных капельных фракций и течение которой сопровождается процессами дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара. Эти результаты могут быть применены при разработке систем осушки воздуха для корабельных двигателей в морском судостроении, при разработке гидравлических трактов систем очистки и опреснения воды. Результаты работы могут быть положены в ос-

нову проектирования регазификаторов сжиженного природного газа (СПГ) с улучшенными эксплуатационными и расширенными функциональными возможностями.

Степень разработанности темы исследования. Описание динамики полидисперсной многоскоростной многотемпературной парокапельной смеси с фазовыми переходами, дроблением и коагуляцией капель представляет собой сложную задачу, имеющую ряд практических приложений. Одним из таких приложений является разработка регазификатора СПГ и создание технологии регазификации. В данной работе предлагается модифицировать классические схемы теплообменников-регазификаторов путём предварительного диспергирования газожидкостного потока, что позволит избежать сложных переходных процессов и режимов течения, связанных с превращением капельного потока жидкости в дисперсный парожидкостный поток. Для выявления особенностей течения парокапельных сред в разрабатываемых устройствах создана численная модель и программный комплекс для описания динамики полидисперсной парокапельной смеси с учётом фазовых переходов, механизмов дробления, коагуляции и испарения капель.

Цель исследования: численно описать и смоделировать гидро- и термодинамические процессы, сопровождающие течение полидисперсных парокапельных смесей и газозвесей в элементах энергетического оборудования.

Задачи исследования:

- построить математическую модель, разработать численный метод и реализующий его программный комплекс для описания динамики парокапельных смесей;
- верифицировать программный комплекс, описывающий динамику полидисперсных парокапельных смесей, а именно:
- выполнить тестирование механизма дробления капель фракций со скоростной и температурной неравновесностью с переносом осколков в мелкодисперсную фракцию;

- провести тестирование механизмов нагрева и испарения капель крупных фракций со скоростной и температурной неравновесностью;
- тестировать механизм испарения мелкодисперсной фракции (без скоростного и температурного скольжения относительно несущей среды) и конденсации пара с образованием мелкодисперсной фракции;
- выполнить моделирование пространственной сепарации фракций полидисперсной газозвеси при обтекании обратного уступа;
- провести моделирование колебаний коагулирующей полидисперсной газозвеси в акустическом резонаторе;
- выполнить моделирование динамики парокапельных смесей с учётом механизмов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара при течении в каналах при различных термо- и гидродинамических условиях;
- разработать способ регазификации жидкости.

Научная новизна диссертационной работы состоит в создании комплексной математической модели динамики парокапельной смеси в двумерной постановке, учитывающей целый ряд физических процессов, таких как дробление, коагуляция, испарение капель и конденсация паровой фазы; а также в решении задач в новой постановке и в описании новых эффектов на основе математической модели динамики полидисперсной многоскоростной многотемпературной парокапельной смеси с учётом процессов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара. Разработан способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости.

Теоретическая и практическая значимость работы. Результаты, полученные при выполнении работы, позволят систематизировать и объединить существующие подходы к моделированию парогасокапельных систем с фазовыми переходами, получить решения новых задач и на основе анализа полученных решений создать методы управления дисперсностью и фазовым составом парогасокапельных потоков за счёт выбора геометрии канала, режима течения и внешнего волнового воздействия на поток.

Результаты и выводы исследований динамики парокапельных смесей в каналах теплообменников необходимы при проектировании устройств регазификации криогенных топлив. Практическая значимость работы заключена в выполнении расчётов на основе математической модели, позволяющей описать сложные процессы, сопровождающие работу автоматизированных газораспределительных станций (АГРС) с модифицированными тепловоспринимающими элементами (ТВЭЛами) в виде трубы Фильда с закрученным течением метановой парокапельной смеси, нагревом, дроблением, коагуляцией, испарением капель и конденсацией пара. Выработка рекомендаций для разработчиков имеет практическое значение, т.к. такие устройства являются основным элементом АГРС на СПГ, необходимых для создания инфраструктуры потребления СПГ. Результаты, полученные методами математического моделирования, можно использовать при проектировании широкого круга устройств, в которых рабочим телом является парокапельная смесь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение № 14.577.21.0151. Наименование проекта «Разработка ресурсосберегающих технологий использования криогенных топлив на основе природного газа и водорода». Также исследования проводились в рамках конкурса молодых учёных Республики Татарстан за 2016 г. в номинации «Грант» «Разработка вычислительных моделей динамики сильно неидеальной пылевой плазмы и описание коллективных явлений»; гранта РФФИ, проект № 17-48-160359 «Разработка малоинерционного регазификатора сжиженного природного газа на основе численного моделирования термо- и гидродинамики парокапельных систем»; гранта Правительства РФ № 14.Z50.31.0003 «Создание многопрофильной, комплексной лаборатории моделирования физико-технических процессов при решении сопряжённых задач аэромеханики, теплофизики, акустики и вибростойкости, вентиля-

ции и микроклимата, экологии и мониторинга эксплуатации грузовых автомобилей и их агрегатов»; гранта РФФИ 18-48-160017 «Разработка конструкции тепловоспринимающих элементов регазификатора-подогревателя сжиженного природного газа на основе анализа структуры полидисперсных парокапельных потоков, формирующейся с учетом механизмов конденсации, испарения, дробления и коагуляции».

Методы исследования. Исследование динамики парокапельных смесей выполнялось методами численного моделирования. Для описания движения парокапельной смеси применялась многоскоростная многотемпературная модель со скоростным и температурным скольжением фаз, в которой несущая среда описывается полной системой уравнений динамики вязкого сжимаемого теплопроводного газа, а движение фракций дисперсной фазы описывалось уравнениями неразрывности средней плотности, сохранения компонент импульса и сохранения тепловой энергии с учётом межфазного обмена массой, импульсом и энергией. Изменение структуры дисперсной фазы, в соответствии с принятой моделью, происходит не только вследствие газодинамических процессов, но также в результате дробления капель, их коагуляции, испарения и конденсации пара. Система уравнений движения парокапельной смеси решалась явным конечно-разностным методом Мак-Кормака второго порядка точности с расщеплением пространственного оператора по направлениям и со схемой нелинейной коррекции.

Положения, выносимые на защиту:

– эффект возникновения резонансных колебаний в трубе-резонаторе при фиксированной частоте внешнего возбуждения вследствие изменения свойств коагулирующей газозвеси, а также динамические эффекты, сопровождающие пространственную сепарацию фракций полидисперсной газозвеси при обтекании обратного уступа;

– результаты численных расчётов, гидро- и термодинамические эффекты изменения дисперсности и расхода фаз и фракций, сопровождающие

течение полидисперсной парокапельной смеси метана в коаксиальном канале, геометрия которого используется в регазификаторах сжиженного природного газа;

– эффект формирования двухфракционной парокапельной системы при течении полидисперсной парокапельной смеси с коагуляцией, дроблением, испарением капель и конденсацией пара в канале с теплоизолированной внешней стенкой;

– характеристики полидисперсного парокапельного потока с учётом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара при различных температурах внешней стенки коаксиальной трубы;

– эффект запираания потока при повышении температуры стенки до значения, при котором, вследствие интенсивного испарения капель, давление пара в выходном канале превышает давление на входе;

– оригинальный технологический способ регазификации жидкости.

Объект исследования. В работе рассматривается динамика парокапельных смесей при течении в каналах с учётом полидисперсности фракций, скоростной и температурной неравновесности несущей и дисперсной фазы, нагрева, дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара.

Область исследования соответствует следующим пунктам паспорта специальности 01.02.05 – «Механика жидкости, газа и плазмы»:

Пункт 6. Течения многофазных сред (газожидкостные потоки, пузырьковые среды, газовзвеси, аэрозоли, суспензии и эмульсии).

Пункт 15. Теплоперенос в газах и жидкостях.

Пункт 18. Аналитические, асимптотические и численные методы исследования уравнений кинетических и континуальных моделей однородных и многофазных сред (конечно-разностные, спектральные, методы конечного объёма, методы прямого моделирования и др.).

Степень достоверности полученных результатов. Результаты работы получены в ходе численного решения классических уравнений гидродинами-

ки парокапельных сред, дополненных известными из литературы апробированными теоретико-экспериментальными моделями дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара. Выполненные тестовые расчёты динамики аэрозолей и парокапельных смесей с учётом механизмов дробления, коагуляции, нагрева, испарения капель и конденсации пара хорошо согласуются с известными из литературы результатами.

Личный вклад автора состоит в анализе литературных источников, написании программных кодов и проведении расчётов тестового характера для моделей дробления, нагрева, испарения, коагуляции капель, конденсации пара, в выполнении численных расчётов, интерпретации и обсуждении полученных результатов, написании статей, в разработке способа регазификации жидкости и технологической схемы, реализующей способ.

Апробация результатов исследования. Исследования, проведённые в диссертации, докладывались, обсуждались на 17 международных и всероссийских научных конференциях: Международная научно-техническая конференция «Проблемы и перспективы развития двигателестроения» (Самара, 2016 г.); Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: X школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова (Казань, 2016 г.); X Всероссийская научная конференция «Нелинейные колебания механических систем» им. Ю.И. Неймарка (Н. Новгород, 2016 г.); VIII Всероссийская научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» (Казань, 2016 г.); Международная научно-техническая конференция «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2016, 2017, 2018» (Казань); 7-ая международная научная школа молодых учёных «Волны и вихри в сложных средах» (Москва, 2016 г.); Юбилейная конференция Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы теплообмена» и XXI Школа-семинар молодых учёных и специалистов под руководством академика РАН

А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» (Санкт-Петербург, 2017 г.); Всероссийская конференция «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2017 (Казань); XVIII Всероссийская конференция молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям (Иркутск, 2017 г.); Международная молодёжная научная конференция «XXIII Туполевские чтения» (Казань, 2017 г.); Новые технологии, материалы и оборудование российской авиакосмической отрасли: Всероссийская научно-практическая конференция с международным участием (Казань, 2018 г.); Седьмая Российская национальная конференция по теплообмену (Москва, 2018 г.); XIX Всероссийская конференция молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям (Кемерово, 2018 г.); Научно-техническая конференция по итогам совместного конкурса фундаментальных исследований РФФИ-РТ: региональная научно-практическая конференция (Казань, 2017 г., 2018 г.); Необратимые процессы в природе и технике: Десятая Всероссийская конференция (Москва, 2019 г.).

Публикации.

Результаты диссертации опубликованы в 30 работах, из них: 2 статьи в журналах, рекомендованных ВАК, 2 патента РФ на изобретение, 4 статьи цитируются в базах данных Web of Science, Scopus, 21 тезис и материал докладов международных и всероссийских научных конференций.

Структура и объём диссертационной работы.

Диссертация включает в себя список принятых сокращений и условных обозначений, введение, 4 главы, заключение, список используемых источников информации и приложение. Объём диссертации составляет 186 страниц, 91 рисунок, 2 таблицы. Список используемых источников информации включает 110 наименований. Приложение содержит описание способа регистрации и копии патентов на изобретение.

Глава 1 Математическая модель и численный метод описания гидро- и термодинамики газовзвесей и парокapельных систем

1.1 Анализ методов, применяемых в механике многофазных сред

Анализ современного состояния вычислительной механики многофазных систем содержится, например, в работе [35]. В настоящее время известны результаты моделирования динамики монодисперсной (1 фракция крупных капель + эффективный газ) парогaзoкапельной смеси с фазовыми переходами в одномерном и двумерном приближении с равновесной моделью фазовых переходов в эффективном газе. В многочисленных исследованиях двухфазных потоков, образующихся при различных воздействиях на капельный поток жидкости, используются различные подходы. Фундаментальные подходы содержатся, например, в работах: [29, 36]. Классификация развивающихся направлений исследования данной проблемы позволяет выделить два основных подхода – кинетический и непрерывный [37, 38]. Кинетический (дискретный) подход основан на анализе скачкообразного процесса изменения состояния частиц при столкновениях. Недостатком дискретного метода является то, что он позволяет принимать во внимание только парные соударения. Для реализации этого условия необходимо, чтобы поток оставался слабо запыленным (расходная объёмная концентрация материала варьируется в интервале $0,01 \div 0,02$; отношение средней скорости потока к скорости витания лежит в интервале $1 \div 2$). Непрерывный подход базируется на условной замене дискретного изменения массы частиц при столкновениях непрерывным. Существенным моментом здесь является различное описание взаимодействия данной фракции с частицами меньшего и большего размера. Предполагается, что некая частица сохраняет свою индивидуальность при соударениях с меньшими и утрачивает её лишь тогда, когда сталкивается с более крупной. Замена дискретного взаимодействия фракций непрерывно действу-

ющими силами существенно упрощает решение рассматриваемой задачи, но и вносит в расчёт определенную погрешность. Достоинствами непрерывного подхода являются: возможность учета не только парных, но и тройных и других столкновений; возможность рассматривать финитные (то есть отличные от нуля) функции и распределения частиц, скоростей и т.п.), что позволяет ограничиться небольшим количеством фракций при выполнении практических расчётов; отсутствие необходимости определения параметров частиц промежуточных размеров; удобство вычислений. Все это обусловило его достаточно широкое распространение. Из вышеизложенного следует, что непрерывный подход может рассматриваться лишь как первое приближение к реальному процессу, хотя он, очевидно, тем более оправдан, чем больше различие размеров взаимодействующих частиц.

Кинетический подход в моделировании процессов коагуляции был использован М. Смолуховским [39, 40, 41, 42, 43] при исследовании физики аэрозолей. Им была разработана теория коагуляции монодисперсных систем с постоянным коэффициентом коагуляции. Электростатическая коагуляция дисперсных систем, коагуляция коллоидных растворов разработаны Г. Мюллером [44, 45, 46].

Наибольший практический интерес представляют полидисперсные системы, начальное состояние которых определяется функцией распределения частиц по их размерам или массам. Непрерывное распределение частиц можно приближённо аппроксимировать дискретным. Эта задача является развитой теорией Смолуховского для случая полидисперсных аэрозолей [47]. Задачу о коагуляции полидисперсной системы капель, образующихся при распыливании жидкости форсунками, одним из первых рассмотрел В.Ф. Дунский [48]. Для одномерного установившегося потока газа с взвешенными в нём каплями различных размеров им получено интегральное уравнение ортокинетической коагуляции без учёта турбулентной диффузии. Влияние турбулентности на процесс коагуляции рассматривалось в работах М.А. Затева-

хина [49], А.А. Игнатъева [50], Р. Рамаросон, В.А. Говоркова, А.А. Шрайбера [51]. Процессы распыления паракапельных смесей с учетом нагрева, испарения и дробления капель моделировались в работах [52, 53]. В двух последних работах содержатся полуэмпирические соотношения, описывающие процессы нагрева, испарения и дробления капель, полученные обобщением данных, приведенных в известных российских и зарубежных литературных источниках, положенные в основу реализованной в программном комплексе модели паракапельной смеси.

Дробление жидких капель и струй высокоскоростным потоком газа является важным процессом во многих технических установках и может оказывать значительное воздействие на течение газок капельных смесей. В работе [55] и более ранних работах этого же автора дробление капель объясняется проявлением гидродинамической неустойчивости поверхности капли и даётся математическая модель дробящейся капли. На основе проведённого анализа развития градиентной неустойчивости в условиях обтекания капли газовым потоком сделаны определённые выводы относительно характера разрушения капли. Даются три схемы разрушения капли: по типу «парашют», по типу «claviform» и в режиме диспергирования. Данные результатов расчётов показали, что в диапазоне чисел Вебера $5 \leq We \leq 60$ капля подвержена действию возмущений, длины волн которых больше начального диаметра и сравнимы с поперечным размером деформированной капли. Действие возмущения с длиной неустойчивой волны, развивающейся на каждой элементарной площадке капли, приблизительно равной удвоенной поперечной деформации капли, вначале приводит к прогибу расплющенной капли, а затем – к непрерывному в силу аperiodической неустойчивости вытягиванию образующейся полости, которая на нелинейной стадии расширяется в поперечном к ускорению направлении, что характерно для неустойчивости Тейлора, и образует «парашют». С увеличением числа Вебера длина развивающейся на каждой элементарной площадке капли неустойчивой волны уменьшается,

и возникает ситуация, когда на поперечном диаметре диска укладываются три полуволны возмущения. В таком случае газовые полости также расширяются и образуют «мешок», а часть возмущения, обращённая к газу, заостряется и образует пест, свойственный «claviform». Эти условия выполняются при значениях числа Вебера, больших 30. При числах Вебера $We > 60$ на жидкий диск действуют уже несколько длин возмущения. К тому же при этих условиях возможно появление периодически неустойчивых возмущений на кромке капли. Видимо, совместное действие этих двух видов неустойчивых возмущений приводит к хаотическому типу разрушения. Приведённые сопоставления показывают хорошее качественное и количественное согласование предложенной модели с экспериментом. К достоинствам модели следует отнести единообразие описания всех основных типов разрушения с позиций теории гидродинамической устойчивости, позволяющее на этой основе построить простую математическую модель дробящейся капли.

В связи с различными практическими приложениями, представляет интерес задача исследования динамики неоднородных сред различной дисперсности в волновых полях [56, 57, 58]. При этом изучение нестационарных и волновых течений в многофазных средах методами математического моделирования востребовано в связи с тем, что многие явления и процессы в таких системах не описаны экспериментально. При изучении динамики газа с твердыми или жидкими включениями широко используется континуальная математическая модель, предполагающая описание многофазной среды как набора нескольких сплошных сред – «континуумов», имеющих собственные поля скоростей, температуру, плотность и взаимодействующих друг с другом через передачу импульса и тепла.

В настоящей работе моделируется движение несущей среды, представляющей собой газообразный метан, и ряд дисперсных капельных фракций метана. Природный газ, состоящий в основном из метана, является сырьём для химической промышленности и находит широкое применение в качестве

топлива в энергетических установках [59]. В настоящее время, наряду с технологиями сжижения природного газа, разрабатываются технологии его газификации [60–65]. В том числе, предлагаются технологии, позволяющие в процессе газификации охлаждать СПГ, уменьшив при этом потери, связанные с транспортировкой и хранением криогенного топлива [66].

В [60] предложена схема газификации СПГ, в которой используется процесс адиабатического расширения жидкости в каналах переменного сечения с использованием внутренней энергии жидкости для получения паровой фазы. При этом в расширяющейся части сопла образуется парокапельная смесь. Газообразный метан отделяется путём инерционного сепарирования и нагревается до температуры, необходимой для работы энергоустановки.

В работе [66] описывается плавающая установка для регазификации СПГ с судном для хранения СПГ.

Для использования СПГ на энергетических установках и транспортных средствах необходимо создавать и развивать соответствующую инфраструктуру потребления СПГ [67, 68]. Патент № KR20180125321 [68] описывает устройство газификации СПГ, предотвращающее взрыв СПГ, который может произойти вследствие утечки газа. В работе [69] излагается система эффективной газификации СПГ с возможностью контроля в реальном времени, включающая в себя ёмкость для хранения газа, блок управления программируемым контроллером и экран дисплея, отображающий давление и температуру газа, и позволяющая обнаружить утечку газа.

Применительно к преобразованию сжиженного газа в газообразную форму употребляется как термин «газификация», так и термин «регазификация». В дальнейшем изложении работы процесс газификации СПГ будет называться регазификацией.

1.2 Модель динамики полидисперсной газозвеси и парокапельной смеси в эйлеровых координатах

1.2.1 Уравнения движения несущей среды

Для описания движения парокапельной смеси применяется система уравнений многоскоростной и многотемпературной газозвеси, включающей в себя n фракций. В цилиндрической системе координат в двумерном случае системы уравнений сохранения массы, импульса и энергии для несущей среды (1.1) и для дисперсной фазы (1.2) имеют вид [3, 71]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = -\frac{\rho v}{y} + j, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = -\frac{\rho uv - \tau_{xy}}{y} - \sum_{i=1, n} F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} + j \cdot u,$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) = -\frac{\rho v^2 + p - \tau_{yy}}{y} - \sum_{i=1, n} F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} + j \cdot v,$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial y} = -\frac{\rho vw}{y} - \sum_{i=1, n} F_{zi},$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left([e + p - \tau_{xx}] u - \tau_{xy} v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left([e + p - \tau_{yy}] v - \tau_{xy} u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) =$$

$$= -\frac{[e + p - \tau_{yy}] v - \tau_{xy} u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y}}{y} - \sum_{i=1, n} Q_i - \sum_{i=1, n} (|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i)) +$$

$$+ \alpha \left(\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} \right) + j \cdot L, \quad e = I + \rho(u^2 + v^2)/2, \quad \alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i,$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{v}{y},$$

$$\begin{aligned}
F_{xi} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u-u_i)^2 + (v-v_i)^2 + (w-w_i)^2} (u-u_i) + \\
&+ \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + 0,5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right), \\
F_{yi} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u-u_i)^2 + (v-v_i)^2 + (w-w_i)^2} (v-v_i) + \\
&+ \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 0,5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \right), \\
F_{zi} &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u-u_i)^2 + (v-v_i)^2 + (w-w_i)^2} (w-w_i), \\
C_{di} &= C_{di}^0 \psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \left(\frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0,5}} + 0,4 \right) \left(1 + 0,25 \text{We}_i^{0,1} / \text{Lp}_i^{0,04} \right), \\
\psi(M_{i0}) &= 1 + \exp \left(-\frac{0,427}{M_{i0}^{0,63}} \right), \quad \varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2,5}, \quad \text{Re}_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r_i / \mu, \\
M_{i0} &= |\bar{V} - \bar{V}_i| / c, \quad \text{We}_i = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i|^2 d_i / \sigma, \quad \text{Lp}_i = \rho \sigma d_i / \mu^2.
\end{aligned}$$

Объёмное содержание дисперсной фазы $\alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i$ получается суммированием объёмных содержаний фракций. Система уравнений движения несущей среды содержит уравнение сохранения для азимутальной составляющей импульса, записанное в предположении об азимутальной симметрии потока при его вращении и без учета составляющих вязкого трения [72]. Составляющие сил аэродинамического сопротивления и тепловой поток на границе частица-газ F_{xi} , F_{yi} , F_{zi} , Q_i определяются законом межфазного трения с учетом изменения формы капли в зависимости от чисел Вебера We_i и Лапласа Lp_i и законом теплообмена [29, 53]. Здесь $I = RT / (\gamma - 1)$ – удельная внутренняя энергия газа; R , γ – газовая постоянная и постоянная адиабаты несущей среды. Температура несущей среды определяется как

$T=(\gamma-1)(e/\rho-0.5(u^2+v^2))/R$. В уравнение сохранения полной энергии для несущей фазы входит тепловой поток, возникающий вследствие теплообмена между газом и частицами i -ой фракции: $Q_i = 6\alpha_i \text{Nu}_i \lambda (T-T_i)/(2r_i)^2$, где $\text{Nu}_i=2r_i\alpha_i T/\lambda$ – число Нуссельта, r_i – радиус частиц i -ой фракции. Число Нуссельта определяется при помощи известного приближения [53], использующего относительные числа Маха M_{i0} , Рейнольдса Re_{i0} и Прандтля Pr , k – коэффициент, учитывающий влияние испарения капли на конвективный тепловой поток ($k = 1$ для неиспаряющейся капли, $k = 0,5 - 0,7$ для испаряющейся капли):

$$\text{Nu}_i = k(2 + 0,459\text{Re}_{i0}^{0,55}\text{Pr}^{0,33})/(1+3,42M_{i0}(2 + 0,459\text{Re}_{i0}^{0,55}\text{Pr}^{0,33}) / (\text{Re}_{i0}\text{Pr})),$$

$$\text{Pr} = \mu C_p / \lambda, \quad 0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq \text{Re}_{i0} < 2 \cdot 10^5.$$

Если дисперсная фаза представлена твердыми частицами, то коэффициент аэродинамического сопротивления представляется как [29]:

$$C_{di} = C_{di}^0 \psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0,5}} + 0,4, \quad \psi(M_{i0}) = 1 + \exp(-0,427/M_{i0}^{0,63}),$$

$$\varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2,5}, \quad \text{Re}_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r_i / \mu, \quad M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c,$$

$$\text{Nu}_i = 2\exp(-M_{i0}) + 0,459\text{Re}_{i0}^{0,55}\text{Pr}^{0,33}, \quad \text{Pr} = \mu C_p / \lambda, \quad 0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq \text{Re}_{i0} < 2 \cdot 10^5.$$

Коэффициент аэродинамического сопротивления капли зависит также от относительных чисел Вебера и Лапласа [29]:

$$C_{di}^0 = \left(\frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0,5}} + 0,4 \right) \left(1 + 0,25\text{We}_i^{0,1} / \text{Lp}_i^{0,04} \right), \quad \text{We}_i = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i|^2 d_i / \sigma,$$

$$\text{Lp}_i = \rho \sigma d_i / \mu^2.$$

1.2.2 Уравнения движения дисперсной фазы

Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, образованных частицами одного размера, динамика которых описывается уравнением сохранения средней плотности фракции, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [3, 29]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} &= -\frac{\rho_i v_i}{y} - j_i, \\ \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i u_i v_i) &= -\frac{\rho_i u_i v_i}{y} + F_{xi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x} - j_i \cdot u_i, \\ \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i v_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i v_i^2) &= -\frac{\rho_i v_i^2}{y} + F_{yi} - \alpha_i \frac{\partial p}{\partial y} - j_i \cdot v_i, \quad (1.2) \\ \frac{\partial(\rho_i w_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i w_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i v_i w_i) &= -\frac{\rho_i v_i w_i}{y} + F_{zi}, \\ \frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_i u_i) + \frac{\partial}{\partial y}(e_i v_i) &= -\frac{e_i v_i}{y} + \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda (T - T_i) - j_i \cdot L, \\ \rho_i &= \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i, \quad j = \sum_{i=1, n} j_i. \end{aligned}$$

Здесь α_i , ρ_i , e_i , T_i – объёмное содержание, средняя плотность, удельная тепловая энергия и температура дисперсной фазы; C_{pi} , ρ_{i0} – теплоёмкость и плотность вещества i -ой дисперсной фракции. Тепловая энергия i -ой фракции определяется как $e_i = \rho_i C_{pi} T_i$. Система уравнений движения каждой дисперсной фракции содержит уравнение для азимутальной составляющей импульса, записанное в предположении об азимутальной симметрии потока при его вращении [72]. j_i – интенсивность межфазного обмена массой между i -той фракцией и паром.

1.2.3 Модель дробления капель

При моделировании регазификации криогенных жидкостей требуется учесть динамику и изменение структуры парок капельного потока, образующегося при распылении и дальнейшем течении в канале [73, 74, 75]. Изменение дисперсности, скорости и температуры капельных фракций, а также плотности, скорости и температуры несущей среды происходит под действием механизмов дробления [53], коагуляции [41, 76], испарения капель и конденсации пара [32, 53]. На начальном этапе движения парок капельной смеси преобладающими механизмами, меняющими параметры несущей и дисперсной фазы являются дробление капель, для которых число Вебера превышает критическое значение и испарение мелких капель, которое может быть описано равновесной моделью фазового перехода [32]. Моделирование динамики парок капельной смеси с учетом механизмов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара предполагает применение полидисперсных моделей [29], позволяющих описать взаимное влияние дисперсных фракций и несущей среды, а также связанное изменение параметров дисперсных фракций при дроблении и коагуляции. В работе приведена математическая модель полидисперсной газозвеси, в которой каждому начальному размеру частиц сопоставлена своя фракция [29], и в которой учитывается механизм дробления капель при превышении критического числа Вебера [3], приводящий к изменению дисперсности фракций и их средней плотности. Несущая фаза описывается системой уравнений Навье-Стокса [77 – 78], записанной с учетом обмена импульсом и энергией со всеми дисперсными фракциями [29]. Дисперсная фаза включает в себя n фракций, каждая из которых описывается системой из уравнения неразрывности для средней плотности, уравнений сохранения составляющих импульса и уравнения сохранения тепловой энергии, записанных в эйлеровой постановке. Каждая фракция обменивается импульсом и энергией с несущей средой. Предполагается, что процесс газоди-

намического дробления частиц происходит при деформации капель тарельчатого типа и для его описания применима полуэмпирическая модель, основанная на оценке размеров отрывающихся осколков, времени деформации разрушающейся капли и скорости изменения ее массы [53].

Если число Вебера $We = 2r_i \rho_{жс} |V - V_i|^2 / \sigma$ для частицы i -ой фракции больше критического значения, которое принадлежит диапазону значений 10-12, то движение такой частицы сопровождается газодинамическим дроблением, приводящим к уменьшению массы частицы i -ой фракции. В качестве механизма разрушения капли может быть выбран тарельчатый тип дробления, связанный со срывом пограничного слоя [53], реализующийся при $We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 / Lp^{0,5}$. При этом диаметр d отрывающихся частиц

$$d = 2,4 \frac{d_i}{\sqrt{Re_{i0}}} \left(\frac{\mu_{жс}}{\mu} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho}{\rho_{жс}} \right)^{0,25},$$

где d_i – диаметр капель i -ой фракции; $\mu_{жс}$, μ , $\rho_{жс}$, ρ – коэффициенты динамической вязкости и плотность жидкости и пара. Для описания процесса потери капель массы при газодинамическом дроблении применим полуэмпирическое уравнение [53]:

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -m_1 \frac{K_1 \cdot (We)^\psi \cdot (Re)^\omega}{t_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{K_2 t}{t_i}\right) \right]; \quad (1.3)$$

$$m_1 = \frac{\pi d^3 \rho_{жс}}{6}; \quad K_1 = 2,4 \div 7,5; \quad K_2 = 1,1; \quad \psi = 0,8 \div 1,3; \quad \omega = -0,15 \div 0,2.$$

Здесь m_1 – масса отрывающейся при дроблении капли; m_i – масса дробящейся капли i -ой фракции; t – интервал времени с момента достижения критического значения числа Вебера для капли i -ой фракции; t_i – время от

начала деформации капли до начала ее дробления [53]:

$$t_i = 0,37 \frac{d_i}{|\mathbf{V} - \mathbf{V}_i|} \sqrt{\frac{\rho_{жс}}{\rho}}. \quad (1.4)$$

Для решения обыкновенного дифференциального уравнения (1.3) применим метод Эйлера. Представим приближенно решение уравнения (1.3) в виде отрезка ряда Тейлора, ограничившись членами до второго порядка точности по времени:

$$m_i(t + \Delta t) = m_i(t) + \frac{\partial m_i}{\partial t} \Delta t + O((\Delta t)^2),$$

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -m_i \frac{K_1 \cdot (We)^\psi \cdot (Re)^\omega}{t_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{K_2 t}{t_i}\right) \right], \quad (1.5)$$

$$m_i = \frac{\pi d^3 \rho_{жс}}{6}; \quad K_1 = 2,4 \div 7,5; \quad K_2 = 1,1; \quad \psi = 0,8 \div 1,3; \quad \omega = -0,15 \div 0,2.$$

Значение массы капли в текущий момент времени t известно. Значение на следующем временном шаге определяем в виде отрезка ряда Тейлора (1.5).

Зная массу дробящейся капли i -ой фракции на новом временном шаге, найдём её новый радиус и объём. Известное значение концентрации капель i -ой фракции позволяет найти объёмное содержание и новое значение средней плотности i -ой фракции. Далее считаем, что отрывающиеся при дроблении капли переходят в самую мелкую фракцию смеси, в результате чего увеличивается средняя плотность и концентрация капель самой мелкой фракции капель. Далее переходим к выполнению расчётов течения газозвеси на следующем временном слое. В гл. 2 сопоставлены результаты расчётов течения газозвеси, формирующегося во внезапном порыве несущей среды: в началь-

ный момент времени скорость несущей среды – пара метана – составляла 0,1 М, где М – число Маха потока.

1.2.4 Модель коагуляции капель

Если число Вебера We для частицы i -ой фракции меньше критического значения ($We_{кр} = 10-12$), то при столкновениях её с частицами менее крупных фракций, происходит их коагуляция, вследствие чего изменяется масса, концентрация, импульс и температура частицы i -ой фракции. Этот процесс описывается Лагранжевой моделью Смолуховского [76].

Масса m_i частицы i -ой фракции ($i = 2, \dots, n$) возрастает за счет поглощения частиц j -ых фракций меньшего размера с массой m_j ($j = 1, 2, \dots, i-1$):

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j, \quad k_{ij} = K_0 \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \sqrt{(u_i - u_j)^2 + (v_i - v_j)^2 + (w_i - w_j)^2}, \quad (1.6)$$

где K_0 – константа коагуляции, d_i – диаметр частиц i -ой фракции, $d_j > d_i$. Новое значение массы частиц i -ой фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы r_i . Уменьшение концентрации частиц i -ых фракций вследствие поглощения их более крупными j -ми ($j = i+1, i+2, \dots, n$) описывается уравнением:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j, \quad (i =$$

1, 2, ... $n-1$). Новое значение объёмного содержания i -ой фракции, изменившееся вследствие коагуляции, определяется как $\alpha_i = 4/3 \pi r_i^3 n_i$. Концентрация n_i определяется через среднюю плотность и радиус частиц i -той фракции на каждом шаге вычислений. Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению их скорости:

$$\frac{\partial w_i}{\partial t} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (w_j - w_i) m_j n_j.$$

Температура частицы i -ой фракции после коагуляции с частицами более мелких фракций нахо-

дидась из соотношения $T = \frac{1}{Cm} \left(\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i \right)$, где T , C , m – температура, удельная массовая теплоёмкость и масса частицы i -ой фракции после коагуляции, T_i , C_i , m_i – те же параметры до коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения скорости и температуры дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

1.2.5 Модель прогрева и испарения капель крупных фракций

Если число Вебера We для капли i -ой фракции больше критического значения, то движение такой частицы сопровождается газодинамическим дроблением, приводящим к уменьшению массы частицы i -ой фракции. В этом случае процессом испарения с поверхности крупных капель пренебрегаем, так как унос массы крупной капли за счет дробления происходит более интенсивно [53]. Если же число Вебера меньше критического, а температура несущей среды выше температуры насыщения при текущем давлении, то требуется учесть уменьшение средней плотности дисперсной фазы за счет испарения крупных капель. Модель предполагает, что испарению капли предшествует ее нагрев до температуры насыщения, после чего начинается испарение с ее поверхности. Прогрев капли происходит за счет конвективного теплообмена в движущейся несущей среде. Коэффициент поверхностного теплообмена с поверхности капли α_p выражается через число Нуссельта, диаметр капли d и коэффициент теплопроводности несущей среды λ_r как $\alpha_p = Nu \lambda_r / d$. Для определения числа Нуссельта используется известная из литературы [53, 54] зависимость:

$$Nu = k_{ucn} (2 + 0,459 Re^{0,55} Pr^{0,33}) / \left[(1 + 3,42 M_{omn} (2 + 0,459 Re^{0,55} Pr^{0,33})) \cdot Re \times Pr \right], \quad (1.7)$$

здесь $M_{отн}$ – относительное число Маха, которое определяется как $M_{отн} = u_{отн}/a$, где a – скорость звука; $u_{отн} = |U - U_i|$ – величина скорости i -ой фракции относительно несущей среды; $Re = \rho|U|d/\mu$ – число Рейнольдса; $Pr = \mu C_{p2}/\lambda_r$ – число Прандтля; μ , C_{p2} – динамическая вязкость и удельная изобарная теплоёмкость несущей среды. Коэффициент $k_{исп}$ лежит в диапазоне $[0,5-0,7]$. Если капля не испаряется, то $k_{исп} = 1$ [53].

В предположении о том, что температура капли одинакова во всем ее объеме, температура капли при движении ее в потоке описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{6\alpha_p}{d_p C_{pж} \rho_{ж}} \left[T_z \left(1 + M_{отн}^2 \frac{(\gamma-1)}{2} \right) / \left(1 + M^2 \frac{(\gamma-1)}{2} \right) - T_p \right]. \quad (1.8)$$

Для решения этого уравнения представим температуру капли в виде отрезка ряда Тейлора по времени до второго порядка включительно:

$$T_p(t + \Delta t) \approx T_p(t) + \frac{\partial T_p(t)}{\partial t} \Delta t + 0,5 \frac{\partial^2 T_p(t)}{\partial t^2} (\Delta t)^2, \quad \frac{\partial^2 T_p(t)}{\partial t^2} = - \frac{6\alpha_p}{d_p C_{pж} \rho_{ж}} \frac{\partial T_p(t)}{\partial t}. \quad (1.9)$$

В соответствие с работой [53] считаем, что до достижения температурой капли температуры насыщения, испарением с поверхности капли можно пренебречь. Начиная с момента времени достижения температурой капли температуры насыщения при текущем давлении, начинается интенсивное испарение с её поверхности. Процесс испарения описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \frac{\pi d^2 \alpha_p}{L(T_p)} \left[T_z \left(1 + M_{отн}^2 \frac{(\gamma-1)}{2} \right) / \left(1 + M^2 \frac{(\gamma-1)}{2} \right) - T_s(p) \right], \quad (1.10)$$

где $L(T_p)$ – теплота парообразования жидкости при температуре T_p , $T_s(p)$ – температура насыщения при давлении p , m – масса капли i -ой фракции. Решение уравнения, описывающего изменение массы капли, будем искать по схеме Эйлера:

$$m(t + \Delta t) \approx m(t) + \frac{\partial m(t)}{\partial t} \Delta t. \quad (1.11)$$

1.2.6 Равновесная модель испарения и конденсации капель мелкой фракции

Парокапельная смесь, наряду с каплями сравнительно крупных фракций, содержит мелкую фракцию, температурным и скоростным скольжением которой относительно несущей среды можно пренебречь и считать, что испарение таких капель, в случае, когда давление пара ниже давления насыщения при данной температуре среды, описывается равновесной моделью фазовых переходов, т.е. происходит мгновенно. Испаряется при этом такая масса мелкодисперсной капельной фракции, которая обеспечивает возвращение параметров несущей среды – давления и температуры на кривую фазового равновесия. Если масса мелкой капельной фракции недостаточна для того, чтобы система перешла в равновесное состояние, то мелкая фракция испаряется полностью, а затем начинается испарение капель крупных фракций – этот процесс продолжается до достижения равновесного давления и температуры. При этом учитывается уменьшение температуры пара вследствие поглощения скрытой теплоты парообразования. Массовое содержание самой мелкой фракции может увеличиваться как вследствие дробления в потоке капель более крупных фракций, так и вследствие конденсации пара; уменьшение массового содержания мелких капель может происходить как вследствие испарения, так и в результате коагуляции с более крупными каплями.

Давление пара определяется с учётом объёмного содержания капель:

$$p = \rho RT / (1 - \rho_l / \rho_l^0), \quad (1.12)$$

где ρ , R , T – плотность, газовая постоянная и температура пара, ρ_l – суммарная средняя плотность капель по всем фракциям. Здесь учитывается, что часть объема ρ_l / ρ_l^0 в смеси занимают капли (ρ_l^0 – истинная плотность жидкости в каплях).

В соответствие с моделью равновесных фазовых переходов, конденсация пара происходит при увеличении парциального давления пара до давления насыщения $p_s(T)$. Испарение капель происходит при уменьшении парциального давления пара до давления насыщения $p_s(T)$ и ниже. Схема фазового перехода приведена в работах [32, 80]. В результате конвективного и диффузионного переноса вещества, импульса и энергии изменяется парциальное давление пара p . Возможны два случая по отношению к давлению насыщенного пара: 1) $p(T) > p_s(T)$ и 2) $p(T) < p_s(T)$. В первом случае избыточная масса пара δm_v конденсируется, возрастает температура смеси, давление пара $p(T')$ возвращается на кривую насыщения. При этом температура возрастает на величину $\delta T'$ за счет выделения энергии при конденсации $\delta Q = L \delta m_v$, где L – скрытая теплота фазового перехода. Значение $\delta T'$ равно разности температур до и после конденсации $\delta T' = T' - T$. Температура T' определяется решением уравнения:

$$p(T') = p_s(T'). \quad (1.13)$$

Масса сконденсировавшегося в единице объема пара вычисляется из условия теплового баланса $\delta m_v = (\rho' C_p T' - \rho C_p T) / L$, где ρ , T , ρ' , T' – плотность и температура пара до и после конденсации.

Если $p(T) < p_s(T)$, и в смеси содержится мелкодисперсная фракция, то и испарение происходит по той же схеме, но с учетом того, что температура смеси и средняя плотность мелкодисперсной фракции снижаются.

Рассмотрим условие перехода системы в равновесие. Выразим текущее давление пара p и давление насыщенного пара p_s через температуру T' :

$$p_s(T') = \rho' RT' / (1 - \rho'_i / \rho_i^0). \quad (1.14)$$

В это уравнение входят новые значения парциальных плотностей пара и капель ρ' , ρ'_i , рассчитанные с учётом фазового перехода:

$$\rho' = \rho - \rho C_p (T' - T) / L, \quad \rho'_i = \rho_i + \rho C_p (T' - T) / L. \quad (1.15)$$

Здесь ρ , ρ_i , T - соответствуют значениям до фазового перехода. Получаем уравнение для нахождения нового значения температуры пара после перехода системы в равновесное состояние:

$$p_s(T') = \rho(1 - C_p (T' - T) / L) RT' / (1 - (\rho_i + \rho C_p (T' - T) / L) / \rho_i^0), \quad (1.16)$$

$$p_s(T') = p_{кр} \exp(a_0 + a_1 / (T' / T_{кр}) + a_2 \ln(T' / T_{кр}) + a_3 (T' / T_{кр})), \quad (1.17)$$

где $a_0 = 2,7346$, $a_1 = -7,8725$, $a_2 = -7,265$, $a_3 = 5,1363$.

Уравнение решается итерационным методом, который позволяет найти новое значение температуры и в том случае, когда масса пара или масса мелких капель недостаточны для перехода системы в равновесие при конденсации или испарении. Новое значение температуры T' позволяет найти новые значения плотности пара и новую среднюю плотность мелкодисперсной фракции $\rho' = \rho - \rho C_p (T' - T) / L$, $\rho'_i = \rho_i + \rho C_p (T' - T) / L$. По новым значени-

ям температуры и плотности пара, находим новое значение давления смеси.

В качестве термического уравнения состояния для несущей среды, наряду с уравнением состояния термодинамически идеального газа, применялось также широкодиапазонное малоконстантное уравнение состояния Бенедикта-Вебба-Рубина [81]:

$$p = RT\rho + \left(BRT - A - \frac{C}{T} \right) \rho - (bRT - a)\rho + a\alpha\rho + \frac{c\rho}{T} (1 + \gamma\rho) \exp(-\gamma\rho), \quad (1.18)$$

где коэффициенты a , A_0 , b , B_0 , c , C_0 , α , γ определяются по известным значениям плотности, давления и температуры метана в парообразном состоянии.

1.2.7 Модель динамики паракапельной смеси с учетом дробления и коагуляции капель

Скорость движения капель относительно несущей среды может изменяться, например, при изменении геометрии канала. В этом случае могут возникать условия для перехода от режима дробления капель отдельных фракций к режиму их коагуляции. Условием осуществления того или иного процесса является значение числа Вебера. Как и предыдущем разделе, будем считать, что если для частицы i -ой фракции число Вебера больше критического значения, лежащего в диапазоне значений 10–12, то движение такой частицы сопровождается газодинамическим дроблением, приводящим к уменьшению массы частицы i -ой фракции. Если число Вебера для некоторой фракции капель в потоке оказывается меньше критического, то процесс дробления капель данной фракции сменяется процессом их коагуляции с каплями меньших размеров. В качестве механизма разрушения капли выбран тарельчатый тип дробления, связанный со срывом пограничного слоя [3, 29, 53], реализующийся при $We_{кр} \leq We < 1,7 \cdot 10^4 / L\rho^{0.5}$. При этом диаметр d отрывает-

ющихся частиц $d = 2,4 \frac{d_i}{\sqrt{\text{Re}_{i0}}} \left(\frac{\mu_{жс}}{\mu} \right)^{0,5} \left(\frac{\rho}{\rho_{жс}} \right)^{0,25}$, где d_i – диаметр каплей i -ой

фракции; $\mu_{жс}$, μ , $\rho_{жс}$, ρ – коэффициенты динамической вязкости и плотность жидкости и пара. Для описания процесса потери капель массы при газодинамическом дроблении применимо полуэмпирическое уравнение [53]:

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -m_1 \frac{K_1 \cdot (\text{We})^\psi \cdot (\text{Re})^\omega}{t_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{K_2 t}{t_i}\right) \right]; \quad (1.19)$$

$$m_1 = \frac{\pi d^3 \rho_{жс}}{6}; \quad K_1 = 2,4 \div 7,5; \quad K_2 = 1,1; \quad \psi = 0,8 \div 1,3; \quad \omega = -0,15 \div 0,2.$$

Здесь m_1 – масса отрывающейся при дроблении капли; m_i – масса дробящейся капли i -той фракции; t – интервал времени с момента достижения критического значения числа Вебера для капли i -той фракции; t_i – время от начала деформации капли до начала её дробления [6]:

$$t_i = 0,37 \frac{d_i}{|\mathbf{V} - \mathbf{V}_i|} \sqrt{\frac{\rho_{жс}}{\rho}}. \quad (1.20)$$

Для решения обыкновенного дифференциального уравнения (1.19) применяется метод рядов. Значение массы капли в текущий момент времени t известно. Приближённое значение массы капли на следующем временном шаге определяется в виде отрезка ряда Тейлора до второго порядка точности по времени:

$$m_i(t + \Delta t) = m_i(t) + \frac{\partial m_i}{\partial t} \Delta t + O((\Delta t)^2),$$

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = -m_1 \frac{K_1 \cdot (We)^\psi \cdot (Re)^\omega}{t_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{K_2 t}{t_i}\right) \right], \quad (1.21)$$

$$m_1 = \frac{\pi d^3 \rho_{жс}}{6}; \quad K_1 = 2,4 \div 7,5; \quad K_2 = 1,1; \quad \psi = 0,8 \div 1,3; \quad \omega = -0,15 \div 0,2.$$

Зная массу дробящейся капли i -той фракции на новом временном шаге, найдем её новый радиус и объём. Известное значение концентрации капель i -той фракции позволяет найти объёмное содержание и новое значение средней плотности i -той фракции. Далее считаем, что отрывающиеся при дроблении капли переходят в самую мелкую фракцию смеси, в результате чего увеличивается средняя плотность и концентрация капель самой мелкой фракции капель. Далее определяем число Вебера для капель i -той фракции, сравниваем с критическим значением, и либо переходим к выполнению расчётов течения газозвеси на следующем временном слое, либо рассчитываем процесс коагуляции капель ряда фракций, включающих в себя i - фракцию в качестве самой крупной.

Процесс коагуляции капель описывается лагранжевой моделью Смолуховского [76], в соответствии с которой, если число Вебера для частицы i -ой фракции меньше критического значения, то при столкновениях её с частицами менее крупных фракций, происходит их коагуляция, вследствие чего изменяется масса, концентрация, импульс и температура частицы i -ой фракции.

Масса m_i частицы i -той фракции ($i = 2, \dots, n$) возрастает за счет поглощения частиц j -ых фракций меньшего размера с массой m_j ($j = 1, 2, \dots, i-1$):

$$\frac{\partial m_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j, \quad k_{ij} = K_0 \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \sqrt{(u_i - u_j)^2 + (v_i - v_j)^2 + (w_i - w_j)^2}, \quad (1.22)$$

где K_0 – константа коагуляции, d_i – диаметр частиц i -ой фракции, $d_j > d_i$. Новое значение массы частиц i -ой фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы r_i . Уменьшение концентрации частиц i -ых фракций вследствие поглощения их более крупными j -ыми ($j = i+1, i+2, \dots, n$) описывается уравнением: $\frac{\partial n_i}{\partial t} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j$, ($i =$

$1, 2, \dots, n-1$). Новое значение объёмного содержания i -ой фракции, изменившееся вследствие коагуляции, определяется как $\alpha_i = 4/3\pi r_i^3 n_i$. Концентрация n_i определяется через среднюю плотность и радиус частиц i -той фракции на каждом шаге вычислений. Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению их импульса и скорости: $\frac{\partial w_i}{\partial t} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (w_j - w_i) m_j n_j$. Тем-

пература частицы i -ой фракции после коагуляции с частицами более мелких фракций находилась из соотношения $T = \frac{1}{Cm} \left(\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i \right)$, где T , C ,

m – температура, удельная массовая теплоёмкость и масса частицы i -ой фракции после коагуляции, T_i , C_i , m_i – те же параметры до коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения скорости и температуры дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

1.2.8 Аппроксимация теплофизических свойств жидкого и газообразного метана

Теплофизические параметры метана определялись на основе справочных данных, приведенных в монографии [82], аппроксимированных методом наименьших квадратов. Метод построения и формулы, описывающие теплофизические свойства метана на линии насыщения (рис. 1.1, 1.2) приведены в работе [83].

Плотность насыщенной жидкости определялась из соотношения:

$$\frac{\rho'}{\rho_{кр}} = a_0(1-\tau)^{a_1} + 1, \quad a_0 = 2,2665, \quad a_1 = 0,41326;$$

Плотность насыщенного пара:

$$\rho'' = p_s(T)/(RTz), \quad z = \left[p_{кр} / RT \rho_{кр} \right] + a_0(1-\tau), \quad a_0 = 2,2665;$$

Скрытая теплота парообразования:

$$\frac{r}{RT_{кр}} = a_0(1-\tau)^{a_1}, \quad a_0 = 7,1462, \quad a_1 = 0,36366;$$

Энтальпия насыщенного пара:

$$\frac{h''}{RT_{кр}} = \sum_{i=0}^2 a_i \tau^i, \quad \text{Метан: } a_0 = 3,0809, \quad a_1 = 13,563, \quad a_2 = -8,5443;$$

Теплоёмкость насыщенной жидкости:

$$\ln \frac{c_p'}{R} = a_0(1-\tau^5)^{a_1}, \quad a_0 = 1,8695, \quad a_1 = -0,2483;$$

Теплоёмкость насыщенного пара:

$$\ln \frac{c_p''}{R} = \sum_{i=0}^5 a_i \tau^i, \quad a_0 = 1,9038, \quad a_1 = -0,6427, \quad a_2 = -22,77, \quad a_3 = 90,995, \\ a_4 = -122,61, \quad a_5 = 56,694;$$

Коэффициент поверхностного натяжения:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = a_0(1 - \tau)^{a_1}, \quad \sigma_0 = 0,0088, \quad a_0 = 4,0005, \quad a_1 = 1,1426, \quad \sigma_0 = \rho_{кр}^{2/3} \mu^{1/3} RT_{кр} / Na^{1/3};$$

Давление насыщенного пара:

$$\ln \pi = a_0 + a_1 / \tau + a_2 \ln \tau + a_3 \tau, \quad a_0 = 2,7346, \quad a_1 = -7,8725, \quad a_2 = -7,265, \\ a_3 = 5,1363;$$

Температура насыщения:

$$\tau = \sum_{i=0}^5 a_i (1 - \pi)^i, \quad a_0 = 1,0088, \quad a_1 = -0,56813, \quad a_2 = 3,5948, \\ a_3 = -12,014, \quad a_4 = 15,847, \quad a_5 = -7,3536;$$

Коэффициент сжимаемости на линии насыщения:

$$\frac{z}{z_{кр}} = \sum_{i=0}^5 a_i (1 - \tau)^{a_i} + 1, \quad a_0 = 1,2395, \quad a_1 = 0,41657.$$

Таблица 1.1 – Критические параметры и размерные комплексы
($\pi = p / p_{кр}$, $\tau = T / T_{кр}$)

$p_{кр}$, МПа	$T_{кр}$, К	$\rho_{кр}$, кг/м ³	R , Дж/(кг·К)	σ_0 , Н/м	$\mu_{мол}$, кг/моль
4,626	190,77	163,5	518,271	0,00883	16,0426

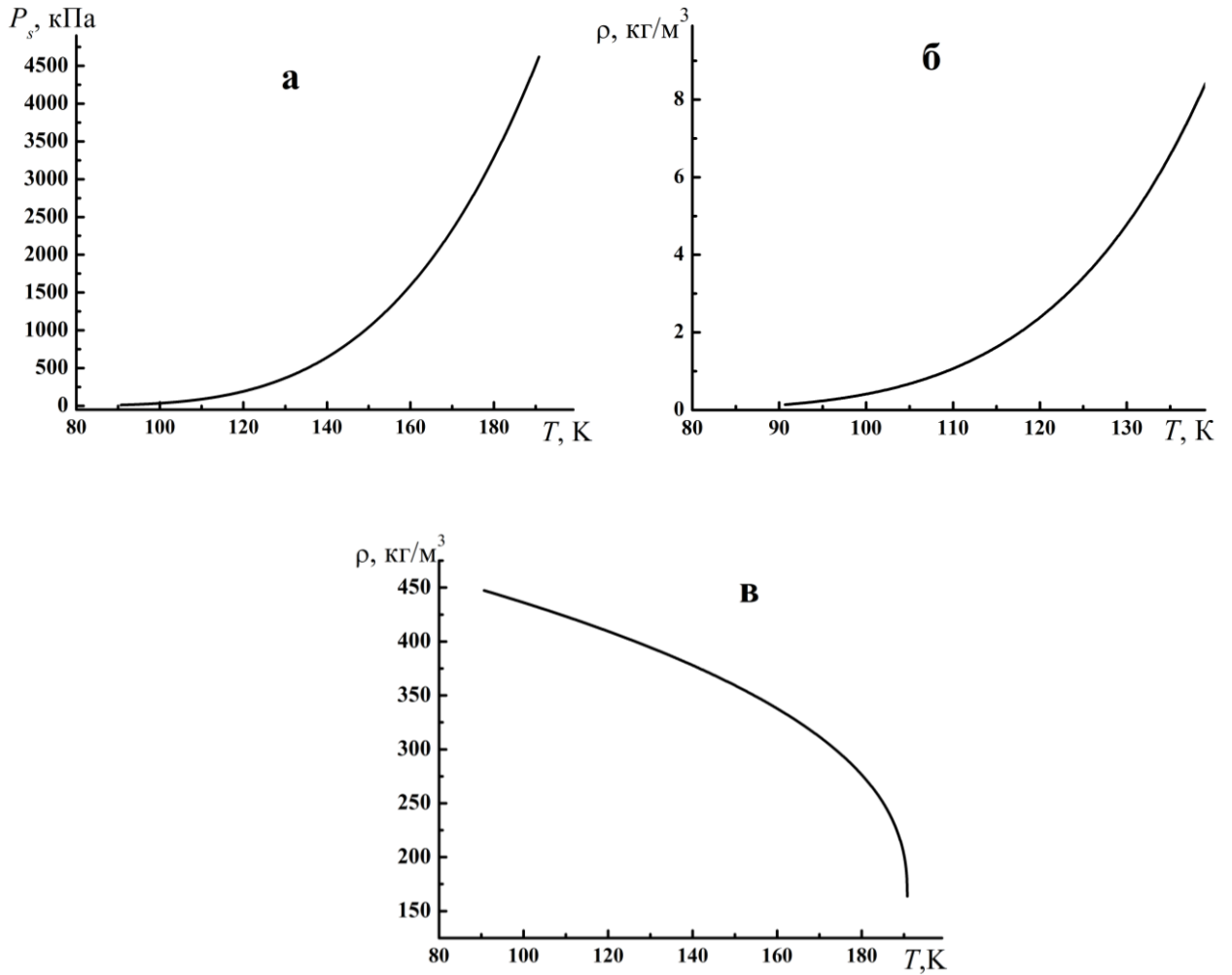
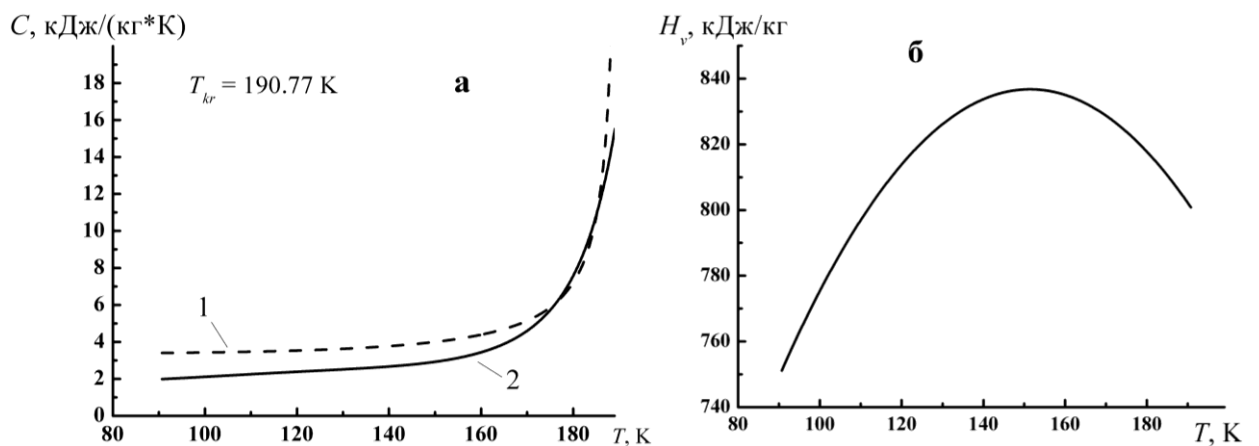


Рисунок 1.1 – Параметры метана на линии насыщения: а – давление насыщенного пара в зависимости от температуры; б – плотность насыщенного пара в зависимости от температуры; в – плотность насыщенной жидкости в зависимости от температуры



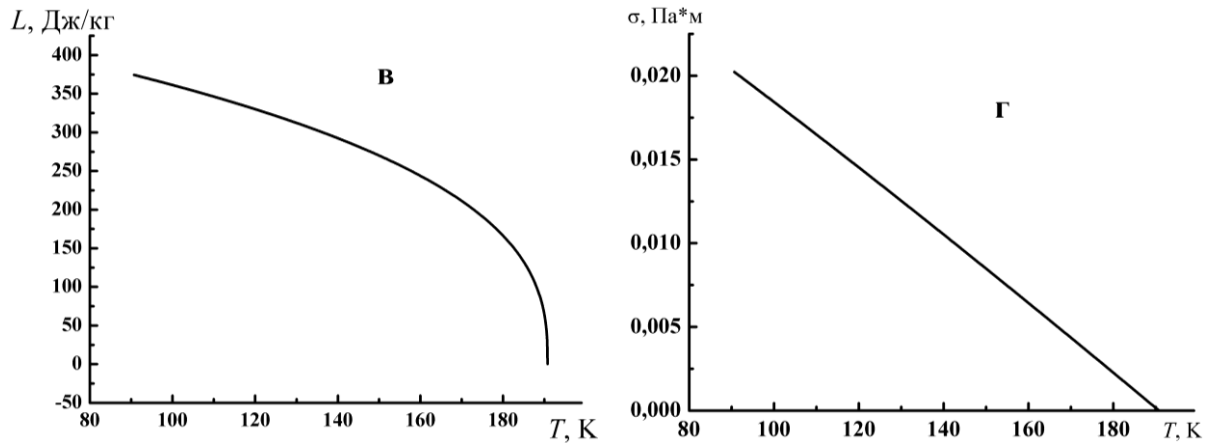
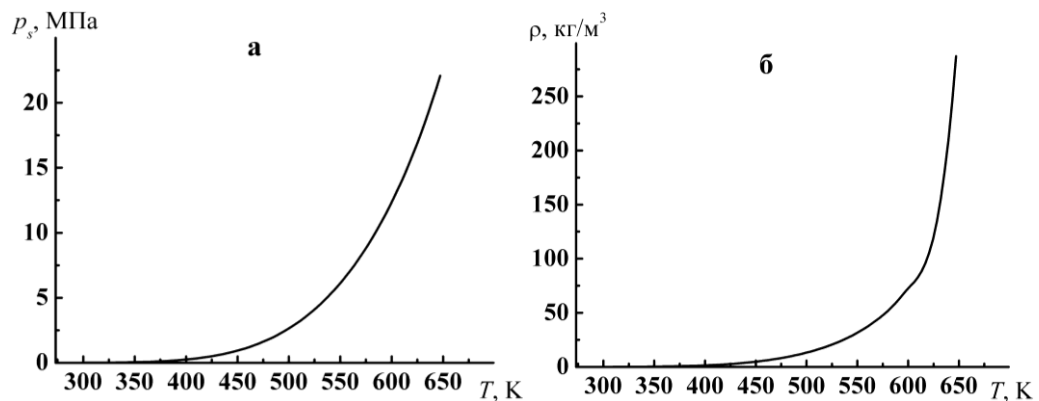


Рисунок 1.2 – Параметры метана на линии насыщения: а – удельная теплоёмкость при постоянном давлении на линии насыщения: 1 – насыщенная жидкость, 2 – насыщенный пар; б – энтальпия насыщенного пара; в – скрытая теплота парообразования; г – поверхностное натяжение

1.2.9 Аппроксимация теплофизических свойств воды и водяного пара

Ниже приведены результаты аппроксимации табличных теплофизических параметров воды и водяного пара при помощи сплайнов третьего порядка. Зависимости построены по данным работы [84].

Полученные зависимости использовались в программном комплексе для тестового расчёта процесса испарения капель в высокотемпературном воздушном потоке.



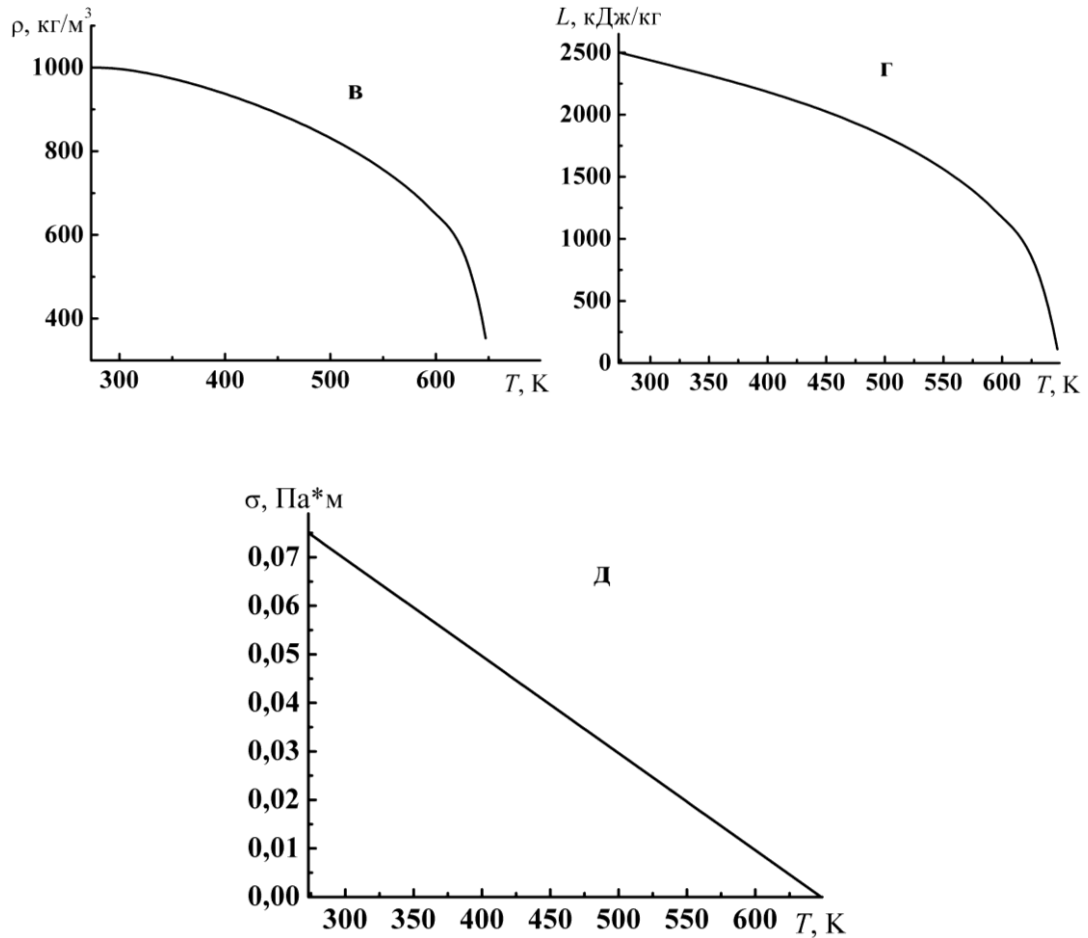


Рисунок 1.3 – Аппроксимации при помощи сплайна третьего порядка термодинамических характеристик воды и водяного пара в зависимости от температуры: а – давление насыщения; б – плотность водяного пара на линии насыщения; в – плотность воды на линии насыщения; г – скрытая теплота парообразования; д – поверхностное натяжение воды

1.3 Метод решения системы уравнений движения полидисперсной смеси

1.3.1 Явная схема Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора по направлениям

В обобщённых криволинейных координатах система уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа [78] может быть записана в дивергентной форме [79]:

$$\mathbf{q}_t + \mathbf{F}_\xi + \mathbf{G}_\eta = \mathbf{H}. \quad (1.23)$$

В расчётах применялась схема Мак-Кормака в виде схемы расщепления по пространственным направлениям, реализуемая в виде симметричной последовательности одномерных операторов, позволяющая построить решение на следующем временном слое [78]:

$$\mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi / 2) \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta / 2) \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta / 2) \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi / 2) \mathbf{q}_{j,k}^n. \quad (1.24)$$

Переход со слоя t^n на слой t^{n+1} осуществляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{q}_{j,k}^{(1)} &= \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi / 2) \mathbf{q}_{j,k}^n, \quad \mathbf{q}_{j,k}^{(2)} = \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta / 2) \mathbf{q}_{j,k}^{(1)}, \\ \mathbf{q}_{j,k}^{(3)} &= \mathbf{P}_\eta(\Delta t_\eta / 2) \mathbf{q}_{j,k}^{(2)}, \quad \mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = \mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi / 2) \mathbf{q}_{j,k}^{(3)}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Здесь $\Delta t_\xi = \Delta t_\eta = \Delta t$. Для получения вектора $\mathbf{q}^{(1)}$ нужно применить одномерный оператор $\mathbf{P}_\xi(\Delta t_\xi / 2)$ по переменной ξ к вектору газодинамических функций на временном слое t^n , и т.д. Действие каждого одномерного оператора \mathbf{P} состоит в выполнении шагов предиктор и корректор по соответствующей пространственной переменной [79]:

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(1)*} = \mathbf{q}_{j,k}^n - \frac{(\Delta t_\xi / 2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j+1,k}^n - \mathbf{E}_{j,k}^n) + \frac{\Delta t_\xi}{4} \mathbf{H}_{j,k}^n; \quad (1.26)$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(1)} = 0,5(\mathbf{q}_{j,k}^n + \mathbf{q}_{j,k}^{(1)*}) - 0,5 \frac{(\Delta t_\xi / 2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j,k}^{(1)*} - \mathbf{E}_{j-1,k}^{(1)*}) + \frac{\Delta t_\xi}{8} \mathbf{H}_{j,k}^{(1)*};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(2)*} = \mathbf{q}_{j,k}^n - \frac{(\Delta t_\eta / 2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k+1}^n - \mathbf{F}_{j,k}^n) + \frac{\Delta t_\eta}{2} \mathbf{H}_{j,k}^{(1)};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(2)} = 0,5(\mathbf{q}_{j,k}^{(1)} + \mathbf{q}_{j,k}^{(2)*}) - 0,5 \frac{(\Delta t_\eta / 2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k}^{(2)*} - \mathbf{F}_{j,k-1}^{(2)*}) + \frac{\Delta t_\eta}{8} \mathbf{H}_{j,k}^{(2)*};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(3)*} = \mathbf{q}_{j,k}^{(2)} - \frac{(\Delta t_\eta / 2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k+1}^{(2)} - \mathbf{F}_{j,k}^{(2)}) + \frac{\Delta t_\eta}{4} \mathbf{H}_{j,k}^{(2)};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(3)} = 0,5(\mathbf{q}_{j,k}^{(2)} + \mathbf{q}_{j,k}^{(3)*}) - 0,5 \frac{(\Delta t_\eta / 2)}{\Delta \eta} (\mathbf{F}_{j,k}^{(3)*} - \mathbf{F}_{j,k-1}^{(3)*}) + \frac{\Delta t_\eta}{8} \mathbf{H}_{j,k}^{(3)*};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{(n+1)*} = \mathbf{q}_{j,k}^{(3)} - \frac{(\Delta t_\xi / 2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j+1,k}^{(3)} - \mathbf{E}_{j,k}^{(3)}) + \frac{\Delta t_\xi}{4} \mathbf{H}_{j,k}^{(3)};$$

$$\mathbf{q}_{j,k}^{n+1} = 0,5(\mathbf{q}_{j,k}^{(3)} + \mathbf{q}_{j,k}^{(n+1)*}) - 0,5 \frac{(\Delta t_\xi / 2)}{\Delta \xi} (\mathbf{E}_{j,k}^{(n+1)*} - \mathbf{E}_{j-1,k}^{(n+1)*}) + \frac{\Delta t_\xi}{8} \mathbf{H}_{j,k}^{(n+1)*},$$

$$\xi = \xi(x, y), \eta = \eta(x, y), \mathbf{J} = (\xi_x \cdot \eta_y - \xi_y \cdot \eta_x).$$

Пространственные производные, входящие в вектора потоков \mathbf{E} и \mathbf{F} на шагах предиктор и корректор представляются при помощи односторонних конечно-разностных операторов. На шаге предиктор для аппроксимации производных по ξ , входящих в $\mathbf{E}_{j+1,k}^n, \mathbf{E}_{j,k}^n$ применяются левые разностные схемы первого порядка точности, на шаге корректор – правые, производные по η приближаются центральными разностными схемами второго порядка. Производные по η , входящие в $\mathbf{F}_{j,k+1}^n, \mathbf{F}_{j,k}^n$ аппроксимируются на шаге предиктор левыми разностными схемами первого порядка, а на шаге корректор

правыми. Для аппроксимации разностных производных по ξ в $\mathbf{F}_{j,k+1}^n, \mathbf{F}_{j,k}^n$ применяются центральные разности.

1.3.2 Схема нелинейной коррекции

Монотонность решения достигалась с помощью применения схемы нелинейной коррекции [85, 86] к векторам газодинамических функций $U = (\rho, u, v, e)^T$ после перехода на новый временной слой при $t = t^{n+1}$. Процедура коррекции выполнялась последовательно вдоль координаты ξ , а затем вдоль координаты η в расчётной области. Нижний индекс обозначает номер узла сетки соответственно вдоль ξ или η : $U_j = \tilde{U}_j + k(\delta\Phi_{j+1/2} - \delta\Phi_{j-1/2})$, где $\delta\Phi_{j+1/2} = \delta\tilde{U}_{j+1/2}$, если $(\delta\tilde{U}_{j-1/2} \cdot \delta\tilde{U}_{j+1/2}) < 0$, или $(\delta\tilde{U}_{j+1/2} \cdot \delta\tilde{U}_{j+3/2}) < 0$, и $\delta\Phi_{j+1/2} = 0$ в любом другом случае, где $\delta\tilde{U}_{j-1/2} = \tilde{U}_j - \tilde{U}_{j-1}$, $\delta\tilde{U}_{j+1/2} = \tilde{U}_{j+1} - \tilde{U}_j$, $\delta\tilde{U}_{j+3/2} = \tilde{U}_{j+2} - \tilde{U}_{j+1}$, \tilde{U}_j – значение функции после перехода на $n+1$ временной слой по схеме Мак-Кормака, коэффициент $k = 0,125$.

Метод расчёта дополняется соответствующими начальными и граничными условиями, которые варьируются в зависимости от вида задачи.

1.4 Выводы по главе 1, постановка цели и задач исследования

Сделан обзор научно-технической литературы по теме исследования.

Поставлены цель и задачи исследования. Цель работы заключается в численном описании и моделировании гидро- и термодинамических процессов, сопровождающих течение полидисперсных парокапельных смесей и газозвесей в элементах энергетического оборудования. В задачи исследования вошли построение математической модели, разработка численного метода и реализующего его программного комплекса для описания динамики парока-

пельных смесей; верификация программного комплекса; выполнение моделирования пространственной сепарации фракций полидисперсной газовзвеси при обтекании обратного уступа; проведение моделирования колебаний коагулирующей полидисперсной газовзвеси в акустическом резонаторе; выполнение моделирования динамики парок капельных смесей с учётом механизмов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара при течении в каналах с различными термо- и гидродинамическими условиями.

Построена математическая модель и численный метод для описания гидро- и термодинамики газовзвесей и однокомпонентных парок капельных систем в эйлеровой постановке. Для описания движения несущей среды применяется система уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа в двумерной постановке. Для описания динамики каждой дисперсной фракции применяется система уравнений, включающая в себя уравнение неразрывности средней плотности фракции, уравнения сохранения составляющих импульса и уравнение сохранения тепловой энергии. При решении систем уравнений несущей среды и дисперсных фракций учитывается межфазный обмен импульсом и энергией. Основная система динамики полидисперсной системы дополняется моделями газодинамического дробления капель, моделью коагуляции Смолуховского, моделью прогрева и испарения капель со скоростной и температурной неравновесностью, а также равновесной моделью фазовых переходов для мелкодисперсной фракции капель.

Выполнена аппроксимация термодинамических свойств воды и метана.

Описана явная схема Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора по направлениям, дополненная схемой нелинейной коррекции для решения систем уравнений движения несущей среды и дисперсных фракций. Приведены численные схемы решения уравнений, описывающих механизмы газодинамического дробления, прогрева, испарения, коагуляции капель и конденсации пара и описана коррекция параметров несущей среды и дисперсных фракций вследствие дробления, коагуляции, фазовых переходов.

Глава 2 Верификационные расчёты динамики газа, процессов дробления, коагуляции, нагрева и испарения капель крупных фракций, равновесного испарения мелкой фракции и конденсации пара

2.1 Колебания газа в акустическом резонаторе: сопоставление результатов расчёта и физического эксперимента

В разделе сопоставлены результаты физических и численных экспериментов по исследованию динамики газовзвесей в волновых полях. Математическая модель монодисперсной газовзвеси учитывала силовое и тепловое взаимодействие несущей и дисперсной компонент смеси, а также вязкость, сжимаемость и теплопроводность несущей среды, в качестве которой рассматривался газ. Система уравнений динамики газовзвеси решалась численно явным конечно-разностным методом второго порядка точности. Результаты расчётов сопоставлены с известными из литературы экспериментальными данными.

В данном разделе используется математическая модель динамики аэрозоля, основанная на концепции взаимопроникающих континуумов, включающих в себя дисперсную фракцию и несущую фазу с учетом её вязкости, сжимаемости и теплопроводности.

2.1.1 Математическая модель

В качестве несущей среды рассматривается сжимаемый газ, движение которого описывается системой уравнений Навье-Стокса [3, 29], учитывающих межфазный обмен импульсом и энергией с дисперсной фазой. В цилиндрической системе координат в осесимметричном случае система уравнений выглядит следующим образом [29]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = -\rho v / y, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = -(\rho uv - \tau_{xy}) / y + \alpha \frac{\partial p}{\partial x} - F_x,$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) = -(\rho v^2 - \tau_{yy}) / y + \alpha \frac{\partial p}{\partial y} - F_y,$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left([e + p - \tau_{xx}] u - \tau_{xy} v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left([e + p - \tau_{yy}] v - \tau_{xy} u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \\ & = - \left(v(e + p - \tau_{yy}) - \tau_{xy} u - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) / y + \alpha \frac{\partial}{\partial x} (u p) + \alpha \frac{\partial}{\partial y} (v p) + Q - |F_x| (u - u_1) - |F_y| (v - v_1), \end{aligned}$$

$$p = (\gamma - 1)(e - \rho(u^2 + v^2) / 2), \quad e = \rho I + \rho(u^2 + v^2) / 2, \quad I = C_V T,$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right),$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{v}{y}.$$

Здесь ρ , u , v , e , λ , μ – плотность, составляющие скорости, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей среды. Величины F_x , F_y , Q задаются законами межфазного трения и теплообмена. $I = C_V T = RT/(\gamma - 1)$ – внутренняя энергия газа.

Движение дисперсной фазы описывается уравнением сохранения средней плотности твердой фракции, уравнениями сохранения составляющих импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [29]:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial y} = -\rho_1 v_1 / y, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 u_1 v_1) = -\rho_1 u_1 v_1 / y + F_x + \alpha \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1 v_1) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 v_1^2) = -\rho_1 v_1^2 / y + F_y + \alpha \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial e_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_1 u_1) + \frac{\partial}{\partial y}(e_1 v_1) = -e_1 v_1 / y + \text{Nu} \frac{6\alpha}{(2r)^2} \lambda_1 (T - T_1),$$

$$\rho_1 = \alpha \rho_{10}, \quad e_1 = \rho_1 C_{p1} T_1,$$

где u_1 , v_1 , T_1 , e_1 , ρ_1 , α – составляющие скорости, температура, внутренняя энергия, средняя плотность и объёмное содержание дисперсной фазы; C_{p1} , ρ_{10} – теплоёмкость и плотность вещества твердой фазы. Составляющие силы трения F_x и F_y задаются следующим образом [3, 29]:

$$F_x = \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u-u_1)^2 + (v-v_1)^2} (u-u_1) + \alpha \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + 0,5 \alpha \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_1}{\partial t} - u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} - v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right), \quad (2.3)$$

$$F_y = \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{(2r)} C_d \rho \sqrt{(u-u_1)^2 + (v-v_1)^2} (v-v_1) + \alpha \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + 0,5 \alpha \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_1}{\partial t} - u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} - v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} \right),$$

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_{21}} + \frac{4}{\text{Re}_{21}^{0.5}} + 0,4 \cdot M_{21} = |\bar{V} - \bar{V}_1| / c, V_1 = \sqrt{u_1^2 + v_1^2}, V = \sqrt{u^2 + v^2},$$

$$\text{Re}_{21} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_1| 2r / \mu, \text{Pr} = \gamma C_p \mu / \lambda, 0 \leq M_{21} \leq 2, 0 \leq \text{Re}_{21} < 2 \cdot 10^5.$$

Температура несущей среды находится из уравнения: $T = (\gamma - 1)(e/\rho - 0.5(u^2 + v^2))/R$. Тепловая энергия взвешенной в газе твердой фазы определяется как $e_1 = \rho_1 C_{p1} T_1$. В уравнение энергии для несущей фазы входит коэффициент теплопроводности газа λ и тепловой поток за счет теплообмена между газом и частицей [29]:

$$\begin{aligned} Q &= \alpha^T 4\pi r^2 (T - T_1) n = 3\alpha_2 \alpha^T 4\pi r^2 (T - T_1) / 4\pi r^3 = 3\alpha_2 \alpha^T (T - T_1) / r = \\ &= 6\alpha_2 \text{Nu} \cdot \lambda (T - T_1) / (2r)^2, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $\text{Nu} = 2r\alpha^T/\lambda$ – число Нуссельта, n – концентрация частиц. Математическая модель дополнялась начальными и граничными условиями, варьируемыми в зависимости от вида задачи. Полученная система дифференциальных уравнений в частных производных решалась явным конечно-разностным методом Мак-Кормака [78, 87, 88, 89, 90] с расщеплением по пространственным направлениям [91] и схемой нелинейной коррекции [86].

2.1.2 Постановка задачи

Рассмотрим динамику монодисперсного аэрозоля при резонансных режимах колебаний несущей среды в закрытой цилиндрической трубе, продольные колебания в которой возбуждаются поршнем, перемещающимся по гармоническому закону (рис. 2.1). Аэрозоль в начальный момент времени представляет собой смесь воздуха с равномерно распределенными в объеме

резонатора частицами – сферами одинакового диаметра с фиксированной плотностью вещества. Предполагалось, что в моменты времени, предшествующие началу колебаний поршня, аэрозоль неподвижен, температуры фаз равны $T_{10}=T_{20}$, заданы плотность воздуха, вещества дисперсной фазы и ее объёмное содержание α_2 . При $t = 0$ поршень начинал движение по гармоническому закону $x(t) = a \cdot \sin(\omega t)$, где ω – одна из резонансных частот продольных колебаний несущей среды, a – амплитуда хождения поршня.

В процессе численного решения системы уравнений на неподвижных поверхностях для скоростей фаз задавались однородные граничные условия первого рода, а для остальных газодинамических функций однородные граничные условия второго рода. На поверхности поршня осевая составляющая скорости изменялась по гармоническому закону, радиальная составляющая скорости приравнивалась нулю.

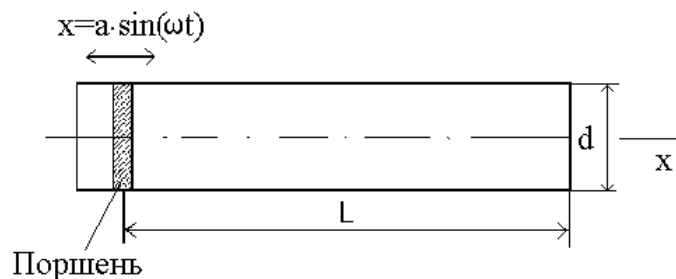


Рисунок 2.1 – Схема резонатора

В приведенных ниже численных расчётах в осевом направлении задавалось 350 узлов, а в радиальном направлении 90 узлов.

2.1.3 Результаты расчётов

Начальные температуры газа и дисперсной среды составляли $T_0 = 293$ К. Вещество, из которого состоят капли аэрозоля – диэтилгексилсебакат

(DEHS), использованный в физическом эксперименте [92]. Объёмное содержание дисперсной фазы – $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-5}$, истинная плотность капель – $\rho_{10} = 800$ кг/м³, радиус частиц составлял $r = 0,8$ мкм. Частота колебаний поршня выбиралась равной частоте первого линейного резонанса в закрытой трубе – $\nu_1 = \frac{c}{2L}$ [58], где c – скорость звука. Длина резонатора составляла $L = 1,06$ м. Расчёты, как и эксперимент [92], проводились при амплитудах хождения поршня $a = 0,3$ мм и $a = 0,1$ мм. Внутренний диаметр закрытого акустического резонатора составлял $d = 0,036$ м.

На рис. 2.2 (а, б) представлены зависимости от времени изменения давления на закрытом конце акустического резонатора. Результат физического эксперимента, полученный при амплитуде колебания поршня $a = 0,3$ мм показан на рис. 2.2, а, численного расчёта – на рис. 2.2, б. Амплитуда изменения давления в физическом эксперименте составила $(p_{max} - p_{min})/2 \approx 12$ мбар. В численных расчётах, проведённых для аналогичной колебательной системы, амплитуда изменения давления на временном интервале между $t = 0,3125$ с и $t = 0,0375$ с составляла $(p_{max} - p_{min})/2 \approx 9,6$ мбар.

Зависимости давления от времени на закрытом конце трубы для амплитуды колебаний $a = 0,1$ мм изображены на рис. 2.3 : экспериментальная – рис. а, полученная численно – рис. б. Величина размаха давления на закрытом конце трубы в этом случае в экспериментальной работе составила $(p_{max} - p_{min}) \approx 6,6$ мбар, тогда как в численных расчётах на временном интервале между $t = 0,0125$ с и $t = 0,1875$ с эта величина составила $(p_{max} - p_{min}) \approx 6,5$ мбар.

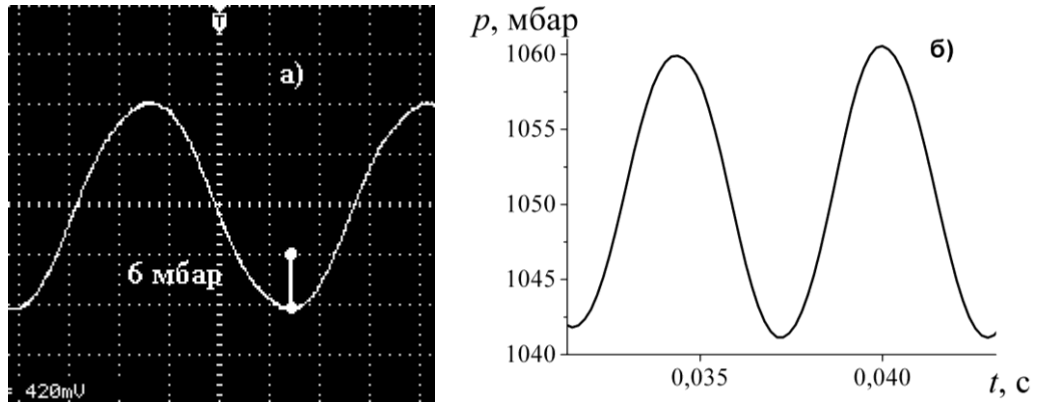


Рисунок 2.2 – Зависимость давления на закрытом конце трубы от времени для амплитуды хождения поршня $a = 0,3$ мм: а) – физический эксперимент; б) – численный расчёт

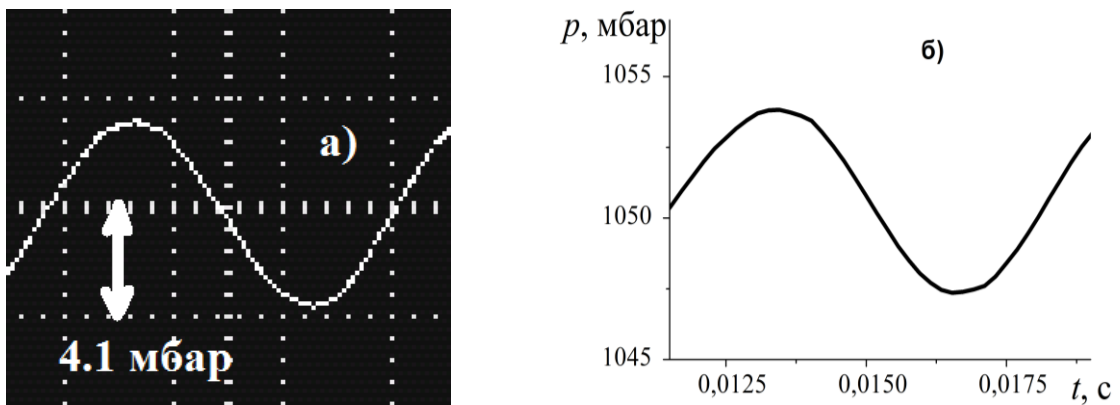


Рисунок 2.3 – Зависимость давления на закрытом конце трубы от времени для амплитуды хождения поршня $a = 0,1$ мм: а) – физический эксперимент; б) – численный расчёт

Проведенные расчёты показали, что при рассмотренных параметрах процесса колебаний аэрозоля в закрытом канале амплитуда изменения давления в численной модели при тех же, что и в физическом эксперименте параметрах среды и амплитудах колебаний поршня близки качественно и количественно. При увеличении амплитуды колебаний поршня в три раза от $a = 0,1$ мм до $a = 0,3$ мм амплитуда колебаний давления на закрытом конце трубы

резонатора также увеличивается приблизительно в три раза, что объясняется линейным характером колебаний при малых амплитудах возбуждения, при которых сохраняется гармонический тип колебаний.

2.2 Течение газа в каверне

На рис. 2.4, а – г изображено сравнение расчётов течения газа в квадратной каверне, полученных в данной работе с результатами расчётов, приведённых в работе [93]. На рис. 2.4, а изображено поле скоростей газа при течении в квадратной каверне размером 1 м х 1 м в момент времени $t = 0,1$ с. Продольная составляющая скорости газа на верхней границе составляла 1 м/с, поперечная составляющая скорости – 0 м/с. На неподвижных левой, правой и нижней границах составляющие скорости газа были равны нулю. Сетка имела 200 узлов в продольном направлении и 200 узлов в поперечном направлении. На рис. 2.4, в изображено поле скоростей газа внутри квадратной каверны согласно работе [93]. Из рисунков видно образование вихревого течения с центром, имеющим координаты $[0,75 \text{ м}; 0,75 \text{ м}]$ и находящемся ближе к верхней правой границе каверны. На рис. 2.4, б и г показано распределение продольной составляющей скорости газа в каверне вдоль прямой $x = 0,5$ м: на рис. 2.4, б – явным методом Мак-Кормака, представленным в настоящей работе, а на рис. 2.4, г – результаты, изложенные в работе [93]. На нижней границе продольная составляющая скорости газа равна 0 м/с, затем происходит резкое линейное возрастание скорости до значения около 0,6 м/с в точке с координатами $[0,5 \text{ м}; 0,6 \text{ м}]$, после чего скорость газа меняет направление. При этом продольная составляющая скорости газа постепенно достигает значения 1 м/с, заданного в качестве граничного условия на верхней стенке.

Приведённые выше результаты показывают хорошее качественное и количественное соответствие расчётов течения газа в каверне, полученные

явным методом Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора и схемой нелинейной коррекции с результатами решения той же задачи, приведёнными в работе [93].

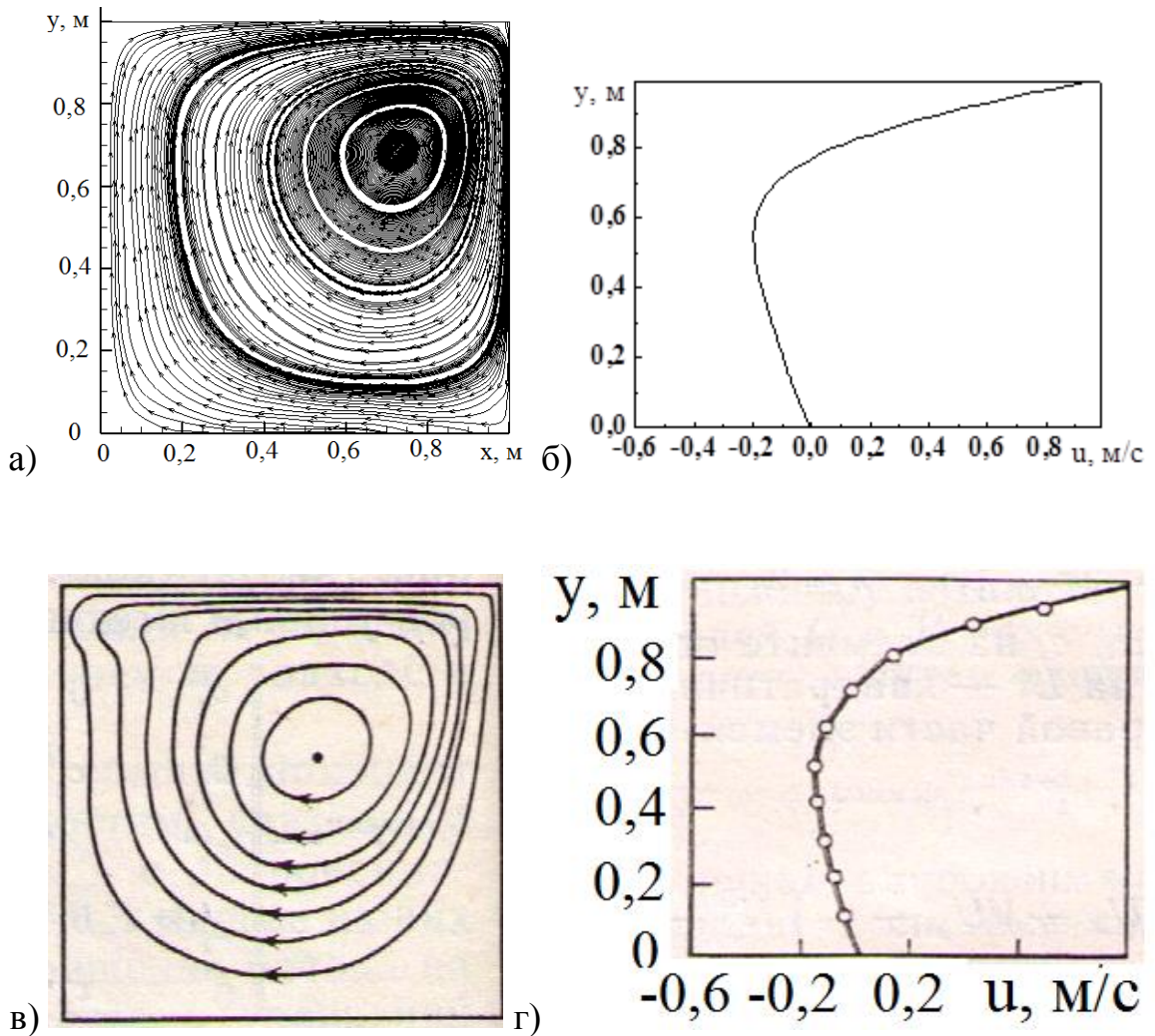


Рисунок 2.4 – Поле скоростей газа в квадратной камере при скорости верхней границы $u = 1$ м/с, $v = 0$ м/с: а) поле скоростей, б) распределение x -составляющей скорости вдоль прямой $x = 0,5$ м; в) поле скоростей, г) распределение x -составляющей скорости вдоль прямой $x = 0,5$ м при $Re = 100$ по данным работы [93]

2.3 Дробление капель воды в воздушном потоке по механизму обдирки поверхностного слоя

Для верификации процесса дробления капель по механизму срыва поверхностного слоя была рассмотрена задача о движении капель с начальной скоростной неравновесностью в потоке воздуха. На рис. 2.5–2.7 сопоставлены результаты расчётов процесса дробления капель воды при различных значениях числа Вебера с результатами расчётов, приведенными в работе [53]. На рис. 2.5 представлена зависимость относительного изменения массы водяной капли с течением времени при относительном числе Вебера $We = 25$. В качестве временного масштаба процесса используется время индукции, отделяющее момент времени, когда для капли достигнуто критическое значение числа Вебера, от момента времени начала дробления:

$$t_0 = 0,37d\sqrt{\rho_{жс} / \rho} / |\mathbf{V} - \mathbf{V}_i| \quad (2.5)$$

На рис. 2.6–2.7 показана зависимость относительной массы капли воды в процессе дробления при относительных числах Вебера $We = 75$, $We = 105$ соответственно. Кривая 1 на рис. 2.6, 2.7 – результат расчётов процесса дробления, полученный в настоящей работе, кривая 2 и точки 3 – результаты, описанные в [53]. Сопоставление относительных скоростей изменения массы капли при дроблении позволяет сделать вывод о работоспособности численной реализации модели: для рассмотренных режимов течения с числами Вебера $We = 25$, $We = 75$, $We = 105$ относительная погрешность массы капли, полученная при сравнении результатов расчётов в настоящей работе и расчётов, приведенных в [53] не превышает 8 %.

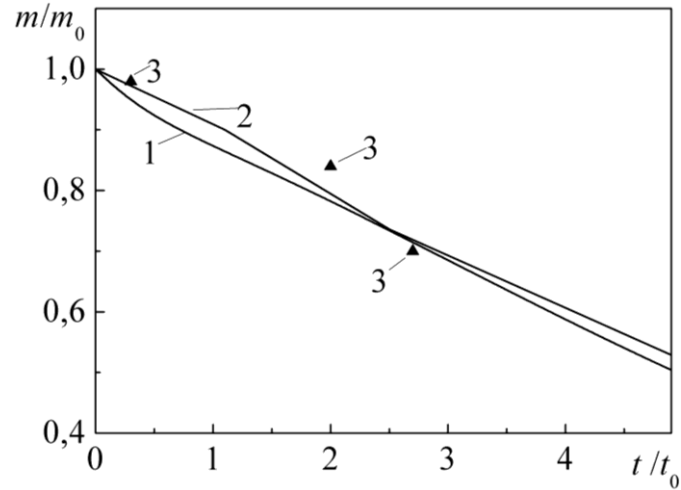


Рисунок 2.5 – Сопоставление результатов расчётов скорости дробления капель воды в потоке воздуха при относительном числе Вебера $We = 25$: 1 – результат расчётов в настоящей работе; 2 – результат расчётов, приведённых в [53]; 3 – результат экспериментов [53]

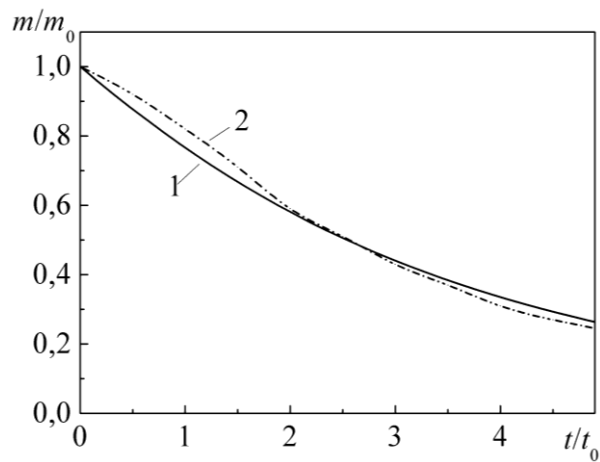


Рисунок 2.6 – Сопоставление результатов расчётов скорости дробления капель воды в потоке воздуха при относительном числе Вебера $We = 75$: 1 – результат расчётов в настоящей работе; 2 – результат расчётов, приведённых в [53]

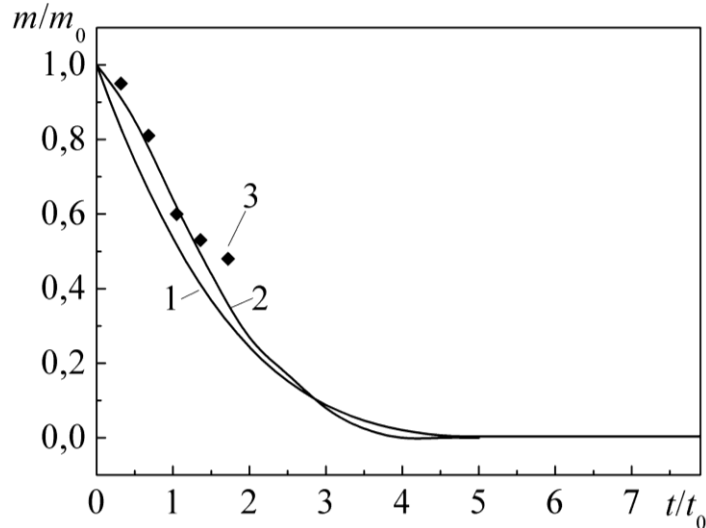


Рисунок 2.7 – Сопоставление результатов расчётов скорости дробления капля воды в потоке воздуха при относительном числе Вебера $We = 105$: 1 – результат расчётов в настоящей работе; 2 – результат расчётов, приведённых в [53]; 3 – результат экспериментов [53]

2.4 Динамика полидисперсной паракапельной смеси метана с учётом механизма дробления каплей

Ниже представлены результаты расчётов течения газозвеси, включающей в себя 5 дисперсных фракций, которое формируется во внезапном порыве несущей среды. Расчётная сетка, равномерная в осевом и радиальном направлении, содержала 200×100 узлов. Расчёты велись на блочно-структурированных сетках, построенных для трёх подобластей (рис. 2.8). Граничные условия на линиях стыковки блоков задавались с учётом направления течения. Блоки I, II, III включают в себя узлы: I: $1 \leq j \leq 3n_j/4$, $1 \leq k \leq n_k/2$; II: $3n_j/4 \leq j \leq n_j$, $1 \leq k \leq n_k$; III: $1 \leq j \leq 3n_j/4$, $n_k/2 \leq k \leq n_k$. Задавалось давление на входе в подобласть I и давление на выходе из области III (рис. 2.8). В начальный момент времени задавалась скорость несущей среды и дисперсных фракций в области I. В областях II и III среда при $t = 0$ полагалась неподвижной.

При начальной температуре пара $T = 140$ К, постоянной адиабаты метана $\gamma = 1,31$ и газовой постоянной $R_v = 518$ Дж/(кг·К), скорость звука составляет $a = (\gamma R_v T)^{1/2} = 308$ м/с, а начальная скорость несущей среды $u(t = 0) = 30,8$ м/с. Константы в модели дробления выбирались средними на интервалах своего изменения [53]: $K_1=5$, $K_2=1,1$, $\psi=1$, $\omega=0,1$. В начальный момент времени частицы всех пяти фракций с начальными радиусами $R_{01} = 1$ мкм, $R_{02} = 10$ мкм, $R_{03} = 20$ мкм, $R_{04} = 50$ мкм, $R_{05} = 100$ мкм неподвижны, числа Вебера $We_i = 2R_i \rho |U_{отн}|^2 / \sigma$ принимают наибольшие значения.

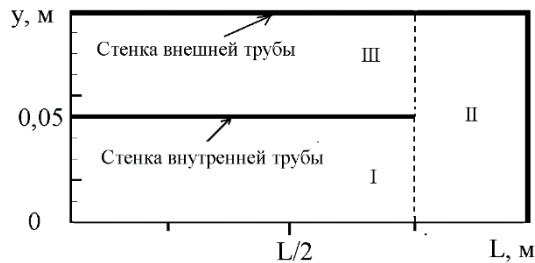
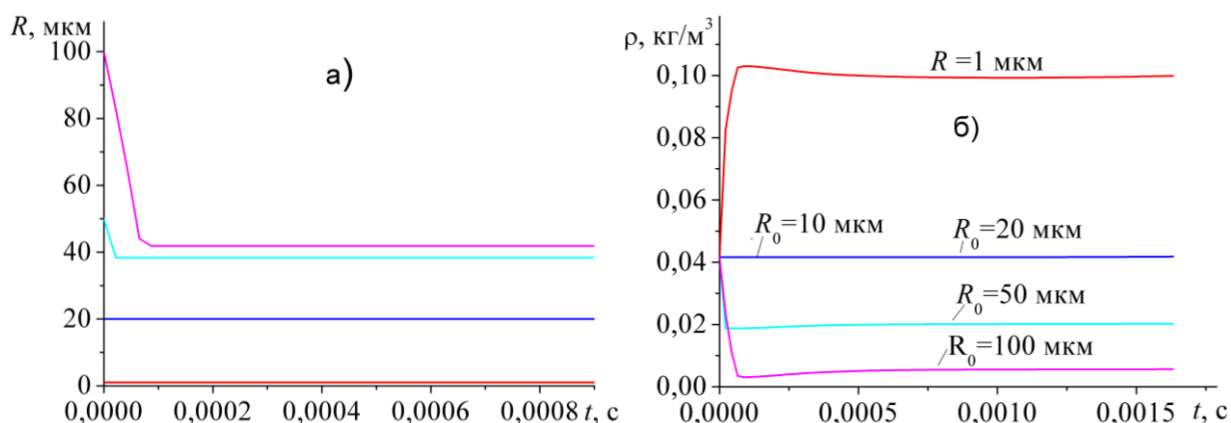


Рисунок 2.8 – Схематическое изображение расчётной области: I, II, III – подобласти блочно-структурированной сетки

На рис. 2.9–2.11 представлены результаты расчётов процесса дробления капель, мгновенно внесенных в поток пара метана. В начальный момент времени температура пара и капель составляла 140 К, плотность пара $\rho = 1,29$ кг/м³, задавалась скорость пара. Объёмные содержания капельных фракций составляли $\alpha_i=0,0001$ при плотности жидкости $\rho_l=416$ кг/м³. Числа Вебера $We = 2R \cdot \rho_{\text{пара}} \cdot u_{\text{отн}}^2 / \sigma$ в начальный момент времени составляют: $We(100 \text{ мкм})=24$, $We(50 \text{ мкм})=12$, $We(20 \text{ мкм})=4,8$, $We(10 \text{ мкм})=2,4$, $We(1 \text{ мкм})=0,24$. Если в качестве критического значения числа Вебера выбрать значение $We_{\text{кр}}=10$, то при таких условиях дроблению будут подвергаться капли с начальными радиусами 100 и 50 мкм. На рис. 2.9, а показана динамика изменения радиуса капель. Капли с начальным радиусом 100 мкм за время

$\Delta t = 8,838 \times 10^{-5} \text{ с}$ в результате дробления уменьшаются до 42 мкм. При этом средняя плотность, полученная в результате расчётов процесса дробления, меняется пропорционально третьей степени отношения радиусов капель до и после дробления: $\rho_5(t=0)/\rho_5(8,838 \times 10^{-5} \text{ с}) = 0,0416 \text{ кг/м}^3 / 0,0031 \text{ кг/м}^3 = 13,41$. Отношение объемов до и после дробления: $(R(t=0)/R(t=8,838 \times 10^{-5} \text{ с}))^3 = (100 \text{ мкм} / 42 \text{ мкм})^3 = 13,47$. К моменту времени $t = 2,26 \times 10^{-5} \text{ с}$ заканчивается процесс дробления капель второй по размеру фракции с начальным радиусом 50 мкм (рис. 2.9, а). В результате дробления радиус этих капель уменьшается до 38 мкм. Средняя плотность фракции (рис. 2.9, б) уменьшается в $(50/38)^3 = 2,27$ раз и достигает $\rho_2 = 0,01847 \text{ кг/м}^3$. Изменение объёмного содержания капель хорошо согласуется с отношением начальной и достигнутой к окончанию дробления средней плотности фракции (рис. 2.9, б): $\rho_4(t=0)/\rho_4(t=2,26 \times 10^{-5} \text{ с}) = 0,0416 (\text{кг/м}^3) / 0,01847 (\text{кг/м}^3) = 2,25$.

В начальный момент времени капли имеют нулевые скорости (рис. 2.9, в), тогда как несущая среда – пар метана – в начальный момент времени движется со скоростью 30,8 м/с, $M = 0,1$. В течение короткого промежутка времени скорость капель с радиусом $R = 1 \text{ мкм}$ возрастает до скорости пара, а скорость пара снижается до 29 м/с (рис. 2.9, в). В процессе дробления образовалась группа из двух фракций с близкими размерами капель: $R_5 = 42 \text{ мкм}$ и $R_4 = 38 \text{ мкм}$, вследствие чего капли этих фракций приобретают в потоке близкие значения скорости (рис. 2.9, в).



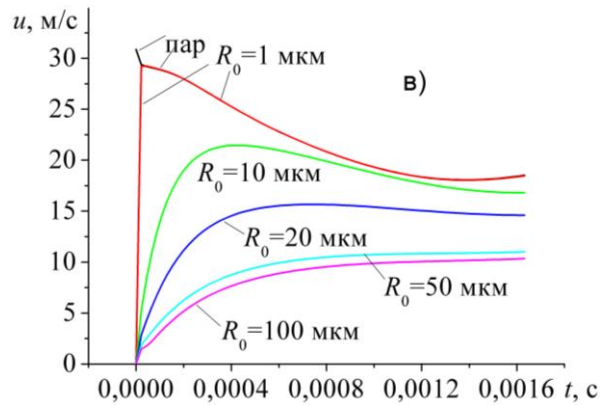


Рисунок 2.9 – Временные зависимости процесса дробления капель метана: а) радиусы капель; б) средняя плотность; в) продольные составляющие скорости капель различных фракций

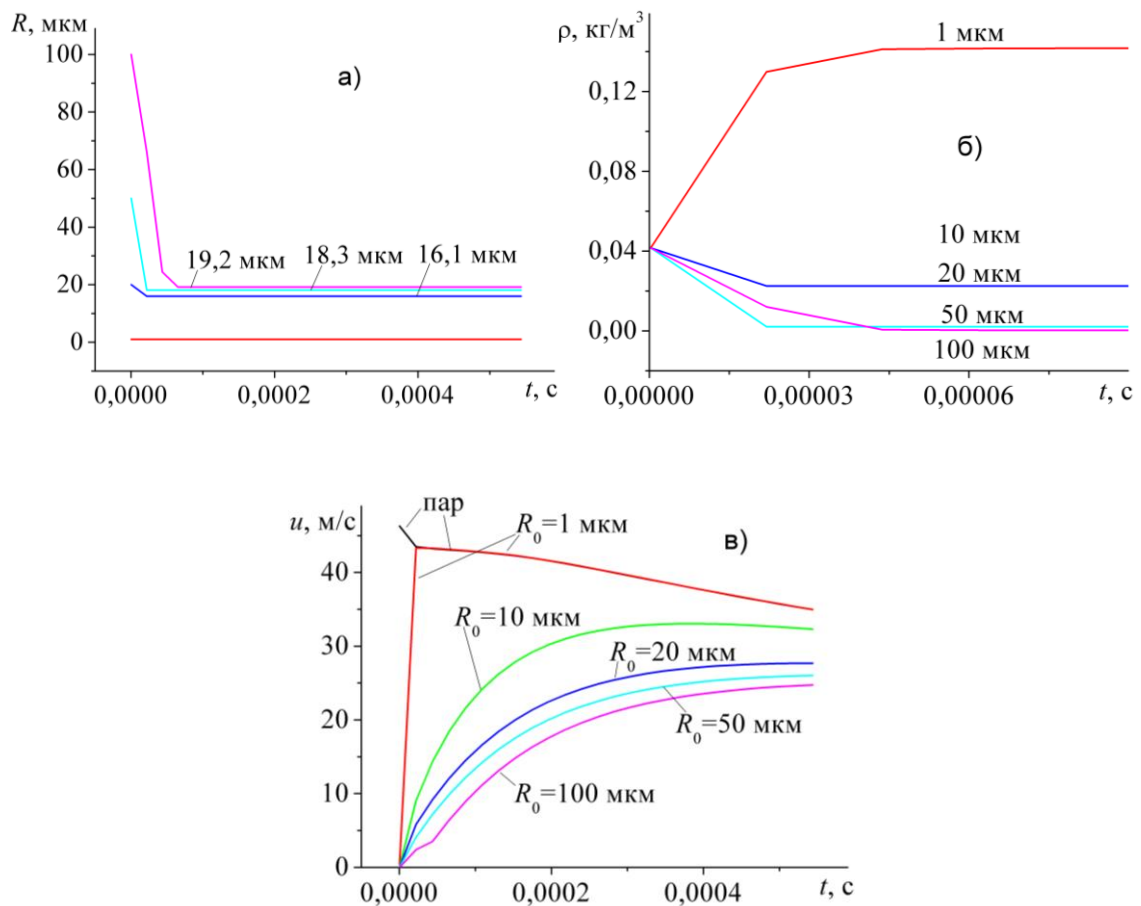


Рисунок 2.10 – Временные зависимости процесса дробления капель метана: а) радиусы капель; б) средняя плотность; в) продольные составляющие скорости капель различных фракций

Увеличение начальной скорости потока до $u = 0,15 \text{ М} = 46,2 \text{ м/с}$, увеличивает начальные значения чисел Вебера We для фракций: $We (100 \text{ мкм}) = 54$, $We (50 \text{ мкм}) = 27$, $We (20 \text{ мкм}) \approx 10,1$, $We (10 \text{ мкм}) = 5,4$, $We (1 \text{ мкм}) = 0,54$. Критическое значение числа Вебера достигается теперь также и фракцией капель с начальным радиусом 20 мкм, которая включается в процесс дробления, происходящий при $0 < t \leq 1,994 \times 10^{-5} \text{ с}$. Радиус капли снижается при этом от 20 мкм до 16,1 мкм (рис. 2.10, а), а средняя плотность достигает $\rho_3 = 0,02257 \text{ кг/м}^3$ (рис. 2.10, б). Таким образом, отношение средних плотностей фракции до и после дробления составляет:

$$\rho_3(t = 0) / \rho_3(t = 1,994 \times 10^{-5} \text{ с}) = 0,0416 (\text{кг/м}^3) / 0,022 (\text{кг/м}^3) = 1,89,$$

тогда как изменение объёма фракции до и после дробления составляет $(R_3(t = 0) / R_3(t = 1,994 \times 10^{-5} \text{ с}))^3 = (20 \text{ мкм} / 16,1 \text{ мкм})^3 = 1,91$. В результате дробления образуется три фракции капель с близкими радиусами: 19,2 мкм, 18,3 мкм, 16,1 мкм. Эти фракции приобретают в несущей среде близкие скорости (рис. 2.10, в).

На рис. 2.11, а – в показаны изменения радиусов, средних плотностей и скоростей фракций при внесении их в поток, скорость которого $u = 0,25 \text{ М} = 77 \text{ м/с}$. Начальные значения чисел Вебера для фракций: $We (100 \text{ мкм}) = 152$, $We (50 \text{ мкм}) = 76$, $We (20 \text{ мкм}) \approx 30$, $We (10 \text{ мкм}) = 15,2$, $We (1 \text{ мкм}) = 1,52$. Критическое значение числа Вебера превышает теперь для всех фракций капель, кроме самой мелкой, равновесной по скорости с паром. Дробление уменьшает радиусы капель всех крупных фракций примерно до 6 мкм (рис. 2.11, а). При этом самая мелкая фракция сохраняет прежний размер капли. В результате дисперсность системы меняется: средняя плотность равновесной фракции ($R_0 = 1 \text{ мкм}$) возрастает до $0,197 \text{ кг/м}^3$ – она вбирает в себя осколки всех дробящихся фракций, средняя плотность которых становится очень мала из-за малой по сравнению с самой мелкой фракцией концентрации капель и малых радиусов, достигнутых при дроблении (рис. 2.11, а, б). Скорость равновесной (1 мкм) фракции на протяжении всего процесса совпа-

дает со скоростью несущей среды (рис. 2.11, в). В этом режиме все фракции с течением времени достигают скорости несущей среды, так как в результате дробления их радиусы приближаются к радиусу равновесной фракции.

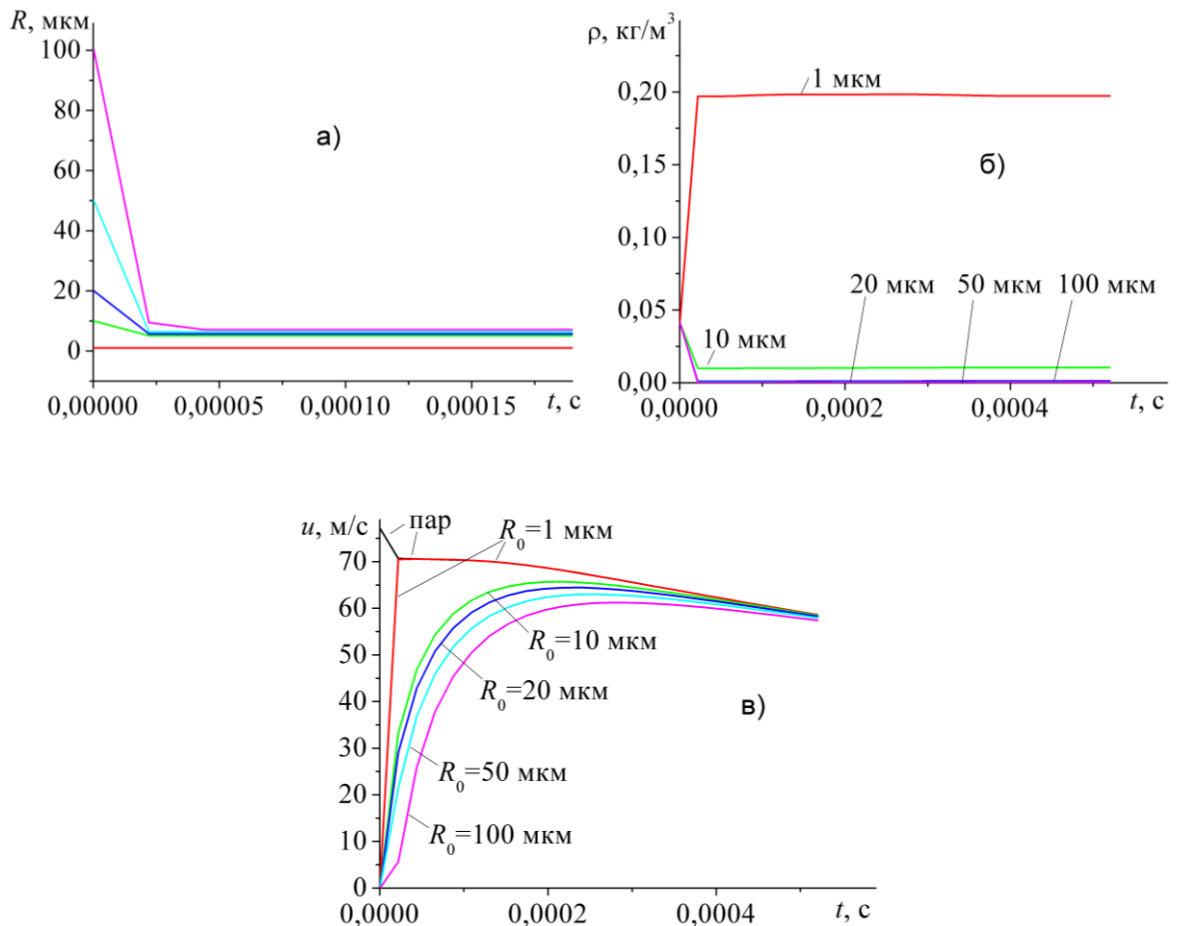


Рисунок 2.11 – Временные зависимости процесса дробления капель метана при внезапном внесении капель в поток, 0,25 М: а) радиусы капель фракций; б) средняя плотность фракций; в) скорости капель фракций

На рис. 2.12 представлены результаты расчётов процесса дробления ансамбля капель метана при температуре смеси $T = 110$ К. Если в предыдущем случае дробятся капли всех фракций, кроме равновесной по скорости, то понижение температуры смеси приводит к тому, что числа Вебера только трёх самых крупных фракций превосходят критическое значение: $We(100 \text{ мкм}) = 92$, $We(50 \text{ мкм}) = 46$, $We(20 \text{ мкм}) \approx 18$, $We(10 \text{ мкм}) = 9$, $We(1$

мкм) = 0,91. На рис. 2.13 показаны средние плотности фракций до и после дробления. Расчёты показывают, что средние плотности двух самых крупных фракций после дробления близки к нулю. Средняя плотность фракции с начальным радиусом 20 мкм снижается в 3,5 раза. При этом, в соответствии с моделью процесса, все образующиеся мелкие капли – осколки – пополняют равновесную фракцию с радиусом капель 1 мкм.

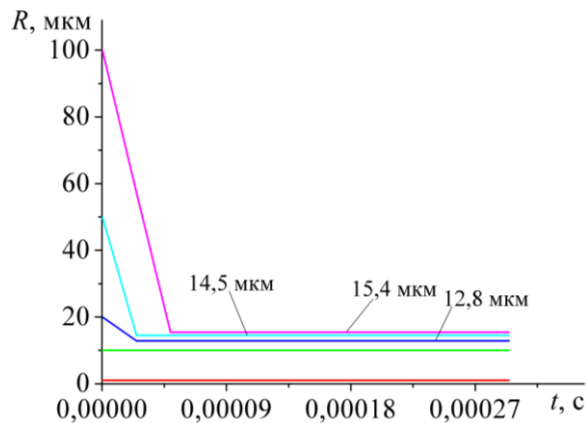


Рисунок 2.12 – Изменение радиусов капель фракций в результате дробления

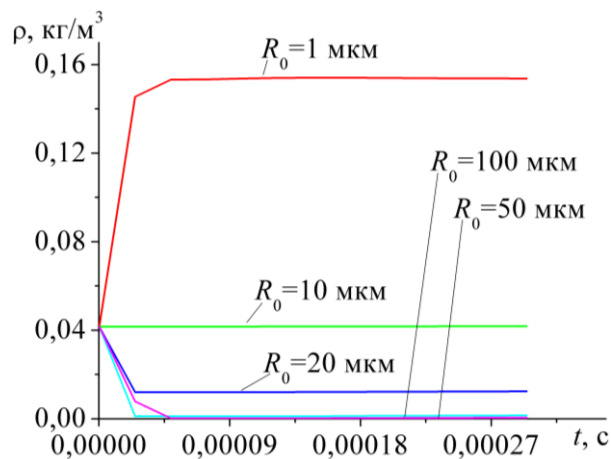


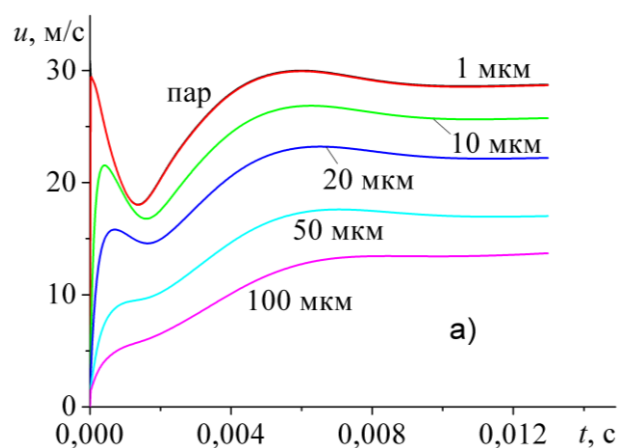
Рисунок 2.13 – Изменение средней плотности фракций при дроблении

Таким образом, модель динамики полидисперсной паракапельной среды со скоростной и температурной неравновесностью фаз, дополненная мо-

делью газодинамического дробления капель, позволяет описать изменение скорости, дисперсности и средней плотности фракций смеси и несущей среды в дисперсном потоке, в котором числа We отдельных фракций превышают критическое значение. В модели предполагается, что в процессе дробления концентрация капель всех фракций, кроме самой мелкой, остаётся неизменной при том, что радиус и масса капель более крупных фракций могут меняться вплоть до радиуса и массы капли самой мелкой фракции. Концентрация капель равновесной по скорости фракции при дроблении капель более крупных фракций возрастает. При окончании процесса дробления концентрации капель могут меняться только в результате конвективного переноса.

2.5 Динамика полидисперсной паракапельной смеси метана с учётом механизма коагуляции капель

На рис. 2.14, а – в представлены результаты расчётов течения паракапельной смеси в предположении о том, что действует механизм коагуляции капель, а механизмы дробления, испарения и конденсации исключены.



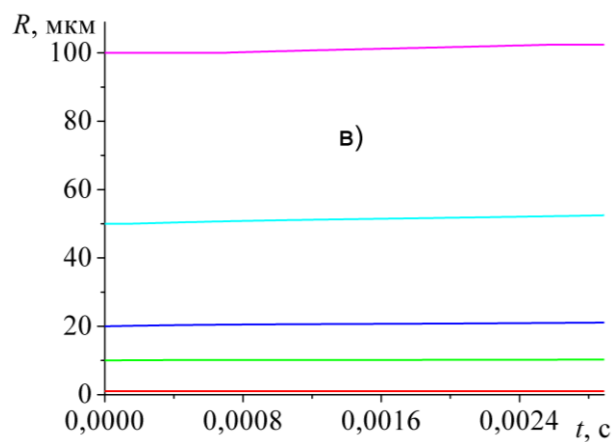
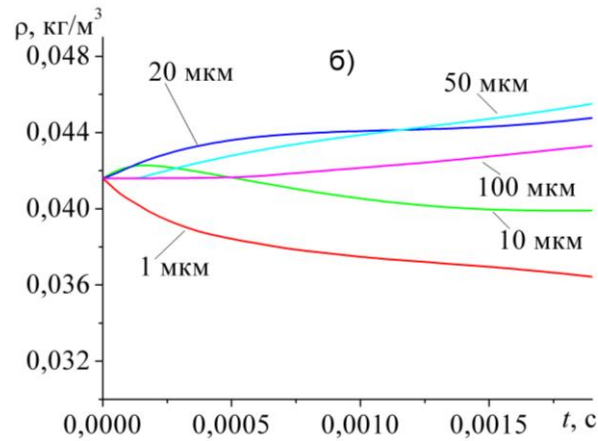


Рисунок – 2.14 Движение парокапельной смеси, сопровождающееся коагуляцией капель метана: а) зависимость продольной составляющей скорости капель различных фракций от времени; б) зависимость средней плотности от времени; в) изменение радиуса капель во времени

На рис. 2.14, а показаны зависимости продольной составляющей скорости капель различных фракций от времени. При малом изменении радиуса капель результаты расчётов близки к полученным для модели, не учитывающей дробления и коагуляции. В процессе движения, сопровождающегося коагуляцией, меняется средняя плотность фракций (рис. 2.14, б). Средняя плотность самой мелкой фракции с начальным радиусом $R_0 = 1$ мкм с течением времени снижается, поскольку движется со скоростью несущей среды относительно капель других фракций и для всех присутствующих в смеси фрак-

ций является донором. Также снижается средняя плотность фракции капель с начальным радиусом 10 мкм. Более крупные фракции капель с начальными радиусами 20 мкм, 50 мкм, 100 мкм в процессе движения укрупняются за счет капель двух самых мелких фракций. Расчёты показывают, что суммарная масса дисперсной фазы в процессе движения и коагуляции не меняется и остается близка к начальному значению $\rho_{\Sigma} \approx 0,208 \text{ кг/м}^3$.

2.6 Движение полидисперсной парок капельной смеси метана с дроблением и коагуляцией капель

Пусть в системе находится пять дисперсных фракций с радиусами капель 1, 10, 20, 50 и 100 мкм. Несущей средой является газообразный метан, а дисперсные фракции – сферические капли жидкого метана. Расчёты были выполнены на сетке, включающей $N_j \times N_k = 200 \times 100$ узлов. Температуры несущей среды и всех пяти дисперсных фракций в начальный момент времени совпадали и составляли 140 К. Начальное объёмное содержание каждой дисперсной фракции составляло $\alpha_i = 0,0001$. Начальные скорости капель дисперсных фракций равны нулю, а начальная скорость несущей среды задавалась и в расчётах принимала значения 0,1; 0,15; 0,25 М, где М – число Маха. Такая постановка начальных условий описывает мгновенное внесение капель в поток, начальная плотность которого составляла $1,29 \text{ кг/м}^3$, а физическая плотность вещества дисперсных фракций – жидкого метана – 416 кг/м^3 .

Пусть скорость несущей среды в начальный момент времени составляет 0,1 М. При мгновенном внесении капель в поток наибольшие числа Вебера для каждой из фракций достигаются в начальный момент времени и составляют: $We(1 \text{ мкм}) = 0,24$; $We(10 \text{ мкм}) = 2,4$; $We(20 \text{ мкм}) = 4,8$; $We(50 \text{ мкм}) = 12$; $We(100 \text{ мкм}) = 24$. В качестве критического значения числа Вебера выбрано значение $We = 10$ [53]. В этом случае критическое число Вебера превышено для капель с начальными радиусами 50 и 100 мкм, которые начина-

ют дробиться при $t > 0$. На рис. 2.15, а показана временная зависимость радиусов дисперсных фракций. На интервале времени $0 < t < 0,0001$ с происходит резкое уменьшение радиуса дисперсной фракции с начальным радиусом 100 мкм. В результате дробления радиус капли этой фракции уменьшается от 100 до 42 мкм. При неизменной концентрации капля самой крупной фракции средняя плотность уменьшается пропорционально изменению объема капли: $\rho_5(t = 0) / \rho_5(t = 0,0001) = (100 \text{ мкм}/42 \text{ мкм})^3 = 13,5$. Радиус капли следующей по величине фракции уменьшается от 50 мкм до 39 мкм. При этом средняя плотность фракции (рис. 2.15, б) уменьшается как $\rho_4(t = 0) / \rho_4(t \approx 0,0001) = (50 \text{ мкм}/39 \text{ мкм})^3 = 2,27$. Размер фракций с радиусами 1, 10, 20 мкм остается постоянным, поскольку они не участвуют в процессе дробления (рис. 2.15).

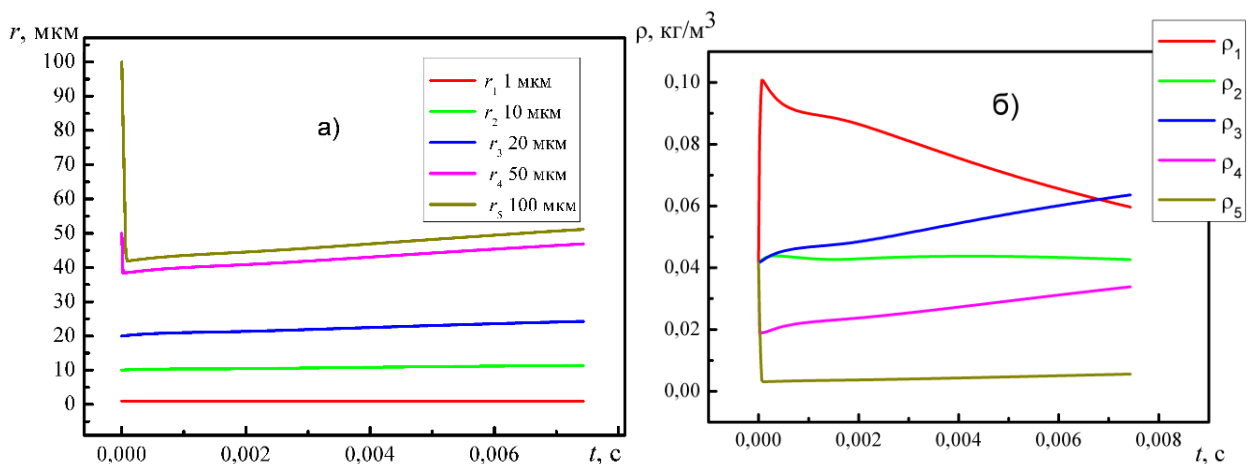


Рисунок – 2.15 Изменение радиусов (а) и средних плотностей (б) дисперсных фракций со временем. Скорость движения несущей среды в начальный момент времени 0,1 М

На рис. 2.15, б показано изменение средних плотностей дисперсных фракций со временем. Вблизи начального момента времени происходит скачкообразное увеличение средней плотности мелкодисперсной фракции с радиусом каплей 1 мкм. Это происходит вследствие дробления самой крупной и следующей по размеру дисперсных фракций с начальными радиусами

100 и 50 мкм. Суммарное уменьшение средней плотности дробящихся фракций совпадает с увеличением средней плотности равновесной с несущей средой мелкодисперсной фракции. Быстрое уменьшение радиусов дробящихся капель, а также уменьшение относительной скорости дисперсных фракций и несущей фазы уменьшает число Вебера так, что оно оказывается меньше критического значения для всех фракций. В результате процесс дробления прекращается и сменяется процессом коагуляции, при котором возрастают радиусы капель всех фракций, кроме самой мелкой (рис. 2.15, а). В процессе коагуляции уменьшается средняя плотность самой мелкой фракции, так как капли этой фракции являются донорами для всех остальных фракций, причем самая большая скорость роста средней плотности наблюдается у капель третьей и четвертой фракций, тогда как средняя плотность самой крупной фракции растет медленнее (рис. 2.15, б). Это, видимо, связано с малой концентрацией самой крупной фракции по сравнению с остальными фракциями, что уменьшает значение коэффициента коагуляции. Суммарная средняя плотность пяти дисперсных фракций на протяжении всего процесса при $0 < t < 0,007$ с сохраняет начальное значение $\rho_{\Sigma} = \Sigma \rho_i \approx 0,208$ кг/м³. В процессе коагуляции средняя плотность фракции с начальным размером 10 мкм медленно уменьшается (рис. 2.15, б).

На рис. 2.16, а показано, как меняются концентрации капель различных фракций. Начальный этап дробления сопровождается резким возрастанием концентрации капель самой мелкой фракции. Затем концентрации трех самых мелких фракций снижаются, поскольку они являются донорами для более крупных фракций в процессе коагуляции. На рис. 2.16, б представлены зависимости скоростей несущей среды и дисперсных фракций от времени. Мелкодисперсная фракция практически сразу разгоняется и движется вместе с несущей средой. На рис. 2.16, б кривые скорости несущей и равновесной с ней по скорости фракции совпадают. Скоростное запаздывание с увеличением размера дисперсных фракций увеличивается. В результате дробления ра-

диусы третьей и пятой фракций оказываются близки, как следствие, близки и их скорости.

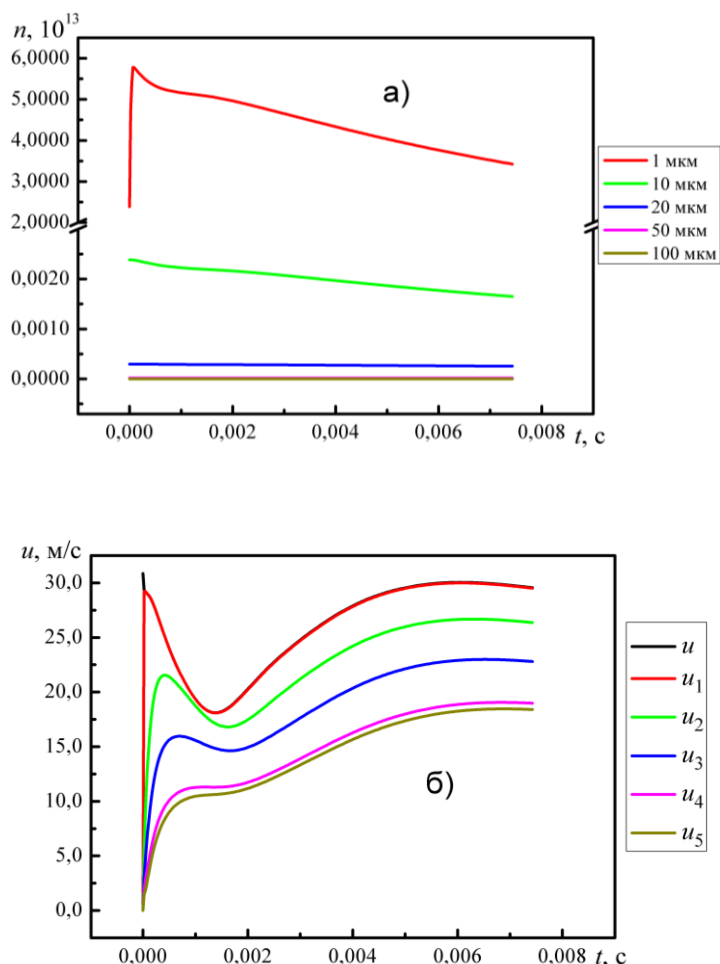


Рисунок 2.16 – Изменение концентрации (а) и продольной составляющей скорости (б) дисперсных фракций со временем. Скорость движения несущей среды в начальный момент времени 0,1 М

Рассмотрим, как увеличение скорости несущей среды оказывает влияние на динамику процесса. Пусть скорость несущей среды в начальный момент времени составляет 0,15 М (рис. 2.17). При температуре $T = 140$ К скорость звука в газообразном метане составляет $(\gamma RT)^{1/2} = 308$ м/с, а начальная скорость несущей среды – 46,2 м/с. При мгновенном внесении капель в поток наибольшие числа Вебера для каждой из фракций достигаются в начальный

момент времени и составляют: $We(1 \text{ мкм}) = 0,55$; $We(10 \text{ мкм}) = 5,5$; $We(20 \text{ мкм}) = 11$; $We(50 \text{ мкм}) = 27,5$; $We(100 \text{ мкм}) = 55$. В этом случае критическое число Вебера превышено для капель с начальными радиусами 20, 50, 100 мкм, которые начинают дробиться.

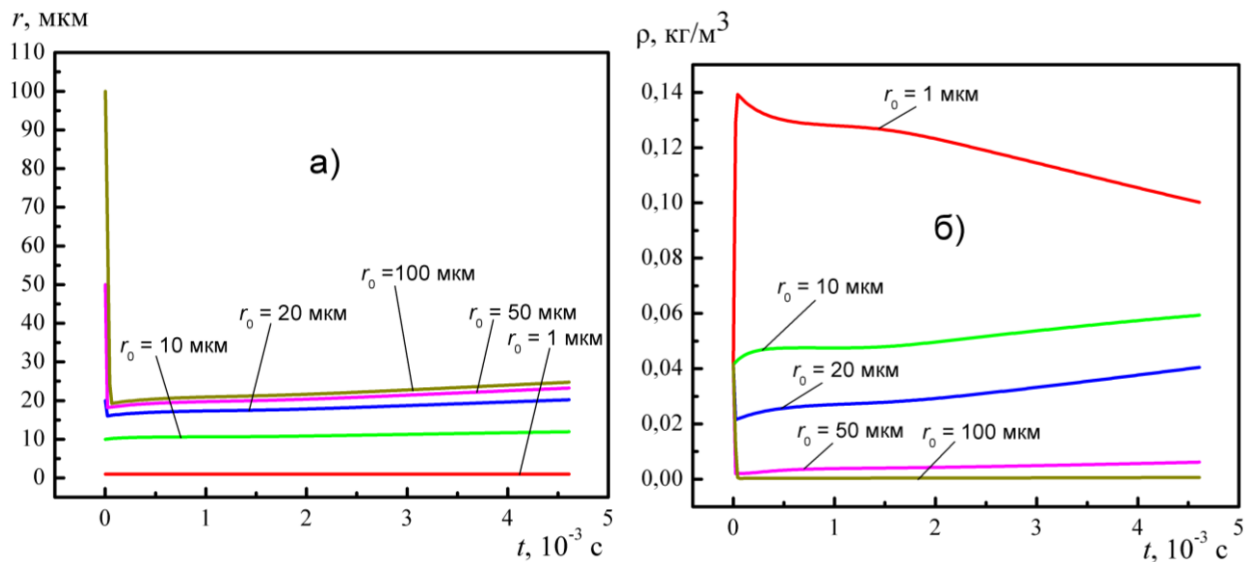


Рисунок 2.17 – Изменение радиусов (а) и средних плотностей (б) дисперсных фракций со временем. Скорость движения несущей среды в начальный момент времени 0,15 М

На рис. 2.17, а показана временная зависимость радиусов дисперсных фракций. На интервале времени $0 < t < 0,00009$ с происходит резкое уменьшение радиуса дисперсной фракции с начальным радиусом 100 мкм. В результате дробления радиус капли этой фракции уменьшается от 100 до 20 мкм. При неизменной концентрации каплей самой крупной фракции средняя плотность уменьшается пропорционально изменению объема капли: $\rho_5(t = 0) / \rho_5(t = 0,00009) = (100 \text{ мкм} / 20 \text{ мкм})^3 = 125$. Радиус капли следующей по величине фракции уменьшается от 50 до 18 мкм. При этом средняя плотность фракции (рис. 2.17, б) уменьшается как $\rho_4(t = 0) / \rho_4(t \approx 0,0001) = (50 \text{ мкм} / 18 \text{ мкм})^3 = 21,4$. Капли с начальным радиусом 20 мкм уменьшаются до 16

мкм. При этом средняя плотность этой фракции уменьшается от $0,0416 \text{ кг/м}^3$ до $0,02 \text{ кг/м}^3$ (рис. 2.17, б). Размер фракций с радиусами 1 и 10 мкм остается постоянным, поскольку они не участвуют в процессе дробления (рис. 2.17).

На рис. 2.17, б показано изменение средних плотностей дисперсных фракций со временем. После скачкообразного увеличения средней плотности мелкодисперсной фракции с радиусом капель 1 мкм, связанного с дроблением дисперсных фракций с начальными радиусами 100, 50, 20 мкм, начинается этап коагуляции. В течение всего процесса, включающего в себя и дробление, и коагуляцию, суммарное значение средней плотности фракций неизменно. На этапе дробления увеличение средней плотности равновесной с несущей средой по скорости фракции равно суммарному уменьшению средней плотности дробящихся фракций. Быстрое уменьшение радиусов дробящихся капель, а также уменьшение относительной скорости дисперсных фракций и несущей фазы уменьшает число Вебера так, что оно оказывается меньше критического значения для всех фракций. В результате процесс дробления прекращается и сменяется процессом коагуляции, при котором возрастают радиусы капель всех фракций, кроме самой мелкой (рис. 2.17, а). В процессе коагуляции быстро уменьшается средняя плотность самой мелкой фракции, так как капли этой фракции являются донорами для всех остальных фракций, причем самая большая скорость роста средней плотности достигается у капель третьей и четвертой фракции, тогда как средняя плотность самой крупной фракции и скорость ее роста очень мала (рис. 2.17, б) в силу малых после дробления радиусов и малой концентрации капель самой крупной фракции. Суммарная средняя плотность пяти дисперсных фракций на протяжении всего процесса при $0 < t < 0,0045 \text{ с}$ близко к начальному значению $\rho_{\Sigma} = \Sigma \rho_i \approx 0,208 \text{ кг/м}^3$. Число Вебера для второй дисперсной фракции с начальным размером 10 мкм меньше критического, и данная фракция не участвует в процессе дробления. Поскольку радиус капель фракции также сравнительно мал, то мала и константа коагуляции.

На рис. 2.18, а показано, как меняются концентрации капель различных фракций при дроблении и последующей коагуляции. Начальный этап дробления сопровождается резким возрастанием концентрации капель самой мелкой фракции. Затем концентрации капель двух самых мелких фракций снижаются, поскольку они являются основными донорами для более крупных фракций в процессе коагуляции.

На рис. 2.18, б представлены зависимости скоростей несущей среды и дисперсных фракций от времени. Мелкодисперсная фракция практически сразу разгоняется и движется вместе с несущей средой. На рис. 2.18, б кривые зависимости скорости несущей среды от времени и равновесной с ней по скорости фракции совпадают. Начальная стадия – дробление – приводит к тому, что радиусы капель трех самых крупных фракций оказываются близки и составляют 16, 18, 20 мкм. В результате сближаются скорости капель этих фракций (рис. 2.18, б).

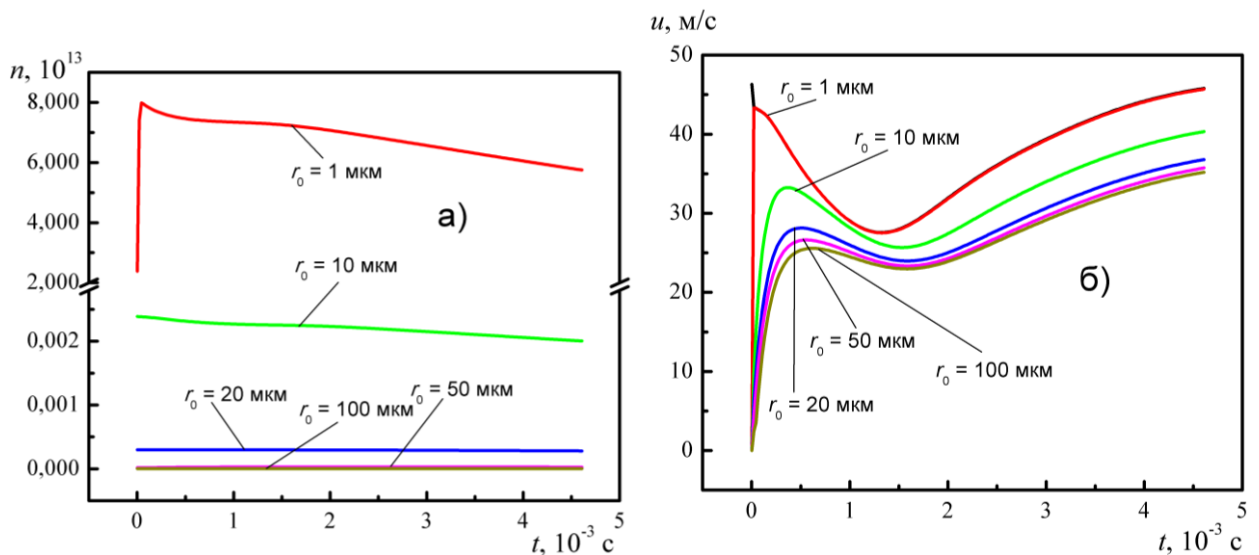


Рисунок 2.18 – Изменение концентрации (а) и продольной составляющей скорости (б) дисперсных фракций со временем. Скорость движения несущей среды в начальный момент времени 0,15 М

Увеличим скорость несущей среды до 0,25 М. При температуре $T = 140$ К скорость звука в газообразном метане составляет $(\gamma RT)^{1/2} = 308$ м/с, а начальная скорость несущей среды 77 м/с. При мгновенном внесении капель в поток наибольшие числа Вебера для каждой из фракций достигаются в начальный момент времени и составляют: $We(1 \text{ мкм}) = 1,18$; $We(10 \text{ мкм}) = 11,8$; $We(20 \text{ мкм}) = 23,6$; $We(50 \text{ мкм}) = 59$; $We(100 \text{ мкм}) = 118$. В этом случае критическое число Вебера превышено для капель всех фракций, кроме самой мелкой. На рис. 2.19, а показана временная зависимость радиусов дисперсных фракций. При $t > 0$ происходит резкое уменьшение радиусов капель дисперсных фракций с начальными радиусами 10, 20, 50, 100 мкм. В результате дробления радиус капель этих фракций уменьшается примерно до 6,5 мкм (см. рис. 2.19, а).

Дробление приводит к тому, что на начальном этапе средняя плотность мелкодисперсной фракции с радиусом капель 1 мкм резко возрастает с 0,0416 до 0,14 кг/м³. Ровно на эту величину уменьшается суммарная средняя плотность дробящихся фракций (рис. 2.19, б). Затем, когда дробление прекращается, начинается процесс коагуляции, сопровождающийся уменьшением средней плотности равновесной фракции (1 мкм) и ростом средней плотности остальных фракций. При этом можно отметить очень малую скорость роста средней плотности самой крупной фракции. В течение всего процесса, включающего как дробление, так и коагуляцию, суммарное значение средних плотностей всех фракций неизменно. На этапе дробления увеличение средней плотности равновесной с несущей средой по скорости фракции равно суммарному уменьшению средней плотности дробящихся фракций. Суммарная средняя плотность пяти дисперсных фракций на протяжении всего процесса при $0 < t < 0,0045$ с близко к начальному значению $\rho_{\Sigma} = \sum \rho_i \approx 0,208$ кг/м³.

На рис. 2.20, а показано, как меняется концентрация частиц различных фракций в процессе дробления и коагуляции. Наибольшие изменения наблю-

даются для концентрации капель самой мелкой фракции, которая быстро увеличивается при дроблении и снижается вследствие коагуляции. На рис. 2.20, б представлены зависимости скоростей несущей среды и дисперсных фракций от времени. Поскольку по окончании процесса дробления радиусы капель всех фракций различаются мало и лежат в диапазоне 1...6,5 мкм, то и скорости капель всех фракций также оказываются близки.

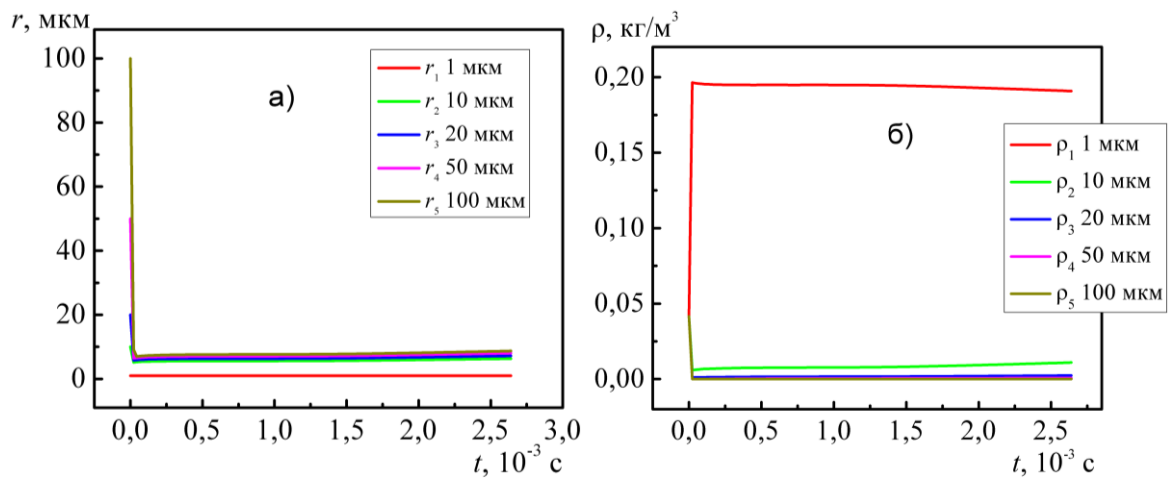


Рисунок 2.19 – Изменение радиусов (а) и средних плотностей (б) дисперсных фракций со временем

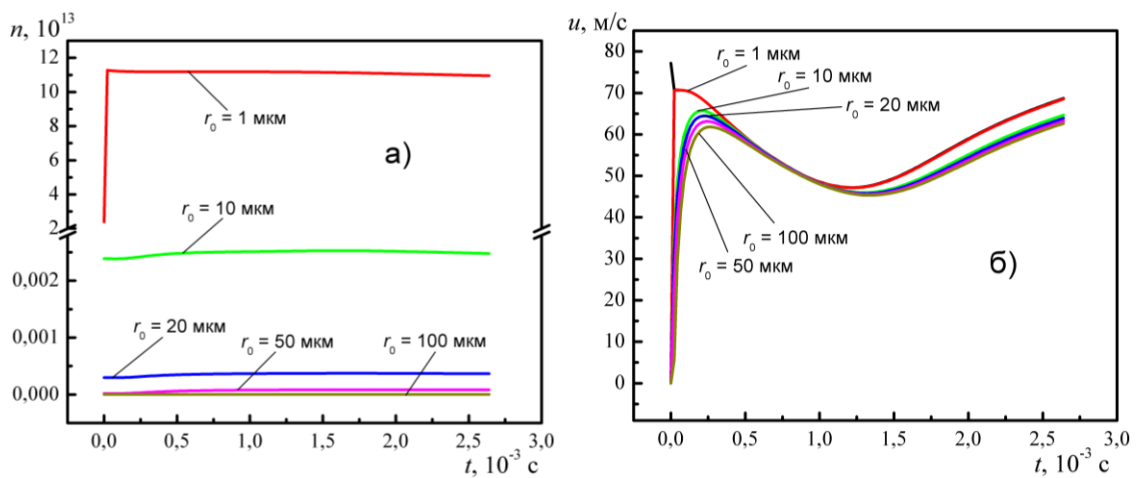


Рисунок 2.20 – Изменение концентрации (а) и продольной составляющей скорости (б) дисперсных фракций со временем

В результате расчётов получены временные зависимости скорости несущей среды и дисперсных фракций, средних плотностей и концентраций дисперсных фракций, изменения радиусов частиц дисперсных фракций со временем, а также изменение во времени температуры несущей среды и дисперсных фракций. Тестирование проводилось для трех различных режимов, отличающихся друг от друга начальными скоростями несущей среды. Расчёты показали, что в начальный момент времени происходит дробление капель фракций, число Вебера для которых превышает критическое значение. С увеличением начальной скорости движения несущей среды число фракций, участвующих в процессе дробления, увеличивается. Последующее уменьшение числа Вебера ниже критического значения вследствие уменьшения скорости и радиусов частиц дисперсных фракций приводит к коагуляции частиц.

2.7 Тестовые расчёты испарения водяных капель различных фракций в высокотемпературном воздушном потоке

Ранее, на примере решения задач волновой динамики и задачи о течении газа в каверне была выполнена верификация переносных свойств несущей среды в рассматриваемой численной модели; проведена верификация численной реализации механизма дробления капель, изложенного в п. 1.2.3, а также проанализировано взаимодействие механизмов дробления и коагуляции капель различных фракций со скоростной неравновесностью относительно несущей среды, описанных в п. 1.2.7.

В данном разделе приведены результаты численных расчётов процесса испарения капель неравновесных фракций, уменьшения их радиуса и средней плотности. Модель прогрева и испарения капель описана в п. 1.2.5. Результаты расчётов изменения радиусов капель при испарении сопоставлены с известными из литературы результатами.

На рис. 2.21 приведены результаты расчётов испарения водяных капель трех различных радиусов при мгновенном внесении в воздушный поток с

температурой воздуха 870 К, движущийся со скоростью 0,05 М. Результаты расчётов по описанной выше в п. 1.2.5 модели испарения капли показаны сплошной линией. Там же нанесены результаты эксперимента, приведенные в работе [11]. Начальный момент времени на рисунке отсчитывается от момента достижения температурой капли температуры насыщения, после чего начинается интенсивное испарение и уменьшение радиуса капли и средней плотности капельной фракции. Сопоставление расчётов, выполненных в настоящей работе и известных из литературы [11], позволяет говорить об их качественном и количественном соответствии.

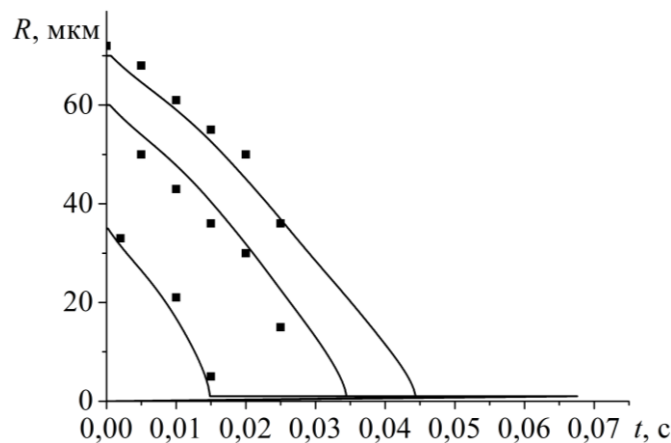


Рисунок 2.21 – Зависимость радиуса капли от времени при её испарении в потоке воздуха с температурой $T = 870$ К и скоростью $u = 0,05$ М. Сплошная линия – расчёт; точки – эксперимент

Рассмотрим теперь уменьшение средней плотности фракции, вызванное уменьшением радиуса капли. На рис. 2.22 показана зависимость средней плотности капельных фракций с начальным радиусом R_0 от времени при испарении в потоке воздуха с температурой $T = 870$ К и скоростью $u = 0,05$ М. Выполненные расчёты позволяют оценить время полного испарения фракции. При начальной средней плотности фракций $\rho_i = 0,01$ кг/м³ с начальными радиусами капель 35 мкм, 60 мкм, 70 мкм время полного испарения фракций

составило 0,015 с, 0,03 с и 0,037 с соответственно. На рис. 2.23 показана полученная численно зависимость радиуса капли, мгновенно внесённой в поток, от времени при её испарении в потоке воздуха с температурой $T = 870$ К и различными скоростями. Интенсивность испарения капель растёт с увеличением скоростного скольжения капли относительно несущей среды.

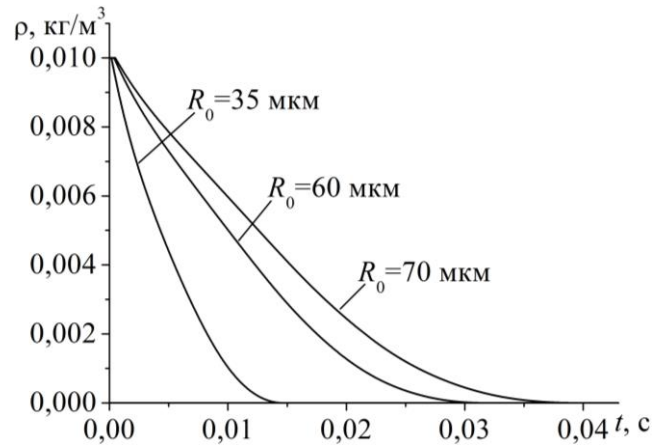


Рисунок 2.22 – Временная зависимость средней плотности фракций с начальным радиусом R_0 при испарении в потоке воздуха (870 К, $u = 0,05$ М)

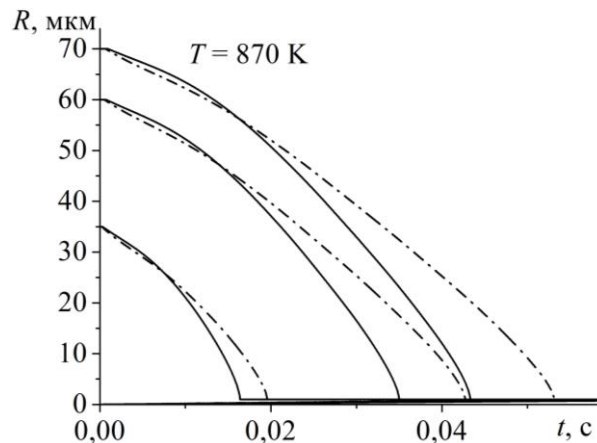


Рисунок 2.23 – Зависимость радиуса капли от времени при её испарении в потоке воздуха с температурой $T = 870$ К и различными скоростями: $u = 0,05$ М (штриховая линия); $u = 0,01$ М (сплошная линия)

На рис. 2.24–2.26 сопоставлены изменения средней плотности фракций с начальными радиусами капель $R_0 = 35$ мкм, $R_0 = 60$ мкм, $R_0 = 70$ мкм при испарении в потоках несущей среды, движущейся со скоростями $M = 0,01$ и $M = 0,05$.

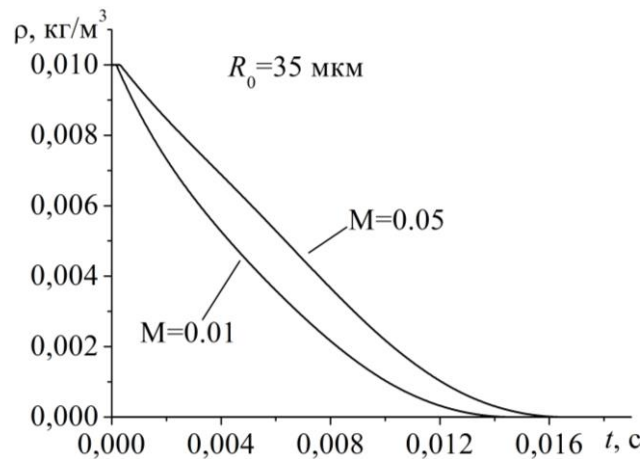


Рисунок 2.24 – Скорость испарения капель с начальным радиусом $R_0=35$ мкм в воздушных потоках с температурой 870 К и скоростями $M = 0,01$ и $M = 0,05$

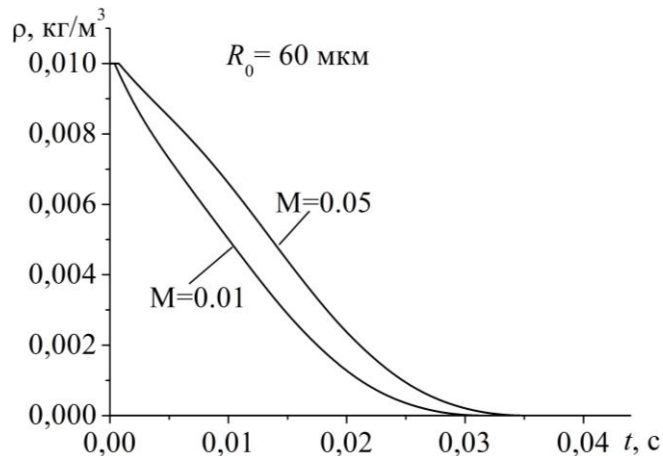


Рисунок 2.25 – Скорость испарения капель с начальным радиусом $R_0=60$ мкм в воздушных потоках с температурой 870 К и скоростями $M = 0,01$ и $M = 0,05$

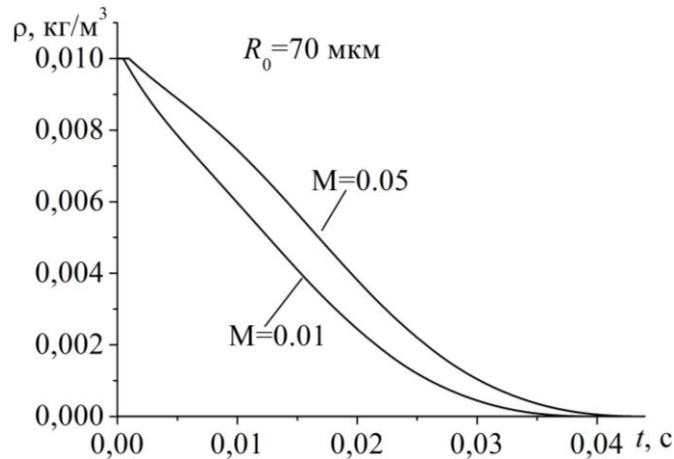


Рисунок 2.26 – Скорость испарения капель с начальным радиусом $R_0 = 70$ мкм в воздушных потоках с температурой 870 К и скоростями $M = 0,01$ и $M = 0,05$

2.8 Нагрев и испарение капель крупных фракций метана

Тестовый расчёт нагрева и испарения капель воды позволяет сделать вывод о работоспособности численной модели. Рассмотрим при помощи построенной модели процесс нагрева и испарения капель метана. Ниже представлены результаты расчётов динамики температуры, радиусов капель и средней плотности крупных капельных фракций при их испарении. В расчётах предполагалось, что в начальный момент времени температура пара метана составляет 140 К, а температура капель метана для четырех крупных фракций с начальными радиусами капель $R_0 = 10$ мкм, $R_0 = 20$ мкм, $R_0 = 50$ мкм, $R_0 = 100$ мкм равна 100 К. Начальная скорость пара 0,001 М, где М – число Маха потока. При начальной скорости потока 0,3 м/с числа Вебера для всех фракций меньше критического значения, и дробления капель не происходит. Испарение происходит следующим образом. На первом этапе капли нагреваются до температуры кипения, а затем начинается их интенсивное испарение. На рис. 2.27 показано изменение температуры капель крупных фракций со временем.

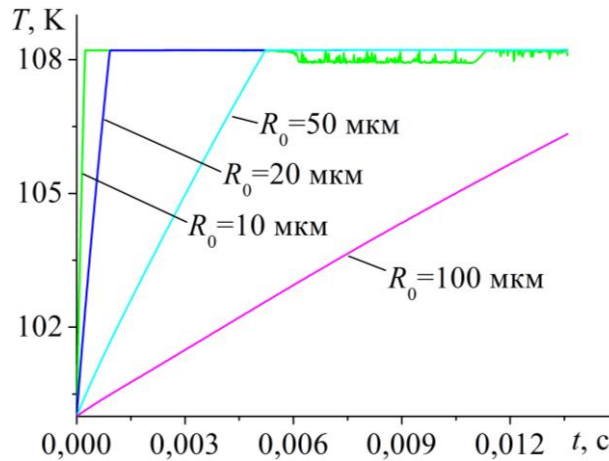


Рисунок 2.27 – Процесс нагрева капель четырех различных фракций

Скорость нагрева капель до температуры кипения при текущем давлении различна. Быстрее всего нагреваются до температуры кипения капли с начальным радиусом 10 мкм. Процесс нагрева от 100 К до $108,19$ К заканчивается к моменту времени $t = 0,00024$ с. По мере роста радиуса капли время прогрева увеличивается. На рис. 2.28 приведена зависимость времени прогрева капли от 100 К до температуры кипения. Для капель с начальным радиусом 20 мкм оно составляет $0,0009$ с; при начальном радиусе 50 мкм оно составляет $0,005$ с; при начальном радиусе 100 мкм оно составляет $0,018$ с.

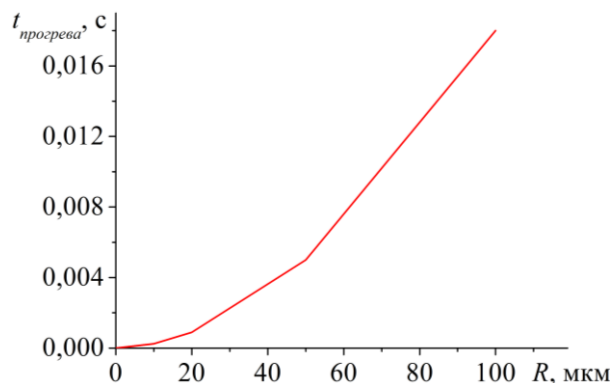


Рисунок 2.28 – Время прогрева капель различного радиуса до температуры кипения

На рис. 2.29 представлены результаты расчётов, показывающие изменение радиусов капель различных фракций от времени в процессе испарения. При заданных начальных условиях к моменту времени $t = 0,006$ с фракция с начальным размером капель 10 мкм практически полностью испаряется: радиус капель уменьшается до 1 мкм, а средняя плотность близка к нулю в силу малой концентрации (рис. 2.30).

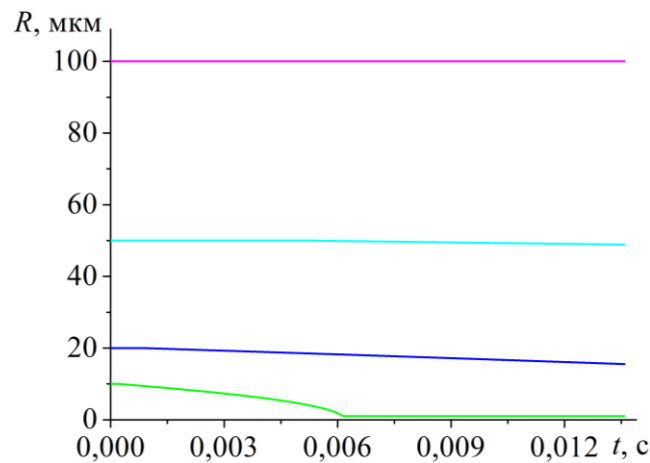


Рисунок 2.29 – Зависимость радиуса капель различных фракций от времени при испарении

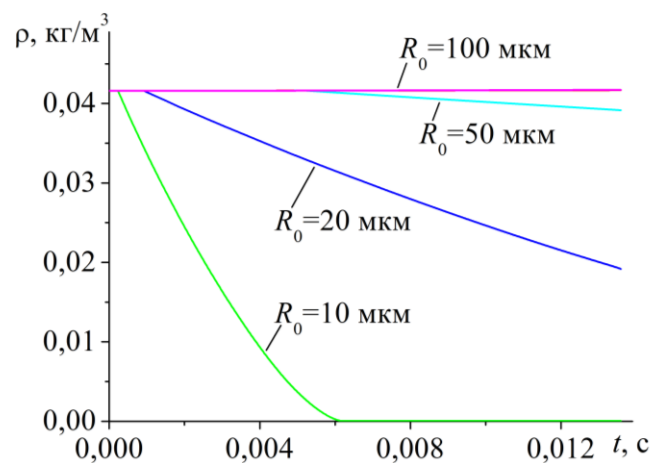


Рисунок 2.30 – Уменьшение средних плотностей фракций с различными начальными радиусами капель при испарении

На рассматриваемом интервале времени (рис. 2.29) наблюдается вызванное испарением уменьшение радиусов и средних плотностей всех фракций, кроме самой крупной, которая еще не достигла температуры насыщения (рис. 2.27).

Испарение капель крупных фракций и уменьшение средних плотностей испаряющихся фракций сопровождается ростом плотности пара (рис. 2.31).

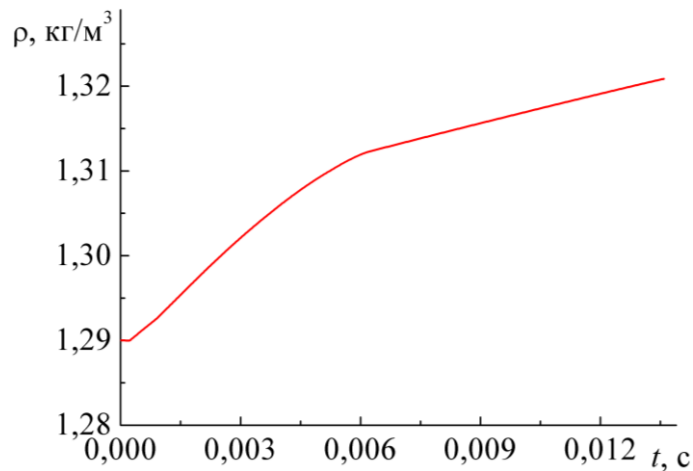


Рисунок 2.31 – Рост плотности несущей среды при испарении капель крупных фракций

2.9 Моделирование испарения мелкодисперсной фракции и конденсации пара на основе равновесной модели фазовых переходов

Равновесная модель испарения мелкодисперсной фракции и конденсации пара описана в п. 1.2.6. Аппроксимации термодинамических свойств метана приведены в п. 1.2.8. Ниже представлены результаты численных расчётов на основе равновесной модели фазовых переходов парожидкостного равновесия для мелкодисперсной капельной фракции метана и его пара при различных начальных температурах, объёмных содержаниях капельной фракции и плотностях пара. Результаты численного расчёта сопоставляются с балансовыми соотношениями, связывающими массу сконденсировавшегося пара

или испарившейся жидкости с изменением температуры среды за счет выделения или поглощения теплоты фазового перехода.

На рис. 2.32 показаны переходы парокапельной системы из начальных неравновесных состояний с различными температурами пара и различными объёмными содержаниями капель мелкой фракции в равновесные состояния. Численные расчёты показали, что фазовые переходы, рассчитанные на основе равновесной модели, проходят по изобаре, т.е. давление практически не изменяется. Ниже приведены расчёты параметров равновесного состояния системы после окончания фазового перехода при различных начальных параметрах.

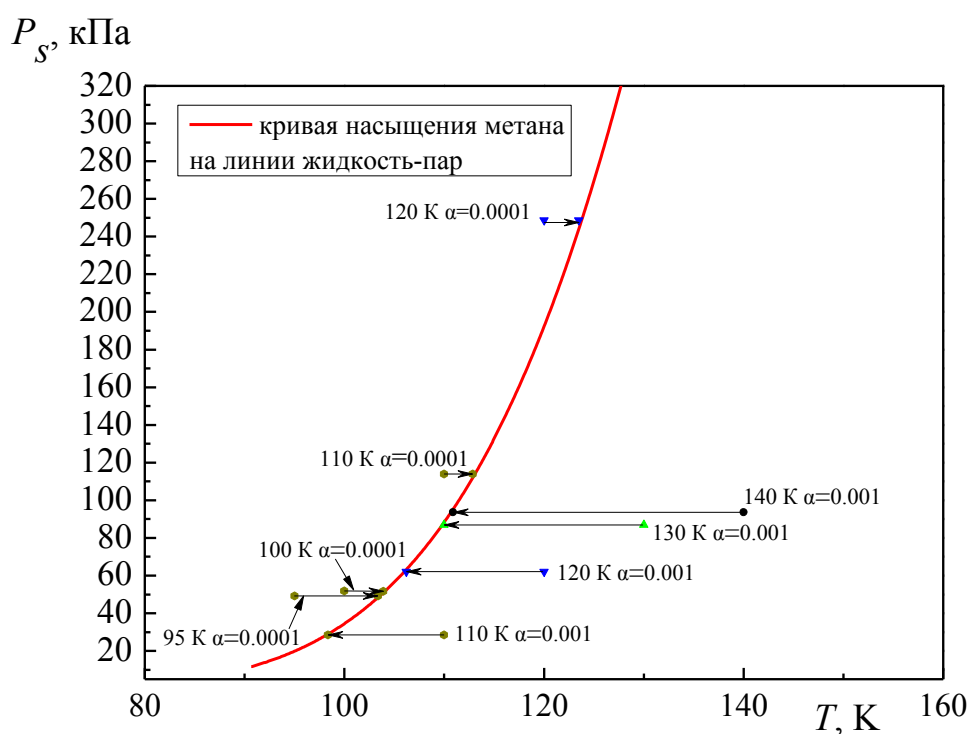


Рисунок 2.32 – Кривая насыщения метана на линии жидкость-пар. Стрелками указаны переходы из начальных неравновесных состояний в равновесные состояния

Пусть парокапельная система в начальный момент времени находится

в состоянии с температурой $T_1 = 140$ К и плотностью пара $\rho_0 = 1,29$ кг/м³. Физическая плотность капель метана $\rho_{01} = 416$ кг/м³. Начальная средняя плотность самой мелкой (равновесной) дисперсной фракции $\rho_1 = \alpha_0 \cdot \rho_{01} = 0,001 \cdot 416$ кг/м³ = 0,416 кг/м³. Начальные температуры несущей фазы $T_{нс}$ и дисперсных фракций $T_{\partial\phi}$ в расчётах принимаются равными. На рис. 2.33, 2.34 приведены полученные в результате численного расчёта параметры системы – зависимости от времени плотности несущей среды и средней плотности мелкодисперсной фракции, а также зависимость температуры системы от времени. Фазовый переход описывается равновесной моделью. По этой причине равновесное состояние системы достигается за один временной шаг.

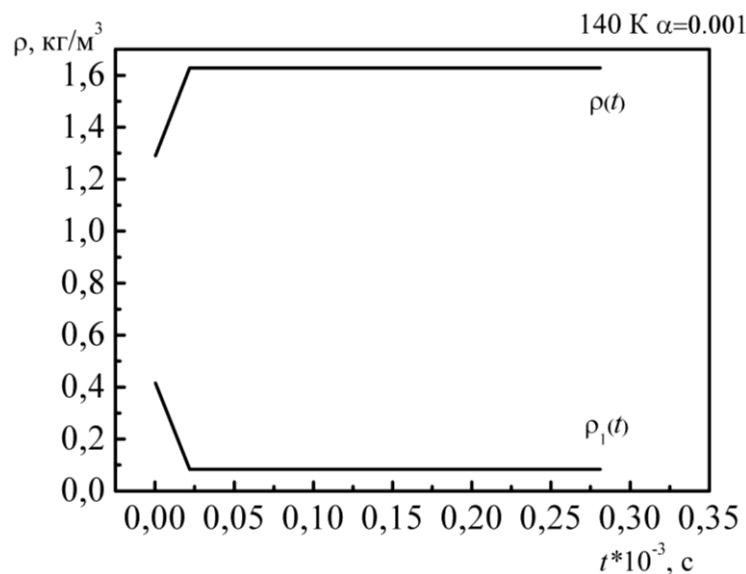


Рисунок 2.33 – Зависимости плотности несущей среды ρ и средней плотности мелкодисперсной фракции ρ_1 от времени. Начальная температура $T_1 = 140$ К. Начальное объемное содержание мелкодисперсной фракции $\alpha_0 = 0,001$

Пусть температуры пара и капель одинаковы. Начальное объемное содержание дисперсной фракции $\alpha_0 = 0,001$. Начальная температура несущей фазы $T_{нс} = 140$ К. Начальная температура дисперсных фракций $T_{\partial\phi} = 140$ К. Начальная плотность пара $\rho_0 = 1,290$ кг/м³, начальное значение давления пара

$p_n = 93551,0$ Па. При таких начальных условиях система в начальный момент времени находится справа от кривой насыщения (рис. 2.32). В результате происходит процесс испарения мелкодисперсной фракции капель с переходом её в пар. Конечная температура системы, полученная численно, $T_2 = 110,9$ К, конечная плотность пара $\rho_\kappa = 1,628$ кг/м³. Разность начальной и конечной плотности пара $\Delta\rho = 0,338$ кг/м³. Удельная теплота парообразования L берётся на середине рассматриваемого интервала T_1-T_2 , ($T_L \approx 125,44$ К), $L = 320606$ Дж/кг. Тепло, забранное из системы на испарение капель, вычислим как $Q = \Delta\rho \cdot L = 108365$ Дж/м³. Изменение температуры системы вычисляется следующим образом: $(\rho_\kappa \cdot C_v + \rho_{L_cp} \cdot C) \Delta T = Q$, откуда

$$\Delta T = Q / (\rho_\kappa \cdot C_v + \rho_{L_cp} \cdot C). \quad (2.6)$$

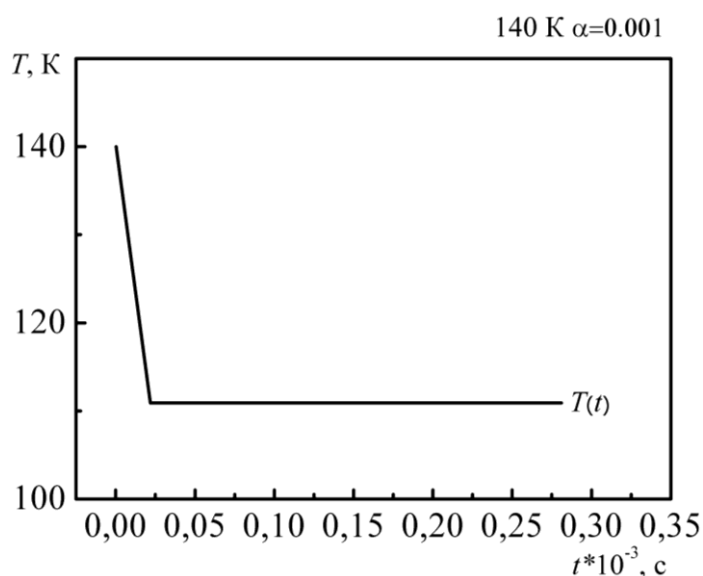


Рисунок 2.34 – Зависимость температуры системы T от времени. Начальная температура $T_1 = 140$ К. Начальное объемное содержание мелкодисперсной фракции $\alpha_0 = 0.001$

Содержимое скобки $(\rho_\kappa \cdot C_v + \rho_{L_cp} \cdot C)$ вычисляется как:

$$\rho_\kappa \cdot C_v + \rho_{L_cp} \cdot C = 1,628 \text{ кг/м}^3 \cdot 2260,90 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)} + 0,078 \text{ кг/м}^3 \cdot 3470,92 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$$

$\approx 3680,74 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \text{ К}) + 270,73 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \text{ К}) = 3951,47 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \text{ К})$. Удельная теплоёмкость паров метана при постоянном объёме и удельная теплоёмкость жидкого метана брались при конечной температуре системы T_2 . Значения удельной теплоты парообразования (рис. 1.2, в), удельной теплоёмкости паров метана при постоянном объёме и жидкого метана снимались на соответствующих аппроксимационных кривых свойств метана (рис. 1.2, а).

Из (2.6) находится значение $\Delta T = 27,4 \text{ К}$. Полученное таким образом значение температуры $T_{2p} = 112,6 \text{ К}$. Численно получена температура $T_2 = 110,9 \text{ К}$ при изменении температуры $\Delta T = 29,1 \text{ К}$. В равновесном состоянии при температуре $T_2 = 110,9 \text{ К}$ и плотности пара $\rho = 1,628 \text{ кг}/\text{м}^3$, давление составляет $p_k = 93554,0 \text{ Па}$ и лежит на кривой фазового равновесия.

Аналогичные расчёты выполняются для других режимов начального состояния парокапельной системы: испарение мелкодисперсной фракции при начальных температурах системы 140, 130, 120, 110 К и конденсация пара при начальных температурах системы 120, 110, 100, 95 К. Выполненные расчёты для каждого режима показаны на рис. 2.32 и сведены в табл. 2.1.

Таким образом, численно реализованная равновесная модель фазовых переходов позволяет найти равновесное состояние системы при испарении мелкодисперсной фракции и конденсации пара при смещении системы от положения равновесия в начальный момент времени. Результаты выполненных численных расчётов для начальных и конечных состояний парокапельной системы при различных начальных отклонениях от равновесного состояния удовлетворяют балансовым термодинамическим соотношениям для фазовых переходов.

Таблица 2.1 – Расчёт термодинамических параметров в процессе равновесной модели фазовых переходов – испарения капель и конденсации пара метана

№	$T_{нс},$ $T_{дф},$ К	$p_n,$ Па	$\rho_0,$ кг/м ³	α_0	$\rho_1,$ кг/м ³	$C_v,$ Дж/кг·К	$C,$ Дж/кг·К	$L,$ Дж/кг	$Q,$ Дж/м ³	$T_{2p},$ К	$T_2,$ К	$\rho_k,$ кг/м ³	$T_k,$ К	$p_k,$ Па
Испарение														
1	140	93551,0	1,290	0,001	0,416	2260,9	3470,9	320606	108965	112,6	110,9	1,628	110,9	93554,0
2	130	86868,6	1,290	0,001	0,416	2248,5	3466,3	330019	77488	110,9	110,0	1,525	110,0	86875,2
3	120	62160,0	1,000	0,001	0,416	2195,4	3448,4	341562	44334	107,2	106,2	1,130	106,2	62163,8
4	110	28490,0	0,500	0,001	0,416	2086,2	3419,8	355319	21042	101,2	98,4	0,559	98,4	28490,8
Конденсация														
1	120	248640,0	4,000	0,0001	0,0416	2427,9	3558,0	327107	37061	123,7	123,5	3,887	123,5	248643,8
2	110	113960,0	2,000	0,0001	0,0416	2286,9	3481,3	344107	17342	113,6	112,9	1,950	112,9	113966,4
3	100	51800,0	1,000	0,0001	0,0416	2163,0	3481,8	358432	13620	105,8	103,9	0,962	103,9	51775,0
4	95	49210,0	1,000	0,0001	0,0416	2156,0	3437,0	362510	29363	107,2	103,4	0,919	103,4	49203,7

2.10 Выводы по главе 2

Проведена верификация переносных свойств несущей среды в численной модели динамики дисперсных сред на основе явной схемы Мак-Кормака. Сопоставлены результаты численных расчётов и физического эксперимента в описании динамики монодисперсного аэрозоля при резонансных режимах колебаний несущей среды в закрытой и открытой цилиндрической трубе, генерируемых перемещающимся по гармоническому закону поршнем. При рассмотренных параметрах процесса колебаний аэрозоля амплитуда изменения давления в численной модели и в физическом эксперименте не превосходит 10% при качественном подобии результатов. Наблюдается качественное и количественное соответствие результатов расчётов течения газа в камере, полученные явным методом Мак-Кормака с расщеплением пространственного оператора и схемой нелинейной коррекции с результатами, известными из литературы.

Выполнена верификация численного решения, описывающего процесс дробления капель воды в воздушном потоке по механизму обдирки поверхностного слоя при различных диаметрах капли и относительных скоростях потока. Показано качественное и количественное совпадение с известными из литературы результатами.

Численно проанализировано комплексное воздействие на полидисперсную парок капельную систему механизмов газодинамического дробления и коагуляции капель различных фракций со скоростной неравномерностью относительно несущей среды.

Протестировано численное решение, описывающее прогрев капель до температуры насыщения с последующим испарением, уменьшением радиуса и средней плотности. Результаты расчётов изменения радиусов капель при испарении сопоставлены с известными из литературы результатами.

Выполнено тестирование численной модели равновесных фазовых переходов, описывающей испарение мелкодисперсной фракции и конденсации

пара при смещении системы от положения термодинамического равновесия путём анализа балансовых термодинамических соотношений для фазовых переходов при различных начальных и конечных состояниях парокапельной системы.

Глава 3 Моделирование пространственной сепарации и волновой динамики полидисперсных газовзвесей

Волновые процессы в полидисперсных системах могут сопровождаться изменением размера частиц вследствие их коагуляции или дробления. Изменение дисперсности системы при неизменных параметрах внешнего возбуждения может сопровождаться эволюцией ее динамического поведения. Такие явления учитываются при разработке систем сепарации и осушки.

3.1 Колебания коагулирующей полидисперсной газовзвеси в акустическом резонаторе

Предметом исследования является процесс возникновения параметрического резонанса в акустической системе вследствие изменения дисперсности газовзвеси, заполняющей резонатор при фиксированных параметрах внешнего возбуждения. Динамика среды описывается системой уравнений движения многоскоростного многотемпературного континуума с учетом обмена импульсом и энергией между несущей фазой и дисперсными фракциями. Коагуляция частиц различных фракций моделируется на основе лагранжевой модели Смолуховского, учитывающей парные столкновения. Параметрический резонанс в системе возникает вследствие смещения резонансной частоты за счет изменения дисперсности газовзвеси в процессе коагуляции, инициированной добавлением малого количества фракции крупных частиц в мелкодисперсную газовзвесь. В результате проведения расчётов получена оценка времени изменения дисперсности системы и генерации резонансных колебаний в зависимости от величины константы коагуляции [94, 95].

Существует ряд технических устройств, в которых изменение свойств рабочей среды может сопровождаться возникновением акустического пара-

метрического резонанса. К таким устройствам можно отнести промышленные глушители шума, глушители шума стендов для испытания двигательных установок, глушители систем вентиляции и кондиционирования, а также трубные подогреватели сжиженного природного газа [96 – 98]. Характеристики механических колебаний в таких системах зависят от скорости потока рабочей смеси, ее дисперсности и температуры. Рассмотрим в связи с этим влияние изменения дисперсности коагулирующей паро-капельной смеси на характер колебаний в акустическом резонаторе при неизменных параметрах внешнего возбуждения. Если рабочая среда содержит мелкодисперсную фракцию [99], то вследствие ее малого скоростного скольжения относительно несущей фазы, такие частицы полностью вовлекаются в движение и оказывают существенное диссипативное влияние на колебания системы. Если в процессе движения мелкие капли частично испаряются, а частично коагулируют с более крупными, то в среде, заполняющей трубу-резонатор, могут возникнуть условия для параметрического резонанса. Для описания эволюции дисперсности системы, приводящей к изменению ее резонансных частот, рассмотрим динамику коагулирующей полидисперсной смеси, заполняющей акустический резонатор. Пусть резонатор представляет собой плоский канал, на одном конце которого располагается перемещающийся по гармоническому закону поршень, а другой конец ограничен твердой стенкой. Амплитуда колебаний поршня ограничена таким образом, чтобы число Вебера не превышало критического значения [76] и коагуляция частиц при соударениях преобладала над дроблением. Пусть частота колебаний поршня фиксирована и совпадает с первой собственной частотой продольных колебаний несущей среды (газообразный метан), заполняющей канал. При колебаниях с постоянной частотой и амплитудой внешнего возбуждения, изменение состава дисперсной фазы и, как следствие, изменение спектра резонансных частот акустической системы могут привести к возникновению резонансных колебаний. При проведении расчётов применяется математическая модель динами-

ки коагулирующей полидисперсной газозвеси, в которой каждому размеру частиц сопоставлена своя фракция [34, 29]. Несущая фаза описывается системой уравнений Навье-Стокса, в которой учитывается обмен импульсом и энергией с дисперсной фазой. Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, каждая из которых описывается системой из уравнения неразрывности для средней плотности, уравнений сохранения составляющих импульса и уравнения сохранения внутренней энергии, записанных с учетом обмена импульсом и энергией с несущей средой. Процесс коагуляции частиц моделируется при помощи лагранжевой модели Смолуховского, позволяющей учесть обмен массой, импульсом и энергией между фракциями в результате соударения частиц [76].

3.1.1 Модель движения газозвеси

Система уравнений описывает движение несущей (3.1) и дисперсной фазы (3.2), включающей в себя n фракций. В декартовой системе координат в двумерном случае системы (3.1), (3.2) имеют вид [100, 101]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv - \tau_{xy}) = -\sum_{i=1,n} F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) = -\sum_{i=1,n} F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left([e + p - \tau_{xx}]u - \tau_{xy}v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left([e + p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) =$$

$$= - \sum_{i=1, n} Q_i - \sum_{i=1, n} \left(|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i) \right) + \alpha \left(\frac{\partial p u}{\partial x} + \frac{\partial p v}{\partial y} \right),$$

$$e = I + \rho(u^2 + v^2)/2, \quad \alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i,$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$F_{xi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (u - u_i) + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) +$$

$$+ 0,5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right),$$

$$F_{yi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i) + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) +$$

$$+ 0,5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \right),$$

$$C_{di} = C_{di}^0 \psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{Re_{i0}} + \frac{4}{Re_{i0}^{0,5}} + 0,4, \quad \psi(M_{i0}) = 1 + \exp \left(- \frac{0,427}{M_{i0}^{0,63}} \right),$$

$$C_{di}^0 = \frac{24}{Re_{i0}} + \frac{4}{Re_{i0}^{0,5}} + 0,4, \quad \psi(M_{i0}) = 1 + \exp \left(- \frac{0,427}{M_{i0}^{0,63}} \right),$$

$$\varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2,5}, \quad Re_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| 2r_i / \mu, \quad M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c,$$

Составляющие сил аэродинамического сопротивления и тепловой поток на границе частица-газ F_{xi} , F_{yi} , Q_i определяются законами межфазного трения и

теплообмена [3]. В уравнение сохранения полной энергии для несущей фазы входит тепловой поток, возникающий вследствие теплообмена между газом и частицами i -ой фракции: $Q_i = 6\alpha_i \text{Nu}_i \lambda (T - T_i) / (2r_i)^2$, где $\text{Nu}_i = 2r_i \alpha^T / \lambda$ – число Нуссельта. Число Нуссельта определялось при помощи известной аппроксимации, использующей относительные числа Маха M_{i0} , Рейнольдса Re_{i0} и Прандтля Pr : $\text{Nu}_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0,459 \text{Re}_{i0}^{0,55} \text{Pr}^{0,33}$, $0 \leq M_{i0} \leq 2$, $0 \leq \text{Re}_{i0} < 2 \cdot 10^5$.

Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, образованных частицами одного размера, динамика которых описывается уравнением сохранения средней плотности фракции, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial y} &= F_{xi} - \alpha \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i^2)}{\partial y} &= F_{yi} - \alpha \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\partial(e_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(e_i v_i)}{\partial y} &= \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda (T - T_i), \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i.$$

В качестве термического уравнения состояния для несущей среды применялось уравнение состояния Бенедикта-Вебба-Рубина (1.18).

Система уравнений движения двухфазной полидисперсной смеси записывалась в обобщённых подвижных координатах [78, 87] и решалась явным

методом Мак-Кормака второго порядка со схемой нелинейной коррекции [79, 85].

Вследствие коагуляции, при столкновениях частиц различных фракций происходило изменение их массы, концентрации, импульса и температуры, что описывалось лагранжевой моделью Смолуховского [76].

Масса m_i частицы i -ой фракции ($i = 2, \dots, n$) возрастает за счёт поглощения частиц j -ых фракций меньшего размера с массой m_j ($j=1, 2, \dots, i-1$):

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j m_j, \quad \text{где } k_{ij} = K_0 \frac{\pi}{4} (d_i + d_j)^2 \left[u_i \cos \alpha + v_i \sin \alpha - \sqrt{u_j^2 + v_j^2} \right]$$

коагуляции, $\alpha = \arctg(v_j / u_j)$, d_i – диаметр частиц i -ой фракции, $d_i > d_j$. Новое значение массы частиц i -ой фракции в текущем узле конечно-разностной сетки позволяет определить новое значение радиуса частицы r_i . Уменьшение концентрации частиц j -ых фракций вследствие поглощения их более крупными i -ыми ($j= 1, 2, \dots, i-1$) описывается уравнением:

$$\frac{dn_i}{d\tau} = -n_i \sum_{j=i+1}^n k_{ij} n_j,$$

($i = 2, \dots, n$). Новое значение объёмного содержания i -ой фракции, изменившегося вследствие коагуляции, определяется как $\alpha_i = 4/3\pi r_i^3 n_i$. Концентрация n_i определяется через среднюю плотность и радиус i -той фракции на каждом шаге вычислений. Слияние мелких капель с более крупными приводит к изменению их скорости:

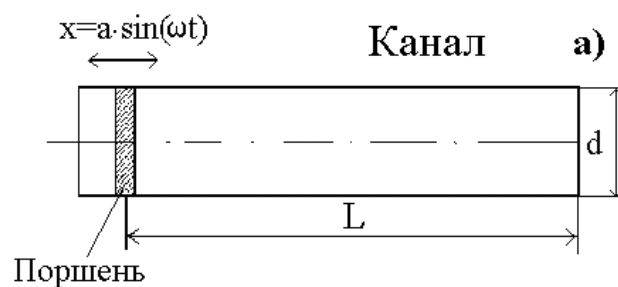
$$\frac{dw_i}{d\tau} = \frac{1}{m_i} \sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} (w_j - w_i) m_j n_j.$$

Температура частицы i -ой фракции после коагуляции с частицами более мелких фракций находилась из

$$\text{соотношения } T = \frac{1}{C \cdot m} \left(\sum_{j=1}^{i-1} k_{ij} n_j C_j m_j T_j + C_i m_i T_i \right),$$

где T , C , m – температура, удельная массовая теплоёмкость и масса частицы i -ой фракции после коагуляции, T_i , C_i , m_i – те же параметры до коагуляции. Связанные с коагуляцией изменения скорости и температуры дисперсной фазы учитывались на каждом временном шаге основного алгоритма.

В начальный момент времени газовзвесь, состоящая из двух фракций частиц с радиусами $r_{10}=1\text{мкм}$ и $r_{20}=100\text{мкм}$, находится во взвешенном состоянии и равномерно заполняет закрытый плоский канал (рис. 3.1). Пусть начальное объёмное содержание мелкодисперсной фракции $\alpha_{10}=0,002$. Крупнодисперсная фракция нужна в численном эксперименте для запуска процесса коагуляции в нелинейном волновом поле. Её начальное объёмное содержание в 20 раз меньше, $\alpha_{20}=0,0001$, чем объёмное содержание мелкой фракции. Акустические колебания создаются перемещающимся вдоль продольной оси с заданной частотой и амплитудой поршнем. Плотность вещества частиц $\rho_{10} = \rho_{20} = 416 \text{ кг/м}^3$. Начальная средняя плотность дисперсных фракций $\rho_1 = 0,832 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 0,0416 \text{ кг/м}^3$, температура, плотность, удельные теплоёмкости газообразного метана: $T = 111,6 \text{ К}$, $\rho_0 = 1,75 \text{ кг/м}^3$, $C_p = 2,260 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$, $C_v = 1,742 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$. Удельная теплоёмкость вещества дисперсной фазы $C_p = 5 \text{ кДж/кг}\cdot\text{К}$. На стенках канала для скорости несущей фазы и дисперсных фракций ставятся условия прилипания. Для всех остальных газодинамических функций, в том числе на входной и выходной границах, задаются однородные граничные условия второго рода. При $t > 0$ начинается процесс гармонических колебаний поршня $x(t)=A \cdot \sin(\omega t)$ (рис. 3.1, а), создающего колебания в резонаторе. Оценка для скорости звука в несущей среде $c = (\gamma RT)^{1/2} = 274 \text{ м/с}$, где $\gamma = 1,3$ – постоянная адиабаты метана, $R = 518 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ – газовая постоянная метана. Круговая частота колебаний поршня в приведенных ниже расчётах равна первой собственной частоте продольных колебаний столба газообразного метана $\omega_{11}=\pi c/L= 860,8 \text{ 1/с}$ ($\nu_{11}=137 \text{ Гц}$).



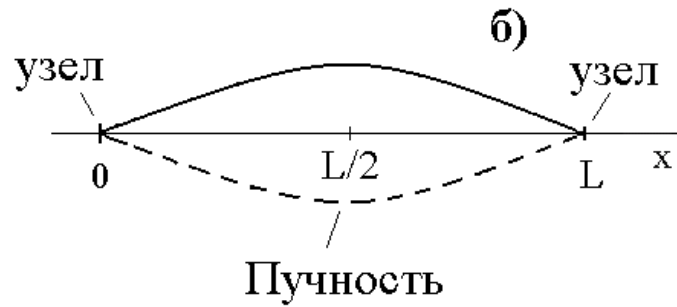


Рисунок 3.1 – Схема резонатора (а) и форма стоячей волны поля скорости на первой собственной частоте (б)

3.1.2 Колебания газозвеси в плоском канале при воздействии акустического поля без учета коагуляции и изменения дисперсности смеси

Коэффициент K_0 в формуле (1.6) для константы коагуляции k_{ij} задаёт отношение числа соударений, заканчивающихся коагуляцией частиц к общему числу соударений. Пусть смесь в процессе колебаний не коагулирует – $K_0 = 0$. На рис. 3.2, а – г представлены полученные в результате проведения расчётов временные зависимости для средней плотности фракций (рис. 3.2, а), для радиуса частиц фракции № 2 (рис. 3.2, б), а также временные зависимости осевой составляющей скорости фракций (рис. 3.2, в, г). Поскольку коагуляция отсутствует, то средние плотности фракций, концентрация мелкодисперсной фракции, также как и радиус частиц крупной фракции с течением времени не меняются. Колебания осевых составляющих скорости обеих фракций на начальном участке, связанном с переходным процессом при установлении стационарного режима, содержат биения, частота которых позволяет сделать поправку и определить частоту первого линейного резонанса акустической системы с учётом влияния дисперсной фазы. Поскольку период биений (рис. 3.2, в, г) составляет $T = 0.031$ с, а частота биения $\nu \approx 32$ Гц, то частота первого линейного резонанса парокапельной системы ниже, чем частота

та первого линейного резонанса несущей среды и составляет $f_{11} = \nu_{11} - \nu \approx 105$ Гц. На рис. 3.3, а – в представлены зависимости осевой составляющей скорости несущей среды при возбуждении колебаний в резонаторе на частотах ($\nu_{11}-\nu=105$ Гц), $\nu_{11}=137$ Гц, ($\nu_{11}+\nu$)= 169 Гц. Амплитуды колебаний скорости несущей среды достигают, соответственно, на этих частотах значений 20 м/с, 8 м/с и 4 м/с (рис. 3.3, а – в).

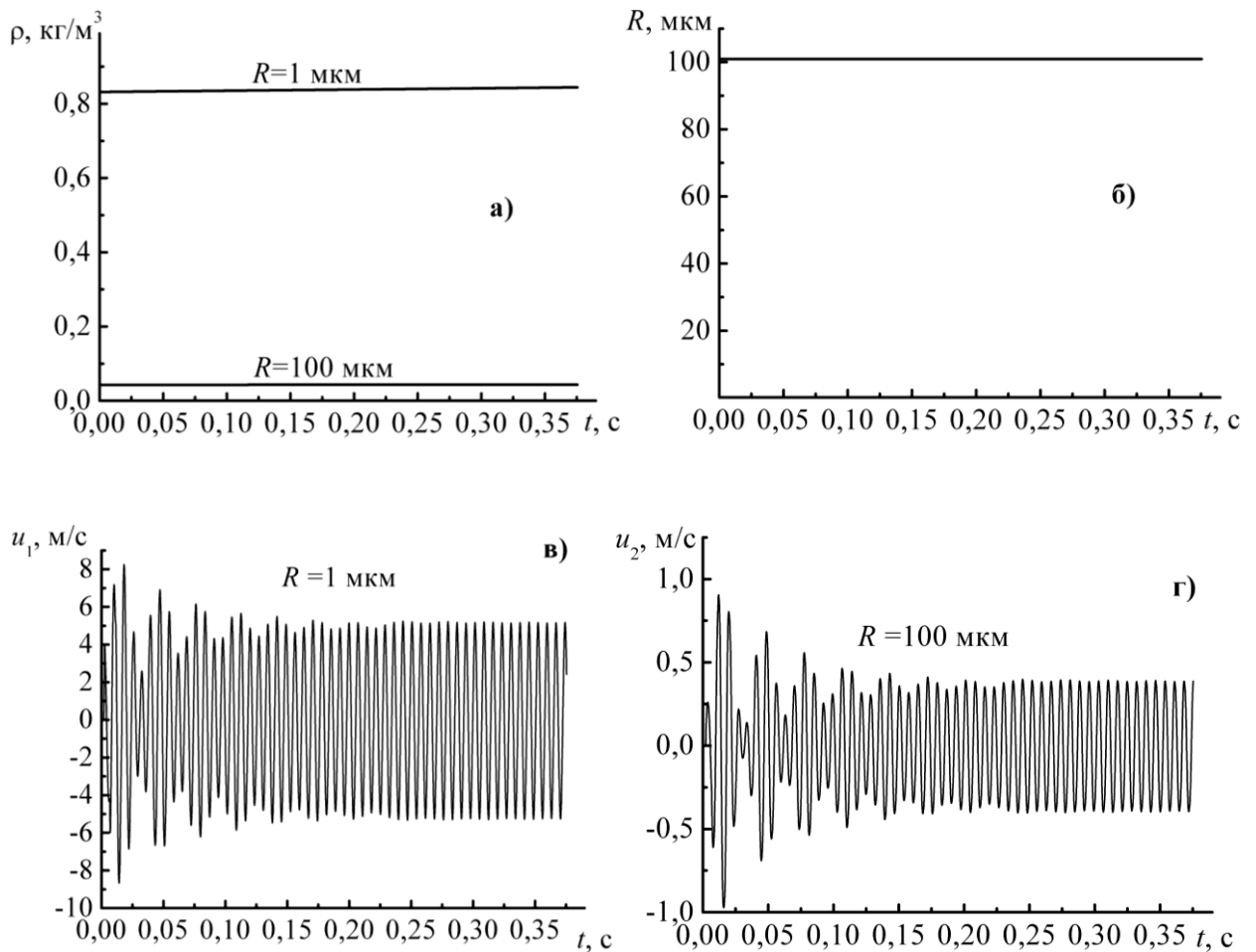


Рисунок 3.2 – Динамика двухфракционной газозвеси в отсутствие коагуляции: а) средняя плотность фракций в пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2$, $y = d/2$); б) радиус крупной фракции; в) осевая составляющая скорости мелкой фракции в пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2$, $y = d/2$); г) осевая составляющая скорости крупной фракции в пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2$, $y = d/2$)

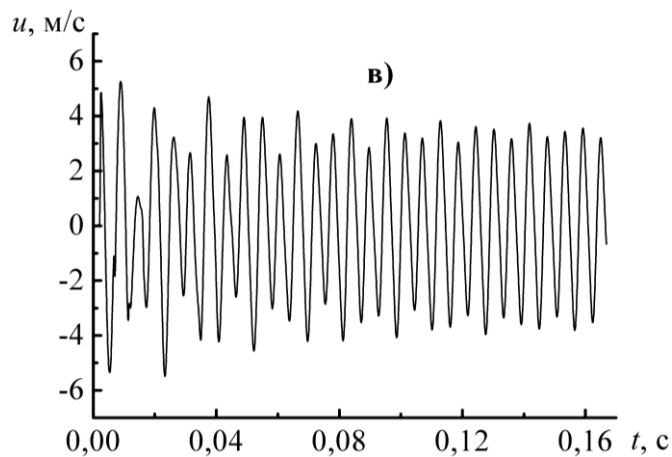
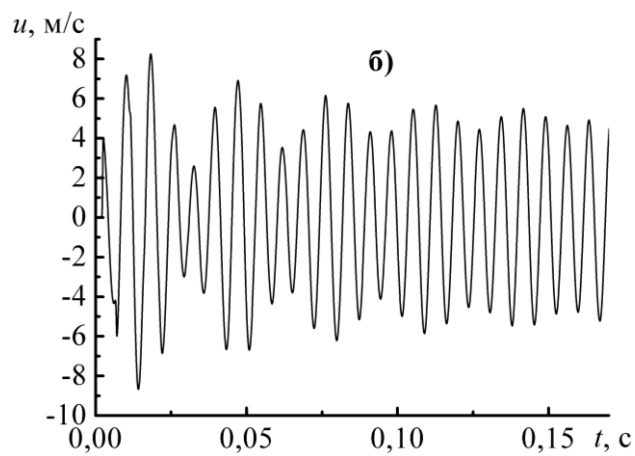
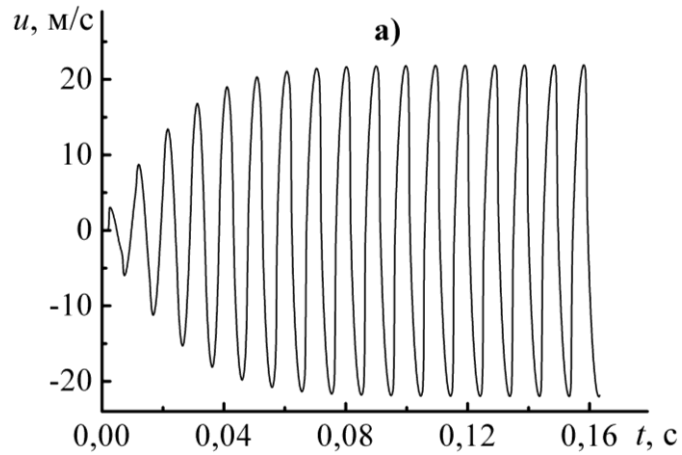


Рисунок 3.3 – Колебания осевой составляющей скорости несущей среды двухфракционной газозвеси без коагуляции в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2$, $y = d/2$) при различных частотах колебаний поршня f_{11} : а) – $f_{11} = 105$ Гц; б) – $f_{11} = 137$ Гц; в) – $f_{11} = 169$ Гц

3.1.3 Возникновение параметрического резонанса при колебаниях коагулирующей газозвеси

Пусть теперь процесс колебаний смеси сопровождается коагуляцией частиц различных фракций при каждом их парном соударении. В этом случае $K_0 = 1$. На рис. 3.4, а – г представлены полученные в результате проведения расчётов временные зависимости для средней плотности фракций (рис. 3.4, а), для радиуса частиц фракции № 2 (рис. 3.4, б), а также временные зависимости осевой составляющей скорости фракций (рис. 3.4, в, г). Расчёты показывают, что с течением времени, вследствие коагуляции, снижается средняя плотность мелкой фракции с радиусом частиц $R = 1$ мкм и возрастает средняя плотность частиц крупной фракции с начальным радиусом $R = 100$ мкм. К моменту времени $t = 0,35$ с процесс коагуляции можно считать законченным, поскольку средняя плотность мелкодисперсной фракции близка к нулю, а средняя плотность крупной фракции равна сумме средних плотностей исходных фракций и с течением времени далее не меняется (рис. 3.4, а). При этом радиус частиц крупной фракции, который в начальный момент времени составлял 100 мкм, в окрестности пучности стоячей волны поля скорости ($x = L/2, y = d/2$) возрастает до 275 мкм (рис. 3.4, б).

Изменение дисперсности системы приводит к снижению диссипативности и меняет характер колебаний. На начальном этапе колебаний высокая концентрация мелких частиц приводит к сильному смещению резонансной частоты влево от частоты колебаний поршня, которая с течением времени не меняется и совпадает с первой собственной частотой для несущей среды без дисперсной фазы ($\nu_{11} = 137$ Гц). Частота биений на временных зависимостях для осевых составляющих скоростей дисперсных фракций (рис. 3.4, в, г) составляет приблизительно $\nu \approx 32$ Гц. С течением времени, по мере вызванного коагуляцией уменьшения средней плотности мелкой фракции, период биений увеличивается. Это говорит о том, что разность между резонансной частотой

системы и частотой колебаний поршня, равной первой собственной частоте для чистого газа уменьшается. В результате, в системе возникают резонансные в осевом направлении колебания с амплитудой изменения скорости в пучности стоячей волны ($x = L/2, y = d/2$), достигающей 20 м/с (рис. 3.4, в).

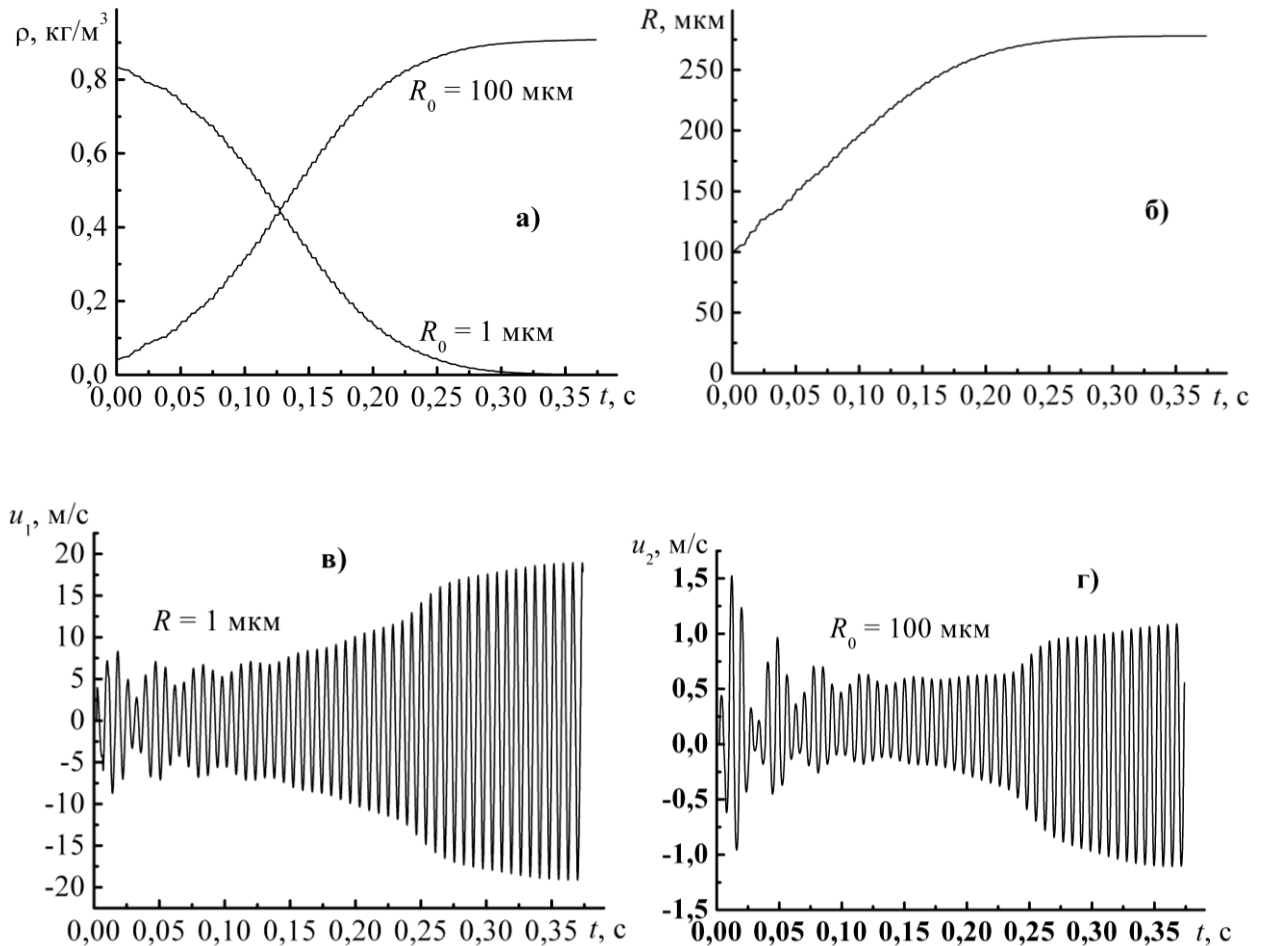


Рисунок 3.4 – Динамика двухфракционной коагулирующей газовой взвеси при $K_0=1$ в пучности стоячей волны скорости ($x = L/2, y = d/2$): а) – средняя плотность фракций; б) – радиус крупной фракции; осевая составляющая скорости мелкой (в) и крупной (г) фракции

Таким образом, в результате изменения дисперсности системы – роста в процессе коагуляции частиц крупной фракции и практически полного исчезновения в системе мелкодисперсной фазы, резонансная частота системы

приближается к первой собственной частоте продольных колебаний несущей среды, с которой осуществляется внешнее возбуждение, что приводит к возникновению резонансных акустических колебаний.

3.2 Пространственная сепарация фракций полидисперсной газозвеси при обтекании обратного уступа

Для пространственного разделения несущей и дисперсной фазы используются инерционные сепараторы. Если требуется разделить фракции дисперсной фазы, состоящие из частиц различного размера, метод сепарации может основываться на динамических характеристиках фракций, связанных со скоростным скольжением относительно несущей среды в зависимости от размера и плотности частиц. Известно, что при обтекании обратного уступа чистым газом (задача Прандтля-Майера), вблизи вершины уступа образуется веер волн разрежения, поворачивающий изначально прямолинейный поток газа [102]. В работе [103] численно исследовано сверхзвуковое турбулентное течение однородного газа вблизи наклонных уступов. Аналогичная задача для монодисперсных газозвесей рассматривалась в работе [104], где описано численное моделирование распространения ударных и детонационных волн в каналах различной геометрии в гетерогенных смесях. В [104] установлены особенности прохождения ударными и детонационными волнами разрыва сечения плоского канала. В работах [104, 106] описано устройство сепараторов сверхзвуковых газовых потоков на основе течения газового потока по криволинейному каналу с изменением радиуса кривизны осевой линии канала. При этом в области разворота находился пористый материал, в который попадали капельные фракции или более тяжёлые газы.

Обтекание обратного уступа полидисперсной газозвесью сопровождается разворотом потока и изменением пространственного распределения концентраций фракций вследствие скоростной неравновесности полидис-

персной системы, что может быть использовано для построения сепарирующих устройств. В разделе рассматривается численное моделирование обтекания обратного уступа полидисперсной газозвесью. При этом применяется система уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа, учитывающая обмен импульсом и энергией между несущей средой и дисперсными фракциями. Вследствие обтекания обратного уступа образуется вихревое течение и происходит пространственное разделение фракций различной дисперсности.

Рассмотрим применение эффекта разворота потока газозвеси при обтекании обратного уступа для пространственного разделения дисперсных фракций с различными инерционными характеристиками. Газозвесь состояла из несущей среды – газообразного метана и дисперсных капельных фракций метана. В приведенных ниже расчётах газозвесь содержит пять фракций с размером твёрдых частиц 1, 15, 35, 70 и 100 мкм – 1-ая, 2-ая, 3-ья, 4-ая и 5-ая фракции соответственно. Начальная температура газозвеси составляла 111,6 К.

Динамика газозвеси описывалась моделью полидисперсного многоскоростного многотемпературного континуума со скоростным и температурным скольжением фаз. Несущая среда описывается системой уравнений движения вязкого сжимаемого теплопроводного газа с учетом межфазного силового взаимодействия и теплообмена [29]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p - \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv - \tau_{xy})}{\partial y} = - \sum_{i=1}^n F_{xi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv - \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p - \tau_{yy})}{\partial y} = - \sum_{i=1}^n F_{yi} + \alpha \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left([e + p - \tau_{xx}]u - \tau_{xy}v + \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left([e + p - \tau_{yy}]v - \tau_{xy}u + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \\ = - \sum_{i=1}^n Q_i - \sum_{i=1}^n \left(|F_{xi}|(u - u_i) - |F_{yi}|(v - v_i) \right) + \alpha \left(\frac{\partial(pu)}{\partial x} + \frac{\partial(pv)}{\partial y} \right), \\ e = I + \frac{\rho(u^2 + v^2)}{2}, \quad \alpha = \sum_{i=1}^n \alpha_i, \end{aligned}$$

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\begin{aligned} F_{xi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (u - u_i) + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \\ + 0.5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial u_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial u_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial u_i}{\partial y} \right), \quad (3.5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_{yi} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i}{(2r_i)} C_{di} \rho \sqrt{(u - u_i)^2 + (v - v_i)^2} (v - v_i) + \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \\ + 0.5 \alpha_i \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v_i}{\partial t} - u_i \frac{\partial v_i}{\partial x} - v_i \frac{\partial v_i}{\partial y} \right), \end{aligned}$$

$$C_{di} = C_{di}^0 \psi(M_{i0}) \varphi(\alpha_i), \quad C_{di}^0 = \frac{24}{\text{Re}_{i0}} + \frac{4}{\text{Re}_{i0}^{0.5}} + 0.4, \quad \psi(M_{i0}) = 1 + \exp \left(- \frac{0.427}{M_{i0}^{0.63}} \right),$$

$$\varphi(\alpha_i) = (1 - \alpha_i)^{-2.5}, \quad \text{Re}_{i0} = \rho |\bar{V} - \bar{V}_i| \cdot 2r_i / \mu, \quad M_{i0} = |\bar{V} - \bar{V}_i| / c.$$

$$\alpha = \sum_{i=1, n} \alpha_i$$

– объёмное содержание дисперсной фазы, получаемое суммированием объёмных содержаний фракций. Составляющие сил аэродинамического сопротивления и тепловой поток на границе частица-газ F_{xi} , F_{yi} , Q_i

определяются законами межфазного трения и теплообмена [29]. $I=RT/(\gamma - 1)$ – внутренняя энергия газа; R , γ – газовая постоянная и постоянная адиабаты несущей среды. Температура несущей среды $T=(\gamma-1)(e/\rho - 0,5(u^2+v^2))/R$. В уравнение сохранения полной энергии для несущей фазы входит тепловой поток, возникающий вследствие теплообмена между газом и частицами i -ой фракции: $Q_i=6\alpha_i Nu_i \lambda (T-T_i)/(2r_i)^2$, где $Nu_i = 2r_i \alpha^T / \lambda$ – число Нуссельта, r_i – радиус частиц i -ой фракции. Число Нуссельта определялось при помощи известной аппроксимации, использующей относительные числа Маха M_{i0} , Рейнольдса Re_{i0} и Прандтля Pr [29]:

$$Nu_i = 2 \exp(-M_{i0}) + 0,459 Re_{i0}^{0,55} Pr^{0,33}, \quad Pr = \mu C_p / \lambda, \quad 0 \leq M_{i0} \leq 2, \quad 0 \leq Re_{i0} < 2 \times 10^5.$$

Сила аэродинамического взаимодействия несущей среды и дисперсных фракций F_{xi} , F_{yi} состоит из силы аэродинамического трения (первая компонента), силы Архимеда (вторая компонента) и силы присоединённых масс (третья компонента). Коэффициент сопротивления одиночной частицы C_{di} вычисляется, учитывая сжимаемость среды (множитель ψ) с поправкой на неодиночность (множитель ϕ) (C_{di}^0 – коэффициент сопротивления одиночной сферической частицы). Re_{i0} и M_{i0} – относительные числа Рейнольдса и Маха.

Дисперсная фаза состоит из ряда фракций, образованных частицами одного размера, динамика которых описывается уравнением сохранения средней плотности фракции, уравнениями сохранения компонент импульса и уравнением сохранения тепловой энергии [3, 29, 71]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial(\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i v_i) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_i v_i^2) = F_{yi} - \alpha \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\frac{\partial e_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(e_i u_i) + \frac{\partial}{\partial y}(e_i v_i) = \text{Nu}_i \frac{6\alpha_i}{(2r_i)^2} \lambda (T - T_i),$$

$$\rho_i = \alpha_i \rho_{i0}, \quad e_i = \rho_i C_{pi} T_i.$$

Система уравнений движения двухфазной смеси записывалась в обобщенных криволинейных координатах и решалась явным методом Мак-Кормака второго порядка со схемой нелинейной коррекции [107].

В качестве термического уравнения состояния для несущей среды было применено уравнение состояния Бенедикта-Вебба-Рубина (1.18).

На рис. 3.5 показана схема течения газозвеси, обтекающей обратный уступ. Задачей численного моделирования является определение полей скоростей, давления несущей среды и средней плотности дисперсной фазы в зависимости от размеров частиц.

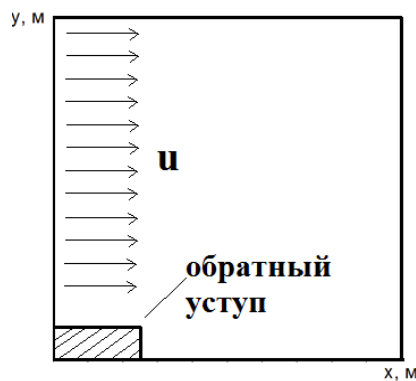


Рисунок 3.5 – Схематическое изображение расчётной области

За основу моделирования процесса течения была принята двухскоростная двухтемпературная модель монодисперсной газозвеси со скоростным и

температурным скольжением фаз [29], которая была дополнена до многоскоростной многотемпературной полидисперсной газозвеси [107].

На рис. 3.6 показаны векторные поля скоростей несущей среды при скорости газозвеси на входной границе ($x = 0$), составляющей $U = 0,1c_0$ (рис. 3.6, а) и $U = 1,0c_0$ (рис. 3.6, б), где c_0 – скорость звука в несущей среде при заданной начальной температуре.

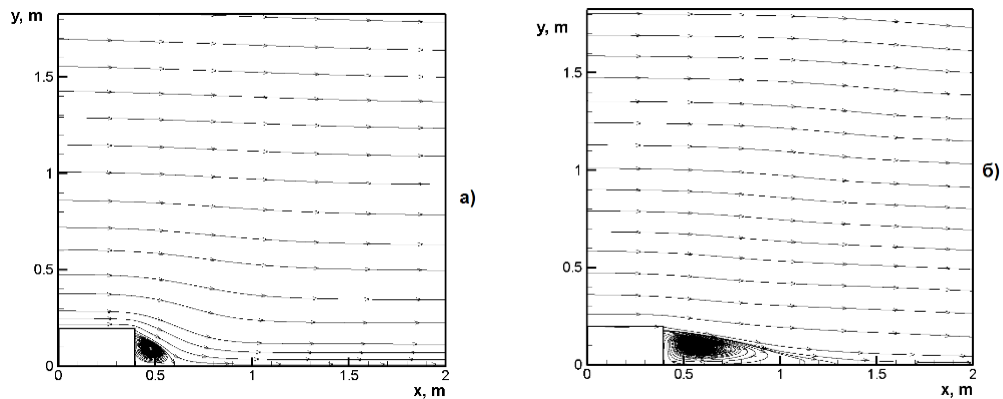


Рисунок 3.6 – Векторные поля скоростей несущей среды: а) – скорость несущей среды на входной границе $0,1c_0$; б) – $1,0c_0$

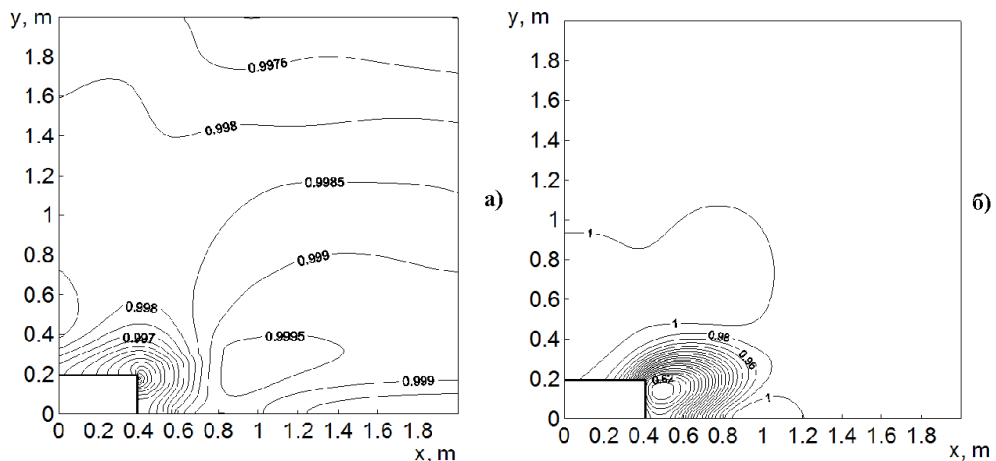
Из сопоставления полей скоростей несущей среды при малом (рис. 3.6, а) и большом (рис. 3.6, б) числах Маха следует, что за обратным уступом образуется вихрь, влияющий на распределение средней плотности дисперсных фракций.

В результате расчётов было получено, что кривизна линий тока мелкодисперсной фракции за обратным уступом больше, чем в случае крупнодисперсной фракции. Мелкие частицы изменяют свою траекторию вслед за газом с малым временным запаздыванием, тогда как крупные частицы за обратным уступом движутся по пологим траекториям без резкого изменения направления движения. В результате возникает различие пространственного

распределения средней плотности дисперсной фазы для частиц различного размера.

На рис. 3.7 показаны результаты расчётов обтекания обратного уступа газозвесью при числе Маха $M = 0,1$. Это средние плотности 1-ой и 5-ой дисперсных фракций (см. рис. 3.7, а, б), векторные поля скоростей 1-ой (см. рис. 3.7, в) и 5-ой (см. рис. 3.7, г) дисперсных фракций. Диапазон изменения средней плотности мелкодисперсной фракции за уступом незначителен, тогда как для крупнодисперсной фракции в центральной области вихря безразмерная средняя плотность составляет 0,62, а на периферии – около 1. Рис. 3.7, д и е – векторное поле скоростей и изолинии поля давления несущей среды соответственно. Из сопоставления векторных полей скоростей для несущей среды и различных фракций следует, что движение мелкой фракции повторяет движение несущей среды. Тогда как движение крупной фракции происходит без вихреобразования (рис. 3.7, г).

На рис. 3.8 показаны результаты расчётов обтекания обратного уступа газозвесью при числе Маха, равном 0,4. По мере увеличения скорости потока средняя плотность крупнодисперсной фракции в центре вихря уменьшается и увеличивается на периферии. Точка минимума средней плотности крупнодисперсной фракции смещается вниз по потоку. Область влияния обратного уступа на течение вниз по потоку увеличивается при увеличении скорости потока.



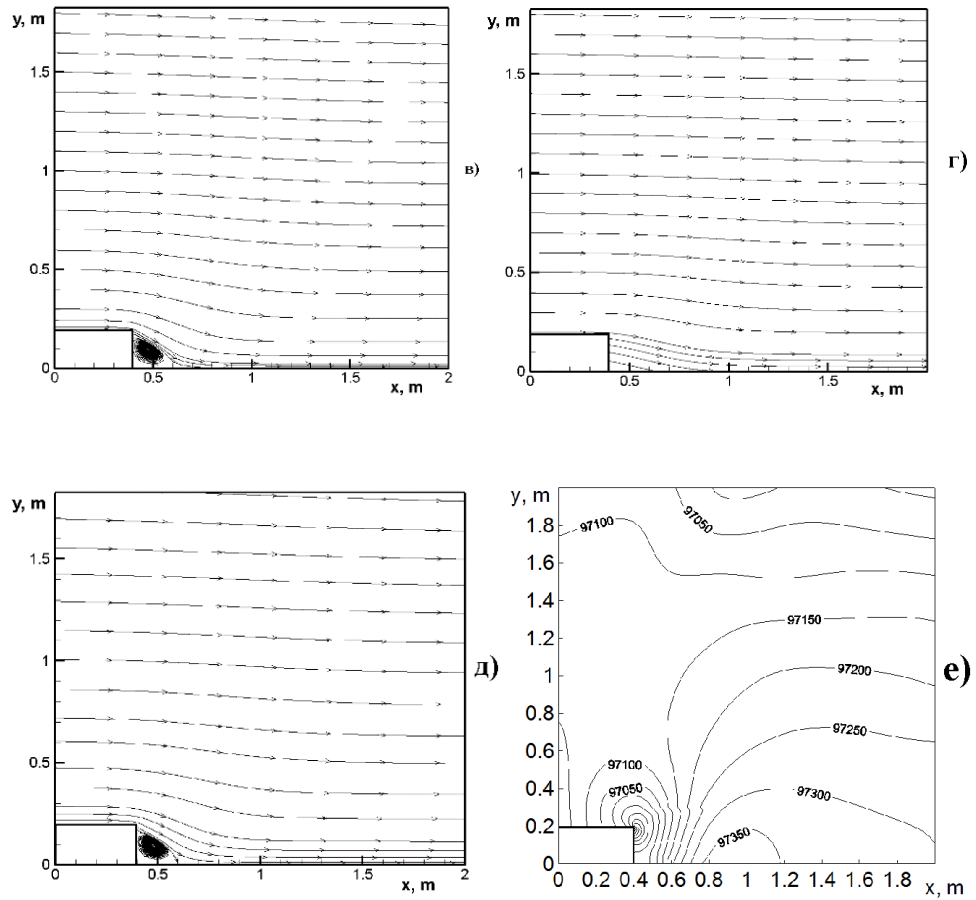
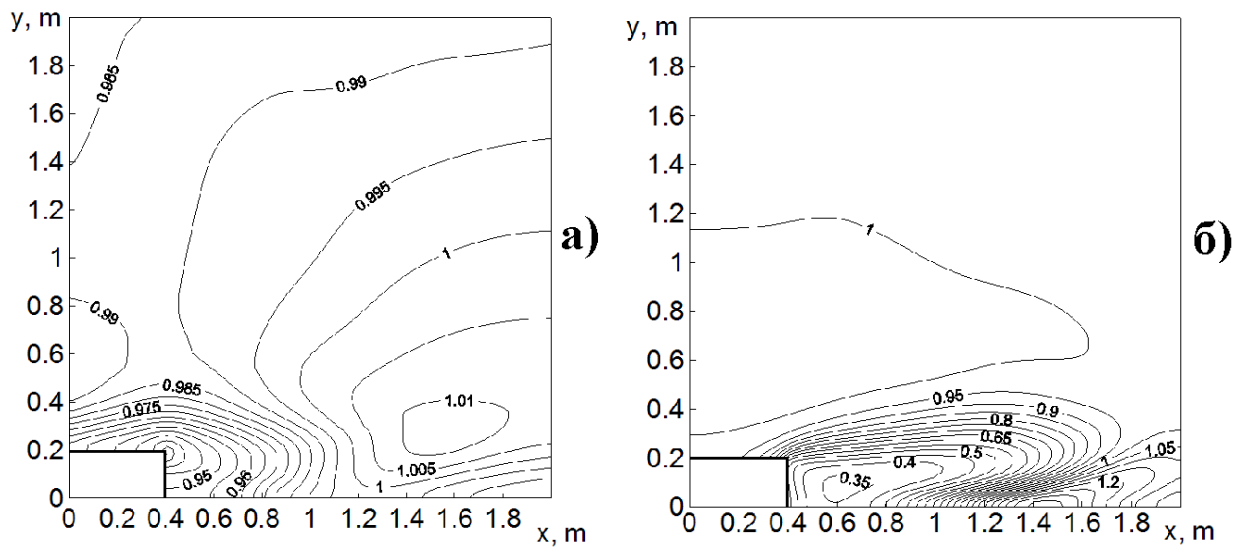


Рисунок 3.7 – Изолинии средней плотности (а, б) и векторные поля скоростей (в, г) 1-ой (а, в) и 5-ой (б, г) дисперсных фракций. Векторное поле скоростей (д), изолинии поля давлений несущей среды (е) ($M = 0,1$)



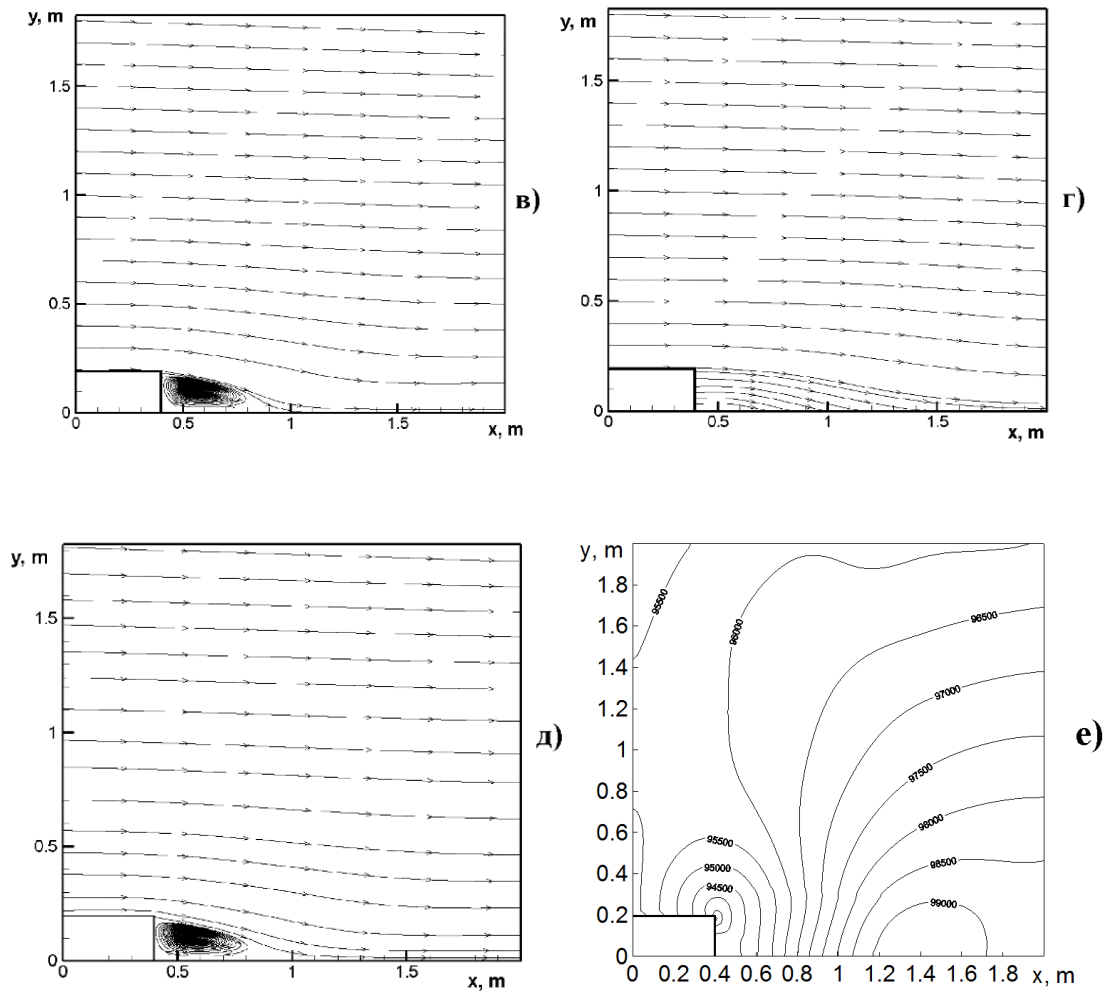
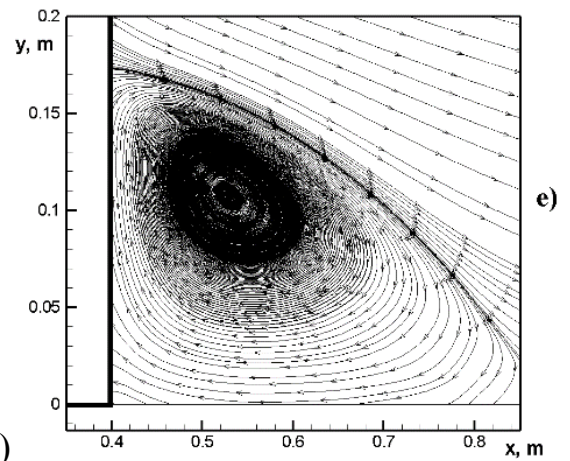
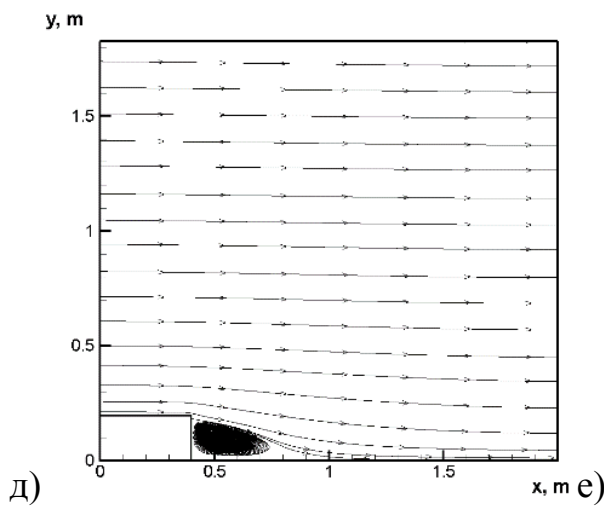
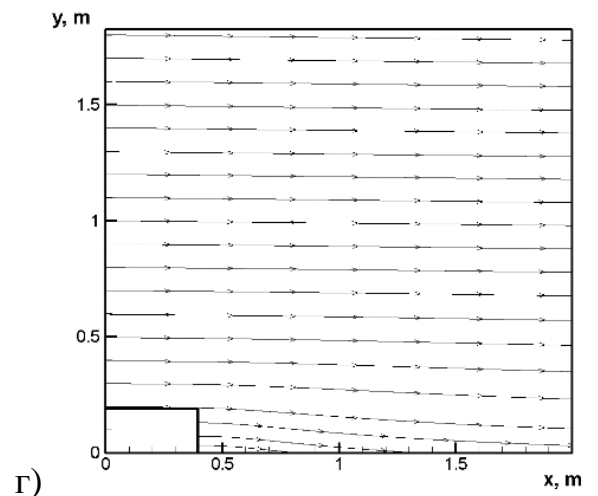
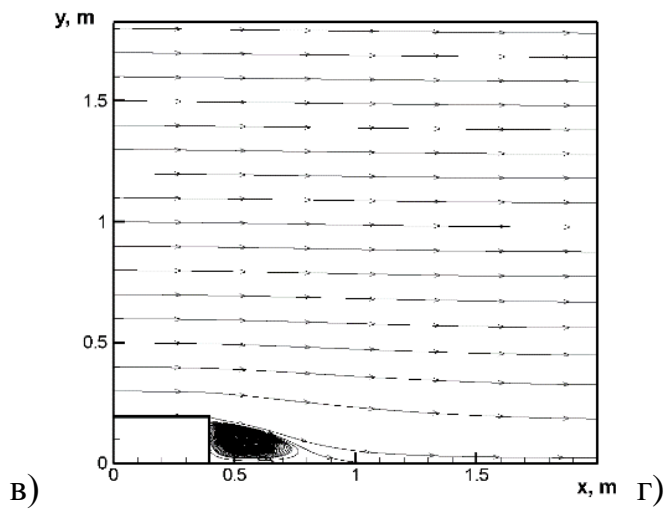
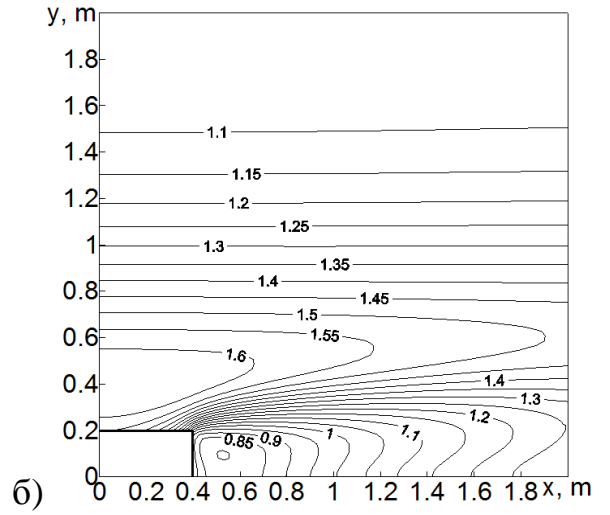
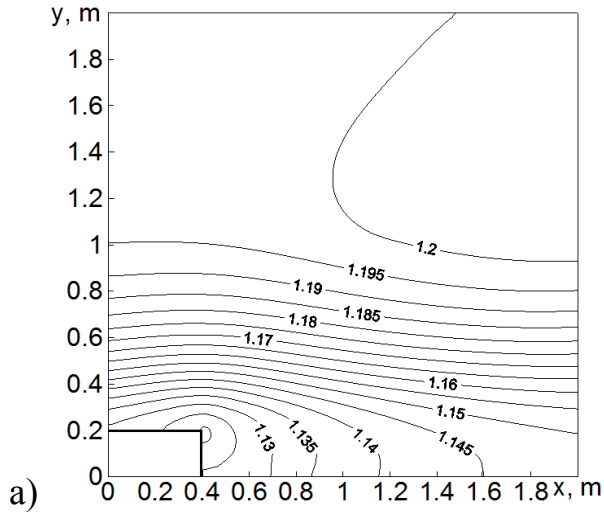


Рисунок 3.8 – Изолинии средней плотности (а, б) и векторные поля скоростей (в, г) 1-ой (а, в) и 5-ой (б, г) дисперсных фракций. Векторное поле скоростей (д), изолинии поля давления несущей среды (е) ($M = 0,4$)

На рис. 3.9 показаны результаты расчётов обтекания обратного уступа газозвесью при числе Маха, равном 0,6. Дальнейшее увеличение скорости движения газозвеси приводит к изменению распределения средней плотности дисперсных фракций, при этом протяжённость области, занятой вихрём, увеличивается. Область влияния обратного уступа на характер течения газозвеси в продольном направлении увеличивается, а в поперечном направле-

нии сокращается. Поток в поперечном направлении на сравнительно малых расстояниях не замечает уступа.



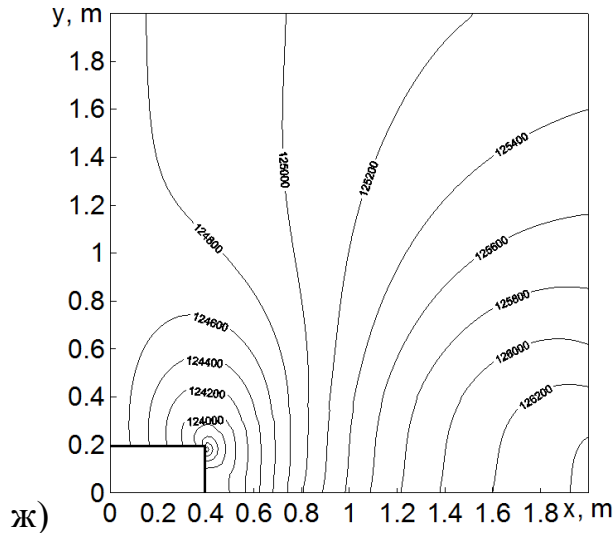
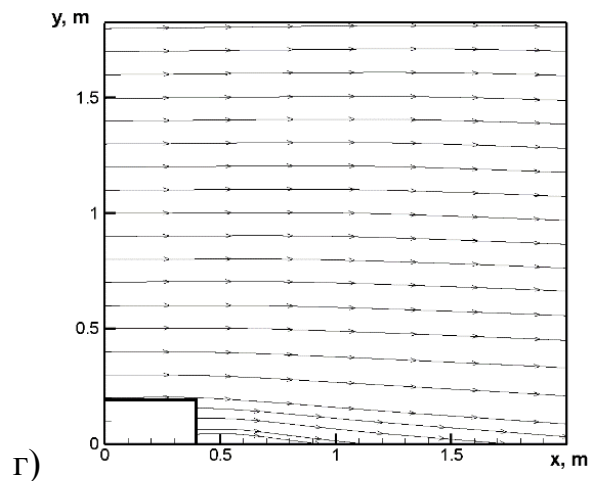
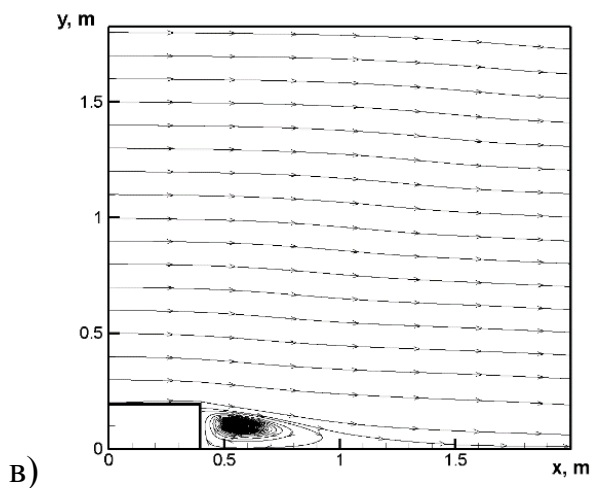
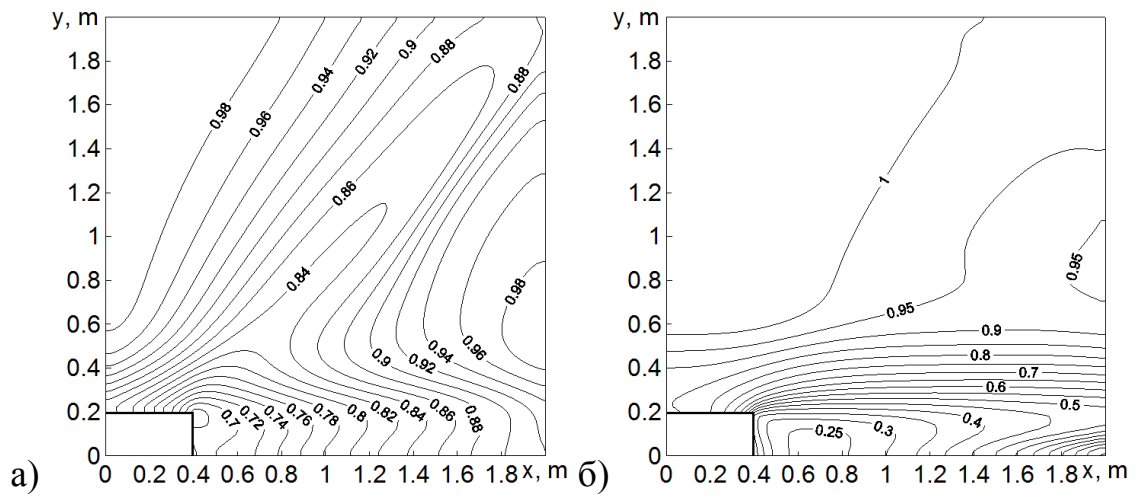


Рисунок 3.9 – Изолинии средней плотности (а, б), векторные поля скоростей (в, г) 1-ой (а, в) и 5-ой (б, г) дисперсных фракций. Векторное поле скоростей (д), увеличенное изображение вихря, образованного за уступом (е), изолинии поля давлений несущей среды (ж) ($M = 0,6$)

На рис. 3.10 показаны результаты расчётов обтекания обратного уступа газозвесью при $M = 1,0$. На рис. 3.10, а, б показаны изолинии средней плотности 1-ой и 5-ой дисперсных фракций соответственно. Крупная фракция движется преимущественно в прямом направлении, не огибая уступа, в отличие от мелкодисперсной фракции. В области за уступом образуется вихревое течение мелкодисперсной фракции (в) и несущей среды (д). При обтекании уступа крупной фракцией вихревое течение не образуется (рис. 3.10, г).

На рис. 3.11 показаны векторные поля скоростей для различных дисперсных фракций при $M = 0,6$. Самый развитый вихрь формируется для частиц размером 1 мкм. С ростом радиуса частиц размер вихря уменьшается и постепенно превращается в безвихревое течение крупной фракции с размером частиц 100 мкм. На рис. 3.12 (а – г) показано пространственное распределение средней плотности дисперсных фракций вдоль оси $y = 0$ при различных числах Маха. Минимум распределения средней плотности наблюдается

сразу непосредственно за уступом, а при удалении от вертикального участка уступа концентрация постепенно возрастает и достигает максимума. Наименьшее расстояние от среза уступа до точки с минимальной концентрацией достигается для фракции размером 15 мкм. С ростом размера частиц положение точки минимума плотности сдвигается вниз по потоку. Для мелкодисперсной фракции эффект изменения средней плотности слабо выражен. При числах Маха, равных 0,1 и 0,4, на рассматриваемом отрезке оси x наблюдаются максимумы средней плотности дисперсных фракций. Их положение сдвигается вправо с увеличением размера дисперсных фракций. При больших значениях числа Маха 0,6 и 1,0, на рассматриваемом участке максимумы средних плотностей дисперсных фракций не наблюдаются.



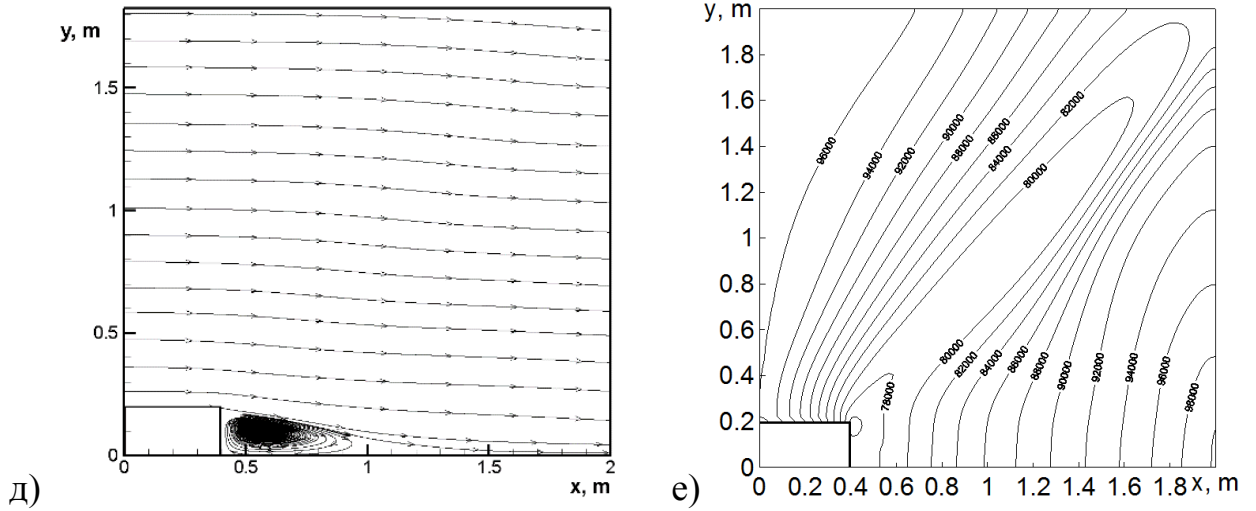
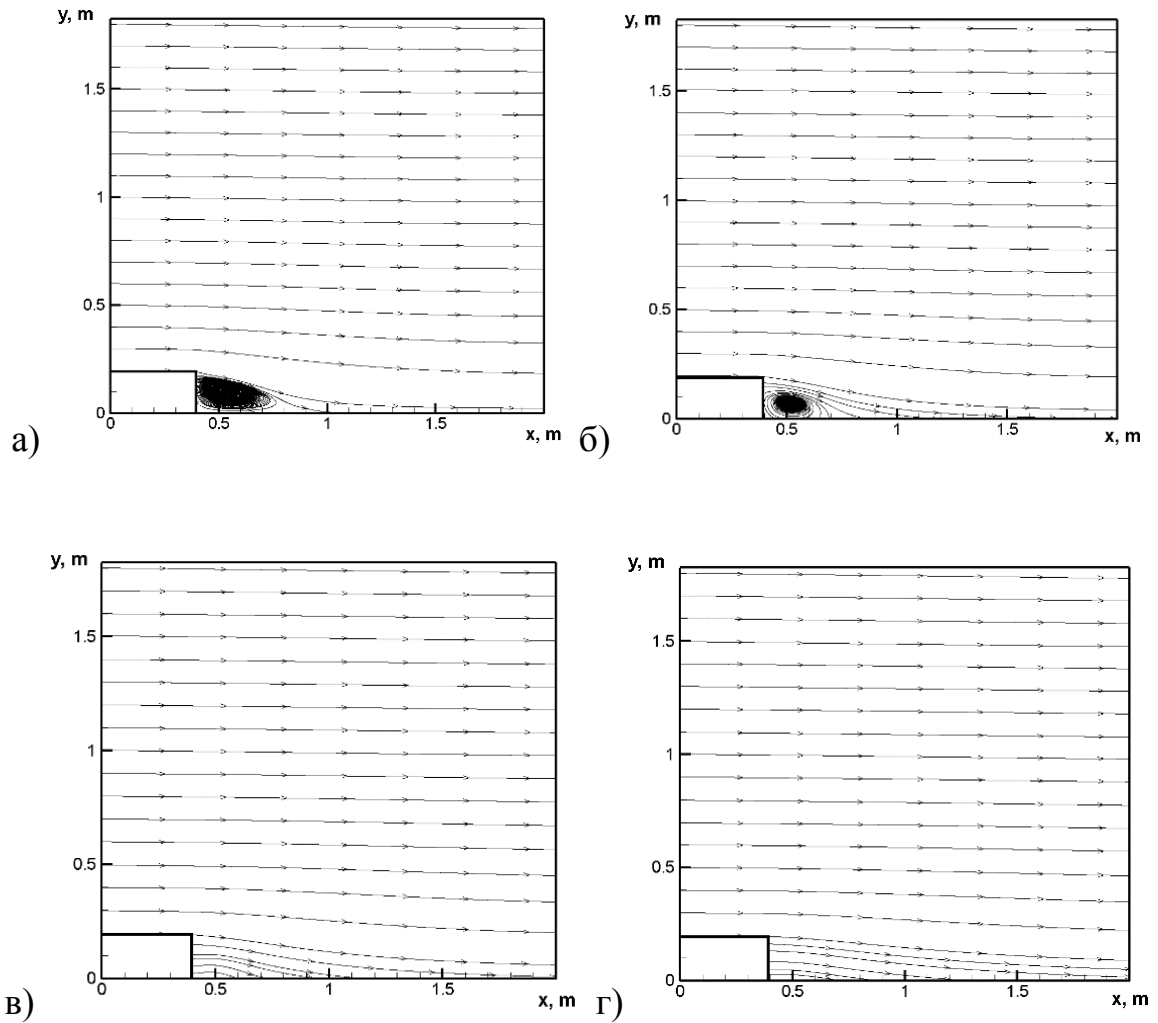


Рисунок 3.10 – Изолинии средней плотности (а, б), векторные поля скоростей (в, г) 1-ой (а, в) и 5-ой (б, г) дисперсных фракций. Векторное поле скоростей (д), изолинии поля давлений несущей среды (е) ($M = 1,0$)



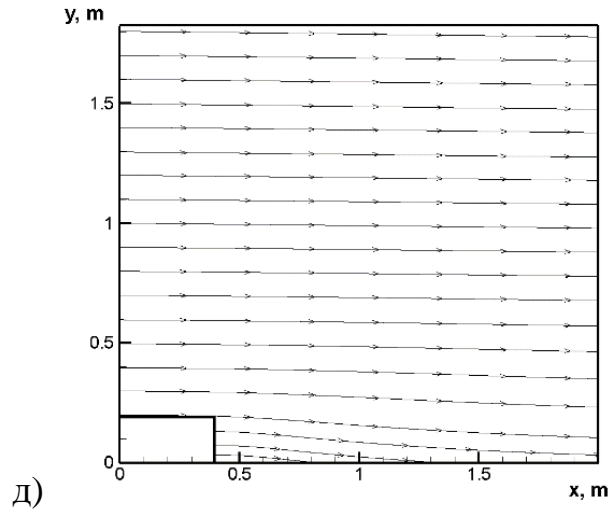
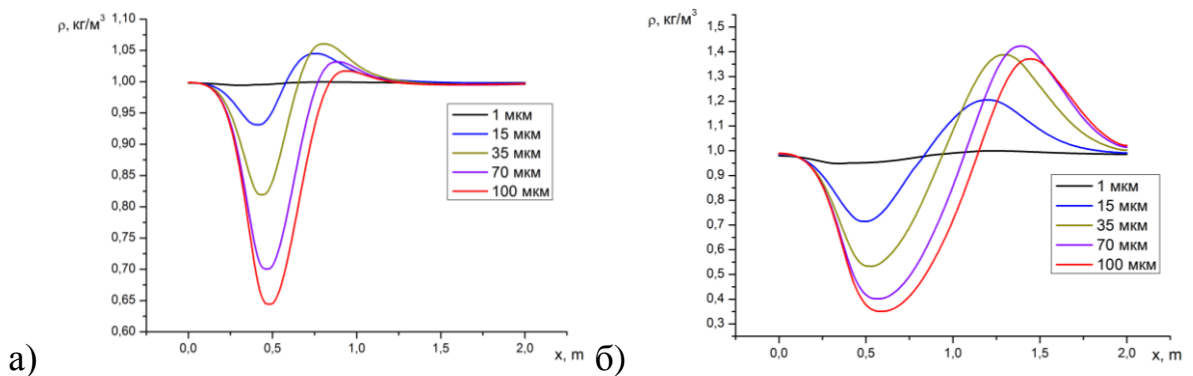


Рисунок 3.11 – Векторные поля скоростей дисперсных фракций для числа Маха 0,6: а) 1 мкм, б) 15 мкм, в) 35 мкм, г) 70 мкм, д) 100 мкм

На рис. 3.13 показано пространственное распределение средней плотности 1-ой (1 мкм) и 5-ой (100 мкм) дисперсных фракций при начальной скорости газозвеси 0,6 М. Для мелкодисперсной фракции значение средней плотности минимально в области, непосредственно следующей за уступом, затем средняя плотность медленно возрастает вниз по потоку. Для частиц крупных фракций наблюдается обратный эффект – в области уступа средняя плотность имеет большее значение, при обтекании уступа и дальнейшем движении средняя плотность крупной фракции постепенно уменьшается.



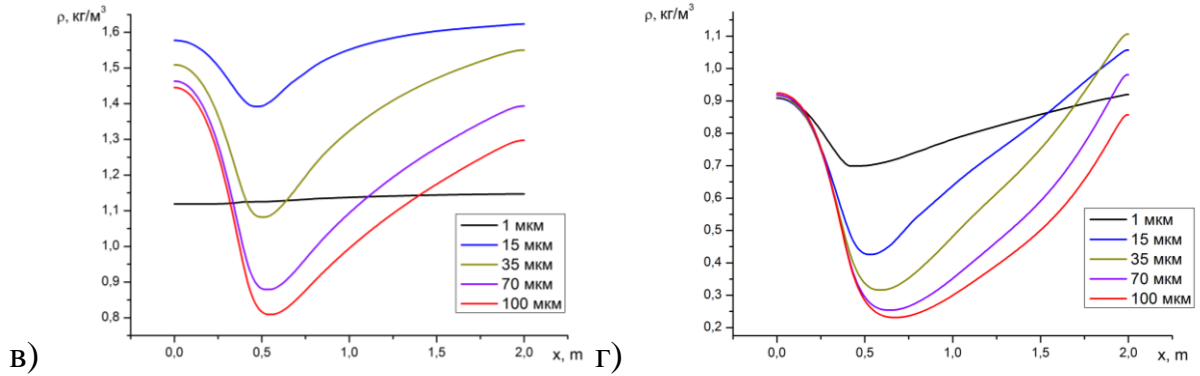


Рисунок 3.12 – Пространственное распределение средней плотности дисперсных фракций на оси $y = 0$: а) $M = 0,1$, б) $M = 0,4$, в) $M = 0,6$, г) $M = 1,0$

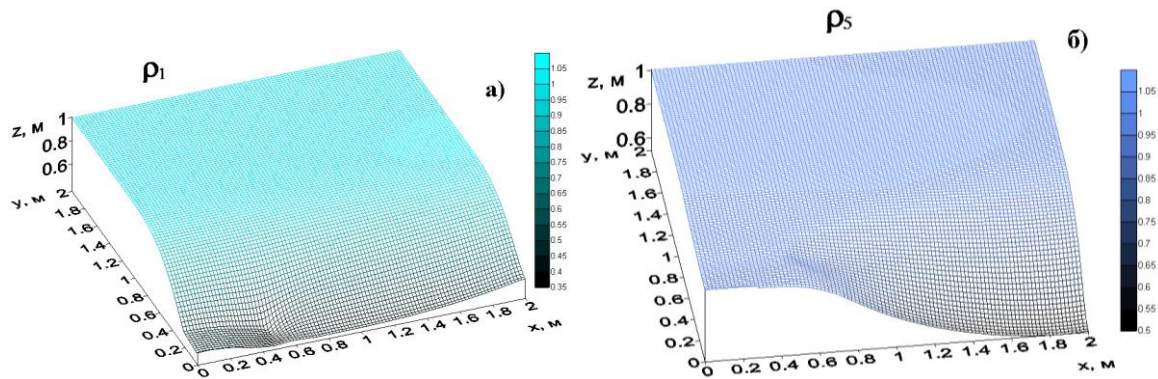


Рисунок 3.13 – Пространственное распределение средней плотности 1-ой (а) и 5-ой (б) дисперсных фракций, $M = 0,6$

Расчёты показали, что при обтекании газозвесью обратного уступа в донной области уступа образуется вихрь, форма которого зависит от режима течения. Минимум средней плотности дисперсных фракций находится в центре вихря, к периферии значение средней плотности увеличивается. Между положением точки экстремума средней плотности за срезом уступа, скоростью потока и размером фракций существует зависимость, позволяющая определить дисперсность смеси по известной скорости и положению экстремума средней плотности. Эффект может быть использован для сепарации дисперсных фракций в каналах с разворотом потока.

3.3 Выводы по главе 3

При численном моделировании колебаний коагулирующей двухфракционной газозвеси на первой собственной частоте закрытого акустического резонатора для несущей среды был выявлен эффект возникновения резонансных колебаний вследствие изменения свойств газозвеси. В результате изменения дисперсности системы – роста в процессе коагуляции частиц крупной фракции и практически полного исчезновения в системе мелкодисперсной фракции, резонансная частота системы приблизилась к первой собственной частоте продольных колебаний несущей среды, совпавшей с частотой внешнего возбуждения, что привело к возникновению резонансных акустических колебаний.

На основе модели полидисперсной газозвеси описана пространственная сепарация фракций, возникающая при обтекании обратного уступа в диапазоне скоростей несущей среды от 0,1 до 1,0 М. Из расчётов показано, что обтекание обратного уступа полидисперсной газозвесью сопровождается разворотом потока, формированием вихря за уступом и изменением пространственного распределения концентраций фракций вследствие скоростной неравновесности полидисперсной системы, Форма вихря зависит от режима течения газозвеси. Эффект может быть использован для сепарации фаз в каналах с разворотом потока.

Глава 4 Течение парокапельной смеси с учётом механизмов дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара

Для развития потребления СПГ необходимо создавать и развивать инфраструктуру, основным элементом которой являются устройства, предназначенные для регазификации СПГ перед подачей топлива потребителю. Существующие регазификаторы, как правило, представляют собой рекуперативные теплообменники, в контуре газификации которых реализуются последовательно режимы течения капельной жидкости, зарождения паровой фазы с образованием различных структурных форм двухфазного потока: пузырькового, снарядного, расслоённого, дисперсно-кольцевого, дисперсного и прочих структурных форм. Конкретные режимы потока жидкости с фазовыми превращениями будут зависеть от условий теплопередачи и плотности потока тепла. Такие теплообменники-регазификаторы достаточно хорошо и надёжно работают в стационарных условиях потребления газа. Изменение потребляемого расхода газа приводит к возникновению различных, в том числе и длительных, переходных процессов, которые сопровождаются различными кризисными явлениями, колебаниями давления и расхода газа. Для исключения кризисных явлений в двухфазном потоке и обеспечения надёжной и управляемой работы регазификатора в режимах как стационарной, так и нестационарной нагрузок предлагается оригинальный способ регазификации жидкости [108]. Согласно [108] регазификация жидкости осуществляется поэтапно: нагрев жидкости, её дросселирование с образованием двухфазного дисперсного потока, подвод тепла к двухфазному потоку до образования газовой фазы. Технологическая схема устройства, реализующего способ регазификации жидкости и описание осуществляемых операций, приведено в Приложении 1.

В качестве основного элемента теплообменника-регазификатора используются модифицированные трубы Фильда (труба в трубе). Схема модифицированной трубы Фильда приведена в Приложении 2. Модификация состоит в том, что внутренняя труба снабжается соплом или форсункой для

распыления жидкого метана, после чего парокапельная смесь распространяется в пространстве между внутренней и внешней трубами тепловоспринимающего элемента, внешняя поверхность которого нагревается за счет источника тепла [109].

Таким образом, для описания процессов в регазификаторе СПГ, работа которого основана на предварительном распылении жидкости, возникает необходимость в решении задачи о течении полидисперсной парокапельной смеси в системе каналов, геометрия которых соответствует конструкции устройства.

4.1 Течение парокапельной смеси в коаксиальном канале с теплоизолированной стенкой

На рис. 4.1, а показана геометрия расчётной области, построенная с учетом осевой симметрии канала, длина которого $L = 1$ м, радиусы внутренней и наружной труб $R_{вн} = 0,05$ м и $R_{н} = 0,1$ м. Парокапельная метановая смесь втекает во внутреннюю трубу при $x = 0$ (область I, рис. 4.1, а). Поток разворачивается в области II, протекает через внешний концентрический канал III и вытекает через сечение $x = 0$. Дисперсная фаза включает в себя 5 капельных фракций. Радиус капель равновесной фракции составляет 1 мкм. Неравномерные по скорости с несущей средой фракции образованы каплями с начальными радиусами 10, 20, 50, 100 мкм. Начальные объёмные содержания фракций одинаковы и составляют $\alpha_i = 0,0001$ при плотности жидкого метана $\rho_{жидк} = 416$ кг/м³. Начальные температура и плотность пара $T_0 = 107$ К, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³. Начальная температура равновесной ($R_0 = 1$ мкм) фракции совпадает с начальной температурой пара и равна температуре насыщения для начального давления смеси, составляющего $p_0 = 71499$ Па.

Температура капель крупных фракций составляет $T_i = 100$ К. Оценка для скорости звука в несущей среде $c = (\gamma RT)^{1/2} = 268$ м/с, где $\gamma = 1,3$ – постоян-

ная адиабаты, $R = 518 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$ – газовая постоянная метана. Расчёты проводились на равномерной в осевом и радиальном направлении блочно-структурированной конечно-разностной сетке, включающей в себя 3 подобласти I–III и содержащей 200×100 узлов (рис. 4.1, а). Граничные условия на линиях стыковки блоков задавались с учётом направления течения. Блоки I, II, III включают в себя узлы: I: $1 \leq j \leq 3n_j/4$, $1 \leq k \leq n_k/2$; II: $3n_j/4 \leq j \leq n_j$, $1 \leq k \leq n_k$; III: $1 \leq j \leq 3n_j/4$, $n_k/2 \leq k \leq n_k$, где n_j , n_k – число узлов в осевом и радиальном направлении.

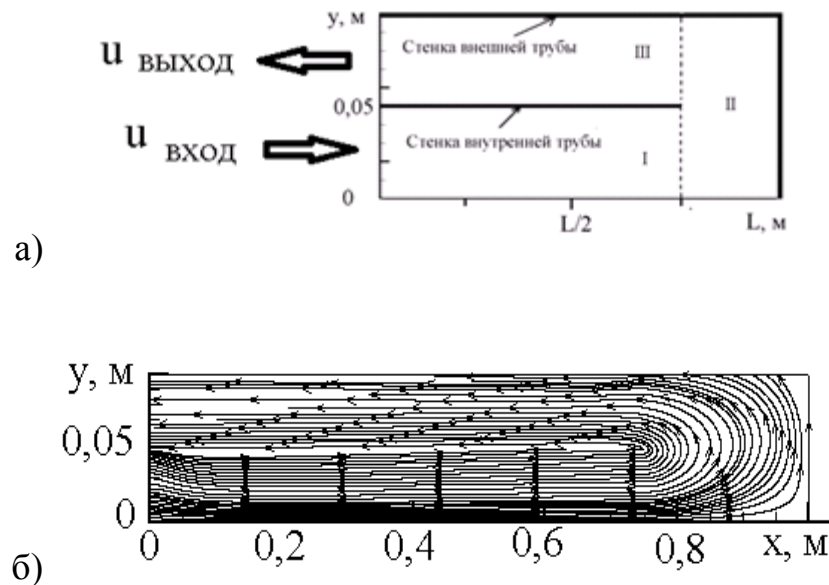


Рисунок 4.1 – Геометрия расчётной области (а) и векторное поле скоростей несущей среды (б) в момент времени $t = 0,012 \text{ с}$

На входе в подобласть I при $x = 0$ задавалось однородное граничное условие Неймана для давления и составляющие скорости несущей среды: $u(t, x = 0) = 0,1 \text{ М}$, $v(t, x = 0) = 0$. На выходе из области III (рис. 4.1, а) при $x = 0$ задавалось давление несущей среды, а для остальных газодинамических функций ставилось однородное граничное условие Неймана. Для азимутальной составляющей скорости на оси симметрии при $y = 0$ и на боковых стенках

(области I, III) ставились однородные граничные условия 1 рода. Закрутка потока моделировалась заданием величины азимутальной составляющей скорости вблизи боковой границы области III при $y = R_n - \delta$: $w(x, R_n - \delta) = \omega \times (R_n - \delta)$, где $\omega = -6\pi \times u(x, R_n - \delta)$.

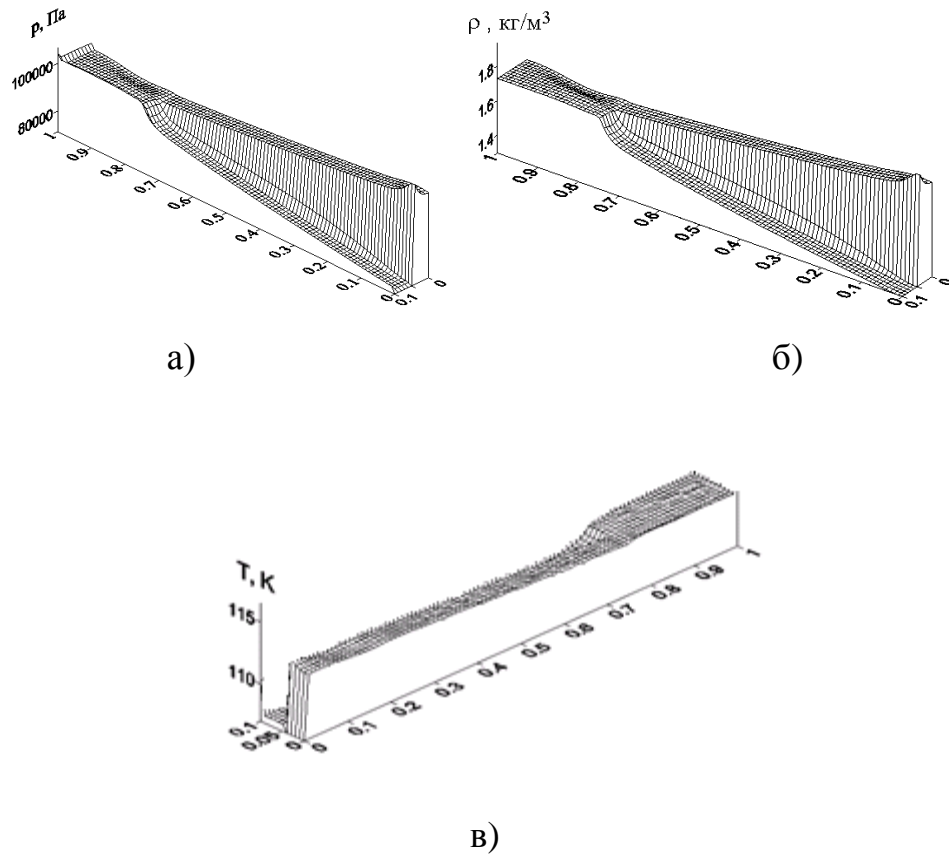


Рисунок 4.2 – Пространственные распределения давления (а), плотности (б), температуры несущей среды (в) в момент времени $t = 0,012$ с

В начальный момент времени в области I задаются составляющие скорости потока. В приведенных ниже расчётах $u(t = 0) = 0,1 M$, $v(t = 0) = 0$, где $M = |V|/c$ – число Маха. В областях II, III начальные скорости парок капельной смеси нулевые. На твёрдых стенках канала для скорости задаётся граничное условие прилипания, а для давления, плотности, температуры и энергии пара ставятся однородные граничные условия Неймана.

На рис. 4.1, б показано поле скоростей пара, а на рис. 4.2, а – в приведены пространственные распределения давления, плотности и температуры пара, сформировавшиеся в расчётной области к моменту времени $t = 0,012$ с. Параметры течения на входе в область I (при $x = 0$): $p_{вх} = 110$ кПа, $\rho_{вх} = 1,75$ кг/м³, $T_{вх} = 112$ К. В выходном сечении области III (при $x = 0$) $p_{вых} = 71,5$ кПа, $\rho_{вых} = 1,29$ кг/м³, $T_{вых} = 107$ К.

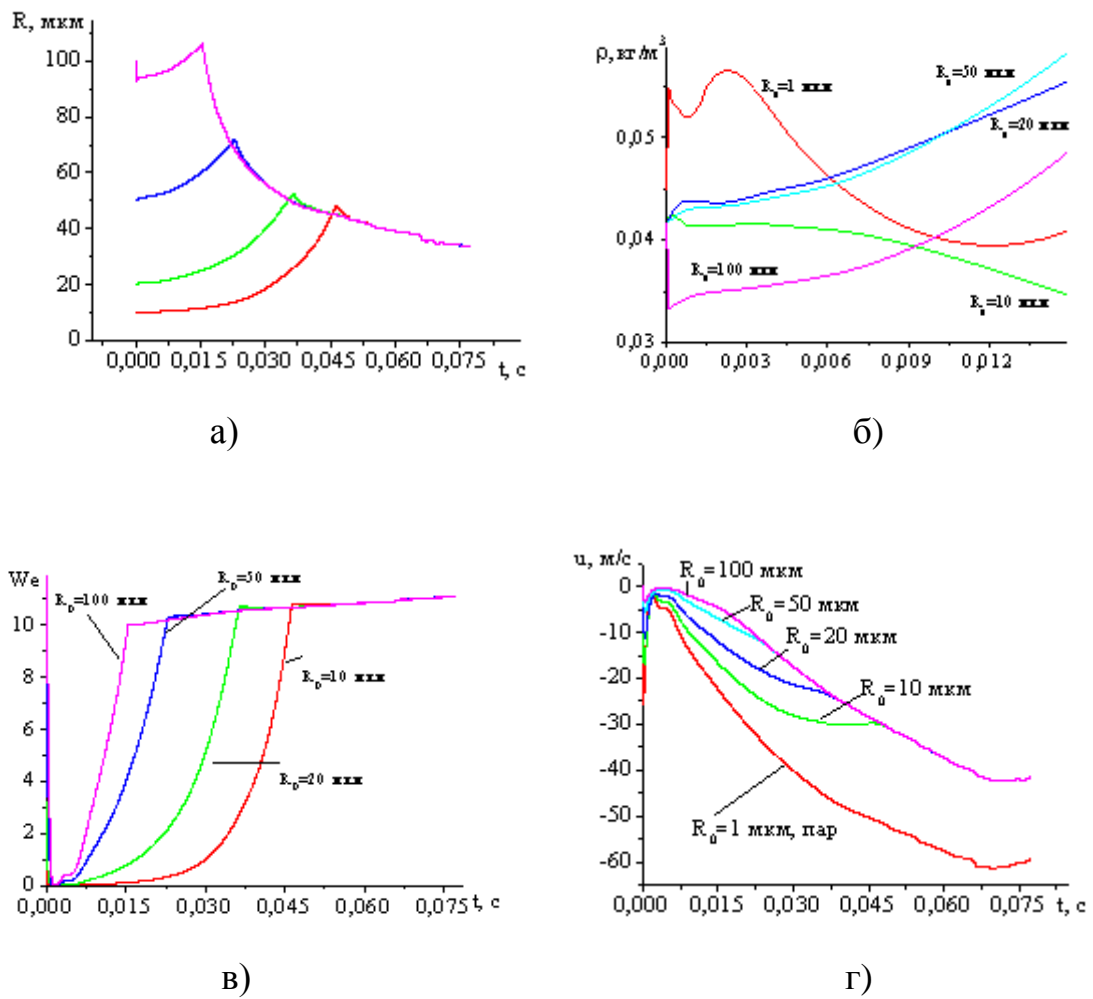


Рисунок 4.3 – Зависимость параметров фракций парок капельной смеси от времени в точке ($x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м): а) радиусы капель; б) средние плотности; в) числа Вебера; г) осевые составляющие скорости

Движение парок капельной смеси сопровождается изменением её дисперсности. На рис. 4.3, а – г, приводится зависимость параметров фракций смеси от времени в точке ($x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м), принадлежащей области III. В начальный момент времени капли всех фракций неподвижны. Движение пара приводит к дроблению самой крупной фракции, радиус капель которой падает от 100 мкм до 93 мкм (рис. 4.3, а). В результате её средняя плотность уменьшается от $0,0416$ кг/м³ до $0,033$ кг/м³. “Осколки” от дробления переходят в самую мелкую равновесную фракцию, в результате чего её средняя плотность возрастает с $0,0416$ кг/м³ до $0,054$ кг/м³ (рис. 4.3, б). Расчёты показывают, что в поле течения существуют две зоны конденсации пара – на входе в область I – вследствие влияния граничного условия и в области III (рис. 4.1, а), где возникают условия для конденсации пара и роста средней плотности равновесной фракции (рис. 4.4).

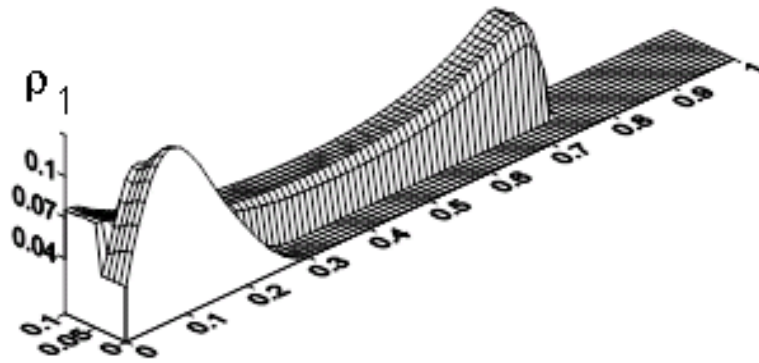


Рисунок 4.4 – Пространственное распределение средней плотности мелкодисперсной фракции ($R_0 = 1$ мкм) в момент времени $t = 0,012$ с

В результате в области III вследствие коагуляции наблюдается рост радиусов капель и средних плотностей всех крупных фракций. Основным донором является равновесная мелкодисперсная фракция ($R_0 = 1$ мкм). Рост капель различных фракций происходит в потоке до тех пор, пока для них не будет достигнуто критическое значение числа Вебера (рис. 4.3, а, в). При до-

стижении числом Вебера критического значения (рис. 4.3, в), коагуляция и рост капель сменяется их дроблением и уменьшением радиуса (рис. 4.3, а). Можно отметить, что процесс коагуляции и последующего дробления капель с начальными радиусами 100 мкм, 50 мкм, 20 мкм, 10 мкм в присутствии равновесной фракции с радиусом 1 мкм, играющей при коагуляции роль донора, приводит к тому, что к моменту времени $t \approx 0,045$ с полидисперсная система крупных капель превращается в монодисперсную с радиусом капель $R \approx 45$ мкм (рис. 4.3, а). К этому моменту времени процесс коагуляции для капель с начальным радиусом 10 мкм в системе ($R_0 = 1$ мкм – $R_0 = 10$ мкм) сменяется дроблением. После образования монодисперсной системы процесс дробления протекает с меньшей скоростью (рис. 4.3, а). К моменту времени $t \approx 0,075$ с в системе присутствует две дисперсных капельных фракции: равновесная фракция с радиусом капель $R \approx 1$ мкм и фракция капель с радиусом $R \approx 32$ мкм. Процесс сближения радиусов капель крупных фракций сопровождается установлением в системе двухскоростного режима: движение происходит с двумя скоростями – со скоростью равновесной фракции и несущей среды и со скоростью монодисперсной крупной фракции с радиусом $R \approx 32$ мкм (рис. 4.3, г).

4.2 Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с нагретой стенкой

4.2.1 Течение паракапельной смеси в коаксиальном канале с температурой внешней стенки 162 К

Пусть геометрия расчётной области, начальные условия для несущей среды и дисперсных фракций сохраняются прежними, за исключением того, что начальная температура пара $T_0 = 108\text{K}$, плотность пара $\rho_0 = 1,29$ кг/м³. Начальные температуры всех фракций совпадают с начальной температурой

пара и равны температуре насыщения для начального давления смеси, составляющего $p_0 \approx 75,7$ кПа. Скорость звука в несущей среде $c = (\gamma RT)^{1/2} \approx 270$ м/с, где $\gamma = 1,3$, $R = 518$ Дж/(кг·К). В приведённых ниже расчётах на боковой внешней границе расчётной области ($r = 0,1$ м) температура пара составляла 162 К, а температура капельных фракций была равна температуре насыщенного пара при его актуальном давлении.

На рис. 4.5 показан процесс установления стационарного режима течения: временные зависимости скорости несущей среды и капельных фракций, показывающие, что с течением времени в системе формируются две фракции с различными размерами капель и скоростями.

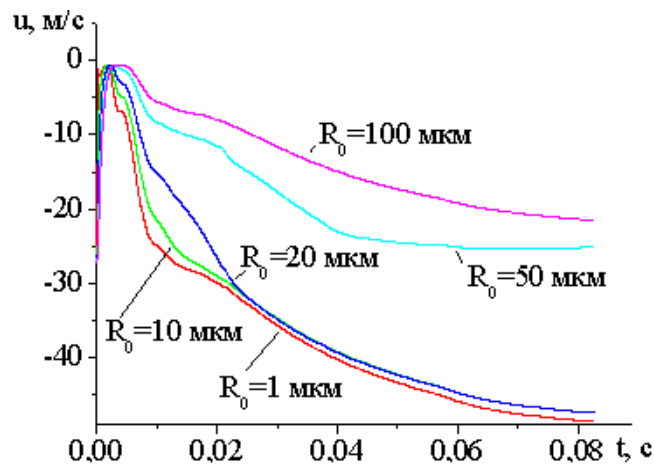


Рисунок 4.5 – Зависимости от времени скорости фракций различного радиуса

Первая фракция объединила в себя капли с начальными радиусами 1, 10 и 20 мкм, уменьшившимися в процессе испарения к моменту времени $t = 0,02$ с до радиуса равновесной фракции (рис. 4.6). Вторая фракция включила в себя капли с начальными радиусами 50 и 100 мкм. Её формирование происходит за счёт дробления 100 мкм-фракции, т.к. число Вебера для неё лежит в окрестности критического значения (рис. 4.8). Пар в области III прогревается до температуры $T \geq 125$ К (рис. 4.7). Последующее снижение температуры пара может быть связано с испарением капель, температура кото-

рых близка к температуре насыщения (рис. 4.7). К моменту времени $t \approx 0,015$ с капли с начальными радиусом 10 мкм уменьшаются до размера капель равновесной фракции. Для капель с начальным радиусом 20 мкм это время составляет приблизительно 0,02 с (рис. 4.6). Временные зависимости, изображённые на рисунках 4.5-4.9, получены для точки в области межтрубного канала с координатами $x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м.

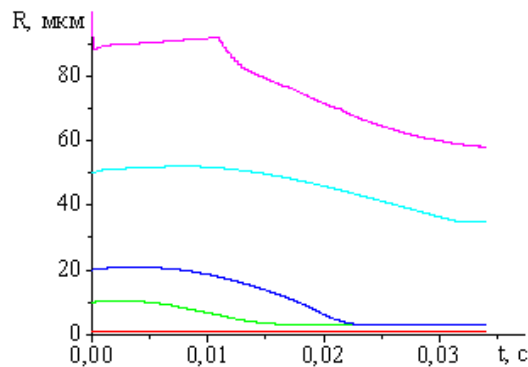


Рисунок 4.6 – Зависимость от времени радиусов фракций в точке ($x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м)

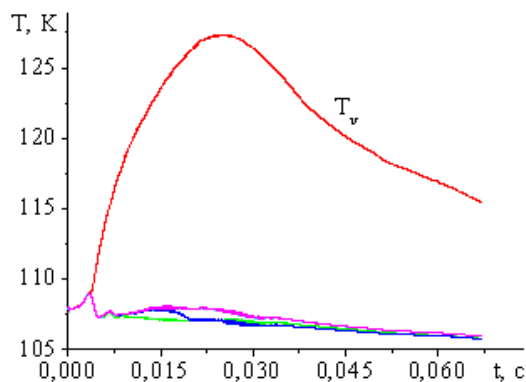


Рисунок 4.7 – Временные зависимости температуры фракций

На рис. 4.8. представлена зависимость числа Вебера различных фракций от времени. Изменение числа Вебера происходит в связи с изменением скорости потока, а также вследствие изменения радиуса капель, меняющегося

из-за дробления и испарения. В начальный момент времени для фракции капль радиусом 100 мкм число Вебера превышает критическое значение ($We_{кр} = 10$). Происходит дробление капль этой фракции и радиусы капль падают до 90 мкм (рис. 4.6). Затем число Вебера падает ниже $We_{кр}$ (рис. 4.8), радиус капли стабилизируется. При $t > 0,012$ с число Вебера снова приближается к $We_{кр}$, происходит процесс дробления, в результате которого радиус капли этой фракции уменьшается примерно до 60 мкм. Можно отметить, что равновесная фракция практически полностью испаряется к моменту времени 0,005 с (рис. 4.9). В процессе дробления масса крупной фракции пополняет массу равновесной фракции, а затем испаряется, увеличивая плотность пара.

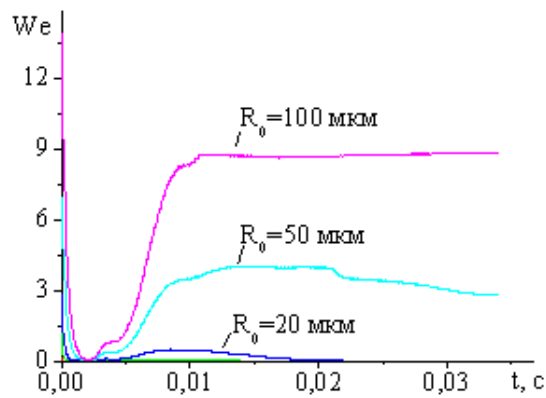


Рисунок 4.8 – Эволюция числа Вебера фракций в потоке

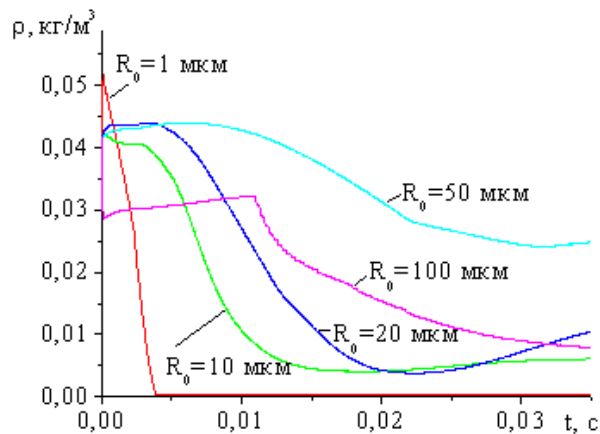


Рисунок 4.9 – Зависимости средних плотностей фракций от времени

На рис. 4.10 показано векторное поле скоростей пара, сформировавшееся к моменту времени $t = 0,0779$ с. Под действием градиента давления поток оттесняется к внутренней стенке внешнего кольцевого канала (рис. 4.10).

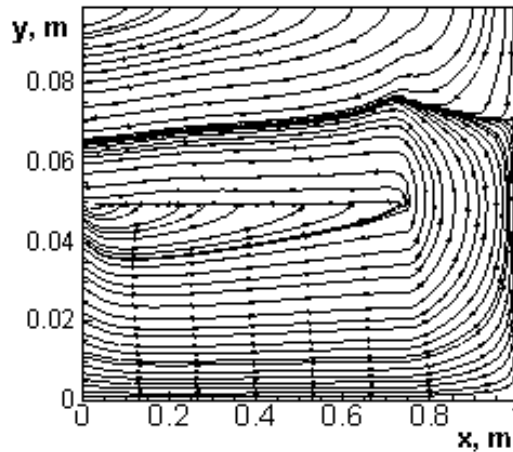


Рисунок 4.10 – Векторное поле скоростей несущей среды в момент времени $t = 0,0779$ с

На рис. 4.11 показано распределение азимутальной составляющей скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м. Кривая 1 соответствует закрутке потока на входе в канал во внутренней трубе при $r < 0,05$ м; кривая 2 – закрутке во внешнем канале при $0,05 \text{ м} < r < 0,1$ м. Азимутальная скорость задаётся на входе во внутреннюю трубу и вблизи внутренней и внешней стенок кольцевого канала III (рис. 4.12) и моделирует устройство, закручивающее поток.

Азимутальная скорость пара, заданная на входе в канал, вдоль канала уменьшается по экспоненте (рис. 4.12, а). По мере продвижения к выходному сечению при $x = 0$ скорость несущей среды и связанная с ней величина азимутальной скорости возрастает (рис. 4.12, а). На рис. 4.12, б представлено пространственное распределение азимутальной составляющей скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм.

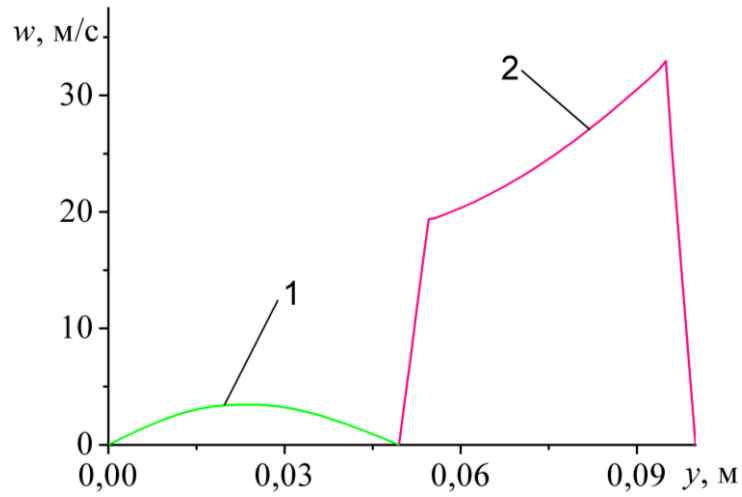


Рисунок 4.11 – Азимутальная составляющая скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м: 1 – закрутка на входе в канал во внутренней трубе при $r < 0,05$ м; 2 – закрутка во внешнем канале при $0,05 \text{ м} < r < 0,1$ м

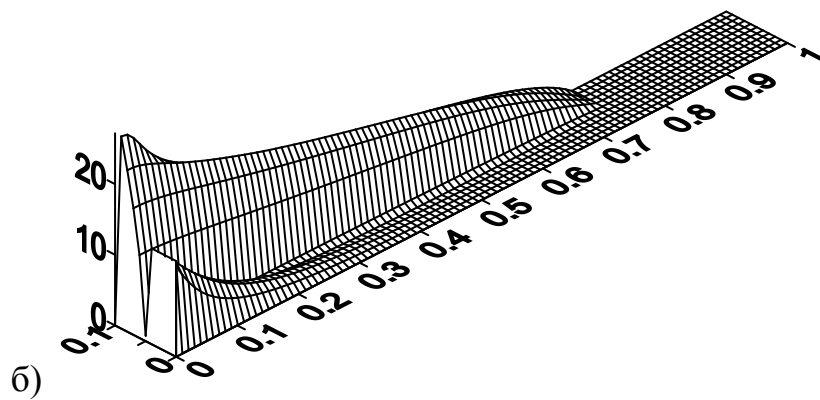
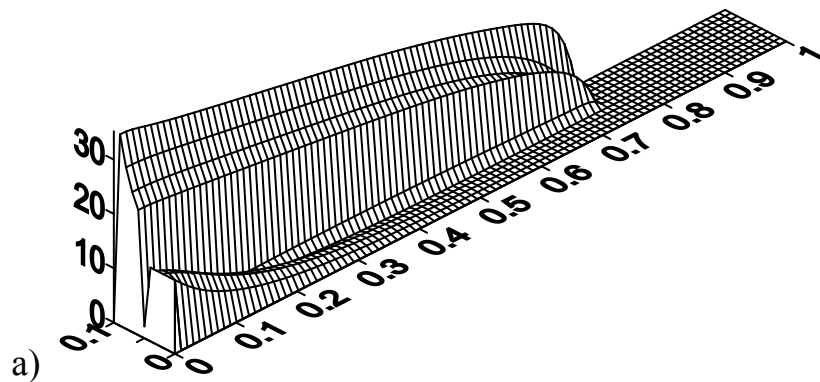


Рисунок 4.12 – Пространственное распределение азимутальной составляющей скорости пара (а) и фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (б)

Под действием центробежного ускорения твердая фракция смещается по направлению к наружной стенке. На рис. 4.13, а показано пространственное распределение радиальной составляющей скорости фракции размером 100 мкм. Радиальная составляющая скорости положительна и направлена к внешней боковой границе. На рис. 4.13, б показано пространственное распределение радиальной составляющей скорости пара. Пар движется как вдоль оси, так и по направлению от внешней стенки кольцевого канала к оси под действием градиента давления, возникающего из-за испарения капель вблизи наружной стенки. На выходе из внутренней трубы (область I) радиальная составляющая скорости пара положительна, направлена к внешней стенке.

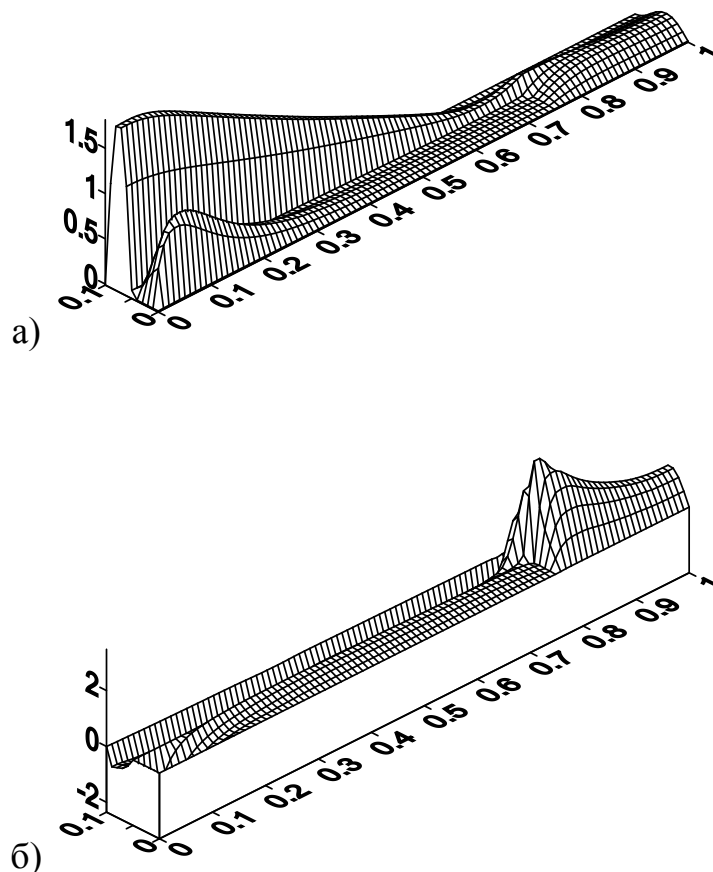
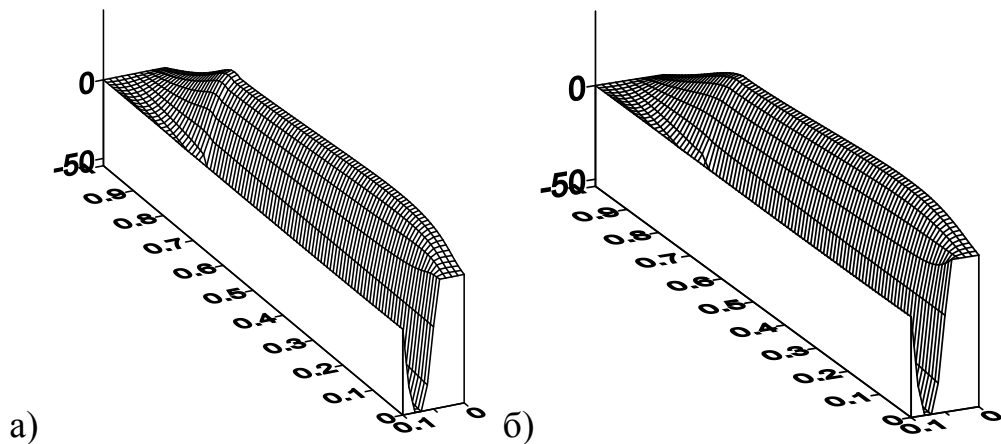


Рисунок 4.13 – Распределение радиальной составляющей скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (а) и пара (б)

На рис. 4.14, а – д показаны поля осевой составляющей скорости дисперсных фракций с начальными радиусами 1 мкм (а), 10 мкм (б), 20 мкм (в), 50 мкм (г), 100 мкм (д). Векторное поле скорости потока представлено на рис. 4.10. На рис. 4.15, а – е показаны пространственные распределения плотности пара (а) и средние плотности дисперсных фракций (б) – (е). Плотность пара в безразмерном представлении, отнесённая к начальному значению, на входе во внутреннюю трубу составляет $\rho \approx 2$. На выходе из области 3 безразмерная плотность пара уменьшается до 1, а скорость возрастает до 50 м/с (рис. 4.14, а). На срезе внешнего канала средняя плотность всех фракций, кроме фракции с начальным радиусом 50 мкм, быстро стремится к нулю. В результате на выходе смесь состоит из пара и фракции капель, радиус которых меньше 40 мкм, а средняя плотность на срезе выходного сечения $\rho_5 \approx 0,004 \text{ кг/м}^3$. На выходе движется пар с температурой, меняющейся по сечению внешнего кольца от 140 К вблизи внутренней стенки до $T \approx 160 \text{ К}$ на внешней стенке (рис. 4.16, а), и дисперсная смесь со средней плотностью $\rho \approx 0,004 \text{ кг/м}^3$ и температурой насыщенной жидкости $T_s = 108 \text{ К}$ при давлении пара $p \approx 70 \text{ кПа}$ (рис. 4.16, б).



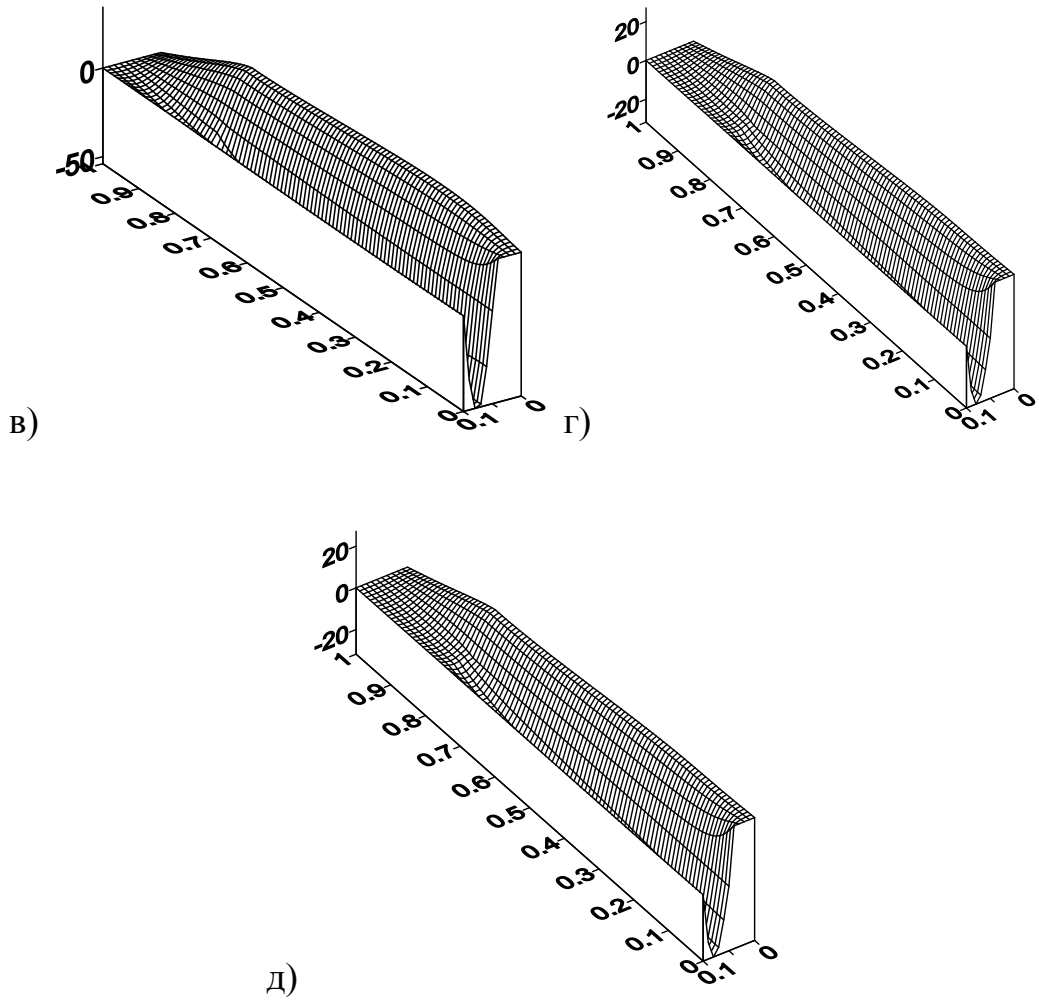
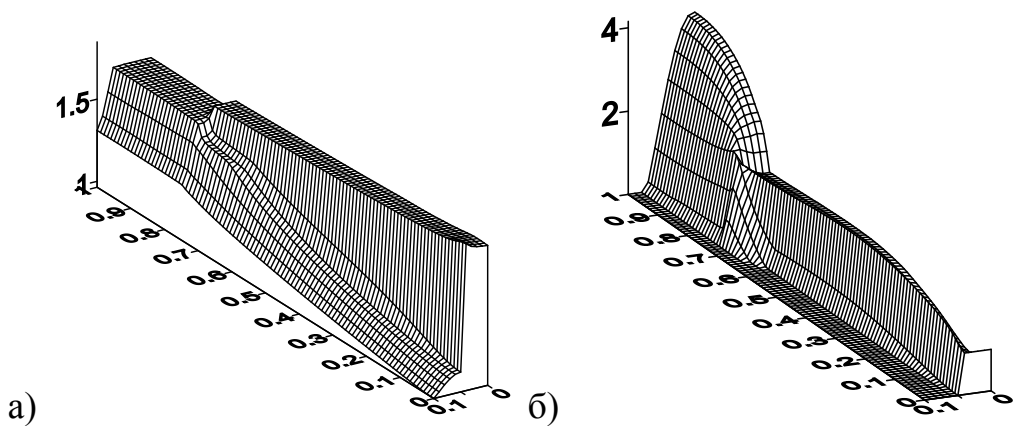


Рисунок 4.14 – Пространственное распределение осевой составляющей скорости в момент времени $t = 0,0779$ с: а) фракция с начальным радиусом $R_0 = 1$ мкм; б) фракция с начальным радиусом $R_0 = 10$ мкм; в) фракция с начальным радиусом $R_0 = 20$ мкм; г) фракция с начальным радиусом $R_0 = 50$ мкм; д) фракция с начальным радиусом $R_0 = 100$ мкм



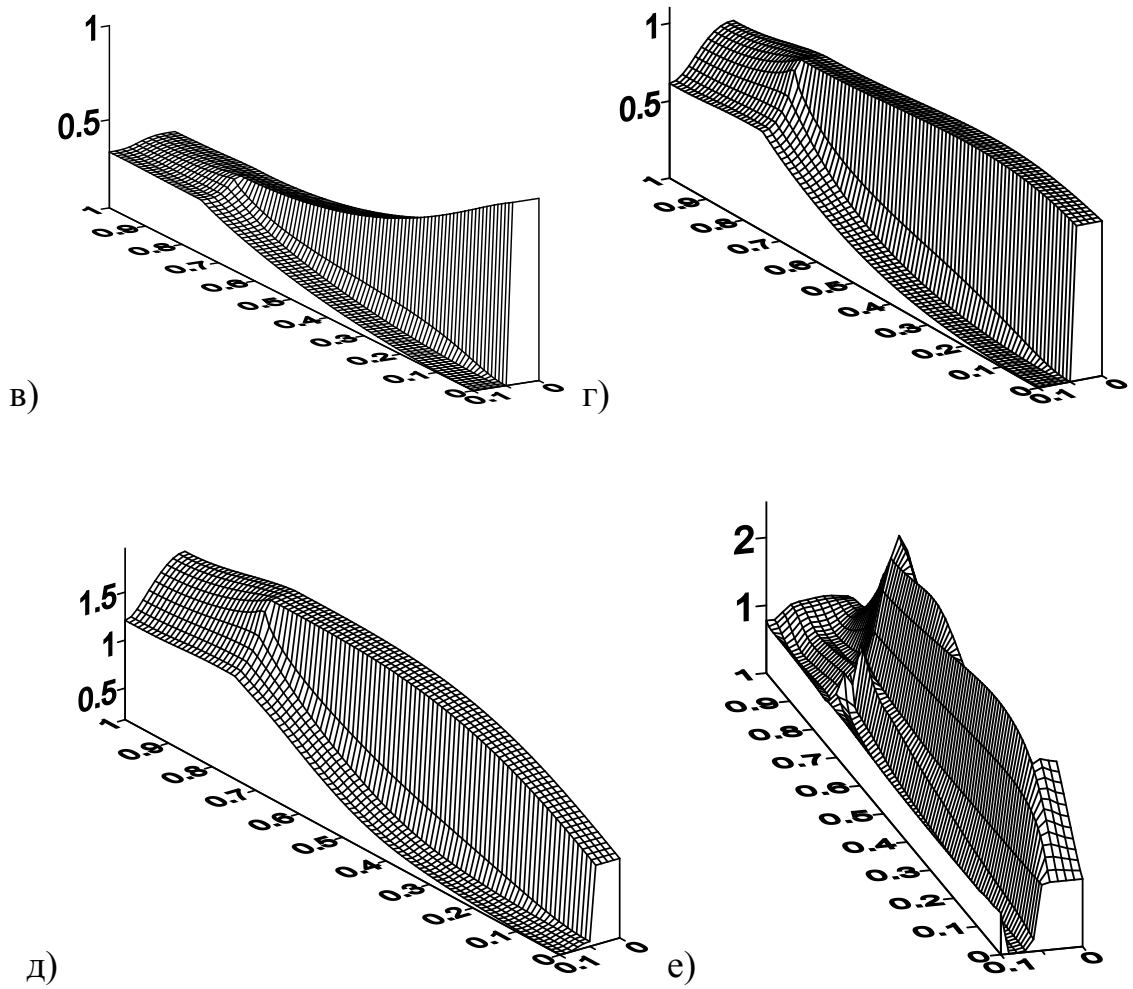
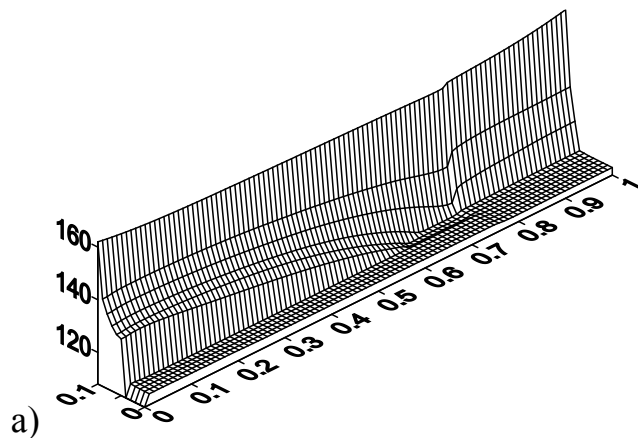


Рисунок 4.15 – Пространственное распределение плотности несущей среды (а) и средних плотностей фракций (б–е) в момент времени $t = 0,0779$ с: б) капли с $R_0 = 1$ мкм; в) капли с $R_0 = 10$ мкм; г) капли с $R_0 = 20$ мкм; д) капли с $R_0 = 50$ мкм; е) капли с $R_0 = 100$ мкм



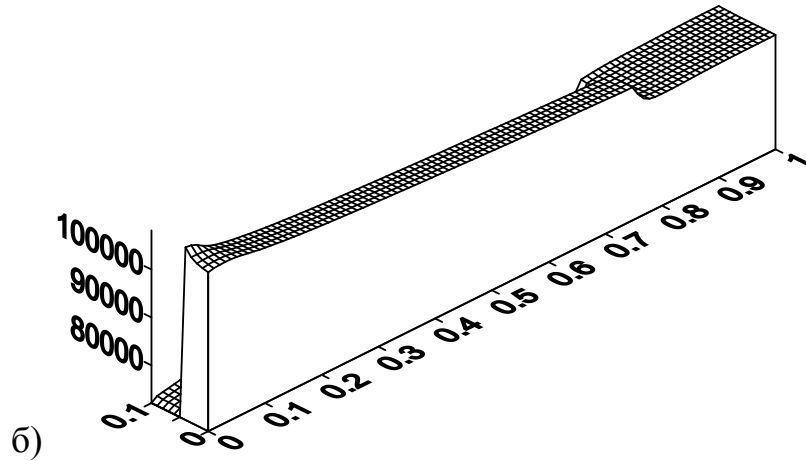


Рисунок 4.16 – Пространственное распределение температуры (а) и давления (б) пара в момент времени $t = 0,0779$ с

4.2.2 Течение парокапельной смеси в коаксиальном канале с температурой внешней стенки 210 К

В приведённых ниже расчётах заданы те же начальные и граничные условия для парокапельной смеси, что и в предыдущем разделе, но на боковой внешней границе расчётной области температура пара составляет 210 К. Температура капельных фракций на боковой внешней границе равна температуре насыщенного пара при его актуальном давлении.

На рис. 4.17 показан процесс установления стационарного режима: представлены зависимости скорости несущей среды и фракций от времени. Скорости несущей среды, равновесной фракции и фракций с начальными радиусами 10 мкм и 20 мкм при $t > 0,015$ с отличаются незначительно. Это связано с тем, что пар в области III быстро прогревается до температуры $T \geq 140$ К (рис. 4.18), что приводит к быстрому испарению капель фракций с начальными радиусами 10 мкм и 20 мкм (рис. 4.19). Капли имеют начальную температуру, равную температуре насыщения, в результате сразу начинается их испарение. К моменту времени $t \approx 0,01$ с капли с начальным радиусом 10 мкм уменьшаются до размера капель равновесной фракции. Для капель с началь-

ным радиусом 20 мкм это время составляет 0,015 с (рис. 4.19). В процессе испарения температура капель всех фракций близка к температуре насыщения (рис. 4.18).

На рис. 4.20, а представлена зависимость числа Вебера различных фракций от времени. При этом изменение числа Вебера происходит не только в связи с изменением скорости потока, но также вследствие изменения радиуса капель, меняющегося из-за дробления и испарения. В начальный момент времени для фракции капель с радиусом 100 мкм число Вебера превышает критическое значение, величина которого в расчётах составляет $We_{кр} = 10$. Происходит дробление капель этой фракции и радиусы капель падают до 87 мкм (рис. 4.19). Затем число Вебера We падает ниже критического значения, радиус капли стабилизируется. При $t > 0,0075$ с число Вебера снова приближается к критическому значению, происходит процесс дробления, в результате которого радиус капли этой фракции уменьшается примерно до 50 мкм. В результате две самых крупных фракции с начальными радиусами 50 мкм и 100 мкм образуют единую фракцию с радиусом капель $R \approx 50$ мкм (рис. 4.19) с одинаковыми скоростями (рис. 4.17) и числами Вебера (рис. 4.20, а). Стоит отметить, что уменьшение радиуса частиц самой крупной фракции в 2 раза уменьшает её среднюю плотность в 8 раз (рис. 4.20, б). В процессе дробления масса крупной фракции пополняет массу равновесной фракции, а затем испаряется, увеличивая плотность пара.

Временные зависимости, изображённые на рис. 4.17–4.20, получены для точки в области межтрубного канала с координатами $x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м, кривым поставлены в соответствие начальные радиусы капель фракций.

На рис. 4.21 показано векторное поле скоростей пара, сформировавшееся к моменту времени $t = 0,0779$ с. Высокая температура пара вблизи внешней стенки приводит к повышению давления и образованию потока пара с увеличившейся радиальной составляющей скорости, направленной к оси канала, по сравнению со случаем нагрева внешней стенки до $T = 162$ К.

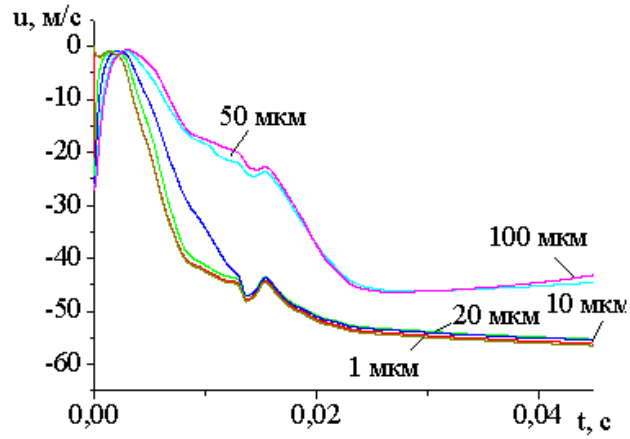


Рисунок 4.17 – Временные зависимости скорости фракций различного радиуса. Кривым поставлены в соответствие начальные радиусы капель фракций

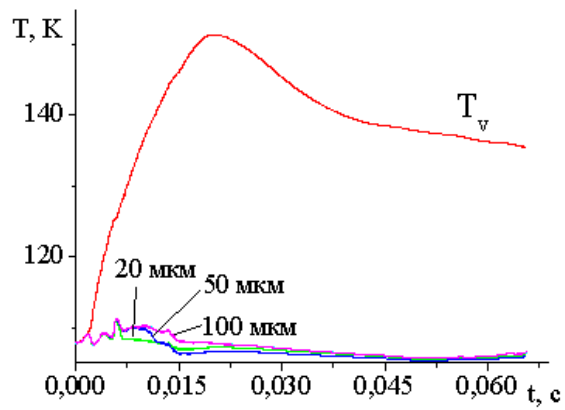


Рисунок 4.18 – Временные зависимости температуры фракций

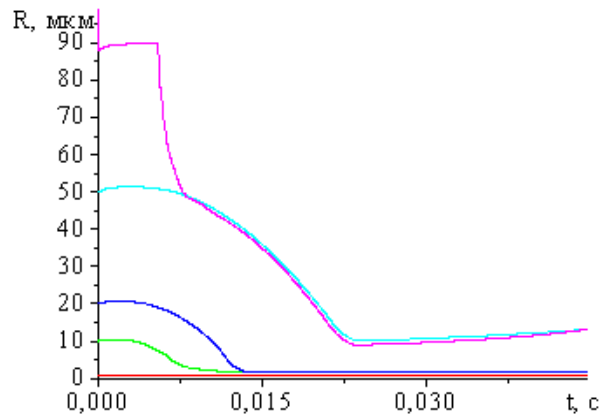


Рисунок 4.19 – Временные зависимости радиусов фракций

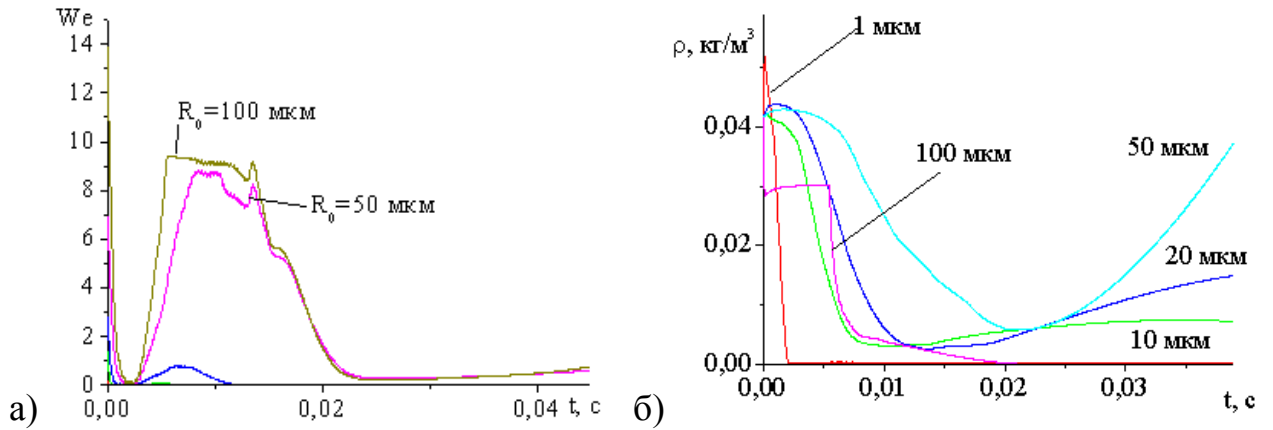


Рисунок 4.20 – Эволюция числа Вебера фракций в потоке (а), временные зависимости средней плотности фракций (б)

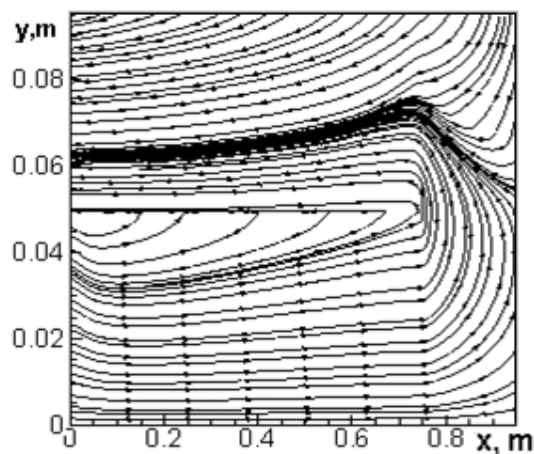


Рисунок 4.21 – Векторное поле скоростей несущей среды в момент времени $t = 0,0779$ с

На рис. 4.22 показано распределение азимутальной составляющей скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м. Закрутка задаётся на входе во внутреннюю трубу и вблизи внутренней и внешней стенок кольцевого канала III (рис. 4.1, а). Закрутка потока, заданная на входе в канал, вдоль канала экспоненциально спадает (рис. 4.23, а). По мере продвижения к выходному сечению при $x = 0$ скорость несущей среды и связанная с ней величина азимутальной составляющей скорости возрастает (рис. 4.23, а). На рис.

4.23, б представлено пространственное распределение азимутальной составляющей скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм.

Под действием центробежного ускорения твердая фракция смещается по направлению к наружной стенке. На рис. 4.24, а показано пространственное распределение радиальной скорости 100 мкм-фракции. Радиальная составляющая скорости положительна, направлена к внешней границе. На рис. 4.24, б показано пространственное распределение радиальной скорости пара, с которой пар движется от внешней стенки кольцевого канала к оси под действием градиента давления, возникающего из-за испарения капель вблизи наружной стенки. На выходе из внутренней трубы радиальная скорость пара положительна, направлена к внешней стенке.

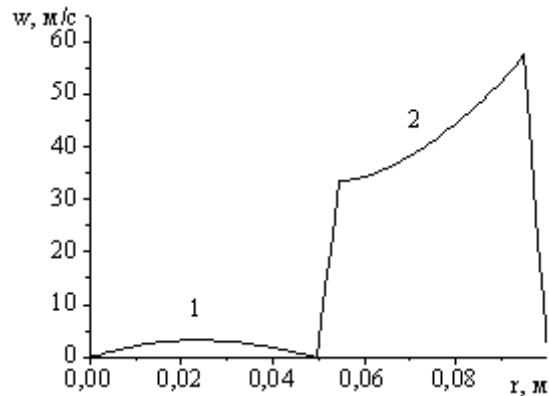
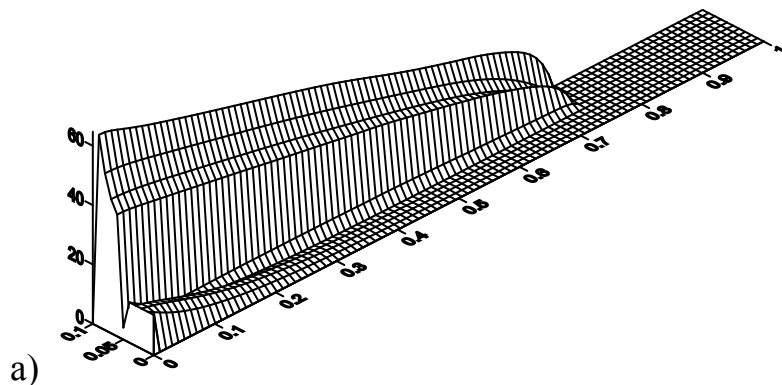


Рисунок 4.22 – Азимутальная составляющая скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м: 1 – закрутка на входе в канал во внутренней трубе при $r < 0,05$ м; 2 – закрутка во внешнем канале при $0,05$ м $< r < 0,1$ м



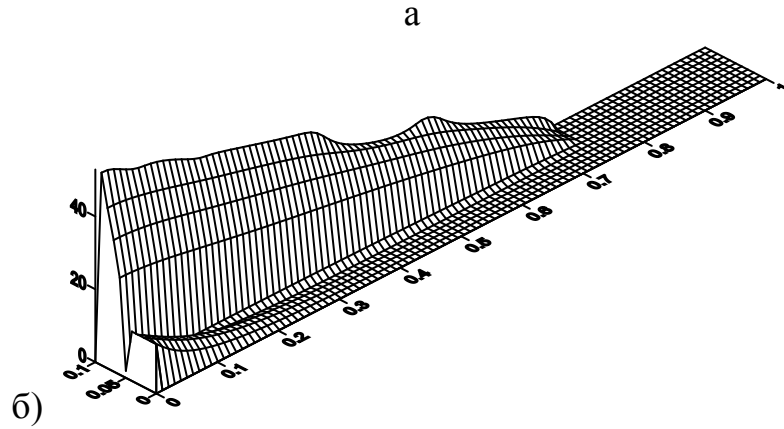


Рисунок 4.23 – Пространственное распределение азимутальной составляющей скорости пара (а) и фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (б)

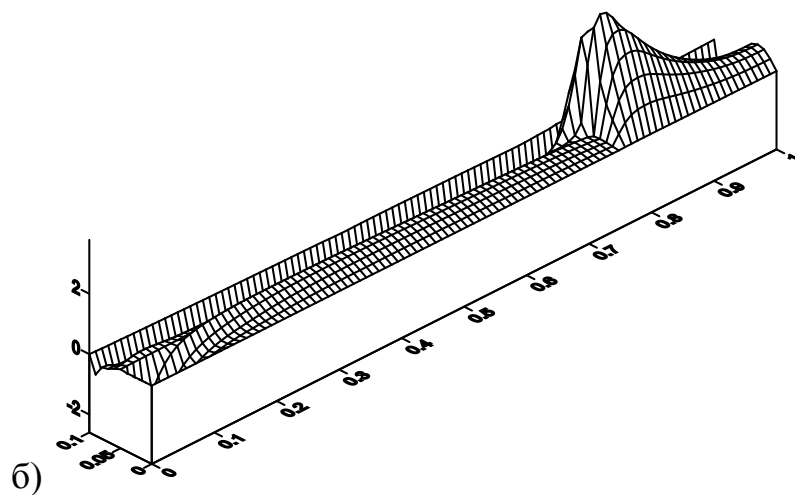
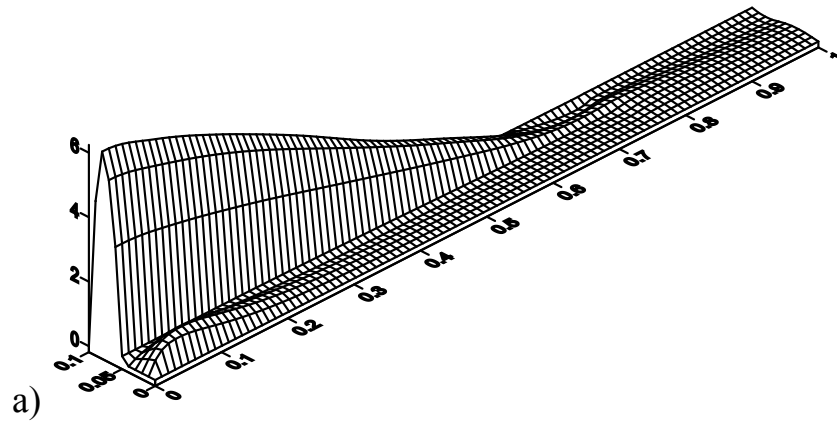
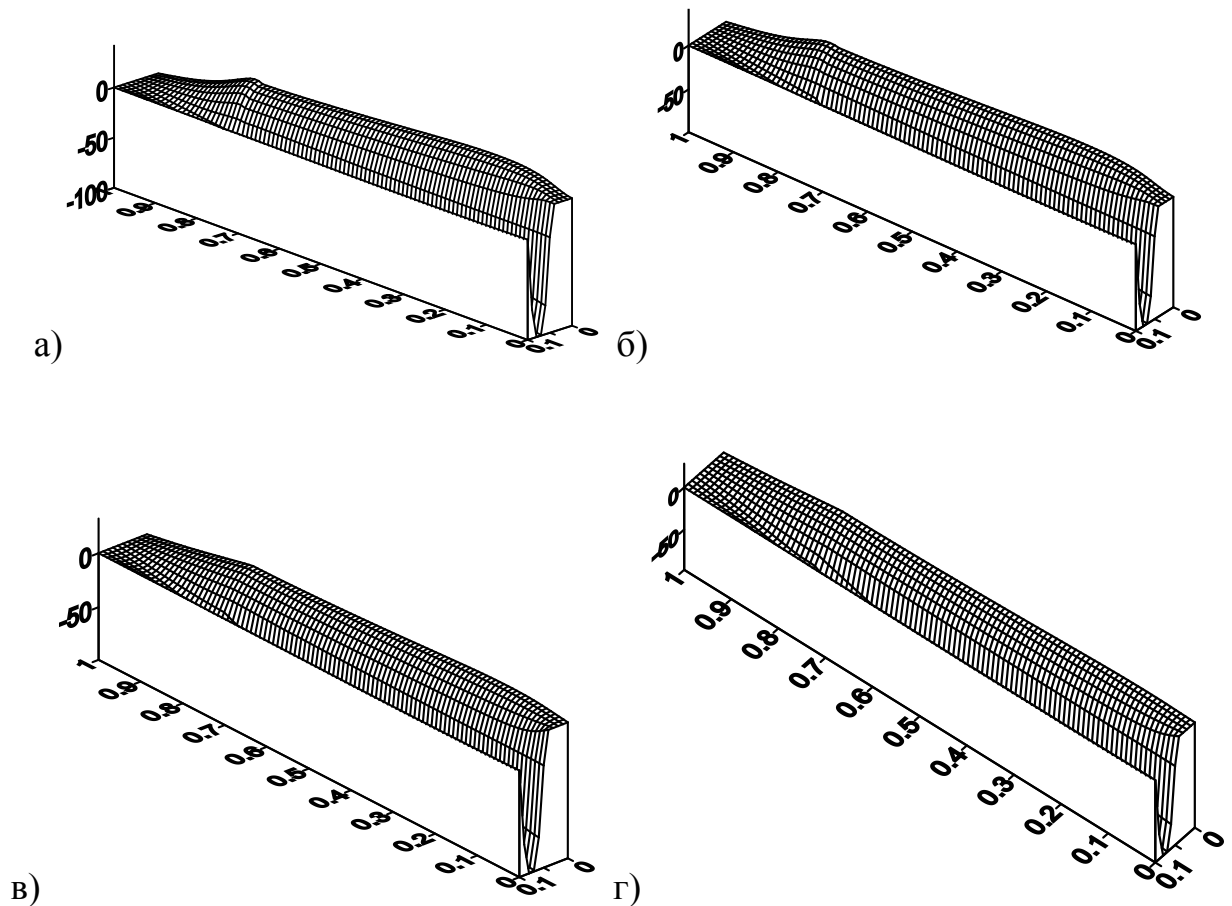


Рисунок 4.24 – Распределение радиальной составляющей скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (а) и пара (б)

На рис. 4.25, а–е показаны пространственные поля осевой составляющей скорости пара (а) и дисперсных фракций (б–е) с начальными радиусами 1 мкм (б), 10 мкм (в), 20 мкм (г), 50 мкм (д), 100 мкм (е).

На рис. 4.26, а–е показаны пространственные распределения плотности пара (а) и средние плотности дисперсных фракций (б–е). Плотность пара, отнесённая к начальному значению, на входе во внутреннюю трубу составляет $\rho = 2,2$. На выходе из области III плотность пара уменьшается до $0,8 \text{ кг/м}^3$, а скорость возрастает с 50 до 70 м/с. В области внешнего канала средняя плотность всех фракций быстро падает.



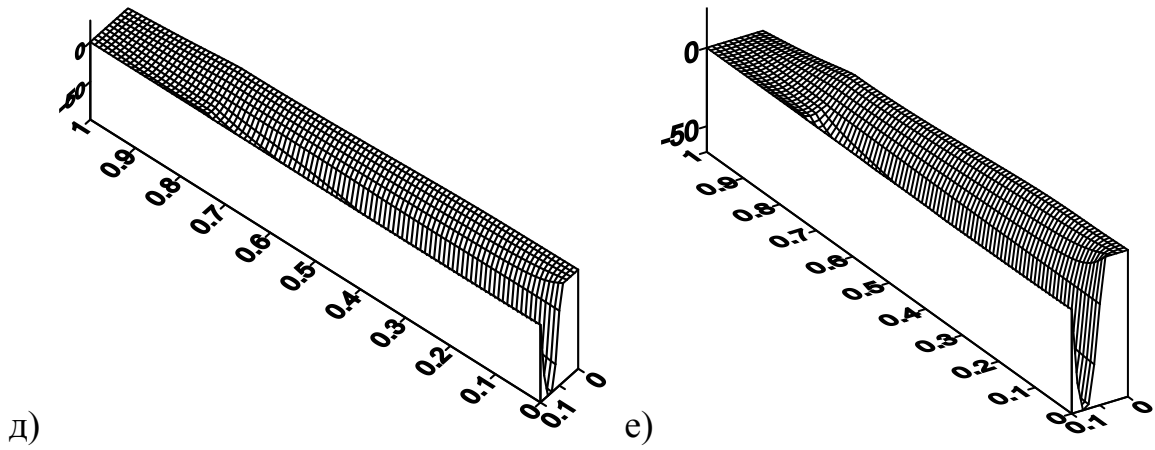
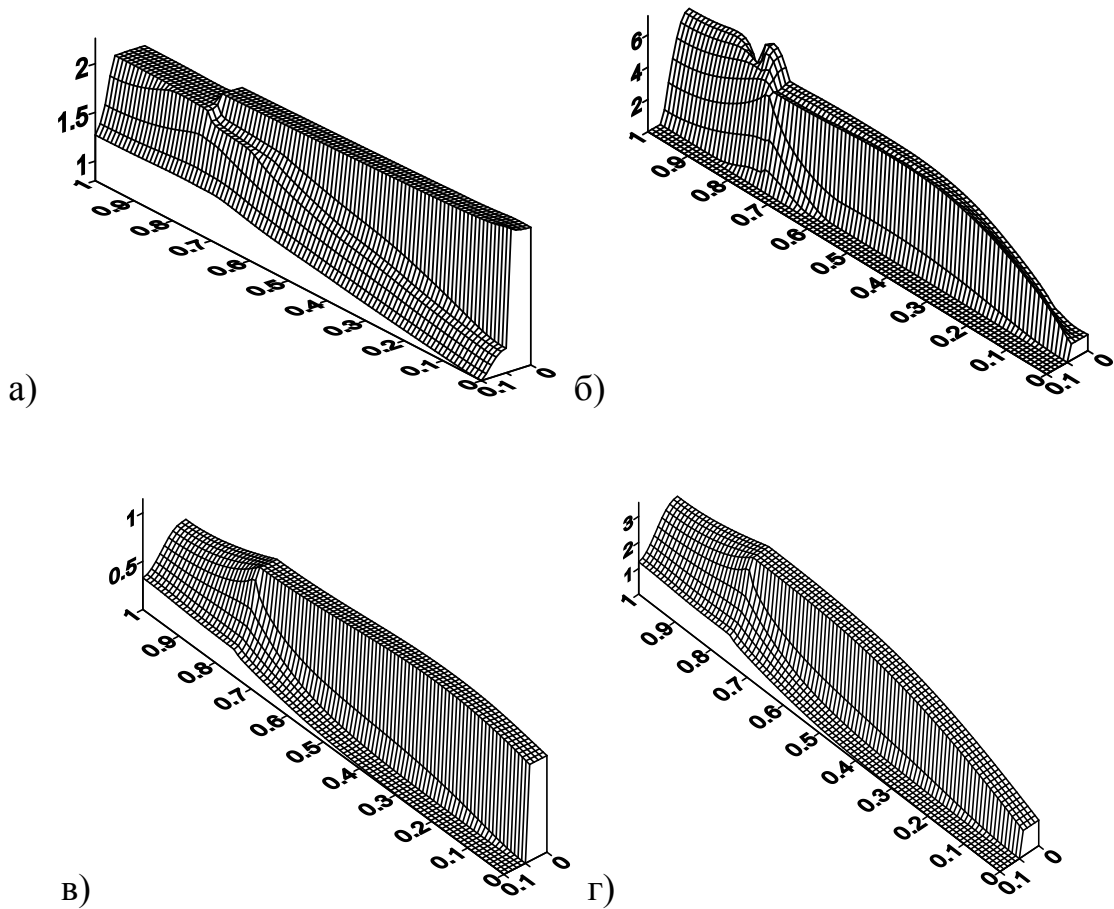


Рисунок 4.25 – Пространственное распределение осевой составляющей скорости пара (а) и дисперсных капельных фракций (б–е) в момент времени $t = 0,0779$ с: б) фракция с $R_0 = 1$ мкм; в) фракция с $R_0 = 10$ мкм; г) фракция с $R_0 = 20$ мкм; д) фракция с $R_0 = 50$ мкм; е) фракция с $R_0 = 100$ мкм



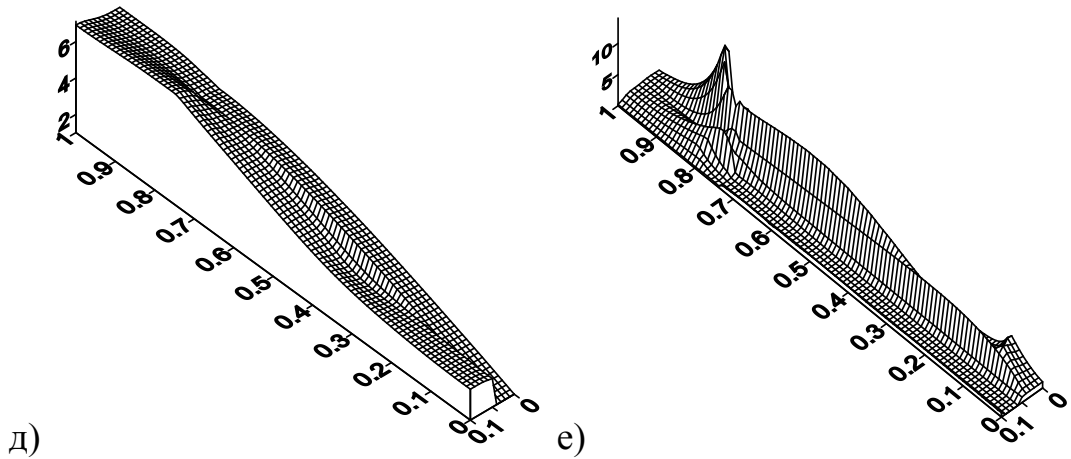
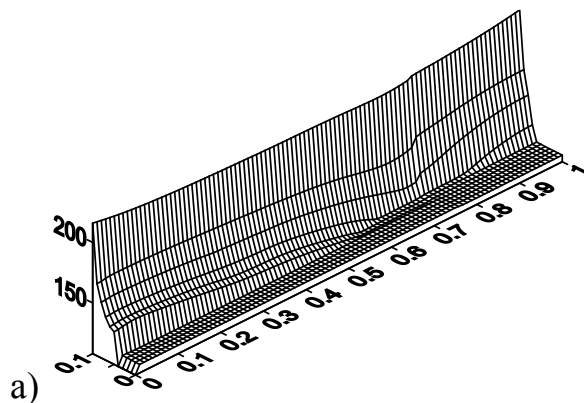


Рисунок 4.26 – Пространственное распределение плотности пара (а) и средних плотностей дисперсных капельных фракций (б–е) в момент времени $t = 0,0779$ с: б) фракция с $R_0 = 1$ мкм; в) фракция с $R_0 = 10$ мкм; г) фракция с $R_0 = 20$ мкм; д) фракция с $R_0 = 50$ мкм; е) фракция с $R_0 = 100$ мкм

В результате в смеси присутствует практически единственная фракция капель с начальным радиусом 50 мкм. Вблизи выходного сечения канала радиус испаряющихся капель этой фракции уменьшается до значения около 10 мкм. В результате на выходе движется пар с температурой, меняющейся по сечению внешнего кольца от 140 К вблизи внутренней стенки до 210 К на внешней стенке (рис. 4.27, а), и дисперсная смесь со средней плотностью $\rho \approx 0,08$ кг/м³ и температурой насыщенной жидкости $T_s = 108$ К при давлении потока $p \approx 75$ кПа (рис. 4.27, б).



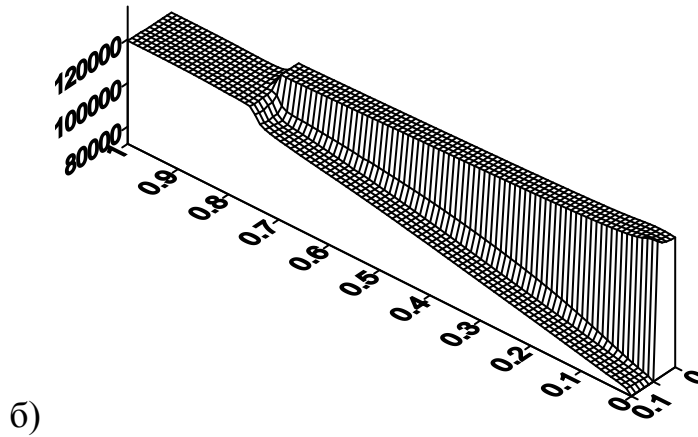


Рисунок 4.27 – Пространственное распределение температуры (а) и давления (б) пара в момент времени $t = 0.0779$ с

4.2.3 Эффект запирания потока парок капельной смеси в коаксиальном канале при дальнейшем повышении температуры внешней стенки

При тех же граничных и начальных условиях, что и в предыдущем разделе, увеличим температуру боковой стенки канала до 300 К.

На рис. 4.28 представлены временные зависимости осевой составляющей скорости фракций различного размера. Пар в области III быстро прогревается до температуры $T \geq 140$ К (рис. 4.29). Процесс нагрева пара немонотонный, сопровождается колебаниями радиального типа с периодом $T \approx 3,1 \times 10^{-4}$ с. Эти колебания соответствуют наименьшей частоте колебаний радиального типа в трубе радиусом $R_{mp} = 0,1$ м. Для этого типа колебаний $kR_{mp} = 3,83$ [110], где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны. Отсюда $\lambda = 0,082$ м, скорость звука $a = \lambda/T = 273$ м/с, что позволяет оценить среднюю температуру пара в радиальном сечении: $T = a^2/\gamma R = 111$ К. Такая средняя по радиусу температура достигается в области II, куда поступает холодный поток из внутренней трубы I. Следовательно, колебания формируются в области II из-за появления радиальной составляющей скорости пара при испарении капель на внешней боковой стенке канала.

Временные зависимости, изображённые на рис. 4.28–4.32, получены для точки в области межтрубного канала III с координатами $x = 0,25$ м, $y = 0,075$ м, кривым поставлены в соответствие начальные радиусы капель фракций.

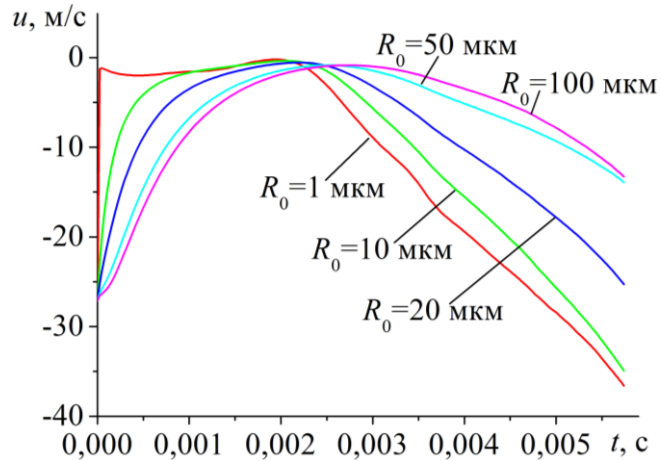


Рисунок 4.28 – Временная зависимость осевой компоненты скорости фракций различного размера

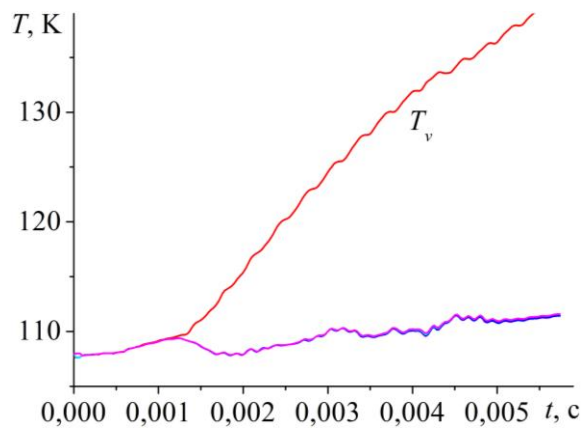


Рисунок 4.29 – Зависимость от времени температуры пара (T_v) и капель различных фракций

На рис. 4.30, а показано изменение радиусов капель различных фракций в потоке от времени. Капли с начальным радиусом $R_0 = 100$ мкм начинают

дробиться в начальный момент времени, так как для них число Вебера превышает критическое значение, затем их радиус стабилизируется, а к моменту времени $t \approx 0,004$ с, когда для них число Вебера вновь достигает критического значения (рис. 4.30, б), они снова начинают дробиться. Капли остальных фракций испаряются, уменьшается их средняя плотность (рис. 4.31).

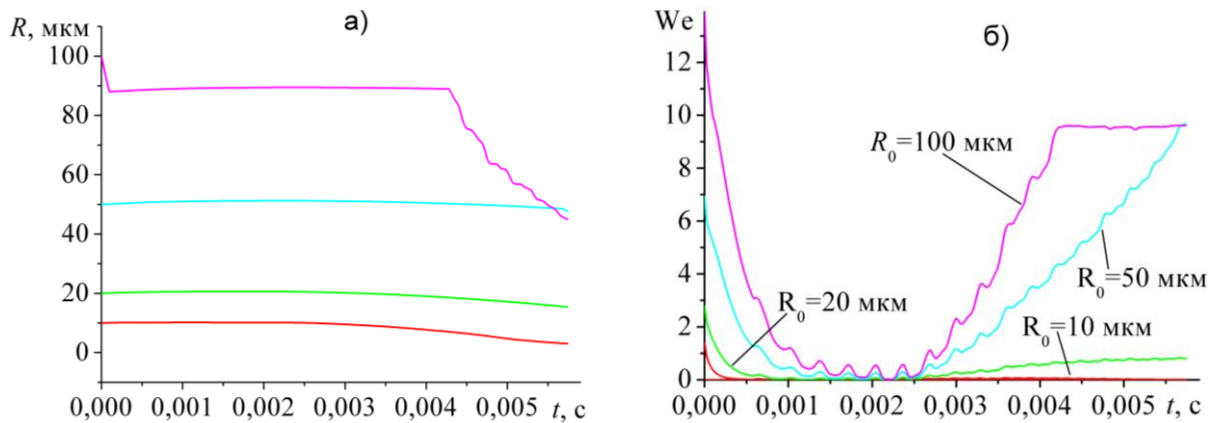


Рисунок 4.30 – Зависимость от времени радиусов фракций (а), эволюция числа Вебера фракций в потоке (б)

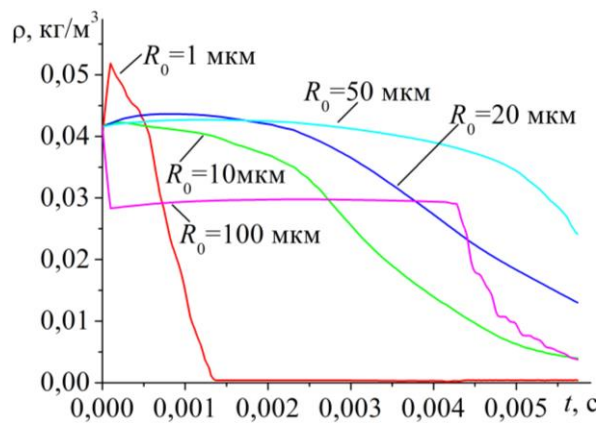


Рисунок 4.31 – Временная зависимость средней плотности фракций

На рис. 4.32 показано векторное поле скоростей пара, сформировавшееся к моменту времени $t = 0,003$ с. Высокая температура пара вблизи внешней стенки приводит к повышению давления и образованию потока пара по

направлению к оси канала, возникают радиальные акустические колебания на частоте первого линейного резонанса в радиальном направлении.

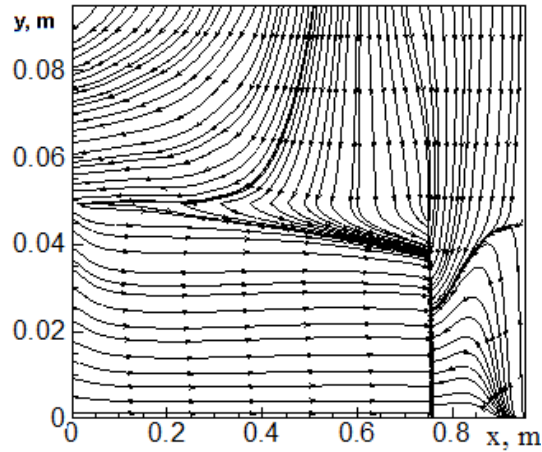


Рисунок 4.32 – Векторное поле скоростей несущей среды в момент времени $t = 0,003$ с

На рис. 4.33 показано распределение азимутальной составляющей скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м. Закрутка задаётся на входе во внутреннюю трубу и вблизи внутренней и внешней стенок кольцевого канала III (рис. 4.1, а). Закрутка потока, заданная на входе в канал I, вдоль канала экспоненциально спадает (рис. 4.34, а).

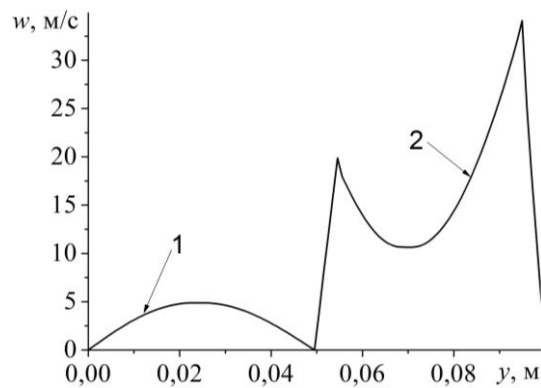


Рисунок 4.33 – Азимутальная составляющая скорости пара в поперечном сечении канала при $x = 0,2$ м в момент времени $t = 0,003$ с: 1 – закрутка на вхо-

де в канал во внутренней трубе при $r < 0,05$ м; 2 – закрутка во внешнем канале при $0,05 \text{ м} < r < 0,1$ м

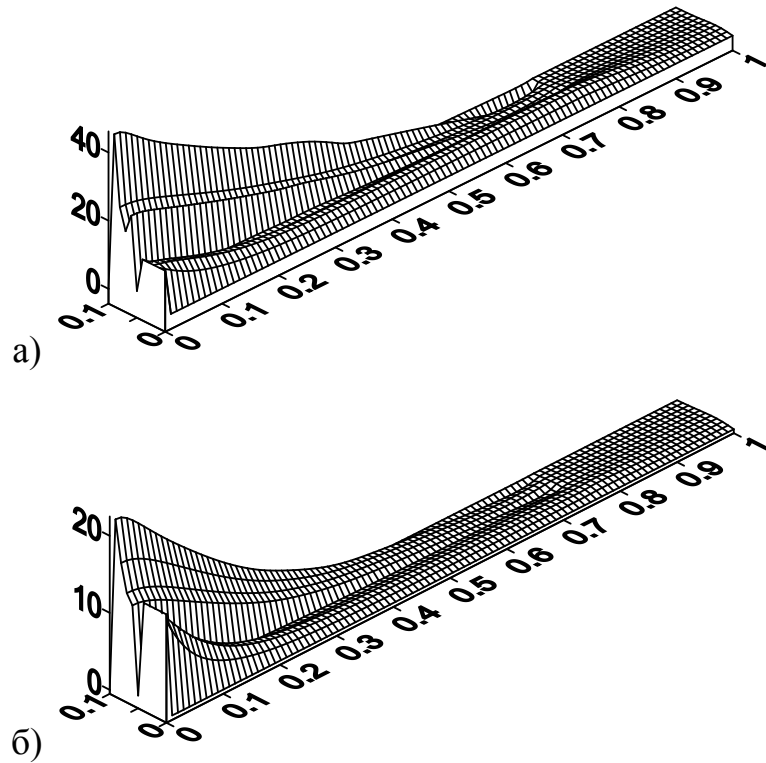


Рисунок 4.34 – Пространственное распределение азимутальной составляющей скорости пара (а) и фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (б) в момент времени $t = 0,003$ с

По направлению к выходному сечению при $x = 0$ скорость несущей среды и связанная с ней величина азимутальной скорости возрастает (рис. 4.34, а). На рис. 4.34, б представлено пространственное распределение азимутальной составляющей скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм. При температуре внешней стенки $T = 210$ К радиальная скорость пара при движении в области III достигает 0,5 м/с, а радиальная скорость крупных капель направлена под действием центробежного ускорения к внешней стенке и достигает 6 м/с (рис. 4.24). При увеличении температуры стенки до 300 К радиальная скорость пара, направленная к оси, возрастает до 5 м/с

(рис. 4.35, а). В результате радиальная составляющая скорости фракции капель с начальным радиусом 100 мкм также становится отрицательной и достигает на выходе из внешнего кольцевого канала величины -1 м/с – капли смещаются по направлению к внутренней холодной стенке (рис. 4.35, б). Пар движется от внешней стенки кольцевого канала к оси под действием градиента давления, возникающего из-за испарения капель вблизи наружной стенки, и увлекает за собой капли дисперсных фракций.

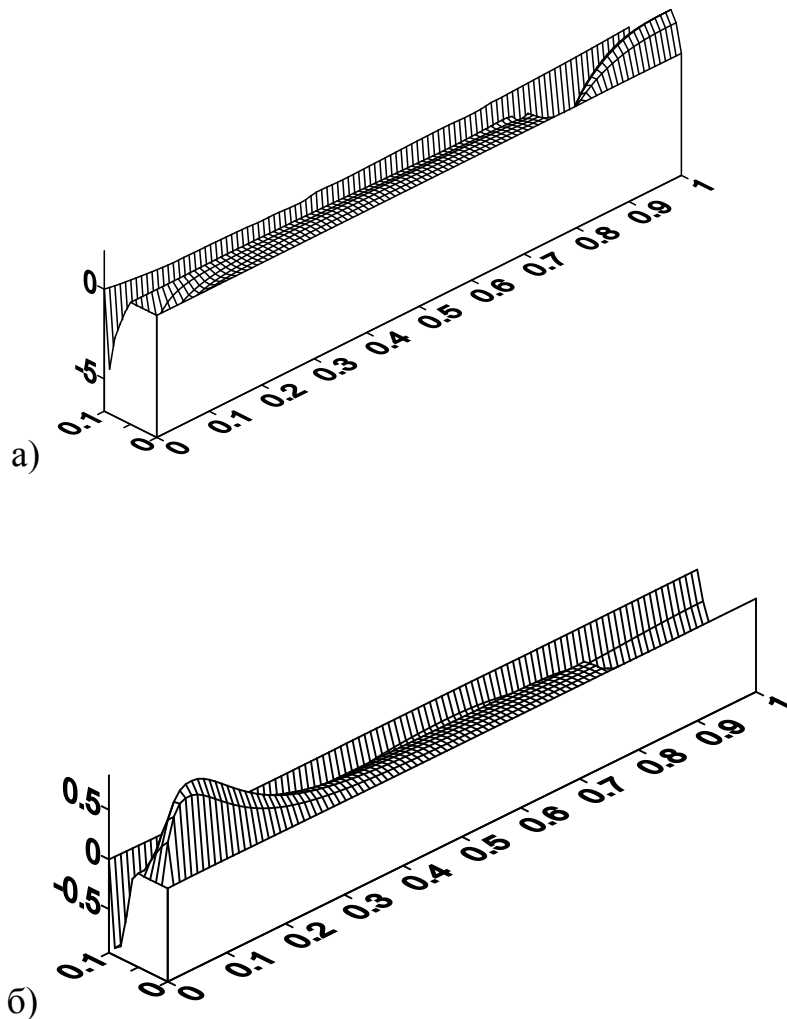


Рисунок 4.35 – Распределение радиальной составляющей скорости пара (а) и фракции капель с начальным радиусом 100 мкм (б) в момент времени $t = 0,003$ с

При температуре стенки $T \approx 300$ К возникает эффект запирания потока в области I, состоящий в том, что в областях II, III давление пара, вследствие его нагрева и испарения капель становится выше, чем во внутренней трубе (область I), по которой в область нагрева подаётся парок капельная смесь (рис. 4.1, б, рис. 4.36).

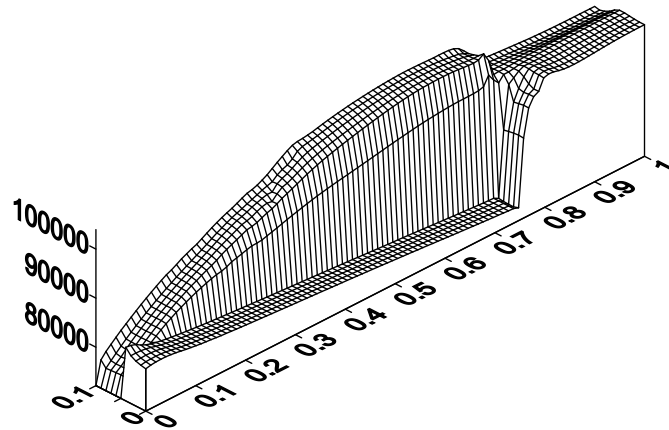
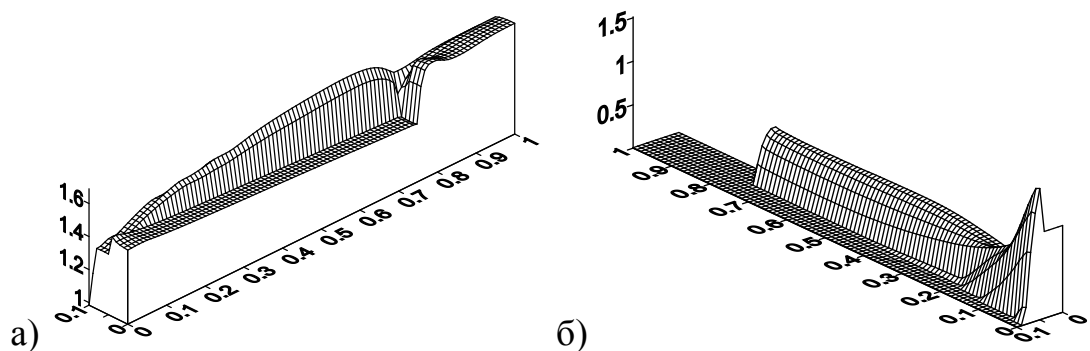


Рисунок 4.36 – Распределение давления пара в момент времени $t = 0,003$ с

При этом равновесная фракция в областях II, III вследствие испарения практически отсутствует, её средняя плотность близка к нулю (рис. 4.37, б). Вблизи внешней нагретой боковой стенки области III средняя плотность фракций с $R_0 = 10$ мкм, $R_0 = 20$ мкм меньше, чем вблизи внутренней стенки (рис. 4.37, в, г). Это происходит из-за испарения капель в нагретой зоне, уменьшения их радиуса (рис. 4.30, а) и влияния встречного потока пара от нагретой стенки.



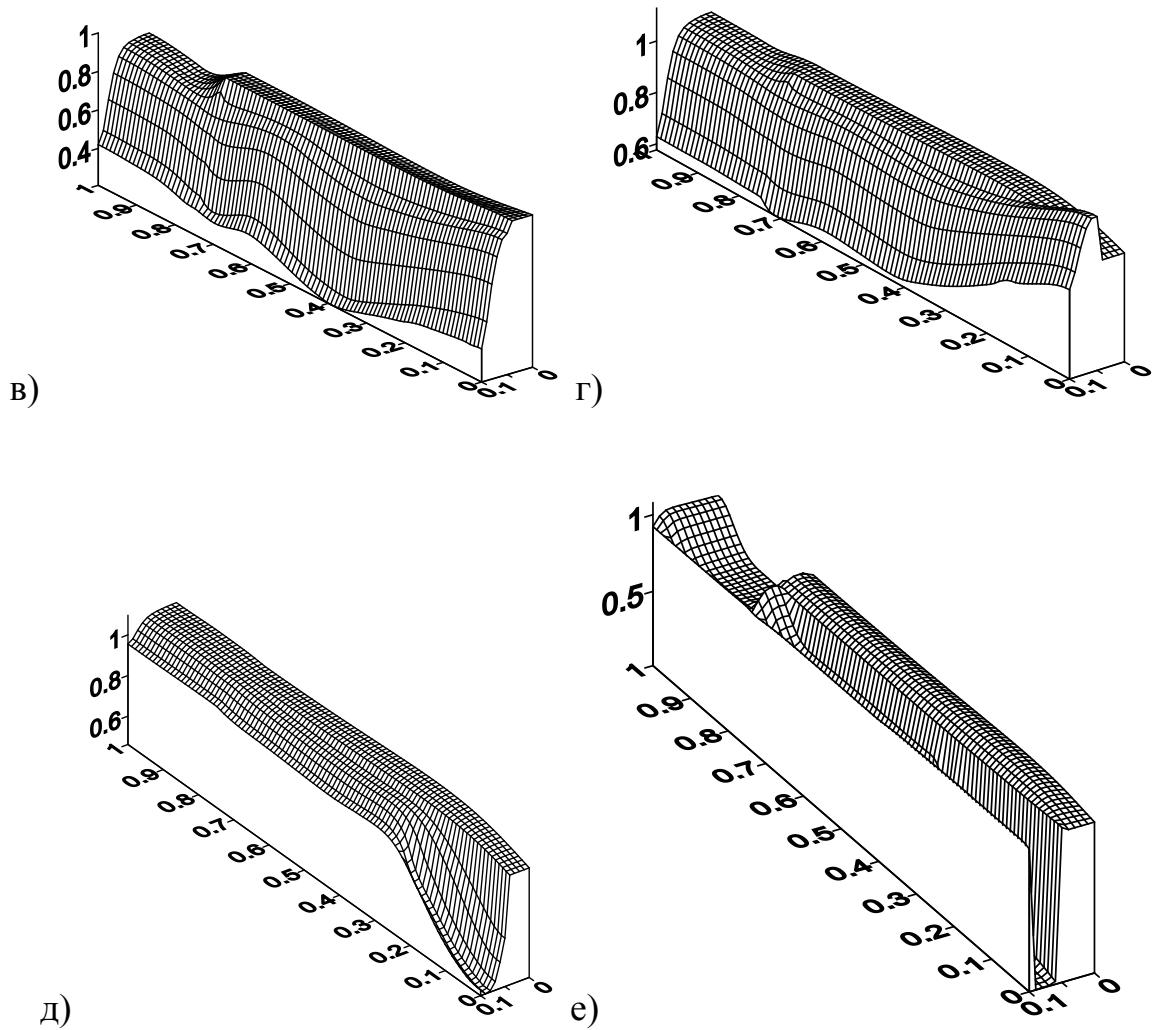


Рисунок 4.37 – Пространственное распределение плотности пара (а) и дисперсных фракций (б–е) в момент времени $t = 0,003$ с: б) фракция капель с $R_0 = 1$ мкм; в) фракция с $R_0 = 10$ мкм; г) фракция с $R_0 = 20$ мкм; д) фракция с $R_0 = 50$ мкм; е) фракция с $R_0 = 100$ мкм

Повышение давления в областях II, III приводит к остановке потока в области III при $0,6 \leq x \leq 0,75$ (рис. 4.38, рис. 4.39). При $x \leq 0,6$ м поток снова приходит в движение под действием градиента давления. Несущая среда и равновесная фракция на выходе из внешнего кольцевого канала достигают скорости -60 м/с (рис. 4.38). По мере увеличения радиуса капель скорость фракции на выходе уменьшается и для фракции с $R_0 = 100$ мкм достигает приблизительно -30 м/с (рис. 4.39), тогда как в отсутствии эффекта запирания

потока, скорость фракции с начальным радиусом $R_0 = 100$ мкм превышает по величине 50 м/с (рис. 4.25, е).

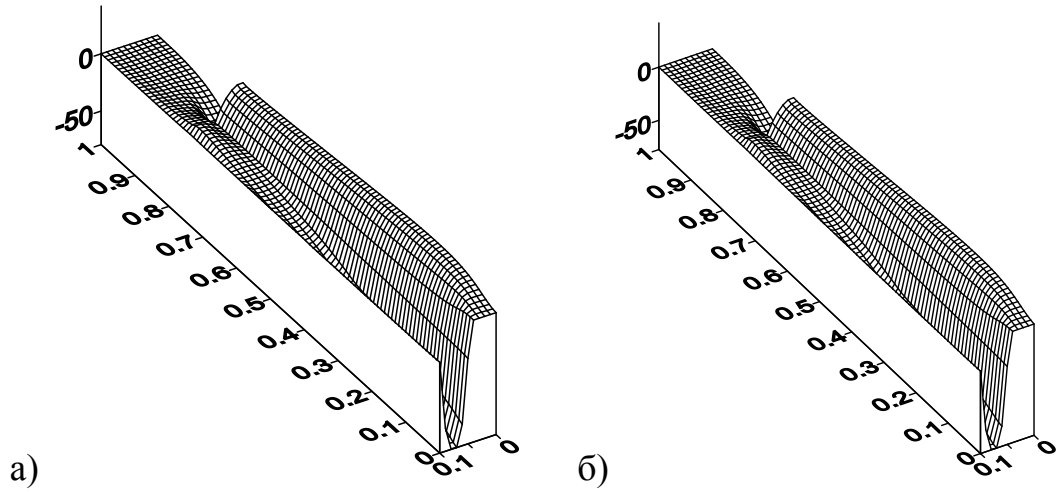
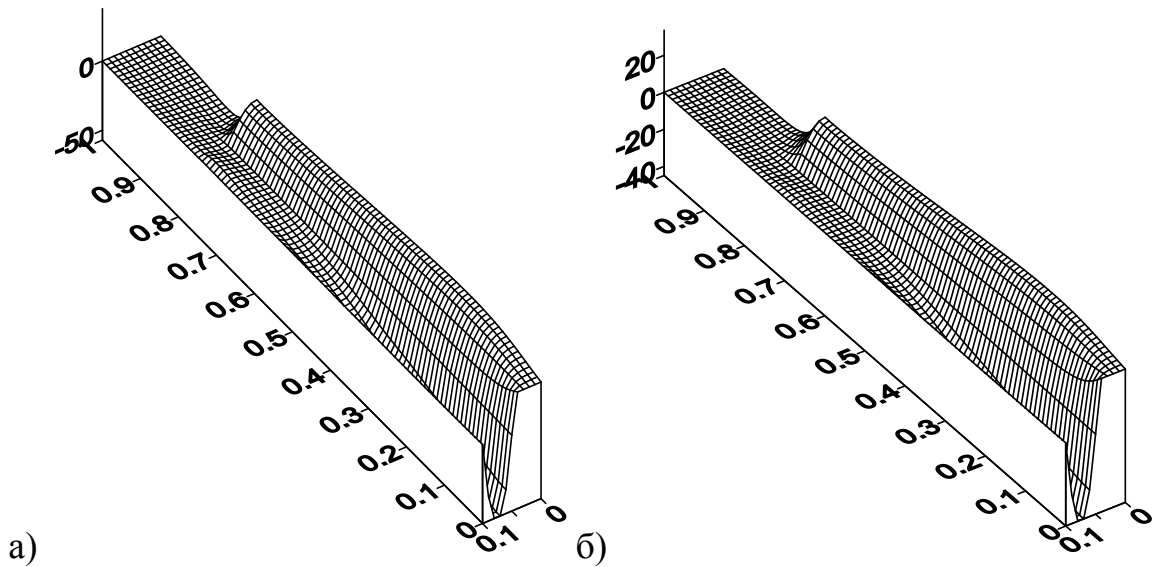


Рисунок 4.38 – Пространственное распределение осевой составляющей скорости в момент времени $t = 0,003$ с: а – несущая среда; б – равновесная с несущей средой фракция капель



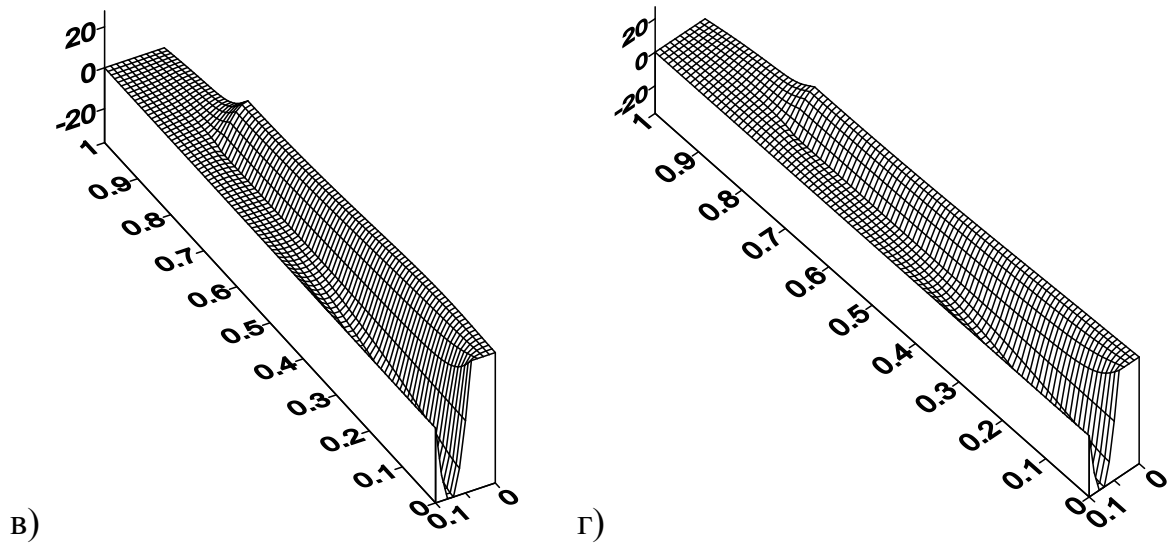


Рисунок 4.39 – Пространственное распределение осевой составляющей скорости в момент времени $t = 0,003$ с: а) фракция с $R_0 = 10$ мкм; б) фракция с $R_0 = 20$ мкм; в) фракция с $R_0 = 50$ мкм; г) фракция с $R_0 = 100$ мкм

Таким образом, существует температура внешней стенки регазификатора, при которой происходит эффект запирания паракапельного потока вследствие снижения расхода паракапельной смеси из-за повышения давления пара во внешней трубе при интенсивном испарении капель вблизи её поверхности.

4.3 Выводы по главе 4

Выполнены численные расчёты гидро- и термодинамики паракапельной смеси метана в коаксиальном канале, геометрия которого используется в регазификаторах СПГ, изготовленных в виде трубы Фильда.

Расчёты проведены на основе модели полидисперсной паракапельной смеси со скоростным и температурным скольжением фаз и фракций, с учётом коагуляции, дробления, испарения капель и конденсации пара. Коагуляция капель описывается моделью Смолуховского, учитывающей парные столкновения частиц. Для описания нагрева до температуры насыщения и

испарения капель со скоростной и температурной неравновесностью, а также для описания их газодинамического дробления применяются известные экспериментально-теоретические модели. Испарение мелкодисперсной фракции, равновесной по температуре и скорости с несущей средой, и конденсация пара описываются равновесной моделью фазовых переходов.

Описана эволюция термо- и гидродинамического поведения парокапельного потока в зависимости от граничных условий для температуры на внешней поверхности расчётной области. Проанализированы режимы течения для теплоизолированной внешней стенки и для стенки, нагретой до различных температур.

Для теплоизолированной стенки выявлен и описан процесс формирования двухфракционной дисперсной смеси, содержащей равновесную фракцию и фракцию капель с радиусом, близким к среднему для смеси в начальный момент времени.

Описано изменение характера парокапельного потока, плотности, скорости и температуры пара, скорости, средних плотностей, радиусов капель фракций при различных температурах внешней стенки коаксиального канала.

Обнаружен эффект запирания парокапельного потока при повышении температуры стенки до значения, при котором, вследствие интенсивного испарения капель, давление пара в выходном канале превышает давление на входе в канал.

Заключение

В представленной к защите работе построена математическая модель, численный метод и реализующий его программный комплекс, выполнено тестирование и получены результаты численного моделирования процессов течения полидисперсных парокапельных смесей и газовзвесей в элементах энергетического оборудования.

В работе:

– построена математическая модель, численный метод и программный комплекс для описания гидро- и термодинамики полидисперсных однокомпонентных парокапельных систем в эйлеровой постановке с учётом межфазного обмена импульсом и энергией между несущей средой и дисперсной фазой, с учётом скоростной и температурной неравновесности, механизмов газодинамического дробления капель, их коагуляции, прогрева и испарения, конденсации пара;

– верифицирован программный комплекс: переносные свойства несущей среды, механизмы газодинамического дробления, коагуляции капель, их прогрева и испарения, конденсации пара;

– численно исследованы процессы, применяемые в технологиях регазификации: пространственная сепарация фракций полидисперсной газовзвеси и волновое воздействие на полидисперсную коагулирующую газовзвесь. Описаны динамические эффекты, сопровождающие пространственную сепарацию фракций полидисперсной газовзвеси при обтекании обратного уступа, а также эффект возникновения резонансных колебаний в трубе-резонаторе при фиксированной частоте внешнего возбуждения вследствие изменения свойств коагулирующей газовзвеси;

– выполнены численные расчёты, выявлены и описаны гидро- и термодинамические эффекты изменения дисперсности и расхода, сопровождающие течение полидисперсной парокапельной смеси метана в коаксиальном кана-

ле, геометрия которого используется в регазификаторах сжиженного природного газа;

– выявлен эффект формирования двухфракционной парок капельной системы при течении полидисперсной парок капельной смеси с коагуляцией, дроблением капель и конденсацией пара в канале с теплоизолированной внешней стенкой;

– описано изменение характера потока, плотности, скорости и температуры пара, скорости, средних плотностей, радиусов капель фракций при различных температурах внешней стенки трубы;

– выявлен эффект запираания потока при повышении температуры стенки до значения, при котором, вследствие интенсивного испарения капель, давление пара в выходном канале превышает давление на входе;

– разработан способ регазификации жидкости и схема установки для регазификации жидкости; устройство подачи, измерения, регулирования количества и расхода жидкости, на которые получены 2 патента РФ на изобретение.

Основные положения и результаты диссертационной работы изложены в следующих публикациях:

Публикации в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ:

1. Тукмакова, Н. А. Изменение дисперсности двухфазной смеси в процессах дробления и коагуляции капель / Н. А. Тукмакова // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева. – № 1 (95). – 2019. – С. 11 – 17.

2. Тукмаков, А. Л. Динамика полидисперсной парок капельной смеси с учётом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара / А. Л. Тукмаков, Н. А. Тукмакова // Теплофизика высоких температур. – Т. 57, № 3. – 2019. – С. 437–445. (Web of Science, Scopus)

Патенты на изобретение РФ:

3. Устройство подачи, измерения, регулирования количества и расхода жидкости: пат. 2636948 Рос. Федерация : МПК F04В 43/02, 45/02, 49/00 / авторы Тонконог М.И., Тукмакова Н.А., Тонконог В.Г.; патентообладатель ФГБОУВО КНИТУ-КАИ; патент. поверенный Домрачева Л. П. – 2016146989; опубл. 29.11.2017, Бюл. № 34; приоритет 30.11.2016.

4. Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости: пат. 2691863 Рос. Федерация : МПК F17С 9/02 / авторы Тонконог В. Г., Тукмакова Н. А., Тукмаков А. Л.; патентообладатель ФГБОУВО КНИТУ-КАИ; патент. поверенный Домрачева Л. П. – 2018123646; опубл. 18.06.2019, Бюл. № 17; приоритет 28.06.2018.

Публикации в научных изданиях, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus:

5. Tukmakov, A.L., Tonkonog, V.G., Tukmakova, N.A. Nonlinear Resonance in an Acoustic System with a coagulating gas suspension / Acoustical Physics, September 2017, Volume 63, Issue 5, pp. 610-616.

6. Tukmakov, D.A., Tukmakova, N.A. Effect of Dispersed Phase Distribution on the Shock Wave Parameters in a Gas Suspension / Journal of Engineering Physics and Thermophysics, January 2018, Volume 91, Issue 1, pp. 207-211.

7. Tukmakova, N.A., Tonkonog, V.G., Tukmakov, A.L. Numerical simulation of the vapour-droplet systems hydrodynamics taking into account particles' coagulation and fragmentation // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, October 2018, Volume 412, Issue 1, 012077.

8. Тукмакова, Н.А. Модель динамики полидисперсной парокапельной смеси с газодинамическим дроблением капель / Н.А. Тукмакова, А.Л. Тукмаков // Инженерно-физический журнал, Ноябрь 2019, Т. 92, № 6. – в печати.

Заявка на изобретение:

9. Регазификатор-подогреватель газа: заявка на изобретение рег. № 2019107326 Рос. Федерация / авторы Тонконог В. Г., Тукмаков А. Л., Тукмакова Н. А., Акбиров З. Р.; дата поступления: 14.03.2019.

Публикации в сборниках научных трудов, материалах конференций:

10. Тукмакова, Н.А. Генерация параметрического резонанса в акустическом резонаторе при изменении дисперсности газозвеси / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог // Материалы докладов международной научно-технической конференции «Проблемы и перспективы развития двигателестроения» 22-24 июня 2016 г. – Самара: Самарский университет, 2016. – В 2 Ч. Ч.1. – С. 29 – 31.

11. Тукмакова, Н.А. Высокоскоростная сепарация фракций полидисперсной газозвеси при обтекании обратного уступа / Н.А. Тукмакова // Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: Материалы докладов X школы-семинара молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова. Казань, 13 – 15 сентября 2016 г. – Казань: КазНЦ РАН, 2016. – С. 129 – 131.

12. Тукмакова, Н. А. Формирование параметрического акустического резонанса в системе коагулирующей газозвеси / Н.А. Тукмакова // Труды X Всероссийской научной конференции им. Ю.И. Неймарка «Нелинейные колебания механических систем» (Нижний Новгород, 26–29 сентября 2016 г.) / Под редакцией Д.В. Баландина, В.И. Ерофеева, И.С. Павлова. Нижний Новгород: Издательский дом «Наш дом», 2016. – С. 722 – 728.

13. Тукмаков, Д.А. Численное исследование динамики пылевой плазмы, имеющей полидисперсный состав конденсированной фазы / Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А. // VIII Всероссийская (с международным участием) научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах

нанесения функциональных покрытий», г. Казань, 20-23 февраля 2017 г. – Казань: Отечество, 2017. – С. 354 – 356.

14. Тукмакова, Н.А. Обтекание обратного уступа полидисперсной газозвесью / Тукмакова Н.А., Тонконог В.Г.. Материалы международной научно-технической конференции «инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2016» (МНТК «ИМТОМ-2016»). Ч. 2. – Казань. (ISBN 978-5-9005576-96-6, т. 2), 2016. С. 153 – 156.

15. Тукмаков, Д.А. Математическая модель пылевой плазмы, учитывающая полидисперсный состав конденсированной фазы / Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А. // Материалы 7-ой международной научной школы молодых учёных «Волны и вихри в сложных средах», 30 ноября - 2 декабря 2016 г., Москва: Сборник материалов школы. М.: ПРИНТ ПРО. 2016. С. 161 – 165.

16. Тукмакова, Н.А. Численное моделирование течения газозвеси в трубе Фильда / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог // Тезисы докладов Юбилейной конференции Национального комитета РАН по тепло- и массообмену «Фундаментальные и прикладные проблемы тепломассообмена» и XXI Школы-семинара молодых учёных и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках» 22 – 26 мая 2017 г. Санкт-Петербург. В 2 т. Т. 1. М.: Издательский дом МЭИ. – С. 275 – 276.

17. Тукмаков, Д.А. Математическая модель течений пылевой плазмы, вызванных самосогласованным электрическим полем / Д.А. Тукмаков, Н.А. Тукмакова // Всероссийская (с международным участием) конференция «Физика низкотемпературной плазмы» ФНТП-2017: сборник тезисов; Казань: Изд-во «Отечество», 2017. – 264 с.

18. Тукмакова, Н.А. Математическое моделирование течения газового потока в трубе Фильда / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог // Материалы XVIII Всероссийской конференции молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям. г. Иркутск, Россия, 21–25

августа 2017 г. – Новосибирск: ИВТ СО РАН, 2017. – С. 58.

19. Тукмакова, Н.А. Течение газозвеси в канале из соосных цилиндров / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог // XXIII Туполевские чтения (школа молодых ученых): Международная молодёжная научная конференция, 8–10 ноября 2017 года: Материалы конференции. Сборник докладов: в 4 т. – Казань: Изд-во Академии наук РТ, 2017. – Т. 1. – 1146 с.: ил. – С. 991 – 998.

20. Тукмаков, Д.А. Численное моделирование акустической коагуляции частиц в двухфазном полидисперсном потоке / Д.А. Тукмаков, Н.А. Тукмакова // XXIII Туполевские чтения (школа молодых ученых): Международная молодёжная научная конференция, 8–10 ноября 2017 года: Материалы конференции. Сборник докладов: в 4 т. – Казань: Изд-во Академии наук РТ, 2017. – Т. 2. – 984 с.: ил. – С. 562 – 567.

21. Тукмакова, Н.А. Численное моделирование гидродинамики парок капельных систем с учётом коагуляции и дробления частиц / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков // Материалы VIII Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2017» (МНТК «ИМТОМ-2017»). Ч. 2. – Казань, 2017. – С. 253 – 257.

22. Тукмакова, Н.А. Динамика полидисперсной парок капельной смеси с учётом механизмов дробления и коагуляции капель / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог // «Новые технологии, материалы и оборудование российской авиакосмической отрасли»: Всероссийская научно-практическая конференция с международным участием, 8-10 августа 2018 г.: Материалы конференции. Материалы докладов. Казань: Том 2. – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2018. – С. 82 – 88.

23. Тукмакова, Н.А. Численное моделирование течения полидисперсной парок капельной смеси в теплообменнике-регазификаторе / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков, С.Н. Арсланова // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22—26

октября 2018 г., Москва). Т. 3. — М.: Издательский дом МЭИ, 2018. — С. 473 – 477.

24. Тукмаков, А.Л. Численная модель динамики полидисперсной парокапельной смеси с испарением, дроблением, коагуляцией капель и конденсацией пара / А.Л. Тукмаков, В.Г. Тонконог, С.Н. Арсланова, Н.А. Тукмакова // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22—26 октября 2018 г., Москва). Т. 2. — М.: Издательский дом МЭИ, 2018. — С. 114 – 118.

25. Тонконог, В.Г. Технологические схемы регазификации криогенных жидкостей / В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков, Н.А. Тукмакова // Труды Седьмой Российской национальной конференции по теплообмену: в 3 томах (22—26 октября 2018 г., Москва). Т. 2. — М.: Издательский дом МЭИ, 2018. — С. 199 – 202.

26. Тукмакова, Н.А. Численная модель динамики полидисперсной парокапельной смеси с учётом испарения капель и конденсации пара / Н.А. Тукмакова // Тезисы XIX Всероссийской конференции молодых учёных по математическому моделированию и информационным технологиям. г. Кемерово, Россия, 29 октября – 2 ноября 2018 г. — Новосибирск: ИВТ СО РАН, 2018. — 94 стр. — ISBN: 978-5-905569-08-1. С. 45 – 46.

27. Тукмаков, А.Л. Разработка малоинерционного регазификатора сжиженного природного газа на основе численного моделирования термо- и гидродинамики парокапельных систем / Тукмаков А.Л., Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А., Чибирёв П.А. // Научно-техническая конференция по итогам совместного конкурса фундаментальных исследований РФФИ-РТ: сборник докладов региональной научно-практической конференции. — Казань: Изд-во «Фэн» АН РТ, 2017. С. 325 – 329.

28. Тукмакова, Н.А. Движение парокапельной смеси с нагревом и испарением капель крупных фракций / Н.А. Тукмакова, В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков // Материалы IX Международной научно-технической конферен-

ции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2018» (МНТК «ИМТОМ–2018»). Ч. 2. – Казань, 2018. ил. – С. 247 – 251.

29. Арсланова, С.Н. Модель динамики полидисперсной парок капельной смеси с фазовыми переходами, дроблением и коагуляцией капель / С.Н. Арсланова, В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков, Н.А. Тукмакова // Необратимые процессы в природе и технике: Десятая Всерос. конф.: Труды: в 3 ч. Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана. – Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. – Ч. II. – С. 141–144.

30. Тукмаков, А. Л. Разработка конструкции тепловоспринимающих элементов регазификатора-подогревателя сжиженного природного газа на основе анализа структуры полидисперсных парок капельных потоков, формирующейся с учётом механизмов конденсации, испарения, дробления и коагуляции / А. Л. Тукмаков, В. Г. Тонконог, Н. А. Тукмакова // Научно-техническая конференция по итогам совместного конкурса фундаментальных исследований РФФИ-РТ: сборник докладов региональной научно-практической конференции. – Казань: Изд-во АН РТ, 2018. – С. 564–568.

Список используемых источников информации

1. Седов, Л.И. Механика сплошной среды: в 2 т. / Л.И. Седов. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1976.
2. Рахматулин, Х.А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред // ПММ. – 1958. – 20, № 2. – С. 391.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука. Глав. ред. физ.-мат. лит, 1987. Ч. 1. – 464 с.
4. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука, Глав. ред. физ.-мат. лит, 1987. Ч. 2. – 359 с.
5. Нигматулин, Р.И. Основы механики гетерогенных сред / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
6. Фукс, Н.А. Механика аэрозолей / Н.А. Фукс. – М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1955. – 353 с.
7. Кутателадзе, С.С. Гидродинамика газожидкостных систем / С.С. Кутателадзе, М.А. Стырикович // 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1976. – 296 с., с ил.
8. Кутателадзе, С.С. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах / С.С. Кутателадзе, В.Е. Накоряков // Новосибирск: Наука, 1984. – 302 с.
9. Дейч, М.Е. Газодинамика двухфазных сред / М.Е. Дейч, Г.А. Филиппов // М.: Энергоиздат, 1981. – С. 391-393.
10. Салтанов, Г.А. Неравновесные и нестационарные процессы в газодинамике однофазных и двухфазных сред. – Наука, 1979. – 286 с.
11. Салтанов, Г.А. Сверхзвуковые двухфазные течения / Г.А. Салтанов. – Минск: Высш. шк. – 1972. – 480 с.
12. Накоряков, В.Е. Волновая динамика газо- и парожидкостных систем / В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, И.Р. Шрейбер // М.: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.: ил. ISBN 5-283-00055-9.

13. Акуличев, В.А. Акустическая кавитация в криогенных жидкостях: дис. ... д. ф.-м. н. : 01.04.06. – Москва, 1975. – 255 с. : ил.
14. Гельфанд, Б.Е. Разрушение капель жидкости / Б.Е. Гельфанд, М.В. Сильников, К. Такаяма. – СПб.: Изд-во Политехнического ун-та, 2008. – 306 с. : ил., табл.; 22 см.; ISBN 978-5-7422-1852-4.
15. Двойнишников, А.Е. Анализ данных по параметрам воздушной ударной волны при взрыве конденсированного ВВ / А.Е. Двойнишников, С.Б. Дорофеев, Б.Е. Гельфанд. – М.: ИАЭ, 1993. – 18, [1] с. : граф.; 21 см. - (Препринт. Ин-т атом. энергии им. И. В. Курчатова; ИАЭ-5605/13).
16. Когарко, Б.С. Вопросы движения смеси жидкости с кавитационными пузырьками: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Моск. гос. ун-т им. М.В. Ломоносова. Науч.-исслед. ин-т механики. – Москва, 1964. – 5 с.
17. Крайко, А.Н. К теории течений двухскоростной сплошной среды с твёрдыми или жидкими частицами / А.Н. Крайко, Л.Е. Стернин // ПММ. – 1965. – 29, № 3. – С. 418.
18. Стернин, Л.Е. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами / Л.Е. Стернин. – М. : Машиностроение, 1980. – 176 с.
19. Лабунцов, Д.А. Физические основы энергетики: Избр. тр. по теплообмену, гидродинамике, термодинамике / Д.А. Лабунцов. – М. : Изд-во МАИ, 2000. – 386 с. : ил.; ISBN 5-7046-0610-1.
20. Ягов, В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учебное пособие для вузов / В.В. Ягов. – М.: Издательский дом МЭИ, 2014. – С. 311-315.
21. Федоров, А.В. Волновые процессы в газовзвесах частиц металлов / А.В. Федоров, В.М. Фомин, Т.А. Хмель // Изд-во: Параллель, 2015. – 306 с. – ISBN: 9785989011629.
22. Алхимов, А.П. Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика / А.П. Алхимов, С.В. Клинков, В.Ф. Косарев, В.М. Фомин; под ред. В.М. Фомина // М.: Физматлит, 2009. – 536 с. - ISBN: 978-5-9221-1210-9.

23. Зайчик, Л.И. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости / Л.И. Зайчик, В.М. Алипченков // М.: Физматлит, 2007. – 312 с. – ISBN 978-5-9221-0828-7.
24. Алексеев, В.Б. О природе бимодального распределения капель по размерам при распыле перегретой воды / В.Б. Алексеев, В.И. Залкинд, Ю.А. Зейгарник, Д.В. Мариничев, В.Л. Низовский, Л.В. Низовский // ТВТ. – 2015. – Т. 53, № 2. – С. 221–224.
25. Васильев, Н.В. О природе «газового» кризиса кипения / Н.В. Васильев, Ю.А. Зейгарник, К.А. Ходаков, В.М. Федуленко // ТВТ. – 2015. Т. 53, № 6. – С. 881–884.
26. Соу, С. Гидродинамика многофазных систем / С. Соу. – М.: Мир, 1971. – 536 с.
27. Уоллис, Г. Одномерные двухфазные течения / Г. Уоллис; пер. с англ. В.С. Данилина, Ю.А. Зейгарника; под ред. проф. И.Т. Аладьева // М.: Мир, 1972. – 440 с.
28. Разностные методы решения задач математической физики: Сборник работ. В 2 ч. / Под ред. Н.Н. Яненко. – М.: Наука, 1966. – 1 т.; 26 см. – (Труды Математического института имени В.А. Стеклова.../ АН СССР).
29. Кутушев, А.Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах / А.Г. Кутушев. – СПб.: Недра, 2003. – 283 с.
30. Нигматулин, Р.И. Проявление сжимаемости несущей фазы при распространении волн в пузырьковой среде / Р.И. Нигматулин, В.Ш. Шагапов, Н.К. Вахитова // ДАН СССР. – 1989. – Т. 304. – №. 35. – С. 1077-1081.
31. Шагапов, В.Ш. Численное моделирование гидратообразования в пористой среде: монография / В.Ш. Шагапов, И.К. Гималтдинов, М.К. Хасанов, М.В. Столповский; Минобрнауки России, Стерлитамакский фил. ФГБОУ ВПО "Башкирский гос. ун-т". – Стерлитамак: Стерлитамакский фил. БашГУ, 2015. – 95 с.: табл.; 20 см.; ISBN 978-5-86111-505-6: 300 экз.

32. Баянов, И.М. Об эволюции облака аэрозоля при диффузионном перемешивании с газом / И.М. Баянов, И.Р. Хамидуллин, В.Ш. Шагапов // Теплофизика высоких температур. – 2007. – Т. 45, № 5. – С. 756 – 762.
33. Шмидт, А.А. Исследование динамики высокотемпературных аэрозолей: диссертация ... канд. физ.-мат. наук: 01.02.05. – Л., 1982. – 99 с.: ил.
34. Ивандаев, А.И. Исследование нестационарного истечения вскипающей жидкости в термодинамически равновесном приближении / А.И. Ивандаев, А.А. Губайдуллин // ТВТ, 1978. – Т. 16, вып. 3. – С. 556-562.
35. Вараксин, А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (Обзор) // Теплофизика высоких температур. – 2013. – Т.51, №3. С. 421-455.
36. Аманбаев, Т.Р. Метод расчёта обтекания тел паракапельным потоком при наличии эффектов дробления и испарения / Т.Р. Аманбаев, А.И. Ивандаев, Р.И. Нигматулин // ПМТФ. – 1988. – №3. – С. 48 – 54.
37. Братуга, Э.Г. Обзор методов учета эффекта коагуляции и дробления капель диспергированной жидкости / Э.Г. Братуга, Т.И. Ярошенко // Интегрированные технологии и энергосбережение. – 2002. – № 1. – С. 44-58.
38. Арсентьева, М.В. Особенности моделирования двухфазных турбулентных течений // Известия ТулГУ. Техн. науки. 2012. №11-1. С. 48 – 53.
39. Смолуховский, М. Опыт математической теории кинетики коагуляции коллоидных растворов // Коагуляция коллоидов. М.: ОНТИ. – 1936. – С. 7 – 36.
40. Эпштейн, С.И. Распределение частиц взвешенных веществ по размерам в процессе градиентной коагуляции / С.И. Эпштейн // Экология и промышленность. – 2017. – № 1 (50). – С. 59 – 65.
41. Волощук, В.М. Кинетическая теория коагуляции / В.М. Волощук // Л.: Гидрометеиздат, 1984. — 284 с.

42. Зайчик Л.И., Бекетов А.И. Моделирование движения сталкивающихся частиц в сдвиговом потоке на основе квазибинарной модели // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т. 49. – №. 5. – С. 745-750.
43. Буравцев, В.Н. Влияние столкновений на распределение тромбоцитов в кровотоке / В.Н. Буравцев, А.В. Николаев, А.В. Украинец // Вестник Московского Университета. Серия 3: Физика. Астрономия. – 2009. – № 4. – С. 81–84.
44. Preissner K.T., Wassmuth R., Müller-Berghaus G. Physicochemical characterization of human S-protein and its function in the blood coagulation system // Biochemical Journal. – 1985. – V. 231, N. 2. – pp. 349-355.
45. Muller-Berghaus G., Eckhardt T. The role of granulocytes in the activation of intravascular coagulation and the precipitation of soluble fibrin by endotoxin // Blood. – 1975. – V. 45, №. 5. – pp. 631-641.
46. McKay D.G., Müller-Berghaus G. Therapeutic implications of disseminated intravascular coagulation // The American journal of cardiology. – 1967. – V. 20, N. 3. – pp. 392-410.
47. Левич, В.Г. Теория коагуляции коллоидов в турбулентном потоке жидкости // Доклады АН СССР. – 1954. – Т. 99. – № 5. – С. 809 – 812.
48. Мильченко, Н.Ю. Моделирование кинематических показателей струи при мелкодисперсном дождевании / Н. Ю. Мильченко // Мировые научно-технологические тенденции социально-экономического развития АПК и сельских территорий. Материалы МНПК, посвященной 75-летию окончания Сталинградской битвы. – 2018. – С. 422–428.
49. Затевахин, М.А. Численное исследование процесса коагуляции аэрозольных частиц в турбулентном пограничном слое атмосферы / М.А. Затевахин, А.А. Игнатъев, Р. Рамаросон, В.А. Говоркова // Труды главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова. – 2009. – № 559. – С. 161–191.
50. Ивков, И.М. Исследование кинетики аэрозолей в защитной оболочке при анализе аварийных выбросов на АЭС / И.М. Ивков, М.А. Затевахин, В.В.

Безлепкии, С.Е. Семашко, А.А. Игнатъев // Атомная энергия. – 2010. – Т. 109, № 1. – С. 52–56. – ISSN 0004-7163.

51. Шрайбер, А.А. Влияние турбулентных пульсаций скорости скольжения на движение, теплообмен и коагуляцию частиц в потоке газозвеси / А.А. Шрайбер // Промышленная теплотехника. – 2003. – Т. 25, № 2. – С. 15.

52. Арефьев, К.Ю. Анализ влияния типа форсунок и направления впрыска жидкости на эффективность двухфазного смесеобразования в канале постоянного сечения / К.Ю. Арефьев, А.В. Воронежский, А.Н. Прохоров, С.А. Сучков, Л.А. Филимонов // Изв. ВУЗов. сер. Машиностроение. №7 (676), 2016. С. 94-104.

53. Арефьев, К.Ю. Моделирование процесса дробления и испарения капель нереагирующей жидкости в высокоэнтальпийных газодинамических потоках / К.Ю. Арефьев, А.В. Воронежский // Теплофизика и аэромеханика (ТиА). – 2015. – Т. 22, № 5. – С. 609-620.

54. Воронежский, А.В. Особенности течения сверхзвуковых высокотемпературных двухфазных потоков продуктов сгорания в каналах со специально формируемой системой скачков уплотнения / А.В. Воронежский, С.А. Сучков, Л.А. Филимонов // Теплофизика и аэромеханика. – 2007. – Т. 14, № 2. – С. 209-218.

55. Гирин, А.Г. Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель // – Инж.-физ. Журн. – 1985. – Т. 48, № 5. – С. 771-776.

56. Temkin, S. Suspension acoustics: An introduction to the physics of suspension / S. Temkin // Cambridge University Press, 2005. – 398p.

57. Красильников, В.А. Введение в физическую акустику / В.А. Красильников, В.В. Крылов // М.: Наука, 1984. – 403 с.

58. Ilgamov, M.A. Nonlinear oscillations of a gas in a tube / M.A. Ilgamov, R.G. Zaripov, R.G. Galiullin, V.B. Repin // Appl. Mech. Rev. – 1996. – Vol. 49, No. 3. – pp. 137-154.

59. Pat. CN 103574285 China. High-pressure LNG (liquefied natural gas) gasification heater / Assignee Gloryholder liquefied gas machinery Co Ltd. – Pub. date 2014.02.12 (#20)
60. Тонконог В.Г., Арсланова С.Н. Система подачи криогенного топлива в энергетическую установку. Патент РФ на изобретение № 2347934, Опубл. 27.02.2009. Бюл. 8.
61. Pat. US 4388092 United States. Method for processing LNG for Rankine cycle / O. Matsumoto, I. Aoki. Assignee Chiyoda chemical engineering & construction Co Ltd A Corp, Chiyoda Corp. – Pub. date 1983.06.14.
62. Pat. KR 101390497 (B1) Korea. Apparatus for regasification of liquefied natural gas / Assignee Samsung heavy Ind. Co., Ltd. – Pub. date 2014.04.30.
63. Pat. WO 2014111295 (A1) Germany. Device for the regasification of liquefied natural gas and associated method / Suhel Ahmad, Thomas-Dirk Pohlers Assignee Siemens aktiengesellschaft. Pub. date 2014.07.24.
64. Pat. US 2019072324 (A1) United States. System for utilizing carbon dioxide of flue gas captured by cold heat of liquefied natural gas / S. Kim, H. Sung, S. Cha Assignee Doosan Heavy Industries & Construction Co., Ltd. Pub. Date 2019.03.07.
65. Xu, S. LNG vaporizers using various refrigerants as intermediate fluid: Comparison of the required heat transfer area / S. Xu, Q. Cheng, L. Zhuang, B. Tang, Q. Ren, X. Zhang // Journal of Natural Gas Science and Engineering. – 2015. – V. 5. – pp. 1-9.
66. Pat. US 2008295526 United States. Floating LNG regasification facility with LNG storage vessel / B.L. Terry, L. Yonghui. Assignee Sofec, Inc. – Pub. date 2008. 12.04.
67. Савицкий, А.И. Первый опыт заправки автомобилей газифицированным СПГ в Москве / А.И. Савицкий, Г.Н. Левдик, Б.М. Машункин, В.Н. Уткин // Технические газы. – 2011. – № 5. – С. 65-69.

68. Колотовский, А.Н. Система автоматического управления типового ряда АГРС «Исток» / А.Н. Колотовский, А.М. Волошин, В.М. Клищевская, Я.В. Зарецкий, Ф.Ш. Серазетдинов // Газовая промышленность. – 2007. – № 2. – С. 34-37.
69. Pat. KR 20180125321 (A) Korea. LNG gasification apparatus for preventing explosion / Assignee Sungmoon Co Ltd. Pub. date 2018.11.23.
70. Pat. CN 108548092 (A) China. Efficient liquefied natural gas gasification system capable of real-timely monitoring / Assignee Wuhu zhongran city gas dev Co Ltd. Pub. date 2018.09.18.
71. Тукмаков, А.Л. Волновая коагуляция полидисперсной газовзвеси в технологии газификации и криостатирования сжиженного природного газа / А.Л. Тукмаков, В.Г. Тонконог, С.Н. Арсланова // Акустический журнал. – 2016. – Т. 62, № 1. – С. 125-131.
72. Самойлович, Г.С. Гидрогазодинамика / Г. С. Самойлович // М.: Машиностроение, 1990. – 384 с.
73. Серазетдинов Б.Ф., Серазетдинов Ф.Ш., Тонконог В.Г. Технологический нагреватель. Патент на изобретение № 2467260. Приоритет 11.01.2011. Зарегистрирован в Гос. реестре изобретений РФ 20.11.2012.
74. Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости: заявка на изобретение рег. № 2018123646 Рос. Федерация / авторы и заявители Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А., Тукмаков А.Л.; патент. поверенный Домрачева Л.П.; дата поступления: 28.06.2018.
75. Тукмаков, А.Л. Динамика полидисперсной парокапельной смеси с учетом дробления, коагуляции, испарения капель и конденсации пара / А.Л. Тукмаков, Н.А. Тукмакова // ТВТ. – 2019. – Т. 57, № 3. – с. 437–445.
76. Алемасов, В.Е. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: справочник в 5 т. Т. 1. Методы расчёта / В.Е. Алемасов, А.Ф. Дрегалин, А.П. Тишин, В.А. Худяков; [Под ред. акад. В. П. Глушко (отв. ред.) и др.]; АН СССР. ВИНТИ. – М.: [б. и.], 1971. – 267 с.

77. Флетчер, К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2-х т.: Т. 1: Пер. с англ. / К. Флетчер. – М.: Мир, 1991. – 504 с., ил. – ISBN 5-03-001881-6 (русск.).
78. Флетчер, К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: В 2-х т.: Т. 2: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 552 с., ил.
79. Андерсон, Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен: В 2-х т.: Т. 2: Пер. с англ. / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер // М.: Мир, 1990. – 728 – 392 с., ил. – ISBN 5-03-001928-6 (русск.).
80. Баянов, Р.И. Численная модель динамики односкоростной парогазокапельной среды / Р.И. Баянов, А.Л. Тукмаков // Изв. Вузов. Авиационная техника. – 2015. – № 1. – С. 19-25.
81. Рид, Р. Свойства газов и жидкостей / Р. Рид, Дж. Праусниц, Т. Шервуд // 3-е изд., перераб. и доп. – Л.: «Химия». Ленинградское отделение, 1982. 496 с.
82. Сычев, В.В. Термодинамические свойства метана / В.В. Сычев, А.А. Вассерман, В.А. Загорученко, А.Д. Козлов, Г.А. Спиридонов, В.А. Цымарный // М.: Издательство стандартов, 1979. – 348 с.
83. Арсланова, С.Н. Пакет программ «Жидкость-пар» для аппроксимации табличных данных по теплофизическим свойствам веществ на линии насыщения / С.Н. Арсланова. – Изд-во Казанского авиационного института им. А. Н. Туполева. Казань, 1987 г. – 47 с.
84. Ривкин, С.Л. Теплофизические свойства воды и водяного пара / С.Л. Ривкин, А.А. Александров // М.: Энергия, 1980. – 424 с.
85. Жмакин, А.И. Об одной монотонной разностной схеме сквозного счета / А.И. Жмакин, А.А. Фурсенко // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 1980. – Т. 20, № 4. – С. 1021– 1031.
86. Музафаров, И.Ф. Применение компактных разностных схем к исследованию нестационарных течений сжимаемого газа / И.Ф. Музафаров, С.В. Утюжников // Мат. моделирование. – 1993. – Т. 5, №3. – С. 74-83.

87. Steger, J.L. Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries // *AIAA J.* – 1978. – Vol. 16, No. 7. – pp. 679-686.
88. MacCormack, R.W. Numerical solution of compressible viscous flows / R.W. MacCormack, H. Lomax // *Ann Rev. Fluid Mech.* – 1979. – Vol. 11. – pp. 289-316.
89. Нигматулин, Р.И. Ударно-волновой разлёт газовзвесей / Р.И. Нигматулин, Д.А. Губайдуллин, Д.А. Тукмаков // *Доклады Академии наук*, 2016. – Т. 466, № 4. – с. 418–421.
90. Программа для ЭВМ “Программный код для моделирования динамики однородных и дисперсных сред явным методом Мак-Кормака в обобщенных криволинейных координатах (2D)”. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2018619242. Заявка №2018616542 от 19.06.2018. Дата гос. Регистрации в Реестре программ для ЭВМ 02 августа 2018 г.
91. Ковеня, В.М. Применение метода расщепления в задачах аэродинамики / В.М. Ковеня, Г.А. Тарнавский, С.Г. Черный; Отв. ред. Ю.И. Шокин; АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т теорет. и прикл. механики. – Новосибирск: Наука: Сиб. отд-ние, 1990. - 242,[4] с. : ил.; 22 см.; ISBN 5-02-029346-6.
92. Губайдуллин, Д.А. Резонансные колебания аэрозоля в трубе с диафрагмой в безударно-волновом режиме / Д.А. Губайдуллин, Р.Г. Зарипов, Л.А. Ткаченко // *Теплофизика высоких температур.* – 2014, № 6. – С. 921-926.
93. Полежаев, В.И. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье-Стокса / В.И. Полежаев, А.В. Бунэ, Н.А. Вереzub и др. // М.: Наука, 1987. – С. 61-62.
94. Тукмаков, А.Л. Нелинейный резонанс в акустической системе с коагулирующей газовзвесью. А.Л. Тукмаков, В.Г. Тонконог, Тукмакова Н.А. *Акустический журнал.* – 2017. – Т. 63. - № 5. – С. 566-572.
95. Тукмакова, Н. А. Формирование параметрического акустического резонанса в системе коагулирующей газовзвеси / Н.А. Тукмакова // *Труды X*

Всероссийской научной конференции им. Ю.И. Неймарка «Нелинейные колебания механических систем» (Нижний Новгород, 26–29 сентября 2016 г.) / Нижний Новгород: Издательский дом «Наш дом», 2016. – С. 722 – 728.

96. Григорьян, Ф.Е. Расчёт и проектирование глушителей шума энергоустановок / Ф.Е. Григорьян, Е.А. Перцовский // М.: Энергия, 1980. – 120 с.

97. Тонконог, В.Г. Регазификация сжиженного природного газа и водорода / В.Г. Тонконог, А.Л. Тукмаков, К.М. Мухитова, Ю.А. Агалаков, Ф.Ш. Серазетдинов, В.С. Громов // Материалы Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2015», Казань, 2-4 декабря 2015г. – Казань: МНТК «ИМТОМ 2015», 2015. – 208 с. – С. 124-128.

98. Волошин, А.М. Подогреватели газа нового поколения / А.М. Волошин, А.З. Шайхутдинов, Я.В. Зарецкий, Ф.Ш. Серазетдинов, В.Г. Тонконог, В.Б. Явкин, Б.Ф. Серазетдинов // Газовая промышленность. – М.: Изд-во Газоил-пресс, Газовая промышленность. – 2010. – Т. 649, № 8. – С. 78-81.

99. Шрайбер, А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дисперсных включений // Итоги науки и техники. Серия Комплексные и специальные разделы механики. Т. 3. Москва: Производственно-издательский комбинат ВИНТИ. 1988. – С. 3–80.

100. Tukmakov, A.L. Effect of the Coagulation Rate on the Settling Time of Stationary Vibrations of Aerosol in an Acoustic Resonator / A.L. Tukmakov, V.G. Tonkonog, S.N. Arslanova // Physics of Wave Phenomena. – 2015. – Vol. 23, No. 3. – pp. 235-240.

101. Губайдуллин, Д.А. Численное исследование эволюции ударной волны в газозвеси с учетом неравномерного распределения частиц / Д.А. Губайдуллин, Д.А. Тукмаков // Математическое моделирование. – 2014. – Т. 26. – № 10. – С.109-119.

102. Чёрный, Г.Г. Газовая динамика: Учебник для университетов и вузов. – М.: «Наука». Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 424 с.

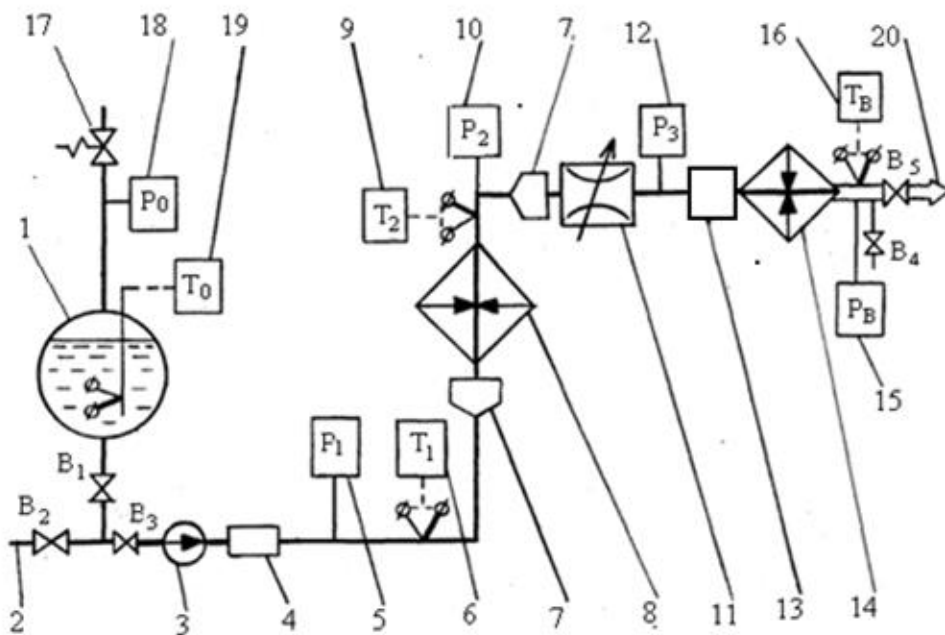
103. Бедарев, И.А. Структура сверхзвуковых турбулентных течений в окрестности наклонных уступов / И.А. Бедарев, Н.Н. Фёдорова // Прикладная механика и техническая физика. – 2006. – Т. 47, № 6. – С. 48 – 58.
104. Фёдоров, А.В. Распространение ударных и детонационных волн в каналах различной геометрии в газовзвесах / А.В. Фёдоров, Ю.В. Кратова, Т.А. Хмель, В.М. Фомин // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2008. – С. 1-6.
105. Pat. US 3528218 United States. Supersonicflow separator with admixing / R. L. Garrett, W. J. Mcdonald Jr. ExxonMobil Upstream Research Co. Pub. date 1970.09.15.
106. Pat. US 3528221 United States. Triangular supersonic flow separator / R. L. Garrett, W. J. Mcdonald Jr. ExxonMobil Upstream Research Co. Pub. date 1970.09.15.
107. Тукмаков, А.Л. Динамика коагулирующей полидисперсной газовзвеси в нелинейном волновом поле акустического резонатора / А.Л. Тукмаков. – Инженерно-физический журнал. – 2015. – Т. 88, № 1. – С. 11-19.
108. Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости: пат. 2691863 Рос. Федерация: МПК F17C 9/02 / авторы Тонконог В.Г., Тукмакова Н.А., Тукмаков А.Л.; патентообладатель ФГБОУВО КНИТУ-КАИ. – № 2018123646; опубли. 18.06.19, Бюл. № 17; приоритет 28.06.18.
109. Регазификатор-подогреватель газа: заявка на изобретение рег. № 2019107326 Рос. Федерация / авторы Тонконог В.Г., Тукмаков А.Л., Тукмакова Н.А., Акбиров З.Р.; дата поступления: 14.03.2019.
110. Исакович, М.А. Общая акустика / М.А. Исакович // М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1973 г. – 496 с.

Приложение

Приложение 1

Технологическая схема способа регазификации жидкости

Технологическая схема устройства, реализующего способ регазификации жидкости, согласно патенту РФ № 2691863, представлена на рисунке:



Устройство включает ёмкость 1 для жидкости, подлежащей регазификации. Ёмкость 1 оснащена магистралью заправки 2 с запорным вентилем B_2 , клапаном предохранительным 17. В гидравлическом контуре установки, соединяющей ёмкость 1 с магистралью выхода 20, последовательно установлены запорные вентили B_1 и B_3 , насос 3, датчик расхода 4, завихритель 7, теплообменник-подогреватель 8, дроссельное устройство 11, закручивающее устройство 13, теплообменник-испаритель 14.

Для измерения и регистрации параметров рабочего тела процесса регазификации жидкости гидравлический контур установки оснащён датчиками

давления и температуры: датчиком давления (P_0) 18 и датчиком температуры (T_0) 19 для измерения параметров жидкости в ёмкости 1; датчиком давления (P_1) 5 и датчиком температуры (T_1) 6 для измерения параметров потока жидкости на входе в теплообменник-подогреватель 8; датчиком давления (P_2) 10 и датчиком температуры (T_2) 9 для измерения параметров жидкости на выходе из теплообменника-подогревателя 8; датчиком давления (P_3) 12 для измерения давления на выходе из дроссельного устройства 11; датчиком давления (P_B) 15 и датчик температуры (T_B) 16 для измерения параметров газового потока после теплообменника-испарителя в магистрали выхода 20.

В качестве завихрителя 7 и закручивающего устройства 13 могут быть использованы лопаточные или шнековые завихрители. В качестве дроссельного устройства 11 могут использоваться различные каналы, в которых реализуется течение жидкости с отрицательным градиентом давления. В качестве теплообменников 8 и 14 могут быть использованы рекуперативные теплообменники и прочие теплообменники, в которых подвод энергии к потоку осуществляется в форме тепла или иными способами: электрическим, механическим и другими.

Согласно технологической схеме, представленной на фигуре, реализация способа регазификации жидкости осуществляется следующим образом.

В исходном состоянии в ёмкости 1 находится жидкость с температурой T_0 и давлением P_0 . Вентиль V_2 и V_4 находятся в положении «закрыто», остальные вентили (V_1, V_3, V_5) находятся в положении «открыто». Вентиль V_4 предназначен для дренажа рабочего тела из гидравлического тракта установки при её обслуживании (консервация, ремонт и т.п.).

Жидкость, подлежащая регазификации, забирается из ёмкости 1 с помощью насоса 3 и под давлением P_1 , большем P_0 , и температурой T_1 поступает в первый завихритель 7, в котором поток жидкости закручивается и далее поступает в теплообменник-подогреватель 8. Закрутка потока осуществляется с целью интенсификации процесса теплоотдачи в гидравлическом тракте

теплообменника-подогревателя 8. В теплообменнике-подогревателе 8 жидкость нагревается до температуры T_2 , не превышающей температуру насыщения жидкости T_s , соответствующую давлению P_2 на выходе из теплообменника подогревателя 8, $T_2 \leq T_s(P_2)$. Величина теплового потока $Q_{ТП}$, обеспечивающая нагрев жидкости в теплообменнике-подогревателе до температуры T_2 , определяется выражением $Q_{ТП} = G \cdot c_{ж} \cdot (T_2 - T_1)$, где G – массовый расход жидкости, измеряемый датчиком расхода 4, $c_{ж}$ – средняя массовая теплоемкость жидкости в интервале температур $T_1 \dots T_2$. Из теплообменника-подогревателя 8 поток жидкости направляется во второй завихритель 7 и далее в дроссельное устройство 11, где реализуется критический режим течения жидкости с отрицательным градиентом давления и образованием в гидравлическом тракте двухфазного потока. Условием образования двухфазного потока является понижение давления от P_2 – на входе в дроссельное устройство 11, до P_3 – на его выходе, величина которого не должна превышать давление насыщения P_s , соответствующее температуре жидкости. Величина давления P_3 определяется условием: $P_3 < P_s(T_2)$, где $P_s(T_2)$ – давление насыщенных паров жидкости при температуре T_2 . Реализация критического режима течения определяется условием $(P_3/P_2) \leq \beta_{кр}$, где $\beta_{кр}$ – критический перепад давлений, равный $\beta_{кр} = 0,5 \dots 0,55$ (Накорчевский А.И., Гулый С.И. Уточнение наступления критических режимов при истечении вскипающих жидкостей // Пром. теплотехника. – 1992. – № 4. – С. 73-76). При критическом перепаде давлений и выполнении условия $P_3 < P_s(T_2)$ в тракте дроссельного устройства 11 происходит зарождение и развитие паровой фазы и капельный поток жидкости превращается в двухфазный парожидкостный поток (Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергоиздат, 1981. – С. 391-393). После дроссельного устройства 11 двухфазный поток поступает в закручивающее устройство 13, установленное непосредственно на входе в теплообменник-испаритель 14. В теплообменнике-испарителе 14 происходит испарение жидкой фазы двухфазного потока и нагрев газового потока до тем-

пературы T_v , которая контролируется датчиком температуры 16, установленным в магистрали выхода 20. Для испарения жидкой фазы и нагрева потока до температуры T_v в теплообменнике-испарителе 14 к двухфазной среде подводится тепловой поток $Q_{ти}$, величина которого определяется выражением $Q_{ти}=G(1-x)r + G \cdot c_{п}[T_v - T_s(P_3)]$, где r – скрытая теплота парообразования жидкости, x – массовое паросодержание двухфазного потока на входе в теплообменник-испаритель 14, $c_{п}$ – теплоёмкость пара, $T_s(P_3)$ – температура насыщенных паров жидкости, соответствующая давлению P_3 . Массовое паросодержание двухфазного потока x для случая адиабатного процесса в дроссельном устройстве 11 может быть рассчитано на основании свойств аддитивности из условия изоэнтропного процесса течения вскипающей жидкости в дроссельном устройстве (см. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейдлин А.Е. Техническая термодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1983. – С. 170-171).

Закрутка потока жидкости, поступающего в теплообменник-подогреватель 14, способствует интенсификации процесса теплоотдачи за счёт перемешивания потока. Закрутка потока жидкости, поступающего в дроссельное устройство 11, способствует выравниванию полей концентрации фаз в двухфазном потоке и интенсификации процесса парообразования за счёт дробления капель и увеличения их поверхности. Закрутка двухфазного потока, поступающего в теплообменник-испаритель 14, способствует дрейфу жидкой фазы к его стенкам и приводит к интенсификации теплоотдачи от стенок теплообменника 14 к потоку.

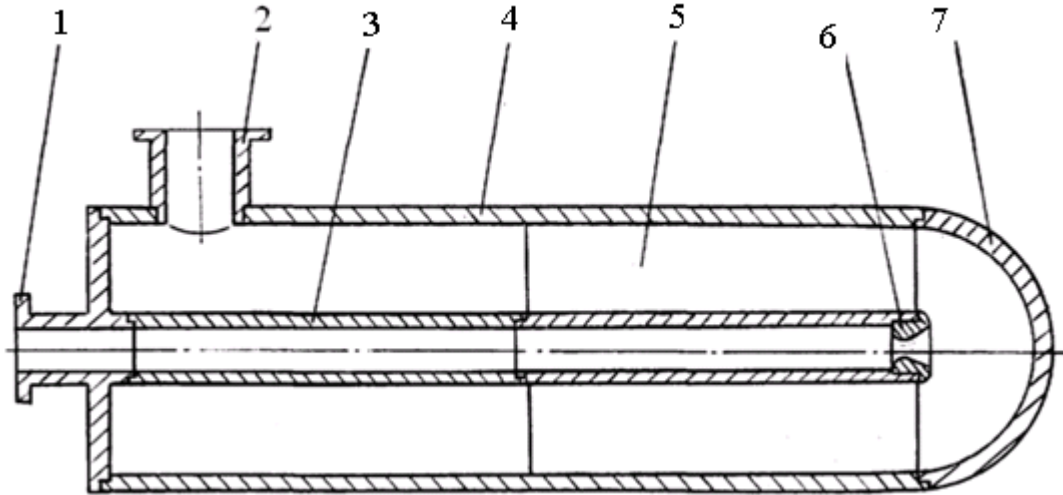
Предлагаемый способ регазификации сжиженного природного газа или иной жидкости позволяет регулировать производительность G и температуру газа поступающего в магистраль выхода 20. Регулирование производительности обеспечивается насосом 3 и изменением площади проходного сечения дроссельного устройства 11, в качестве которого может быть использован канал переменного сечения. Температура T_2 на выходе из теплообменника-подогревателя 8 обеспечивается заданием величины теплового потока $Q_{тп}$,

подводимого к жидкости в тракте теплообменника 8. Температура газа T_B в магистрали выхода 20 обеспечивается заданием величины теплового потока $Q_{ти}$, подводимого к двухфазной среде в теплообменнике-испарителе 14.

Таким образом, образование паровой фазы из капельной жидкости осуществляется поэтапно следующим образом: повышение давления жидкости и её нагрев без образования паровой фазы; дросселирование (адиабатное расширение) жидкости с образованием двухфазного потока; подвод тепла к двухфазному потоку до испарения жидкой фазы; дополнительная закрутка как потока жидкости, так и двухфазного потока, что приводит к интенсификации тепло- и массообменных процессов, предотвращению кавитации в гидравлических трактах теплообменных аппаратов.

Приложение 2

Схема модифицированной трубы Фильда



Патрубок входной 1, патрубок выходной 2, внешняя обечайка ТВЭЛа 3, внутренняя обечайка ТВЭЛа 4, завихритель лопаточный 5, дроссельное устройство 6, заглушка 7

Приложение 3
 Патенты РФ на изобретения
 Патент № 2636948

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2636948

**Устройство подачи, измерения, регулирования количества
и расхода жидкости**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ" (КНИТУ-КАИ) (RU)*

Авторы: *Тонконог Михаил Игоревич (RU), Тукмакова Надежда Алексеевна (RU), Тонконог Владимир Григорьевич (RU)*

Заявка № 2016146989

Приоритет изобретения 30 ноября 2016 г.

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре изобретений

Российской Федерации 29 ноября 2017 г.

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает 30 ноября 2036 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

(19) **RU** (11) **2 636 948** (13) **C1**

(51) МПК

F04B 43/02 (2006.01)

F04B 45/02 (2006.01)

F04B 49/00 (2006.01)

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ(12) **ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

(21)(22) Заявка: 2016146989, 30.11.2016

(24) Дата начала отсчета срока действия патента:
30.11.2016

Приоритет(ы):

(22) Дата подачи заявки: 30.11.2016

(45) Опубликовано: 29.11.2017 Бюл. № 34

Адрес для переписки:

420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10, КНИТУ-КАИ, отдел интеллектуальной собственности

(72) Автор(ы):

Тонконог Михаил Игоревич (RU),
Тукмакова Надежда Алексеевна (RU),
Тонконог Владимир Григорьевич (RU)

(73) Патентообладатель(и):

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования "Казанский национальный
исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева-КАИ" (КНИТУ-КАИ)
(RU)(56) Список документов, цитированных в отчете
о поиске: RU 2208180 C2, 10.07.2003. US
2590275 A1, 25.03.1952. US 5061156 A1,
29.10.1991. EP 1106826 A2, 13.06.2001.

(54) Устройство подачи, измерения, регулирования количества и расхода жидкости

(57) Формула изобретения

1. Устройство подачи, измерения, регулирования количества и расхода жидкости, содержащее корпус с полостью, в которой размещен сильфон, один конец которого герметично скреплен с корпусом, а другой установлен с возможностью возвратно-поступательного движения вдоль своей оси посредством привода, входную и выходную магистрали распределения жидкости, отличающееся тем, что полость сильфона гидравлически сообщена с входной и выходной магистралями посредством входного и выходного клапанов, закрепленных на верхней крышке корпуса, полость корпуса также сообщена с входной и выходной магистралями посредством входного и выходного клапанов, закрепленных на нижней крышке корпуса, на подвижном конце сильфона закреплен шток привода, сообщенный с датчиком перемещения и блоком управления, который задает и регулирует изменение частоты и величины перемещения штока, полости сильфона и корпуса заполнены дозируемой жидкостью.

2. Устройство по п. 1, отличающееся тем, что шток на выходе из корпуса снабжен обечайкой, закрепленной на нижней крышке корпуса, в зазоре между обечайкой и штоком расположен сильфон штока, с одной стороны герметично и неподвижно закрепленный к нижней крышке корпуса, а с другой стороны прикрепленный к штоку с возможностью перемещения.

3. Устройство по п. 2, отличающееся тем, что при использовании электромагнитного привода на штоке за сильфоном штока неподвижно зафиксирован сердечник, а с наружной стороны на обечайке установлена катушка индуктивности, при этом сердечник изготовлен из магнитного материала, а обечайка изготовлена из немагнитного

материала.

4. Устройство по п. 1, отличающееся тем, что входная и выходная магистрали снабжены отсечными электроклапанами.

5. Устройство по п. 1, или 3, или 4, отличающееся тем, что отсечные электроклапаны, датчик перемещения, катушка индуктивности и блок управления соединены между собой коммутирующими электрическими цепями.

6. Устройство по п. 1 или 4, отличающееся тем, что при использовании электромеханического привода отсечные электроклапаны, датчик перемещения и блок управления соединены между собой коммутирующими электрическими цепями.

RU 2636948 C1

ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ
1. Устройство для контроля расхода жидкого топлива, содержащее входную магистраль, выходную магистраль, отсечные электроклапаны, датчик перемещения, катушку индуктивности и блок управления, соединенные между собой коммутирующими электрическими цепями.

Патент № 2691863

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2691863

**Способ регазификации жидкости и установка для
регазификации жидкости**

Патентообладатель: *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ" (КНИТУ-КАИ) (RU)*

Авторы: *Тонконог Владимир Григорьевич (RU), Тукмакова Надежда Алексеевна (RU), Тукмаков Алексей Львович (RU)*

Заявка № 2018123646

Приоритет изобретения **28 июня 2018 г.**

Дата государственной регистрации в

Государственном реестре изобретений

Российской Федерации **18 июня 2019 г.**

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает **28 июня 2038 г.**

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*

Г.П. Ивлиев



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ

(19) **RU** (11) **2 691 863** (13) **C1**(51) МПК
F17C 9/02 (2006.01)ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА
ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ(12) **ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ К ПАТЕНТУ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**(52) СПК
F17C 9/02 (2019.02)

(21)(22) Заявка: 2018123646, 28.06.2018

(24) Дата начала отсчета срока действия патента:
28.06.2018Дата регистрации:
18.06.2019Приоритет(ы):
(22) Дата подачи заявки: 28.06.2018

(45) Опубликовано: 18.06.2019 Бюл. № 17

Адрес для переписки:
420111, г. Казань, ул. К. Маркса, 10, КНИТУ-КАИ, отдел интеллектуальной собственности

(72) Автор(ы):

Тонконог Владимир Григорьевич (RU),
Тукмакова Надежда Алексеевна (RU),
Тукмаков Алексей Львович (RU)

(73) Патентообладатель(и):

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
образования "Казанский национальный
исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева-КАИ" (КНИТУ-КАИ)
(RU)(56) Список документов, цитированных в отчете
о поиске: EA 11195 B1, 27.02.2009. RU
2610800 C1, 15.02.2017. RU 2212600 C1,
20.09.2003. SU 992893 A1, 30.01.1983. US
20050274126 A1, 15.12.2005.

(54) Способ регазификации жидкости и установка для регазификации жидкости

(57) Формула изобретения

1. Способ регазификации жидкости, включающий пропускание жидкости через теплообменники с подведением к ним тепла и испарение жидкости, отличающийся тем, что перед нагревом повышают давление жидкости и осуществляют ее предварительный нагрев в теплообменнике-подогревателе до температуры не более температуры насыщения, затем направляют жидкость в дроссельный канал, в котором реализуют критическое истечение с образованием двухфазного парожидкостного потока, который нагревают в теплообменнике-испарителе, а на выходе из него получают газовый поток.

2. Способ регазификации жидкости по п. 1, отличающийся тем, что жидкость перед подачей в теплообменник-подогреватель и в дроссельный канал подвергают закрутке.

3. Способ регазификации жидкости по п. 1, отличающийся тем, что двухфазный поток перед подачей в теплообменник-испаритель подвергают закрутке.

4. Установка для регазификации жидкости, включающая теплообменник-испаритель с подведением к нему тепла для получения газового потока, отличающаяся тем, что установка дополнительно снабжена последовательно установленными перед вышеупомянутым теплообменником-испарителем: насосом для подачи испаряемой жидкости, теплообменником-подогревателем с датчиками давления и температуры, дроссельным устройством с датчиками давления.

RU 2 691 863 C1

RU 2 691 863 C1

5. Установка для регазификации жидкости по п. 4, отличающаяся тем, что перед теплообменником-подогревателем и дроссельным устройством установлены завихрители.

6. Установка для регазификации жидкости по п. 4, отличающаяся тем, что перед теплообменником-испарителем установлено закручивающее устройство.

RU 2691863 C1