

Институт механики и машиностроения – структурное подразделение
Федерального государственного бюджетного учреждения науки
«Федеральный исследовательский центр
«Казанский научный центр Российской академии наук»

На правах рукописи



Моренко Ирина Вениаминовна

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Научный консультант:
доктор технических наук, профессор
Федяев Владимир Леонидович

Казань – 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	6
Глава 1. Технологические процессы и установки нефтехимической отрасли, нефтедобычи и современное состояние исследований динамики многофазных сред	22
1.1 Основные технологии, технологические процессы и их аппаратное оформление на предприятиях нефтехимии, нефтедобычи	22
1.1.1 Теплотехнологические установки и аппараты.....	22
1.1.2 Процессы разделения и смешивания	28
1.1.3 Барботаж.....	31
1.1.4 Технологии нанесения порошковых покрытий, течение тонких пленок по обрабатываемой поверхности	37
1.1.5 Вертикальная нефтяная скважина	40
1.2 Актуальные задачи повышения эффективности технологических процессов и установок, уменьшения техногенного воздействия на окружающую среду	42
1.2.1 Снижение гидродинамического сопротивления тел и гидравлических потерь в каналах.....	42
1.2.2 Интенсификация теплообмена.....	43
1.2.3 Взаимное влияние компонент дисперсных смесей на их движение.....	45
1.2.4 Диспергирование газов и жидкостей.....	48
1.2.5 Эрозионное разрушение материала обтекаемых тел...	49
1.2.6 Фильтрация жидкости в пористых средах.....	50
1.2.7 Динамика единичного пузырька и газожидкостные системы.....	50
1.2.8 Распространение волн в многофазных средах.....	54
1.2.9 Неустойчивость потоков жидких сред.....	55

1.2.10 Экологические проблемы.....	57
1.3 Развитие теории динамики многофазных систем.....	58
1.4 Классификация неоднородных систем.....	66
1.5 Методы исследования.....	69
1.6 Проблемы математического моделирования движения многофазных сред.....	73
Выводы по главе 1.....	81
Глава 2. Математические модели движения многофазных сред в условиях неизотермичности.....	83
2.1 Математическое моделирование движения многофазных сред.....	83
2.2 Эйлерово-лагранжев подход для описания движения жидкости с частицами примеси.....	90
2.2.1 Ламинарный режим течения дисперсионной фазы.....	92
2.2.2 Турбулентное течение несущей фазы.....	93
2.2.3 Лагранжево описание динамики и теплообмена частицы дисперсной фазы.....	111
2.3 Эйлерово-эйлеров подход для описания движения многофазной системы.....	123
2.3.1 Метод объема жидкости для описания течений с границами раздела газ-жидкость.....	125
2.4 Движение жидкости в пористом проницаемом слое.....	129
2.5 Критерии подобия.....	131
2.6 Численные методы решения дифференциальных уравнений	134
2.7 Построение расчетных сеток.....	143
Выводы по главе 2.....	146
Глава 3. Движение вязкой жидкости при обтекании вращающихся цилиндрических отдельных тел, систем тел.....	148
3.1. Поперечное обтекание и теплоотдача нагретого вращающе-	

гося цилиндра	150
3.2. Обтекание вязкой несжимаемой жидкостью цилиндра, совершающего вынужденные вращательные колебания вокруг своей оси.....	169
3.3 Влияние турбулентности потока вязкой жидкости на гидродинамические характеристики и теплообмен обтекаемых тел ..	174
3.4 Поперечное обтекание тандема круговых цилиндров.....	192
3.4.1 Ламинарный режим обтекания	194
3.4.2 Турбулентное обтекание цилиндров.....	200
Выводы по главе 3.....	204
Глава 4. Обтекание и теплообмен тел с поверхностным пористым слоем.....	206
4.1 Неизотермическое поперечное обтекание кругового цилиндра с проницаемым слоем при умеренных числах Рейнольдса	212
4.2 Поперечное обтекание цилиндра квадратного сечения с непроницаемым ядром, покрытым пористым слоем	222
Выводы по главе 4.....	231
Глава 5. Инерционное улавливание, осаждение частиц и капель на рабочих поверхностях тел, обтекаемых гетерогенными средами.....	233
5.1 Гидродинамическое и тепловое взаимодействие монодисперсной смеси с цилиндрическими телами на основе эйлерово-лагранжева подхода	241
5.1.1 Поперечное обтекание неподвижного одиночного цилиндра	242
5.1.2 Неизотермическое обтекание вращающегося цилиндрического тела	259
5.2 Улавливание капель при охлаждении оборотной воды в испарительных градирнях.....	264
5.3 Сепарация капель в сетчатых демистерах	277

5.4 Формирование пленки жидкости на поверхности цилиндра ...	289
Выводы по главе 5.....	295
Глава 6. Нестационарное течение жидких сред с поверхностями раз-	
дела фаз.....	298
6.1 Обрушение столба жидкости в резервуаре.....	299
6.2 Всплытие пузырьков газа в неподвижной вязкой жидкости..	305
6.2.1 Влияние начальной формы пузырька на динамику	
всплытия	306
6.2.2 Взаимодействие воздушных пузырьков при всплытии в	
поле силы тяжести.....	322
6.3 Особенности волновых процессов при имплозии.....	329
6.3.1 Распространение волн давления в жидкости при схло-	
пывании сферической газовой полости.....	329
6.3.2 Особенности волновых процессов в обсадной колонне	
вертикальной скважины при имплозии.....	352
Выводы по главе 6.....	361
Заключение.....	364
Список сокращений и условных обозначений	366
Список литературы.....	371
Приложение.....	437

Введение

Нефтехимическая отрасль считается высокотехнологичной и наукоемкой, поскольку организация сложных многоступенчатых процессов переработки исходного углеводородного сырья, промежуточных продуктов базируется на новейших результатах теоретических и экспериментальных исследований, практических разработках в области химии, гидроаэродинамики, тепломассообмена, материаловедения. Теоретические исследования, выполненные в рамках темы диссертации, направлены на анализ недостаточно изученных взаимосвязанных гидроаэродинамических и теплообменных процессов, протекающих в многокомпонентных средах при реализации ключевых производственных стадий в теплотехнических установках, барботажных устройствах, при реализации имплозионной технологии, других случаях, когда рабочие среды являются многофазными. При анализе процессов, на которых базируются современные технологии, возникает необходимость решения ряда задач механики многофазных систем: снижения гидродинамического сопротивления тел, находящихся в потоке; интенсификации теплообмена; оценки влияния примесей на структуру течения, гидродинамическое сопротивление и теплоотдачу тел; определения особенностей течения в пористых средах; взаимодействия всплывающих пузырьков в вязкой жидкости; движения сред с границами раздела фаз; улучшения коллекторских свойств прискваженных зон продуктивных пластов. Возникают также проблемы экологии, в частности, снижения техногенного воздействия на окружающую среду. Перспективы дальнейшего развития нефтехимической отрасли определяются комплексом стратегических, технологических, экономических и других факторов. При этом необходимо разработать достаточно точные математические модели движения многофазных систем, теплообмена; установить новые закономерности, определить рациональные режимные параметры функционирования установок, внедрить научно обоснованные технические решения,

направленные на повышение эффективности их работы при многостадийной переработке нефти, нефтепродуктов и газа.

Значительным стимулом развития теории многофазных систем послужила необходимость разработки инновационных технологий, повышения производительности и качества выпускаемой продукции, внедрения мероприятий, направленных на ресурсо- и энергосбережение в нефтехимической и других отраслях промышленности. Для решения проблем, связанных с разработкой новых технологий, проектированием современного оборудования, повышением эффективности его работы, поиском рациональных режимных параметров необходимо применение достаточно точных математических моделей многофазных систем; установление новых закономерностей, законов о движении неоднородных систем, теплообмене, прогнозирование их поведения. Следует иметь в виду, что движение многофазных систем значительно многообразнее, обладает рядом специфических характеристик, которые отсутствуют в однофазных системах, и, соответственно, законы, описывающие их, существенно сложнее.

Динамика многофазных сред является быстроразвивающимся направлением механики. В силу своей распространенности многофазные многокомпонентные системы стали объектом изучения большого числа российских и зарубежных ученых. Значительный вклад в развитие механики многофазных сред внесли: С.Г. Телетов, Г. Уоллис, Х.А. Рахматулин, Р.И. Нигматулин, А.Ю. Вараксин, С.С. Кутателадзе, А.Н. Крайко, В.Г. Левич, У.Г. Пирумов, Л.Е. Стернин, А.А. Шрайбер, Л.И. Зайчик, И.А. Попов, А.Л. Тукмаков, Ф.Г. Ахмадиев, К.Н. Волков, В.Н. Емельянов, Д.А. Губайдуллин, М.Е. Дейч, А.А. Губайдуллин, А.Л. Стасенко, В.А. Архипов, В.Я. Рудяк, В.И. Терехов, М.А. Пахомов, Ю.В. Великанова, А.Г. Лаптев, Ш.Х. Зарипов, Д.А. Лабунцов, В.В. Глазков, S. Sou, R. Clift, M.E. Weber, R. Boothroyd, C.T. Crowe, G.H. Yeoh, C.E. Brennen, W. Sirignano, N.I. Kolev, M. Ishii и другие.

Описание движения многофазных систем – это совокупность многомасштабных задач о движении и теплообмене в системах с двумя или более

компонентами или фазами. Привлечение методов математического моделирования, вычислительной гидродинамики, проведение параметрических исследований позволяет рассчитать недостающие данные, которые не удастся получить из теоретических оценок, лабораторных опытов, натурных наблюдений. При моделировании многофазных систем, необходимо, как правило, учитывать большое количество разнообразных гидроаэродинамических и теплофизических факторов, сильное нелинейное влияние их друг на друга. Проведение вычислительных экспериментов, направленных на выявление особенностей течений, структуры потоков, получение аппроксимационных зависимостей, имеет важное значение для обоснования проектно-конструкторских решений, выбора рациональных геометрических и режимных параметров технологических процессов, снижения сопротивления тел, интенсификации теплообмена, управления обтеканием, отслеживания границы раздела фаз, прогнозирования эффектов различной природы и масштабов.

Объектом исследования диссертационной работы являются технические системы, процессы гидроаэродинамики и теплообмена, протекающие в технологических установках нефтехимической отрасли.

Предмет исследования – нестационарное течение вязкой жидкости, движение многофазных сред в условиях неизотермичности, особенности теплоотдачи на поверхности обтекаемых тел при реализации различных способов воздействия на них в широком диапазоне изменения режимных параметров.

Целью диссертационной работы является развитие теоретических основ гидроаэродинамических и тепловых процессов, протекающих в технологических установках нефтехимической отрасли, с использованием математических моделей динамики многофазных систем и численных методов, направленных на установление закономерностей при отыскании рациональных конструкторских параметров, технологических режимов установок, обосновании новых технических решений.

Для достижения данной цели были поставлены и решены следующие основные задачи.

1. Анализ современного состояния исследований многофазных и многокомпонентных сред применительно к современным техническим объектам и технологическим процессам нефтехимической отрасли, основными в которых являются теплообмен, сепарация, напыление, барботаж.
2. Математическое моделирование движения дисперсных смесей, стратифицированных течений, а также процессов теплопереноса с использованием эйлерово-лагранжева и эйлерово-эйлерова подходов, учета в математических моделях взаимодействия фаз, частиц со стенками, описания движения сред в пористом проницаемом слое, выбор модели турбулентности.
3. Исследование влияния на структуру потока, интегральные гидродинамические и тепловые характеристики направленного вращения с постоянной скоростью находящихся в потоке вязкой жидкости цилиндрических тел, вынужденных вращательных колебаний их, изменения интенсивности турбулентности набегающего потока, расположения тел в потоке тандемом, нанесения на поверхность пористого проницаемого слоя с разными теплофизическими свойствами, добавления в поток частиц примеси, капель.
4. Анализ работы инерционных улавливающих устройств: каплеуловителей жалюзийного типа, применяемых в градирнях, и сетчатых демистеров. Поиск новых эффективных форм лопаток жалюзийных каплеуловителей, рациональных режимов сепарации капель.
5. Исследование динамики всплытия пузырьков в покоящейся вязкой жидкости в поле силы тяжести, оценка влияния начальной формы пузырьков на скорость их подъема, механизмы взаимодействия пузырьков в процессе всплытия при барботаже.
6. Разработка трехмерной математической модели распространения волн давления в жидкости вследствие схлопывания сферической газовой по-

лости, имплозионного процесса в обсадной колонне вертикальной скважины. Анализ влияния начального давления газа, радиуса полости на основные параметры имплозионного процесса. Оценка высоты имплозионного устройства при гидроимпульсном воздействии на призабойную зону пласта.

Методология и методы исследования. Методология работы состоит в том, что она базируется на фундаментальных законах механики, теплофизики, при этом используются методы математического моделирования, вычислительной гидродинамики (Computational Fluid Dynamics, CFD). Применение методов CFD позволяет получить данные о физических процессах, показатели которых не всегда можно измерить в натурных или лабораторных экспериментах, иногда это опасно или сопряжено со значительными техническими трудностями. Кроме того, методы CFD дают возможность уменьшить стоимость и сократить время разработки новых установок, технологий, модернизации имеющихся, оптимизации их конструкторских и технологических параметров.

Система уравнений, описывающая нестационарное неизотермическое течение вязкой жидкости, движение многофазных сред записывается в двухмерной или трехмерной постановке. Решение соответствующих краевых задач осуществляется методом конечных объемов.

Научная новизна. Получен ряд новых результатов, закономерностей важных для развития динамики многофазных сред, практических приложений.

1. В случае поперечного обтекания вязкой жидкостью одиночного цилиндра найдены скорости вращения вокруг оси, частота и амплитуда вращательных колебаний цилиндра, межцентровое расстояние при размещении тел тандемом, при которых снижается гидродинамическое сопротивление тела, амплитуда подъемной силы, что способствует уменьшению вибраций и шумов при эксплуатации оборудования. Повышение интенсивности турбулентности набегающего потока приводит к подав-

лению дорожки Кармана в следе за цилиндром, монотонному росту теплоотдачи его поверхности. Обнаружено, что в случае обтекания вязкой жидкостью цилиндрического тела с пористым слоем при увеличении его проницаемости точка отрыва потока смещается с внешней границы слоя на поверхность тела. Определена степень влияния теплофизических свойств материала пористого слоя на теплоотдачу поверхности. Установлены аппроксимационные зависимости коэффициентов сопротивления, подъемной силы и числа Нуссельта цилиндра от определяющих параметров.

2. Показано существование различий в структуре гидродинамического следа за обтекаемым цилиндром в зависимости от условий подачи твердых частиц в поток: формирование кластеров частиц в вихревых структурах, периодические области без частиц, подавление дорожки Кармана. По сравнению со случаем поперечного обтекания тела однородной вязкой жидкостью наличие в потоке твердых частиц увеличивает коэффициент сопротивления труб, препятствий цилиндрической формы в рабочем пространстве теплоэнергетических установок, уменьшает амплитуду коэффициента подъемной силы, интенсифицирует теплоотдачу, степень влияния зависит от массовой концентрации частиц, теплофизических свойств, числа Стокса. Предложена новая форма лопаток инерционных каплеуловителей жалюзийного типа, критерий оценки эффективности лопаток. Выявлено, что переход к нестационарному режиму обдувания прутков сетчатого демистера сопровождается образованием микроструй, за счет этого повышается эффективность сепарации капель воды.
3. Установлено, что взаимодействие газовых полостей в процессе всплытия при барботаже определяется расстоянием между пузырьками, распределением поля скорости окружающей жидкости и взаимным влиянием вихревых структур гидродинамических следов.

4. Разработана трехмерная математическая модель имплозионного процесса, которая позволяет получить данные о схлопывании газовой полости в жидкости, возникновении и последующем распространении волн давления, изменении температуры среды, трансформации формы полости, скорости движения границы газ-жидкость.
5. В случае схлопывания сферической газовой полости в жидкости, инициированного перепадом давления в средах, получены новые данные о распространении волн разрежения и сжатия, установлено влияние радиуса полости и давления газа в начальный момент времени на максимальное давление в жидкости, скорость движения межфазной поверхности.
6. При исследовании волновых процессов в обсадной колонне нефтедобывающих скважин установлено, что увеличение высоты имплозионной камеры повышает эффективность гидроимпульсного метода воздействия на призабойную зону пласта за счет увеличения длительности процесса.

Теоретическая и практическая значимость работы. Теоретическая значимость результатов исследований связана с выявлением условий и режимов, при которых снижается гидродинамическое сопротивление тел, размещенных в потоке, уменьшается амплитуда колебаний подъемной силы, создаются условия для интенсификации теплоотдачи или, наоборот, уменьшения ее. Получены данные о влиянии частиц примеси в несущей среде на структуру течения, гидродинамическое сопротивление тел, размещенных в потоке, изменение теплоотдачи поверхности. Результаты решения задач об обтекании тел неоднородной средой, о движении газовых полостей в жидкости и их гидродинамическом взаимодействии являются вкладом в развитие механики многофазных систем, способствуют более глубокому пониманию процессов, происходящих в них, могут служить теоретической основой для разработки современных технических устройств, технологий.

Практическая значимость результатов диссертационной работы заключается в возможности использования их при решении проблем уменьшения

гидродинамического сопротивления, изменения параметров теплоотдачи поверхности тел, размещенных в потоке вязкой жидкости, разработки соответствующих практических рекомендаций. Практическое использование результатов диссертационной работы подтверждается справками о внедрении ПИ «Союзхимпромпроект», ОАО «ВНИПИэнергопром», ООО «Полимерхолодтехника», ООО «Водопад», НОЦ «Центр композитных технологий» КНИТУ-КАИ, ООО «ВСТ-Реконструкция». На основе полученных данных предложены эффективные технические решения по реконструкции вентиляторных градирен СК-1200, СК-400, ВГ-70, а также башенных, широко применяемых в теплоэнергетике. Выработаны рекомендации по выбору геометрических и режимных параметров инерционных каплеуловителей жалюзийного и сетчатого типа. Предложена новая форма лопаток каплеуловителей. Полученные новые данные о механизмах взаимодействия газовых полостей в жидкости дают возможность рационального выбора технологических режимов работы оборудования с многофазными рабочими средами, теплотехнологических установок, аппаратов химической технологии, в частности, барботажных фильтров, барботажных реакторов, устройств для очистки сред от механических примесей, капель жидкости. Результаты моделирования имплозионного процесса в вертикальной нефтедобывающей скважине позволяют оценить необходимую высоту камеры низкого давления. Как следствие, данные рекомендации способствуют повышению качества выпускаемой продукции, экономии материалов и энергоресурсов, будут полезны при разработке новых технологий, способов снижения негативного воздействия на окружающую среду.

Личный вклад автора. Работа является обобщением многолетних исследований автора в области численного моделирования нестационарных гидродинамических и теплообменных процессов, протекающих в многофазных средах, применительно к технологическим установкам. Научные результаты, включенные в диссертацию и выносимые автором на защиту, получены соискателем лично. Соискатель лично проводил исследования, все вычисли-

тельные эксперименты, интерпретацию и анализ полученных результатов, сформулировал выводы. На основе полученных результатов автором данной работы были подготовлены выступления на конференциях, публикации в рейтинговых журналах. Они опубликованы автором лично и в соавторстве. В публикациях в соавторстве с чл.-корр. РАН Д.А. Губайдуллиным, д.т.н., профессором В.Л. Федяевым, д.т.н. Б.А. Снигеревым, к.ф.-м.н. Ю.А. Волковым личный вклад автора заключается в разработке ряда математических моделей, методик расчетов, проведении тестовых расчетов, вычислительных экспериментов, анализе полученных результатов, получении аппроксимационных зависимостей, представлении практических рекомендаций. В совместных публикациях с д.ф.-м.н., профессором А.Б. Мазо автору принадлежат проведение тестовых расчетов, вычислительных экспериментов и анализ полученных данных.

Основные положения диссертационной работы, выносимые на защиту.

1. Структура течения, зависимости коэффициента сопротивления, подъемной силы и числа Нуссельта обтекаемых вязкой жидкостью тел в рабочем пространстве технологических установок от основных параметров, характеризующих вращение кругового цилиндра с постоянной скоростью вокруг оси, вынужденные вращательные колебания, изменение интенсивности турбулентности набегающего потока, размещение тел в потоке тандемом, наличие на поверхности тела пористого проницаемого слоя.
2. Оценки влияния физических свойств подаваемых в поток вязкой несжимаемой жидкости частиц дисперсной фазы, их размеров на гидродинамическое сопротивление, подъемную силу и конвективный теплообмен поперечно обтекаемых цилиндрических тел; геометрических и режимных параметров каплеуловителей жалюзийного типа, сетчатых демистеров на эффективность инерционного улавливания капель воды.
3. Влияние формы пузырьков в начальный момент времени на скорость подъема, механизмы взаимодействия пузырьков при барботаже.

4. Трехмерная математическая модель, описывающая динамику имплозионного процесса, включающего схлопывание газовой полости в жидкости и последующего распространения волн давления. Особенности распространения волн сжатия и разрежения в средах, влияние радиуса полости и давления газа в начальный момент времени на максимальное давление в жидкости, скорость движения межфазной поверхности.
5. Результаты математического моделирования имплозионного процесса в обсадной колонне скважины, инициированного перепадом давления в камере низкого давления и окружающей ее скважинной жидкости, влияние высоты имплозионной камеры на генерируемые волны разрежения и сжатия в колонне на уровне призабойной зоны пласта.

Степень достоверности научных результатов. Математические модели для описания нестационарного движения вязкой жидкости базируются на фундаментальных законах механики, теплофизики. Выполнена верификация программ и алгоритмов численного решения соответствующих систем дифференциальных уравнений. Проверена сеточная сходимость метода путем решения задач на последовательности сгущающихся сеток. Показано хорошее согласие результатов расчета ряда модельных задач с известными экспериментальными данными, численными и аналитическими решениями других авторов. В целом полученные результаты согласуются с имеющимися физическими представлениями. Результаты диссертационной работы в полном объеме опубликованы в рецензируемых российских и международных журналах, обсуждались на российских и международных конференциях.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих российских и международных конференциях: Second International Summer Scientific School «High Speed Hydrodynamics» (Cheboksary, 2004); XVII Международной школе по моделям механики сплошной среды (Казань, 2004); XV Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2007) (Алушта, 2007); Международной научной конференции

«Гидродинамика. Механика. Энергетические установки» (к 145-летию со дня рождения академика А.Н. Крылова) (Чебоксары, 2008); Школе-семинаре молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы теплообмена и гидродинамики в энергомашиностроении» (Казань, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016); III Международной конференции «Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках» (Москва, 2008); Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы и перспективы развития авиации, наземного транспорта и энергетики «АНТЭ-2009» «АНТЭ-2011» «АНТЭ-2015» (Казань, 2009, 2011, 2015); VI Международной молодежной научной конференции «Гинчуринские чтения» (Казань, 2011); X Международной Четаевской конференции «Аналитическая механика, устойчивость и управление» (Казань, 2012); 16th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, ICMAR (Kazan, 2012); Международной научной конференции «Гидродинамика больших скоростей и кораблестроение», посвященная 150-летию со дня рождения академика А.Н. Крылова (Чебоксары, 2013); Всероссийской научной конференции «Обратные краевые задачи и их приложения» (Казань, 2014); Научно-технической конференции «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» (Казань, 2014, 2017, 2018, 2019, 2025); Всероссийской научной конференции с международным участием «Актуальные проблемы механики сплошной среды» (Казань, 2020, 2025); Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы» (МНТК «ИМТОМ-2014»). (МНТК «ИМТОМ-2015») (МНТК «ИМТОМ-2016») (МНТК «ИМТОМ-2017»), (МНТК «ИМТОМ-2022») (Казань, 2014, 2015, 2016, 2017, 2022); Итоговых научных конференциях ФИЦ КазНЦ РАН.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 65 работ, в том числе 30 статей в ведущих рецензируемых научных журналах, рекомендованных ВАК Министерства науки и высшего образования РФ, входящих в базы данных Scopus и Web of Science.

Соответствие паспорту специальности. Диссертация соответствует

паспорту специальности 1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы ВАК Министерства науки и высшего образования РФ по следующим пунктам:

- п. 3. Гидравлические модели и методы расчета течений в водоемах, технологических устройствах и энергетических установках;
- п. 7. Течения многофазных сред (газожидкостные потоки, пузырьковые среды, газовзвеси, аэрозоли, суспензии и эмульсии);
- п. 8. Течение жидкостей и газов в пористых средах;
- п. 16. Тепломассоперенос в газах и жидкостях.

Объем и структура работы. Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения, приложения. Общий объем диссертации составляет 445 страниц, 123 рисунка, 17 таблиц. Список цитированной литературы содержит 622 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цели и задачи исследования, показана научная новизна и практическая значимость полученных результатов, перечислены основные положения, выносимые на защиту, обоснована достоверность результатов исследований, приведены сведения об их апробации, публикациях, структуре и объеме работы.

В работе развиты теоретические основы гидроаэродинамических и тепловых процессов, протекающих в реальных технологических установках нефтехимической отрасли, практически во всех случаях рабочие среды являются гетерогенными (многокомпонентными, многофазными). Для исследования данных процессов используется метод математического моделирования динамики многофазных сред, все сформулированные задачи решаются методом конечных объемов. Во всех задачах выявленные особенности, установленные закономерности, имеющие большую научную и практическую значимость, легли в основу технических решений по повышению эффективности работы технических объектов и технологических процессов, часть которых реализована на практике.

В первой главе выделены технологии, технологические процессы, установки и аппараты, в которых рабочими являются многофазные среды. В частности, движение многокомпонентных сред имеет место в теплотехнических установках, теплообменных аппаратах, при перемешивании, сепарации, экстракции, напылении, барботаже, нефтедобыче. Приведены схемы и описаны принципы работы промышленных печей, рекуперативных и регенеративных теплообменников, градирен, барботажных фильтров, распылительных устройств, вертикальной нефтедобывающей скважины. Описаны актуальные задачи механики многофазных систем, такие как снижение гидродинамического сопротивления тел, находящихся в потоке, интенсификация теплообмена, сообщение потоку вращательного движения, течение в пористых средах, изменение формы пузырьков, изучение механизмов взаимодействия пузырьков при движении их в вязкой жидкости, движение сред с границами раздела фаз. Освещены вопросы снижения техногенного воздействия на окружающую среду. Представлен анализ современного состояния исследований в области динамики многофазных сред. Приведена классификация неоднородных систем. Сформулированы основные проблемы математического моделирования процессов, протекающих при движении многокомпонентных систем. Возрастающие требования к эффективности современных установок энергетики, нефтехимической промышленности, необходимость оптимизации геометрических и режимных параметров эксплуатации, оценки условий надежности и безопасности их способствуют проведению фундаментальных и прикладных исследований многофазных систем, направленных на расширение базы знаний, получению более точных данных, критериальных зависимостей и анализ возникающих эффектов. Исследование закономерностей изменения основных гидродинамических и тепловых параметров, характеризующих движение, теплообмен многофазных систем, приобретает особое значение при проектировании современного оборудования, разработке новых технологий.

Во второй главе изложены подходы к математическому моделированию многофазных систем. Отмечается, что большое разнообразие типов течений, возникающих эффектов, многопараметричность и многомасштабность процессов делают общее математическое описание практически невозможным. Рассмотрены преимущества и области применения траекторного лагранжева подхода, континуального эйлера подхода. Освещены возможности учета взаимного влияния дисперсной и дисперсионной фаз, уровни взаимодействия частиц между собой. Рассмотрены силы, действующие на частицы при их движении в вязкой жидкости, модели взаимодействия частиц со стенкой; особенности моделирования течений с границами раздела фаз, движение жидкости в пористом проницаемом слое. Изложены общие принципы математического описания многофазных систем, которые лежат в основе представленных исследований.

Для численного решения систем дифференциальных уравнений в частных производных используется программный комплекс OpenFOAM, который позволяет получить детальную информацию о локальных характеристиках изучаемых объектов и процессов в широком диапазоне изменения конструкторских и режимных параметров. Описаны методы решения дифференциальных уравнений в частных производных, дискретизации расчетной области. Выделены основные критерии подобия, которые используются для анализа процессов, протекающих в многофазных системах. В последующих главах демонстрируются результаты применения общего подхода для решения ряда технологических, технических проблем.

Третья глава охватывает проблему снижения гидродинамического сопротивления элементов технических устройств нефтехимической отрасли и изменения их теплоотдачи. С использованием методов вычислительной гидродинамики исследуются такие механизмы воздействия на структуру течения, как вращение цилиндрических тел с постоянной скоростью вокруг оси в потоке вязкой жидкости, вынужденные вращательные колебания их, изменение интенсивности турбулентности набегающего потока, размещение тел в

потоке тандемом. Показано, что данные воздействия приводят к крупномасштабной перестройке поля течения, всех гидродинамических параметров и, как следствие, теплообмена.

В четвертой главе представлены результаты численных исследований поперечного обтекания вязкой несжимаемой жидкостью цилиндрических тел с разной формой поперечного сечения, покрытых пористым проницаемым слоем, при умеренных числах Рейнольдса. Показано, что нанесение на поверхность обтекаемого тела пористых проницаемых слоев с разными теплофизическими свойствами оказывает влияние на отрыв потока, структуру вихревого следа, сопротивление тела и теплоотдачу. Проанализировано влияние проницаемости и коэффициента теплопроводности материала нанесенного слоя на гидродинамику и теплообмен тела.

Пятая глава включает широкий круг вопросов, связанных с движением и теплообменом частиц дисперсной фазы в несущей среде. Моделирование гетерогенных систем осуществляется на основе эйлерово-лагранжева. Показано влияние находящихся в потоке жидкости твердых частиц на гидродинамические характеристики и теплоотдачу цилиндрического тела при поперечном обтекании вязкой жидкостью в ламинарном режиме. Выявлены качественные закономерности и особенности структур потока в условиях размещения как стационарного, так и вращающегося с постоянной скоростью тела в потоке. Установлены критериальные зависимости для коэффициента сопротивления и числа Нуссельта. Приведены результаты исследования работы каплеуловителей жалюзийного типа, сетчатого демистера. Предложена новая форма лопаток каплеуловителей.

Шестая глава посвящена исследованию течения двух сред с подвижными границами раздела фаз. Особенности таких течений являются основанием для выделения их в отдельный класс механики сплошных сред. Движение вязкой жидкости является нестационарным, трехмерным, может сопровождаться натеканием потока на различные препятствия. На основе подхода Эйлера построена математическая модель, описывающая совместное турбу-

лентное движение двух вязких сжимаемых сред с подвижной границей раздела фаз в условиях неизотермичности. Представлены результаты численного исследования обрушения столба жидкости. Исследована динамика одиночного пузырька, всплывающего в покоящейся жидкости в поле силы тяжести, механизмы взаимодействия двух пузырьков, особенности движения ансамбля пузырьков при барботаже.

Выполнено численное моделирование схлопывания сферической газовой полости в жидкости под действием перепада давления. Основное внимание уделено распространению волн давления в жидкости. Осуществлено сравнение полученных результатов с известными данными физических экспериментов, численных расчетов, аналитических оценок других авторов. Получены зависимости радиуса газовой полости, скорости межфазной границы, турбулентной кинетической энергии от времени, а также рассчитано изменение формы полости в течение имплозионного процесса. Проанализировано влияние давления газа и радиуса сферической полости в начальный момент времени на максимальное давление.

Выполнено численное исследование волновых процессов в обсадной колонне скважины, инициированных перепадом давления в имплозионном устройстве и окружающей его скважинной жидкости. Рассчитаны основные параметры имплозионного процесса. Установлено влияние длины данного устройства на генерируемые волны разрежения и сжатия в скважинной жидкости.

В заключении приводятся основные выводы, научные и практические результаты, полученные автором.

Глава 1. Технологические процессы и установки нефтехимической отрасли, нефтедобычи и современное состояние исследований динамики многофазных сред

Течение многофазных многокомпонентных систем широко представлено в природе и технике, например, при протекании таких явлений, как дождь, туман, облака, дым, смог, пыльные бури, вулканические выбросы. Многофазные течения наблюдаются в разнообразных растениях, объектах животного мира при функционировании сердечно-сосудистой, дыхательной и других систем. Во многих отраслях промышленности, хозяйства многофазные и многокомпонентные системы являются рабочими средами технологических процессов, установок и аппаратов.

Механика многофазных систем во всей ее сложности и многообразии является теоретической базой для повышения эффективности, разработки новых прорывных технологий. Соответственно, растет количество научных исследований, направленных на совершенствование методов вычислительной гидроаэродинамики, прогнозирование процессов в многофазных системах, установление новых закономерностей, понимание широкого спектра наблюдаемых явлений.

1.1 Основные технологии, технологические процессы и их аппаратное оформление на предприятиях нефтехимии, нефтедобычи

Известно [1-3], что механика многофазных систем включает широкий круг проблем и направлений исследований. Выделим из них наиболее востребованные с практической точки зрения.

1.1.1 Теплотехнологические установки и аппараты

Развитие нефтехимической отрасли, промышленной энергетики приводит к необходимости отводить тепловые потоки. В зависимости от назначения применяются различные аппараты: рекуперативные и регенеративные теплообменники, градирни, ректификационные колонны, абсорберы, скрубберы. Как правило, процессы теплопереноса, тепло- и массообмена, а также физико-химические, являются длительными и энергоемкими, поэтому моделирование движения сред, взаимодействия многофазных теплоносителей приобретает особое значение для обоснования технологических решений и рационального использования источников энергии, совершенствования и интенсификации технологических процессов [4]. Результатам численного моделирования теплопереноса и тепломассообмена при течении двухфазных потоков посвящено достаточно много работ [5, 6].

Теплообменным аппаратом называется техническое устройство, в котором осуществляется передача теплоты от одной среды к другой. Теплообменники применяются в энергетике, в технологических процессах нефтеперерабатывающей, нефтехимической, химической, газовой, пищевой промышленности, в металлургии, судостроении и коммунальном хозяйстве. Соответственно, теплообменники широко используются в различных технологических процессах, в отопительных системах, двигателях внутреннего сгорания [7], в энергетической отрасли, пищевом производстве, в газовых котлах, холодильниках, в машиностроении для решения широкого спектра задач, в том числе, для нагревания топливных смесей, масла; в качестве охладителей трансмиссионных масел, шлифовальных жидкостей.

Конструкция теплообменников во многом определяется условиями применения. В зависимости от принципа действия выделяют рекуперативные и регенеративные теплообменники. При рекуперации, при постоянном контакте теплоносителей с поверхностью устройства обеспечивается непрерывный теплообмен через твердую стенку. Рекуператоры различаются в зависимости от направления относительного движения теплоносителей – противоточные, перекрестные, прямоточные; по конструкции – трубчатые, пластин-

чатые, ребристые; изготовленные из металла, пластика, разных мембран. В зависимости от назначения выделяются подогреватели воздуха, газа, жидкостей, испарители, конденсаторы. Примерами рекуперативных теплообменников являются котлы, нагреватели, охладители, испарители, конденсаторы; кожухотрубные, секционные теплообменники.

В отличие от рекуперативных, насадка регенеративных теплообменников попеременно то нагревается, то остывает (имеет место процесс регенерации). Суть работы регенеративных теплообменников заключается в поочередном контакте горячего и холодного теплоносителя с одними и теми же телами. При соприкосновении с горячим теплоносителем тела аккумулируют теплоту, а затем отдают ее холодному теплоносителю. Для эффективной работы теплообменника выбирают насадки, изготовленные из материалов со значительным коэффициентом теплоемкости. Для реализации непрерывного процесса теплообмена при одинаковой продолжительности периода нагрева и охлаждения, регенеративный теплообменник конструируется с двумя параллельно работающими секциями. Движение рабочих сред (теплоносителей) имеет периодический характер. При этом теплообмен происходит в нестационарном режиме. Теплоаккумулирующая насадка может быть неподвижной и подвижной (рисунок 1.1). Регенераторы с подвижной насадкой можно разделить на аппараты с подвижной зернистой насадкой и вращающейся насадкой. Регенеративный теплообменник с неподвижной насадкой состоит из двух корпусов цилиндрической или прямоугольной формы 1 и 2 (рисунок 1.1 а). Корпуса аппарата заполнены насадкой 3. Неподвижные насадки обычно представлены в виде труб, сварных пластин различного профиля, свернутой в спираль гофрированной металлической ленты. Цикл работы каждого из аппаратов состоит из двух периодов: периода нагрева насадки и периода ее охлаждения. В то время как в первом аппарате происходит нагрев насадки путем пропускания через нее горячего теплоносителя, во втором аппарате насадка охлаждается, отдавая теплоту проходящему через нее холодному теплоносителю. Направление движения теплоносителей

показано стрелками. Затем клапаны поворачивают, происходит переключение аппаратов. Периоды нагрева и охлаждения насадки продолжаются от нескольких минут до нескольких часов. Схематически устройство регенеративного теплообменника с подвижной зернистой насадкой показано на рисунке 1.1 б. Зернистый материал под действием силы тяжести движется сверху вниз. Проходя через верхний корпус, насадка нагревается, аккумулируя тепло горячего теплоносителя. В нижнем корпусе насадка отдает тепло холодному теплоносителю. С помощью элеватора зернистая насадка транспортируется наверх для следующего цикла.

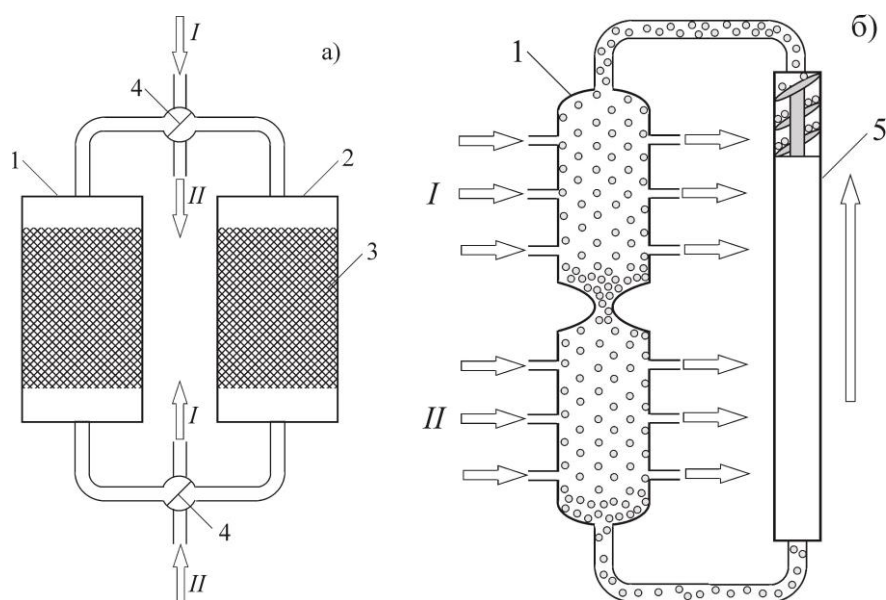


Рисунок 1.1 – Схема устройства регенеративного теплообменника с неподвижной (а) и подвижной (б) насадками: 1, 2 – корпуса, 3 – насадка, I – горячий теплоноситель, II – холодный теплоноситель, 4 – клапаны, 5 – элеватор

Далее рассмотрим устройство регенератора с вращающейся насадкой (рисунок 1.2). В качестве движущейся насадки используют, например, твердые частицы, шарики диаметром 3-12 мм из чугуна, стали, алюминия, керамики, кварца, каолина, муллита, окиси алюминия. Шарики расположены равномерно по объему насадки. Ротор вращается вокруг горизонтальной оси,

что обеспечивает перекачивание шариков. Насадка поочередно пересекает каналы с холодным и горячим теплоносителем. Скорость вращения обычно задается порядка 3-6 об/мин. Достоинство такого аппарата заключается в его компактности и постоянстве температуры теплоносителя на выходе.

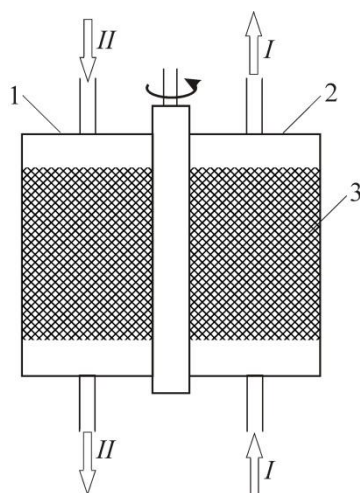


Рисунок 1.2 – Схема регенератора с подвижной вращающейся насадкой: 1, 2 – корпуса, 3 – насадка, I – горячий теплоноситель, II – холодный теплоноситель

Наиболее распространенными рабочими средами является вода и воздух. В то же время, в технологических операциях на различных производствах применяются теплоносители, которые часто бывают загрязнены, представляют собой многофазные среды. Отсюда вытекает проблема загрязнения профильных насадок. Среди недостатков данного типа теплообменников можно выделить большое гидравлическое сопротивление насадки и, соответственно, затраты энергии на обеспечение движения теплоносителя.

Для охлаждения оборотной воды, особенно при больших расходах, в теплоэнергетике, химии, нефтехимии, металлургии и многих других отраслях промышленности и хозяйства используются градирни (контактные аппараты). Градирни применяются, например, для охлаждения теплообменных аппаратов на тепловых электростанциях, для охлаждения конденсаторов холо-

В процессе промышленной эксплуатации башенных и вентиляторных градирен возникает ряд проблем [9-12], среди которых выделим необходимость интенсификации тепломассообмена, минимизации негативного воздействия на окружающую среду.

1.1.2 Процессы разделения и смешивания

Совершенствование процессов переработки сырья, повышение качества продукции, производство новых продуктов, создание энергоресурсоэффективных технологий, повышение конкурентоспособности способствует постановке новых более сложных задач и проведению большого пласта исследований в области химии, нефтехимии, других отраслей. В химической технологии все процессы можно условно поделить на гидродинамические, тепловые, массообменные и химические [13]. Для математического описания данных процессов широко используются новейшие достижения в области механики многофазных систем, теплопереноса и тепломассообмена. Выделим часть из них.

В химической, пищевой промышленности важное значение имеют процессы разделения и смешивания [14, 15]. Разделение гетерогенных систем производится с целью удаления частиц из газов или жидкостей для их очистки или выделения ценных компонентов. На практике используются различные методы разделения гетерогенных систем, выбор которых в каждом случае определяется физическими свойствами фаз: вязкостью, плотностью, температурой конденсации и кристаллизации; размерами дисперсных частиц, их формой, концентрацией дисперсной фазы. Разделение гетерогенных систем осуществляется под действием силы тяжести в процессах отстаивания; центробежной силы в циклонах, центрифугах, в полях электростатических сил при электроочистке. Для очистки рабочей жидкости применяют также магнитный и ультразвуковой способы. Результа-

ты математического моделирования скорости осаждения частиц с учетом динамической релаксации представлены в [16].

Безусловно, в большинстве технологий для разделения под действием силы тяжести, центробежных сил используется разность плотностей фаз [17]. Увеличивая угловую скорость вращения центрифуги, разделение смеси происходит гораздо быстрее по сравнению с процедурой отстаивания. Кроме того, в настоящее время для разделения неоднородной смеси широко применяются всевозможные фильтры периодического и непрерывного действия.

Другой важнейший и наиболее распространенный процесс в химической промышленности, а также в пищевой, фармацевтической, косметической отраслях – это смешивание. Целью данного процесса является уменьшение неоднородности системы, вызванной градиентом концентрации или температуры. Перемешивание применяется для приготовления эмульсий, суспензий, получения гомогенных систем, а также для интенсификации химических, тепловых и диффузионных процессов. Вопросам повышения эффективности перемешивающих устройств посвящена работа [18]. Для некоторых систем критически важно обеспечить быстрое перемешивание компонентов за определенное время. Существует много конструкций перемешивающих устройств: механические мешалки, перемешивание циркуляцией жидкости, вибрационное, пульсационное перемешивание и другие. Как правило, выбор аппаратного оформления и рабочие параметры процесса зависят от агрегатного состояния перемешиваемых фаз. Концепция миниатюризации в газожидкостных и двухжидкостных системах позволяет проводить рассматриваемые процессы быстрее и эффективнее [19]. Важной технологической характеристикой каталитического процесса является время контакта реагирующих веществ, его расчет необходим для определения интенсивности процесса [13]. Перспективным направлением в создании эффективных косметических средств и лекарственных препаратов является разработка технологий получения эмульсий и соответствующего аппаратного

оформления. Проблемы получения эмульсий для пищевой промышленности, фармацевтической и косметической отраслей освещены в работах [20, 21].

Сообщение потоку вращательного движения в закручивающих устройствах приводит к соизмеримости осевой, тангенциальной и радиальной составляющих скоростей. Данное обстоятельство способствует усилению конвективного переноса массы, импульса и энергии. Следовательно, происходит интенсификация процессов тепло- и массообмена. Структура закрученных течений в рабочих полостях достаточно сложна, она влияет на коэффициент гидродинамического сопротивления, теплообмен, распределение фаз и другие параметры. Различным аспектам моделирования и физическим особенностям закрученных потоков в каналах с завихрителями посвящена обзорная работа [22]. Развитию теории закрученных потоков и проблемам повышения теплогидравлической эффективности уделяется внимание в монографиях [23-27]. Закрутка потока широко используется в различных промышленных устройствах: в циклонных аппаратах для очистки газов и жидкостей, в сепараторах и центрифугах для разделения смесей, вихревых камерах, теплообменниках, других энергетических установках для интенсификации тепло- и массообмена [28, 29], в процессах фракционной классификации порошковых материалов в воздушно-центробежных классификаторах. В качестве примера движения гетерогенной двухфазной системы под действием центробежной силы между соосными цилиндрами можно назвать устройства экстракции с участием двух несмешивающихся жидкостей на этапе диспергирования. Они имеют место в нефтеперерабатывающей, химической, фармацевтической, пищевой промышленности, а также в атомной энергетике. В процессе жидкостной экстракции целевой компонент из одной жидкости переводят в другую несмешивающуюся жидкость, содержащую экстрагент. Способ разделения путем жидкостной экстракции экономически более выгоден по сравнению с ректификацией и выпариванием, обладает такими преимуществами, как низкая температура проведения процесса, возможность подбора высокоселективных экстрагентов с плотностью, отличающейся от плотности рафината и

обеспечивающих глубокое извлечение целевого компонента. Путем наложение осевого потока на азимутальное движение жидкости между двумя соосными цилиндрами, вызванное вращением поверхности внутреннего цилиндра с постоянной скоростью вокруг своей оси, обеспечивается развитая площадь контакта двух несмешивающихся жидкостей, интенсивный массоперенос. При этом имеется возможность регулирования времени пребывания среды в рабочем пространстве за счет варьирования скоростей осевого потока и вращения ротора. Правильно подобранные режимы течения позволяют создать контролируемые условия в аппаратах непрерывного действия.

1.1.3 Барботаж

Барботаж лежит в основе ряда технологических процессов нефтехимической отрасли, например, аэрации, флотации, абсорбции, когда для интенсификации тепломассообмена требуется развитая площадь контакта между газом и жидкостью. При барботаже газовая среда подается в слой жидкости, образуются пузырьки, которые затем всплывают. Изучение динамики единичного пузырька, гидродинамического взаимодействия пары пузырьков, коалесценции вносит существенный вклад в развитие теории газожидкостных сред, позволяет проанализировать соответствующие процессы.

Абсорбцией называется процесс поглощения газов или паров жидкими поглотителями. Абсорбенты бывают поглощающие, действие которых основано на способности поглощать загрязнения, не давая им вновь выйти наружу; и связывающие, которые взаимодействуя с загрязнениями, образуют некую массу, подлежащую удалению. Классификация абсорберов основана на способе образования поверхности раздела фаз. При соответствующем конструктивном оформлении процесса может диспергироваться как жидкая, так и газовая фаза. На практике абсорбция чаще всего применяется для разделения смесей, состоящих из веществ, имеющих различную способность к поглощению подходящими абсорбентами. В зависимости от технологического

процесса целевыми продуктами могут быть компоненты смеси, подлежащие абсорбированию, или не абсорбировавшиеся компоненты. Абсорбцию в промышленности применяют также для осушки газов при их переработке и для очистки от вредных примесей. По способу извлечения компонентов принято различать два основных вида абсорбции. Физическая абсорбция протекает в отсутствие химических реакций. В этом случае абсорбированные вещества можно вновь восстановить из абсорбента. Химическая абсорбция (хемосорбция) сопровождается химической реакцией между абсорбируемым веществом и абсорбентом. В качестве примеров абсорбции можно назвать следующие процессы: разделение углеводородных газовых смесей на отдельные компоненты в нефтеперерабатывающей промышленности; получение соляной и серной кислоты, аммиачной воды, угольной кислоты; очистка выходящих газов от вредных примесей. Процесс находит широкое промышленное применение, например, при очистке природного газа сероводород абсорбируется водным раствором этаноламина. В зависимости от технологического процесса, целями абсорбции могут быть: выделение из парогазовых смесей целевых компонентов; очистка газовых и жидких смесей от нежелательных примесей; получение готового продукта; очистка газовых выбросов предприятий для решения экологических вопросов. Процессы абсорбции на практике реализуются в аппаратах колонного типа, в абсорберах (рисунок 1.4). Газ и абсорбент контактируют внутри аппарата, перемещаясь противотоком. При этом важно обеспечить развитую поверхность контакта фаз.

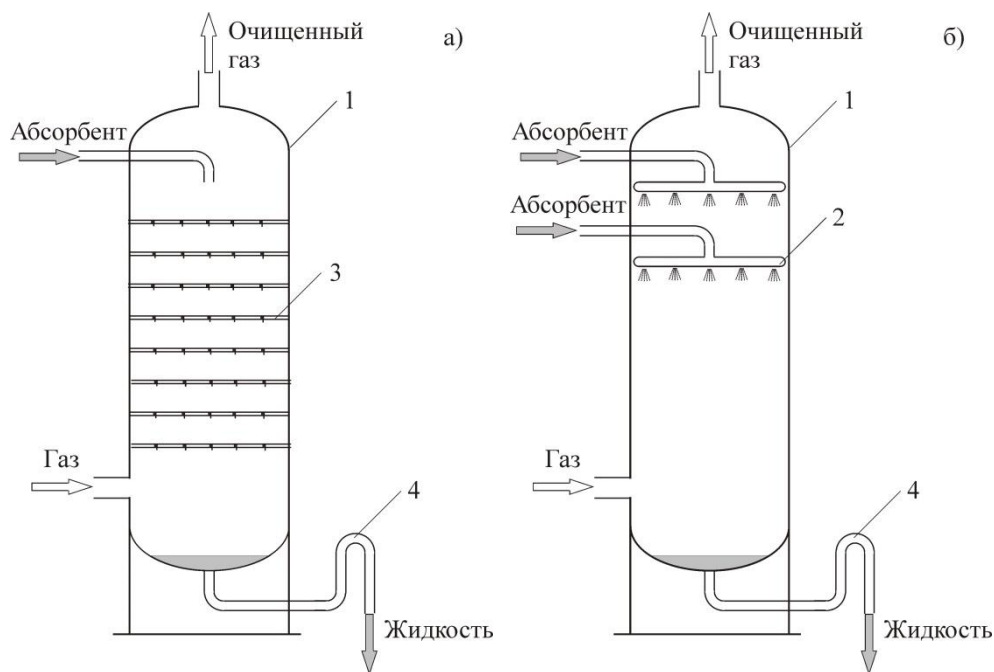


Рисунок 1.4 – Схема абсорбционной колонны с решетчатыми тарелками (а), распыливающего абсорбера (б): 1 – корпус, 2 – форсунки, 3 – тарелки, 4 – гидрозатвор

В настоящее время широкое распространение получили барботажные тарельчатые и насадочные абсорберы колонного типа, имеющие специальные тарелки различного типа с мелкими отверстиями (3-6 мм), через которые пропускается газовая фаза. В распыляющих абсорберах жидкость в общей массе газа распыляется форсунками или с помощью вращающихся механических устройств. Процессы абсорбции протекают на поверхности контакта фаз. Поэтому для интенсификации тепло- и массообменных процессов, эффективной работы абсорбционные аппараты должны быть обеспечены развитой межфазная поверхность. Среди газожидкостных реакторов барботажные реакторы отличаются простотой конструктивного исполнения и эксплуатационной надежностью.

Погружные барботажные установки (барботажные ванны) используются для очистки загрязненных в ходе эксплуатации поверхности изделий, комплектующих. Детали, подлежащие очистке, погружают в рабочую камеру с

раствором. Моечный состав которого получают с применением специально подобранных химических средств. Считается, что данные растворы выполняют вспомогательную роль, они размягчают образующиеся на комплектующих отложения. Пузырьки газа при прохождении через слой жидкости обеспечивают интенсивное перемешивание. Газовые пузыри захлопываются при столкновении с поверхностью очищаемых изделий, создавая при этом агитирующее воздействие. Барботажные ванны позволяют эффективно выполнять очистку деталей различного оборудования производственного назначения, в том числе со сложной геометрией, а также ликвидировать скопления отложений, образующихся в труднодоступных местах в случае, когда механические способы технически не возможны.

Для улавливания пылегазовых выбросов и аэрозольных компонентов используются барботажные фильтры – мокрые пенные аппараты. В барботажно-пенных фильтрах, газопромывателях, дымоочистных агрегатах и флотаторах осуществляются процессы вспенивания абсорбента или воды на перфорированных тарелках-барботерах. Данные устройства улавливают одновременно и механические частицы такие, как микродисперсная пыль, зола, сажа, копоть, и газообразные, аэрозольные компоненты среды. Конструктивная схема одного из барботажных фильтров и принцип его работы показаны на рисунке 1.5.

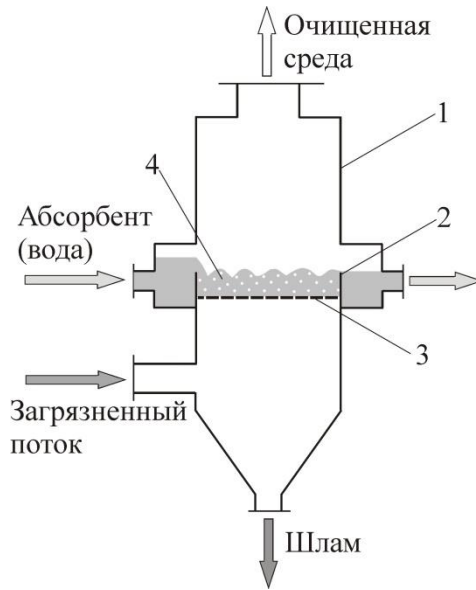


Рисунок 1.5 – Общая схема барботажного фильтра: 1 – корпус, 2 – переливной порог, 3 – тарелки-барботеры, 4 – пена

В общем случае, конструктивно пенный дымоочиститель, реактор или пылеулавливатель представляет собой вертикальную колонну круглого или квадратного сечения. Внутри рабочей камеры располагаются перфорированные барботеры. Это может быть одна тарелка с отверстиями или несколько, расположенных ярусно, друг над другом. Поток газа, подлежащий очистке подается через нижний входной патрубок и движется снизу вверх. Орошающий контур подает на барботеры жидкий абсорбент. Чаще всего в качестве абсорбента выбирается вода, но в случае высокой реактивности загрязненного газа абсорбент может представлять собой химически активный раствор (щелочной, марганцевый, бромистый и т.д.). Пузырьки газа вспенивают жидкость, образуя самоподдерживающийся слой пены. Очищенная среда выходит через выходное отверстие. Жидкость с захваченной золой, пеплом, сажой и другими выбросами отводится из рабочей зоны в шламоприемную секцию. Перфорация на барботерах бывает разных типов, чаще всего колпачковой, клапанной, жалюзийной, ситчатой. Отметим, что эффективность пенных тарельчатых абсорберов обуславливается особенностями конструкции, геометрическими и режимными параметрами работы.

Барботажные реакторы широко применяются в химической технологии, в частности, при концентрировании кислот, в производстве соды, при переработке нефти, для процессов дистилляции и ректификации, в технологии органических веществ. Барботажный реактор оснащается колпачковыми или ситчатыми тарелками, их количество определяется в зависимости от его назначения, характера процесса и требуемой селективности. На каждой тарелке происходит диспергирование газа в объеме жидкости путем барботажа, при этом фазы взаимодействуют по принципу перекрестного тока, однако по высоте колонны соблюдается принцип противотока. Аппараты могут иметь различное конструктивное исполнение в зависимости от их назначения, которое в целом определяется гидродинамическими особенностями и теплообменом сред, а также многими другими факторами. Несмотря на многообразие конструктивного оформления, процесс барботажа описывается фундаментальными законами сохранения с использованием методов математического моделирования.

При проектировании новых типов контактных устройств, поиска рациональных режимов работы имеющихся возникает необходимость расчета определяющих параметров барботажных реакторов. Известно [30], что интенсивность массотеплопереноса в двухфазной среде зависит от скорости относительного движения фаз, их физических свойств, доли содержания дисперсной фазы, площади поверхности раздела и, в целом, определяется конструкцией контактного устройства и режимными параметрами работы. Важно рассчитать минимальную и максимальную нагрузку по газу и жидкости. Возникает необходимость в определении величины межфазной поверхности в барботажном слое. В процессе всплытия происходит коалесценция и дробление пузырьков. За счет этого меняется гидродинамический режим движения среды, устойчивость и эффективность работы контактных устройств.

Ведутся активные исследования возможностей использования газогидратных технологий при хранении и транспортировке природного газа. Один из основных методов получения искусственного гидрата основан на барбо-

таже газа в виде пузырьков через слой воды, находящейся под достаточно высоким давлением. Основным механизмом, приводящим к интенсификации процесса гидратообразования, является дробление пузырьков, воздействие на них волн давления [31].

1.1.4 Технологии нанесения порошковых покрытий, течение тонких пленок по обрабатываемой поверхности

Совершенствование технологий нанесения функциональных, светоотражающих, защитных, упрочняющих, антифрикционных и других покрытий на изделия с целью повышения качества выпускаемой продукции, расширения ее ассортимента, сбережения энергетических и материальных ресурсов является актуальной проблемой в нефтехимической отрасли, а также в машиностроении, судостроении, авиастроении, теплоэнергетике, пищевой, химической, обрабатывающей промышленности [32-35]. Обзорная работа, посвященная математическому моделированию процесса нанесения покрытий опубликована в [36]. Нанесение покрытий позволяет уменьшить износ деталей машин, увеличить термическую стабильность материалов, интенсифицировать теплообмен, стойкость к коррозии, окислению, термоудару, к химическому и абразивному износу в условиях высокотемпературных агрессивных сред [35]. Напыление является наиболее удобным и высокоэкономичным способом, когда необходимо нанести покрытие только на часть изделия. Сам технологический процесс напыления обеспечивает высокую производительность и характеризуется относительно небольшой трудоемкостью [37].

В процессе газопламенного, термического напыления распыляемый материал поступает в горелку, где нагревается до пластичного или расплавленного состояния внутри или за пределами распыляющего устройства, затем ускоряется. Расплавленный материал разгоняется потоком транспортирующего газа или плазмы, при достижении основы происходит ударное взаимодействие и дальнейшее ее растекание. Скорость частиц зависит от кон-

струкции аппарата, расхода газа, расстояния от среза сопла, свойств и расхода напыляемого материала и других факторов. Характеристики удара частицы о подложку в свою очередь определяют особенности формирования слоев покрытия. Схема одного из распылительных устройств показана на рисунке 1.6.

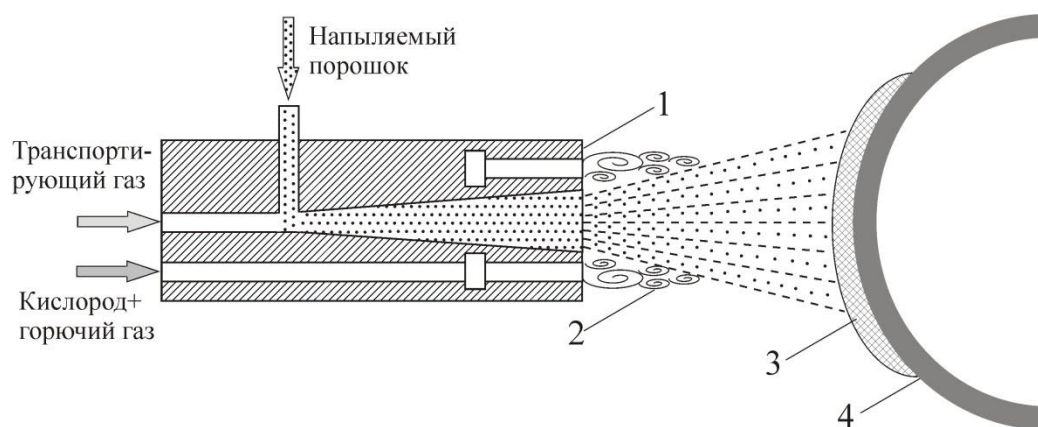


Рисунок 1.6 – Общая схема распылительного устройства для газопламенного напыления порошкового материала: 1 – сопло, 2 – факел, 3 – покрытие, 4 – подложка

На практике применяются как однородные порошковые материалы, например, металлы, сплавы, оксиды, бескислородные тугоплавкие соединения, так и материалы сложной структуры: механические смеси, композиционные порошки. Нагрев газового потока в процессе напыления тугоплавких порошков может осуществляться различными методами [38]: газопламенное напыление, плазменное напыление, плазменно-дуговое напыление, высокоскоростное газопламенное напыление, электродуговое напыление. Описание основных видов материалов для газотермического напыления и их классификация приведены в [39]. Вопросы оптимизации технологических параметров напыления рассматриваются в [40]. В [38] отмечается, что при проведении научно-исследовательских работ по созданию новых и совершенствованию имеющихся технологий и оборудования для нанесения покрытий важное

значение имеют обоснованный выбор материала покрытия, способа его нанесения, контроль параметров осаждения.

При формировании функциональных покрытий для увеличения ресурса работы деталей аппаратов и машин, надежности и качества возникает проблема получения покрытия равномерной требуемой толщины. В [40] отмечается, что получение слоев с контролируемыми геометрическими параметрами возможно при условии стабилизации кинематики относительного перемещения изделия и газотермической горелки при стабилизации технологических режимов напыления, что обеспечивается автоматизацией технологии напыления покрытий. В случае нанесения покрытия на объекты сложной формы, тела вращения наличие кривизны поверхности приводит изменению условий динамического взаимодействия частиц с основой, поскольку уменьшается угол встречи напыляемых частиц с поверхностью. В таких условиях является актуальной задача прогнозирования формирования покрытия заданной толщины и разработка рекомендаций для минимизации слоя покрытия.

Отметим также, что течение тонких слоев жидкости по гладким, гофрированным поверхностям различного оборудования имеет место в полимерной, стекольной промышленности [41], в теплоэнергетике. Пленочные оросители устанавливаются в градирнях для охлаждения оборотной воды атмосферным воздухом. Капли воды падают на поверхность оросителя, образуя тонкую пленку, стекающую под действием силы тяжести. Использование пленочных оросителей позволяет увеличить площадь контакта газ-жидкость и интенсифицировать охлаждение воды [42]. Такая особенность геометрии расчетной области, как малое отношение толщины пленки к продольному масштабу, выделяет задачи о стекании пленок жидкости в отдельный класс со специфическими подходами к математическому описанию [43]. Впервые ламинарное течение пленки с гладкой поверхностью рассмотрено Нуссельтом. Позднее проблема волнового стекания пленки поставлена П.Л. Капицей.

1.1.5 Вертикальная нефтяная скважина

В нефтедобывающей отрасли проведение гидродинамических расчетов необходимо, в частности, для прогнозирования эффективности различных способов улучшения коллекторских свойств прискваженных зон продуктивных пластов. Вертикальная нефтедобывающая скважина – горная выработка круглого сечения с относительно малым диаметром и большой глубиной. Основными элементами данной скважины являются: устье – это верхняя часть скважины, которая предназначена для предотвращения обвалов и разрушений неплотных пород поверхностных слоев; ствол – пространство, занимаемое буровой скважиной; забой – дно буровой скважины. Схема вертикальной скважины показана на рисунке 1.7.

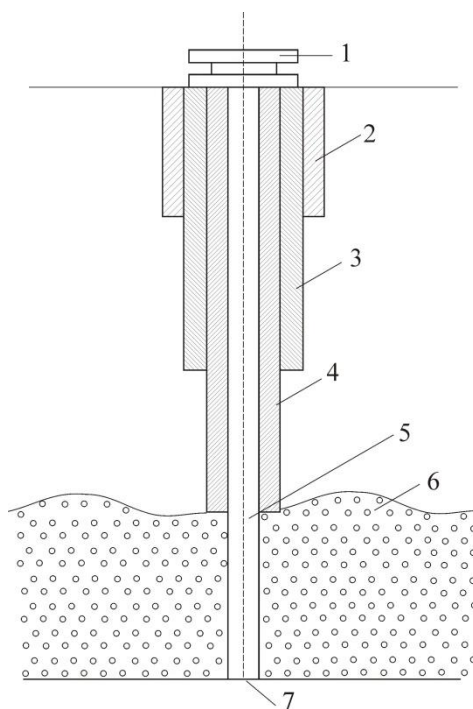


Рисунок 1.7 – Схема вертикальной нефтяной скважины: 1 – трубная головка, 2 – направление, 3 – кондуктор, 4 – колонна промежуточная, 5 – колонна эксплуатационная, 6 – продуктивный пласт, 7 – забой

Под конструкцией скважины понимают совокупность сведений о числе обсадных колонн, их диаметрах и длинах, о глубине спуска колонн, интервалах затрубного цементированья, диаметрах скважин под каждую колонну, о способах и интервалах соединения скважины с продуктивным пластом. В скважину спускают обсадные колонны определенного назначения: направление, кондуктор, промежуточные колонны, эксплуатационная колонна. Направление служит для придания направления оси скважины, предупреждения размыва и обрушения горных пород вокруг устья, а также для соединения скважины с системой очистки бурового раствора. Кольцевое пространство за направлением заполняют по всей длине тампонажным раствором или бетоном. Направление спускают на глубину от нескольких метров в устойчивых породах, до десятков метров в болотах и илистых грунтах. Кондуктор служит для закрепления стенок скважин, подвески последующих обсадных колонн, установки противовыбросового оборудования, разделения интервалов неустойчивых пород с интенсивными осыпями и обвалами. Кондуктор спускают на глубину нескольких сотен метров и цементируют по всей длине для придания достаточной прочности и устойчивости. Кондуктором обязательно должны быть перекрыты все пласты, насыщенные пресной водой. Техническая или промежуточная колонна предназначена для закрепления стенок скважины, разобщения всех флюидосодержащих горизонтов, разделения интервалов, несовместимых по условиям бурения. Последней из обсадных колонн располагается эксплуатационная колонна, которая выполняет функцию разобщения продуктивных горизонтов от остальных пород и извлечения из скважины нефти. Для вскрытия пластов в обсадной колонне скважины пробивают отверстия при помощи либо пулевой, либо беспулевой перфорации. Следует отметить, что цементирование обсадной колонны выполняет несколько функций: плотное заполнение пространства между обсадной колонной и стенками ствола скважины; изоляция и разобщение продуктивных нефтегазоносных горизонтов и проницаемых пластов; предупреждение распространения нефти или газа в затрубном пространстве под влия-

нием высокого пластового давления; защита обсадной колонны от коррозионного воздействия пластовых вод.

Известно, что производительность нефтяных скважин определяется состоянием призабойной зоны пласта (ПЗП). В период срока эксплуатации уменьшается ее проницаемость, способность фильтровать углеводы к забою скважины. Возникает необходимость обработки ПЗП с целью восстановления и повышения фильтрационных характеристик и увеличения производительности добывающих скважин.

1.2 Актуальные задачи повышения эффективности технологических процессов и установок, уменьшения техногенного воздействия на окружающую среду

Далее с использованием литературных данных осуществляется анализ ряда проблем, связанных с реализацией названных и других технологий, технологических процессов, эксплуатацией соответствующих установок, аппаратов. Подчеркнем, что представленные ниже материалы носят обзорный характер.

1.2.1 Снижение гидродинамического сопротивления тел и гидравлических потерь в каналах

Проблема снижения гидравлических потерь при движении многофазной среды в каналах технологического оборудования, трубопроводах является актуальной в связи со значительными энергетическими затратами на ее транспортирование. Поскольку течения с непосредственным контактом газов и жидкостей встречаются в нефте- и газопроводах, рефрижераторах, технологических трубопроводах, конденсаторах, перегонных аппаратов, задачи о движении сред по трубам, в рабочих полостях технологического оборудования имеют важное значение при проектировании трубопроводов, насосов и

других устройств. Методики расчета гидравлических потерь при течении двухфазных потоков в трубах с местными сопротивлениями такими, как повороты, насадки, диафрагмы приводятся в монографии [44].

Особый интерес представляют течения с отрывом и присоединением потока [45, 46]. В настоящее время для снижения гидродинамического сопротивления затупленных тел, а также для интенсификации конвективного теплообмена используются активные и пассивные методы управления обтеканием. К активным относятся энергетические, такие как организация вдува и отсоса потока, поперечных и вращательных колебаний поверхности. Пассивные способы не используют дополнительную энергию, в качестве примеров можно назвать установку различных вихрегенераторов [47], нанесение шероховатости. Механизм уменьшения сопротивления плохообтекаемых тел обусловлен обеспечением безотрывного или близкого к безотрывному обтекания, затягиванием ламинарно-турбулентного перехода, ламинаризацией пограничного слоя. Анализ литературы [47] показывает, что поиск рациональных альтернативных способов управления обтеканием с малыми энергетическими затратами активно продолжается.

1.2.2 Интенсификация теплообмена

В основе многих явлений, наблюдаемых в природе и технике, лежит теплообмен. Теплообмен тесно связан с механическими явлениями, происходящими в многофазных средах. При этом обычно стоит задача повышения теплоотдачи или, наоборот, обеспечение теплоизоляции при обтекании теплопередающей поверхности многофазным потоком в ходе эксплуатации теплотехнического оборудования в энергетической отрасли, в химической, нефтеперерабатывающей, металлургической, пищевой промышленности. Интенсификацию теплообмена можно обеспечить разными способами: за счет повышения скорости теплоносителя, пульсаций давления, вибрации теплообменных поверхностей, увеличения перепада температур между по-

верхностью и теплоносителем, с помощью закручивающих устройств, турбулизаторов, использованием различных способов оребрения внутри круглых труб, нанесением углублений в форме лунок различных форм. Данные о механизмах интенсификации теплообмена обобщены в монографиях [28, 47-50]. При вынужденной конвекции среди наиболее перспективных способов выделяется поверхностная интенсификация с использованием систем лунок и выступов, а также пористых вставок. В цикле статей [51-53] рассмотрены многочисленные аспекты вихреобразования в лунках при воздействии разных факторов. Анализ имеющихся результатов показал, что на теплоотдачу поверхностей с вихреобразующим рельефом влияют режим течения теплоносителя, теплофизические свойства жидкости, форма углубления, относительная глубина, наличие скругления кромок, взаимное расположение, плотность распределения лунок, высота или стесненность канала, предыстория потока, которая определяет, в том числе, толщину пограничного слоя и уровень внешней турбулентности. При этом отмечается неоднозначный характер влияния различных параметров на теплообмен.

Литература по теплообменным процессам в многофазных системах чрезвычайно обширна. В монографиях [54-56] освещены многочисленные аспекты этого сложного явления. При движении дисперсной частицы в потоке происходит перенос теплоты от несущей среды к поверхности частицы, перенос теплоты в самой частице. Интенсивность межфазного теплообмена поверхности частицы и несущей среды зависит от многих факторов, в том числе, вращения частицы, увлечения ее в пульсационное движение, концентрации частиц, числа Рейнольдса частиц, теплофизических параметров сред. Обобщение имеющихся данных по межфазному теплообмену содержится в [56]. Отмечается [54], что начальный размер дисперсной фазы является важным фактором, оказывающим влияние на интенсивность процессов переноса в газокапельных потоках. С ростом диаметра частиц теплообмен в дисперсной смеси снижается за счет уменьшения площади межфазного контакта.

При разработке ряда энергетических и других установок возникает необходимость тепловой защиты стенки от воздействия высокоэнтальпийных или химически агрессивных потоков, от осаждения конденсированной фазы с помощью пристенных завес путем вдува многофазных систем в пограничный слой. Так, в [54] показано, что эффективную защиту рабочей поверхности от негативного воздействия высокотемпературных потоков можно обеспечить распылением капель в пристенном слое газовой завесы благодаря скрытой теплоте фазовых переходов.

1.2.3 Взаимное влияние компонент дисперсных смесей на их движение

Движение газозвесей широко представлено в природе, промышленном оборудовании и технологических процессах. В качестве примеров можно назвать торнадо, песчаные бури, космическая пыль, пылеуловители, гетерогенные реакторы, пневматранспортеры, псевдоожиженные слои. Изучению движения турбулентного потока газозвеси в вертикальных трубах и построению соответствующих математических моделей посвящены работы [57]. Обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных обтеканию тел дисперсными газовыми потоками, приведен в [58]. Изменить характеристики и особенности течений возможно также путем принудительного введения дисперсных частиц в поток. Присутствие в несущей среде твердых частиц, капель и пузырьков оказывает влияние на процесс взаимодействия течения со стенкой, меняется гидродинамическое сопротивление обтекаемых тел, теплообмен, приводит к возникновению ряда новых физических явлений: поглощение и дисперсия звука, рассеяние, уширение ударных волн [59]. Особенности пространственного распределения частиц в волновых полях рассматриваются в [60].

Исследование движения дискретной индивидуальной частицы, гидродинамическое и тепловое взаимодействие ее с окружающим объемом несущей среды имеет фундаментальное значение для анализа многофазных си-

стем. Во многих технологических операциях, таких как, кипячение, распылительная сушка, флотация, экстракция, частицы играют важную роль, найденные критериальные зависимости для движения одиночной изолированной частицы в несущей среде, изменения ее формы, охлаждения, испарения, используются при анализе практических задач с большим количеством частиц. Вопросы гидродинамики, массопереноса и теплопередачи одиночных частиц, капель жидкости и газовых пузырьков детально рассматриваются в [61]. Подробно моделирование гидроаэродинамики дисперсной частицы в несущей среде приведены в монографии [60]. Рассмотрены задачи динамики частицы под действием гидродинамических сил, изучен дрейф дисперсной частицы в стоячей волне. При движении индивидуальной частицы в несущей среде коэффициент сопротивления жидкой капли, газового пузырька отличается от коэффициента сопротивления твердой частицы, поскольку в жидкой деформируемой частице возникает внутреннее циркуляционное движение, вызванное касательными напряжениями на обтекаемой поверхности [43]. Поскольку скорость дисперсионной среды на границе твердой частицы падает до нуля, а на границе жидкой частицы – до некоторой конечной скорости циркуляции.

В случае, когда концентрация частиц мала, можно пренебречь обратным влиянием примеси на поток, а также их взаимодействием. В сильно концентрированных средах закономерности движения частиц могут существенно отличаться от закономерностей движения индивидуальной частицы [62]. Возникает необходимость учета межчастичных взаимодействий, взаимного влияния фаз. В частности, концентрация дисперсной фазы влияет на скорость осаждения частиц, другие параметры.

Образование компактных областей течения с повышенной концентрацией дисперсной фазы, так называемых кластеров частиц, представляет собой результат взаимодействия частиц с особенностями потока несущей фазы. А именно, процесс кластеризации примеси связывают с микромасштабной частью спектра флуктуаций скорости несущей среды. В частности [59], в турбулентном потоке может наблюдаться миграция частиц из областей тече-

ния с высокой интенсивностью турбулентности в области с низкой степенью турбулентности. В связи с этим представляет интерес исследование поля концентрации инерционных частиц вблизи разного рода особенностей течения, а также дисперсии частиц. При воздействии на дисперсную систему переменных внешних полей: электрического, акустического, магнитного можно наблюдать широкое разнообразие процессов структурообразования и коллективной динамики [63].

Исследование режимов течения жидкости с твердыми частицами в трубах опубликовано в [64]. Известно, что транспортировка твердых частиц в потоке жидкости в некоторых случаях может оказаться привлекательной альтернативой другим способам транспортировки, поскольку обладает рядом преимуществ, таких как экологичность и сравнительно низкие затраты на эксплуатацию и техническое обслуживание. При движении твердых частиц в жидкости, они имеют тенденцию оседать на дне труб, каналов, резервуаров. От режима течения зависит перепад давления, процесс эрозии. Выделяют взвешенный поток, при котором твердые частицы находятся во взвешенном состоянии; течение с движущимся слоем, когда твердые частицы скапливаются в нижней части трубы, образуя уплотненный перемещающийся течением слой; поток со стационарным слоем, в данном случае на дне наблюдается неподвижный осадок, над которым частицы транспортируются в виде движущегося слоя. Как правило, стационарные отложения на дне труб вызывают нежелательные эффекты: частичную закупорку трубы, увеличение ее износа, неравномерный теплообмен. Оценка влияния гидродинамических взаимодействий на процессы структурообразования в неоднородных средах предоставляет новые возможности для активного управления структурой дисперсных сред.

1.2.4 Диспергирование газов и жидкостей

С целью интенсификации физико-химических процессов во многих аппаратах химической технологии, где используется контакт фаз, в теплообменниках смешения, аппаратов мокрой очистки газов, экстракторах, абсорберах, реакторах осуществляется диспергирование газов и жидкостей. Для образования облака мелких капель разрабатываются различные конструкции распылительных форсунок. В них первостепенное практическое значение имеет фракционный состав спектра капель, распределение плотности орошения по поперечному сечению струи [65]. Пузырьки газа образуются путем нагнетания фазы в жидкость через отверстия или различные насадки.

Равномерное распределение диспергируемого материала важно при нанесении декоративных и защитных покрытий. Распылители также широко применяются в сельском хозяйстве при опрыскивании растений для борьбы с вредителями. Жидкое топливо в виде капель или твердое топливо в виде частиц сжигается в камерах горения газовых турбин, двигателях внутреннего сгорания, промышленных печах и других устройствах. Распылительное испарение важно отчасти потому, что оно составляет первую стадию сгорания распыленного жидкого топлива в таких устройствах, как промышленные печи, дизельные двигатели, жидкостные ракетные двигатели или газовые турбины. Огромное значение распыливания жидкости для решения ряда практических задач способствует созданию новых и усовершенствованию известных конструкций форсунок разной производительности, обеспечивающих равномерность распределения капель жидкости в газе, а значит лучшее взаимодействие сред, увеличение коэффициента теплопередачи, уменьшение времени контакта сред позволяет уменьшить габариты технологического оборудования, а также отысканию общих закономерностей в процессе распыливания [66]. Вопросы, касающиеся моделирования процесса распыливания, подробно рассматриваются в монографии [67].

1.2.5 Эрозионное разрушение материала обтекаемых тел

Взаимодействие частиц с поверхностью обтекаемых тел часто приводит к проблеме развития эрозионного разрушения. В таких случаях требуется разработка мероприятий для защиты элементов оборудования и выполнение расчетов эрозионной нагрузки. Механизм формирования пристеночного возвратного течения описывается в [68]. Экспериментальные оценки диссипации турбулентной энергии в пограничном слое приведены в [69]. О последних достижениях в моделировании коррозионного процесса можно найти информацию в обзорной работе [70]. Отмечается, что одной из наиболее сложных проблем является влияние многофазного потока на коррозию в трубопроводах. Моделируется влияние температуры, турбулентности и транспорта частиц на процесс коррозии. Капли топлива, ударяясь о стенки труб или камеры сгорания, растекаются, образуют тонкие пленки или распадаются на более мелкие капельки [71]. Знание закономерностей взаимодействия капель с поверхностями актуально при нанесении покрытий распылением, повышения качества струйной печати при распылении микроскопических капель чернил головкой принтера на бумагу. Влияние стенок на движение одиночной частицы рассматривается в монографии [72].

Отметим также, что в настоящее время много внимания уделяется разработке малогабаритных технологических устройств. Уменьшение их размеров позволяет сократить энергопотребление, снизить материалоемкость, ограничить негативное воздействие на окружающую среду. Междисциплинарная наука о поведении малых объемов жидкостей – микродинамика или микрофлюидика получила значительный импульс в конце прошлого века в связи с развитием нанотехнологий [73]. Высокий потенциал и отличные перспективы применения нанотехнологий стимулируют проведение исследований многофазных потоков в микро- и нано каналах. Особенно впечатляют достижения наномедицины в части создания нанороботов, разработки систем адресной доставки лекарственных веществ, визуализации процессов в орга-

низме. Вопросы управления многофазными системами в микро- и нано каналах, микрореакторах освещены в [19, 74].

1.2.6 Фильтрация жидкости в пористых средах

При описании течения в пористых средах для учета неоднородности их структуры применяются модели механики многофазных сред. Моделирование многофазного потока в пористых горных породах, почвах имеет важную практическую значимость для экологии, при постройке плотин, гидростанций, опор моста, постройке фундаментов, подземных туннелей, при разработке нефтяных сооружений. Для разработки залежей нефти обосновываются возможности применения различных моделей многофазной фильтрации [75]. Широкий спектр задач фильтрации в различных областях машиностроения, химической промышленности представлен в [76]. Обсуждается возможность учета разномасштабных физических процессов, имеющих, кроме того, разную природу. В практических приложениях поровое пространство имеет случайную структуру и, как правило, неизвестно, однако применение известных моделей позволяет во многих случаях получить с приемлемой точностью зависимости для фильтрационных свойств среды [76].

1.2.7 Динамика единичного пузырька и газожидкостные системы

Изучение динамики единичного пузырька, гидродинамического взаимодействия пары пузырьков, коалесценции вносит существенный вклад в развитие теории газожидкостных сред, позволяет оценить скорость всплытия пузырьков, изменение площади контакта фаз в процессе барботажа. Наличие развитой межфазной поверхности способствует интенсификации тепло- и массообменных процессов, а также обуславливает более полное химическое взаимодействие газов с жидкостями. Перемещение газовых пузырьков в жидких средах находит применение в системах доставки лекарств [77], а

также при определении акустического отклика для ультразвуковых контрастных агентов [78]. Пузырьки и капли имеют тенденцию деформироваться под воздействием внешних полей жидкости до тех пор, пока на межфазной границе уравниваются нормальные и касательные напряжения. При этом важен учет поверхностного натяжения, распределение скоростей внутри частицы. Форма деформируемых частиц будет оказывать влияние на скорость их движения в несущей среде.

При взаимодействии частиц можно наблюдать различные эффекты. Так, при взаимодействии твердых частиц возможны агломерация, фрагментация, при взаимодействии капель или пузырьков – коалесценция, разрушение [79]. Анализ работ по исследованию физики столкновения капель, описанию процессов коагуляции и дробления дан в [80, 81].

Задачи о деформации и дроблении газового пузырька, а также капли жидкости являются классическими задачами гидроаэродинамики, привлекающими внимание исследователей в течение многих лет [61, 82]. Размеры, форма пузырьков, режимы их движения, механизмы потери устойчивости играют важную роль в прикладных задачах, связанных с кавитацией, подводной акустикой, барботажем [62].

Динамика газовой и парогазовой полости в жидкости представляет научный и практический интерес, который обусловлен использованием различных физических эффектов при разработке новых технологий. При схлопывании газовой полости плотность среды, давление и температура изменяются в широком диапазоне при малых характерных временных интервалах и достигают высоких значений в его центре во время финальной стадии сжатия, а в жидкости распространяются волны разрежения и сжатия. Схлопывание газовой полости является одним из этапов кавитационного процесса. Эффекты кавитации используются при пайке, лужении, диспергировании, очистке поверхности рабочих полостей механизмов. Разогрев паров внутри пузырька и их ионизация используются для инициирования и ускорения химических реакций. В медицине внедряются современные малоинвазивные

методы лечения, использующие сходящиеся к четко определенному фокусу ударные волны, например, литотрипсия для разрушения камней, техника ударно-волновой терапии при опухолевых заболеваниях, ультразвуковая фактоэмульсификация катаракты. Рост и схлопывание пузырьков в жидкости, которое сопровождается высвобождением энергии, шумом рассматривается в процессе кавитации [83]. При кавитации давление в некоторой области потока падает так, что создаются условия для образования паровых пузырьков. Кавитирующий поток вызывает негативное воздействие на гидроузлы в виде возрастания гидравлических потерь, возникновения шума, пульсаций давления в потоке, эрозии поверхностей. Поиск решений для уменьшения отрицательного кавитационного воздействия на поверхность деталей насосов, лопастей гребных винтов, гидротурбин, уменьшения шума является актуальной задачей при проектировании технологического оборудования. Ассиметричное схлопывание пузырьков вблизи поверхности приводит к разрушающему воздействию на нее струи жидкости [84]. Струи жидкости, направленные к центру кластера пузырьков были исследованы в работах [85]. Методика численного исследования ударного воздействия пузырьков на тело, динамики пузырька, расположенного вблизи твердой стенки, отклонения формы пузырька от сферической изложены в [86].

Развитие процесса распада капель и пузырьков может происходить по разным сценариям в зависимости от соотношения сил поверхностного натяжения, вязкости, инерции, характеристик несущей среды, скорости относительного движения. Выделяют различные механизмы разрушения газовых пузырьков в жидкости. Механизм разрушения пузырька, связанный с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца, вызван относительным движением жидкости и газа за счет проскальзывания [87]. При этом критерием устойчивости выступает число Вебера. Другим механизмом разрушения пузырька является возникновение неустойчивости Релея-Тейлора при ускорении границы раздела газа и жидкости с разными плотностями. Подробные обзоры

результатов исследований процессов деформации и дробления капель приведены в [43, 61, 62, 88].

Газожидкостная система характеризуется следующими параметрами [43, 89]: дисперсностью, поверхностным натяжением на границе раздела фаз; удельной поверхностью или степенью раздробленности системы. Дисперсность придает новые свойства системе, поскольку с ростом дисперсности увеличивается удельная поверхность и, следовательно, избыточная поверхностная энергия на межфазной границе [90]. Соответственно, одна из основных задач при исследовании газожидкостных течений заключается в определении топологии потока или распределения фаз с установлением геометрического положения межфазных границ. При этом структура течения зависит от соотношения объемных расходов фаз, скорости смеси, ориентации канала в пространстве. Направление движения фаз является определяющим фактором, особенно в процессах, где гравитация играет решающую роль при наличии большой разницы в плотности. От распределения фаз в рабочих полостях технологического оборудования будут зависеть теплообмен, распределение поля скоростей и давления, протекание химических реакций и другие параметры, влияющие на эффективность и безопасность производственного процесса. Так, большое количество публикаций посвящено изучению газожидкостных структур потока в вертикальных и горизонтальных трубах, поскольку такие течения широко представлены в нефтяной, химической промышленности, энергетике. Классификация структур газожидкостных потоков основана на визуальных наблюдениях и является субъективной. Разные авторы выделяют разное количество режимов течения [91]: пузырьковый, снарядный, пробковый, вспененный, дисперсно-кольцевой и другие. Для некоторых случаев составлены карты режимов течения, идентифицирующие структуры потока [35, 55, 65, 92-99], в которых обобщены опытные данные. Следует заметить, что до сих пор не существует универсальных безразмерных карт режимов течения, поскольку границы режимов зависят не только от скорости, расхода, но и от многих других факторов, таких, как свойства жидко-

стей, предыстории потока, геометрических особенностей рабочей полости, условий ввода фаз в устройство, степени влияния капиллярных эффектов и поэтому корреляция для режимов течения является, по существу, качественной. Кроме того, еще не достигнуто полное понимание неустойчивостей при переходе от одной схемы течения к другой.

Важное значение в динамике многофазных сред имеют фазовые переходы. На основе агрегатного состояния фазовые переходы классифицируются следующим образом [56]: фазовый переход твердое-жидкое состояние (плавление, затвердевание, полимеризация, кристаллизация), жидкость-пар (конденсация, испарение, кипение), твердое состояние-пар (сублимация, десублимация). Обзор основополагающих работ, посвященных изучению тепломассопереноса в газокапельных потоках при наличии фазовых переходов на поверхности частиц можно найти в [54].

1.2.8 Распространение волн в многофазных средах

Изучение распространения волн в многофазных средах важно при решении многочисленных технических вопросов. Влияние вибраций и разного рода возмущений, распространяющихся во времени и пространстве в отдельных процессах играет ключевую роль. Применение волновых технологий к таким многофазным системам, как газовзвеси, аэрозоли, туманы, позволяет на принципиально новом уровне решать различные прикладные задачи. Одной из таких задач является очистка воздуха от взвешенных жидких или твердых частиц, образовавшихся при горении топлива, химическом взаимодействии газов, конденсации и осаждении паров (нефтяные дымы, туманы смол, пары воды и других жидкостей в теплотехнических установках, в частности, градирнях) или при измельчении твердых тел (размалывание, дробление, транспортировка) [100].

За последние десятилетия гидродинамическая акустика достигла заметных успехов в исследовании взаимодействия акустических волн с пу-

зырьковыми средами. Интенсивно изучаются механизмы поглощения звука. Методы основаны на измерении коэффициента затухания акустической волны, скорости звука, сдвига частоты сигнала, времени прохождения звуковой волны [101]. Основы теории распространения акустических волн в смесях газа с паром и каплями жидкости изложены в монографии [102], где особое внимание уделяется влиянию фазовых переходов на процессы дисперсии и диссипации возмущений. Методы акустики позволяют получить данные в реальном времени о высококонцентрированных системах. Обзор физических принципов и современных проблем методов измерения и методики обработки сигналов для получения профилей скоростей, состава дисперсных фаз и объемной доли фракций частиц дается в [101]. Обратное влияние дисперсной фазы на несущую среду при распространении акустических волн отражено в [103], ударных волн [104] в двухфазных средах.

1.2.9 Неустойчивость потоков жидких сред

Одна из особенностей многофазных потоков, с которой приходится бороться инженеру в своей практике, заключается в том, что они часто проявляют неустойчивости, которые не имеют эквивалента в однофазном потоке. Под устойчивостью дисперсных систем понимают постоянство во времени таких свойств как дисперсность, распределение частиц по объему системы, характер взаимодействий между частицами [90]. Системы с многофазными потоками подвержены многим видам неустойчивости, которые вызывают флуктуации скоростей потоков, давления и т.д. В [89] выделяют агрегативную, кинетическую и фазовую устойчивость дисперсных систем. Среди факторов, влияющих на устойчивость, названы гидродинамический, структурно-механический, электростатический, адсорбционно-сольватный, энтропийный факторы. Подробно факторы устойчивости дисперсных систем описываются [90]. Часто результатом неустойчивости является возникновение больших колебаний давления, расхода или объемной концентрации, которые, в луч-

шем случае, нарушают ожидаемое поведение системы многофазного потока в целом и, таким образом, снижают надежность и срок службы технологического оборудования, и, в худшем случае, могут привести к серьезной остановке производственного цикла или разрушению конструкций, особенно если это происходит на высоких скоростях, например, в насосных и турбинных установках.

Одним из важнейших условий корректной работы при нанесении многослойных покрытий, функционировании жидкостных чипов, термостабилизации является устойчивость состояния рабочей среды. Нестационарное поведение многофазных сред в переходных процессах, связанных с потерей устойчивости, особенно часто проявляется в аварийных условиях, при запуске или остановке производственного цикла. Следует заметить, что в практических приложениях потеря устойчивости может быть как негативной, так полезной. Поэтому очень важно исследовать методы управления потоком для реализации условий потери устойчивости, или, там, где требуется затянуть или вовсе подавить этот процесс. Вопросы устойчивости многофазных систем рассматриваются в [105-111].

Анализ механизма потери устойчивости одиночного пузырька, всплывающего в вязкой жидкости, при сопоставлении экспериментальных данных и аналитических оценок приведен в [112]. Влияние конвекции на устойчивость движения жидкости с неравномерно распределенной тяжелой примесью рассматривается в [113].

Отдельно следует упомянуть неустойчивости, возникающие на границе раздела двух контактирующих сред разной плотности. Неустойчивость Релея-Тейлора (Rayleigh-Taylor, RT) или гравитационная неустойчивость возникает на поверхности раздела между средами с разной плотностью при ускоренном движении одной среды в другую. Если же ускорение имеет импульсный характер при наличии ударной волны, то развивается неустойчивость Рихтмайера-Мешкова (Richtmyer-Meshkov, RM) [114], которая не зависит от направления ускорения. В экспериментальной работе [114] проиллю-

стрированы особенности структуры турбулентного перемешивания на границе газ-жидкость и на границе газ-газ, ускоряемой ударными волнами. Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца (Kelvin-Helmholtz, КН) возникает при ненулевом тангенциальном градиенте скорости на границе между двумя контактирующими жидкостями. Данные неустойчивости формируют области турбулентного перемешивания, которые наблюдаются в некоторых технологических приложениях. Способность контролировать эти процессы имеет решающее значение для организации стабильного производственного цикла.

Существует большое количество механизмов, вызывающих неустойчивости пограничных слоев. В [115] выделяются следующие типы конвективных неустойчивостей пограничных слоев: неустойчивость Релея (Кельвина-Гельмгольца), Толлмина-Шлихтинга, Сквайра, Мэка, Гёртлера, немодовая неустойчивость, неустойчивость течения вдоль линии растекания, неустойчивость поперечного течения, продольной кривизны линий тока. Неустойчивости способны вызывать усиление возмущений, которые в свою очередь индуцируют переход к турбулентности. Математическое исследование устойчивости движения многофазной системы в пограничном слое определяет круг новых проблем при улучшении аэродинамических характеристик тел, интенсификации теплообмена.

1.2.10 Экологические проблемы

На сегодняшний день исключительно остро стоят экологические проблемы, значимость которых очевидна [116]. Выбросы, обусловленные деятельностью человека, как правило, представляют собой многофазные системы. Известно, что химические загрязнения оказывают на человека канцерогенное, мутагенное влияние, могут вызывать острые отравления и различные хронические заболевания. Минимизация вредных выбросов промышленных предприятий, жилищно-коммунального хозяйства, животноводческих комплексов, птицефабрик является актуальной проблемой во всех странах. Ис-

следования, направленные на определение количества выбросов вредных веществ, позволят сделать технико-экономические оценки систем очистки, дать рекомендации по их модернизации, определить оптимальные режимные параметры. Применение абсорбционного метода очистки газов применяется на предприятиях, где происходит большой выброс вредных веществ в атмосферу. При эксплуатации градирен возникает необходимость предотвращения капельного уноса. Отдельно следует выделить необходимость математического моделирования сценариев стихийных бедствий или катастроф: селей, оползней, ураганов, пылевых бурь, обрушение дамб, прорыва плотин, наводнений, исследование которых в лабораторных условиях затруднительно или нереализуемо.

Нужно подчеркнуть, что перечень приложений и задач можно было продолжать и дальше, это лишь часть не до конца изученных проблем, гидроаэродинамики и теплообмена многофазных систем. Хотя к настоящему времени накоплен достаточно большой объем экспериментального и теоретического материала, разработаны подходы к моделированию динамики движения многофазных систем, исследование процессов в многофазных системах в виду многообразия возникающих эффектов является сложной физико-математической задачей и далеко не закончено.

1.3 Развитие теории динамики многофазных систем

Многофазная система – неоднородная среда, состоящая из нескольких компонент или фаз с различными физическими характеристиками, отделенных поверхностями, на которых скачкообразно меняются их свойства. Так как математическое описание многофазных и многокомпонентных систем во многом идентично, часто эти термины используются как синонимы [117]. Ряд принципиальных характерных особенностей многофазных и многокомпонентных систем, таких как неравновесные процессы гидродинамического и теплового взаимодействия фаз, наличие фазовых переходов, многообразие

структур и форм существования фаз, дает основание выделить этот раздел механики в самостоятельное направление. Многофазные течения характеризуются широким диапазоном масштабов длины и времени. Мелкомасштабные изменения физических свойств находящихся в контакте фаз могут заметно влиять на крупномасштабные структуры потока, режимы течения и другие основные характеристики системы. Наличие дисперсных частиц и их распределение в несущем потоке оказывает существенное влияние на гидродинамическое сопротивление обтекаемых тел, теплообмен, эффективность технологических процессов.

Истоки теории многофазных систем были заложены еще в III веке до нашей эры древнегреческим ученым Архимедом, открывшим выталкивающую силу. В первой половине прошлого века характерной особенностью исследований течения газожидкостных смесей в трубах является использование преимущественно эмпирических методов решения задач, основанных на использовании экспериментальных материалов в форме первичных опытных данных при отсутствии их систематизации и обобщения [118].

Разработка простейших аналитических моделей многофазных потоков для описания технологических процессов в химической технологии, нефтяной промышленности началась с 1930 годов [119]. В 1940 годы для анализа двухфазных течений созданы одномерные модели в предположении, что скорости обеих фаз равны [44]. Допущение об отсутствии относительной скорости движения фаз вносило существенные ошибки в результаты гидравлического расчета движения газожидкостной смеси в трубопроводах в случае вертикального расположения труб [120, 121]. Тем не менее, это был первый и важный шаг к пониманию физических аспектов многофазных течений и обоснованной формулировке математических моделей движения их.

Дарси опубликовал в 1856 г. [122] закон пропорциональности скорости фильтрации жидкости и градиента напора при движении жидкости через пористую среду. Этим законом широко пользуются и в настоящее время при

исследовании течения грунтовых вод, нефти в подземных пластах, во многих других случаях.

Впервые аналитическое решение задачи о сопротивлении движению твердого тела сферической формы в вязкой жидкости опубликовал Дж. Стокс в 1851 г. Полученное им соотношение носит название формулы Стокса. Данная формула используется для определения силы лобового сопротивления при движении сферического тела в вязкой жидкости при малых числах Рейнольдса.

А. Энштейн разработал теорию сопротивления сдвигу суспензии маленьких сферических частиц, взвешенных в жидкой среде, и теоретическим путем показал, что наблюдаемое увеличение вязкости жидкости можно выразить через объемную концентрацию твердых частиц.

Диффузионная теория движения взвешенных наносов в водном потоке была развита В.М. Маккавеевым (1931 г.), М.П. О'Брайеном (1933 г.), М.А. Великановым (1938 г.), согласно которой частицы переносимые потоком не оказывали обратного воздействия на поток несущей среды. Она хорошо описывала течения с малой концентрацией частиц, однако при относительно большой концентрации взвеси не согласовывалась с экспериментальными данными. В 1950 развивающаяся ядерная энергетика побуждала к появлению моделей смеси. Позднее уравнения сохранения для двухфазных сред формулировались применительно к разным задачам. Разработанная модель квазиодномерного течения для оценки влияния на характеристики сопла Лаваля в 1960-х годах описана в монографии [123].

Так, осредненные уравнения движения для газожидкостных смесей с учетом фазовых переходов получил С.Г. Телетов [124-126]. Его теоретические работы легли в основу критериального метода обработки экспериментальных данных по газожидкостным смесям, что позволило при соблюдении условий моделирования распространить результаты лабораторных исследований на натурные объекты. Аналитические методы исследования одномерных двухфазных течений, а также их применение к конкретным техническим

задачам изложены в монографии Г. Уоллиса [117], в которой основное внимание сосредоточено на гидродинамических аспектах. Следует отметить, что в силу сложности и разнообразия движения неоднородных сред механика многофазных систем долгое время все же оставалась в значительной степени экспериментальной ветвью механики жидкости.

Систематическое исследование движения газовзвесей началось по существу во второй половине прошлого века и связано, прежде всего, с развитием газоочистки, линий пневмотранспорта, разработкой теплообменных систем, в которых дисперсные потоки выступают в роли рабочих тел [127]. Результаты исследований характера движения газовых потоков с твердыми частицами позволили решать проблемы управления технологическими процессами за счет подбора дисперсных частиц по теплофизическим свойствам, распределения частиц по размерам, задания концентрации, режимных параметров.

Считается [128], что современный этап развития механики многофазных систем начинается с появления работ Х.А. Рахматулина [129, 130], в которых заложены основы теории взаимопроникающего движения многофазных сред. Им впервые получена замкнутая система уравнений смеси, построена теория пограничного слоя двухфазной смеси. В рамках теории многоскоростного континуума предполагается, что каждая фаза является сплошной средой и имеет свое поле скоростей и температур. Записываются уравнения сохранения массы, импульса и энергии одного типа для всех фаз. Эти уравнения для учета межфазного обмена массой, импульсом и энергией при необходимости дополняются соответствующими членами, описывающими испарение, конденсацию, химические реакции.

Позднее общие принципы построения моделей механики многофазных сред были развиты и сформулированы в монографиях академика РАН Р.И. Нигматулина [4, 82, 131]. В [4] получены замкнутые системы уравнений для монодисперсных смесей с учетом вязкости, сжимаемости фаз, фазовых переходов, относительного движения фаз, радиальных пульсаций пузырьков,

столкновения частиц. В монографии Р.И. Нигматулина [82] отмечается, что изучение движения гетерогенных смесей с учетом исходной структуры смеси и физических свойств фаз связано с привлечением новых параметров и решением уравнений, более сложных, чем те, которые используются в механике однофазных сред. Для изучения сложных процессов, протекающих в гетерогенных смесях с внутрифазными и межфазными взаимодействиями особенно необходимы рациональная схематизация и упрощения на основе принятых гипотез и предположений, что позволит сформулировать задачи и получить решения, которые достаточно точно описывают основные особенности реальных явлений.

Прогресс в совершенствовании численных методов решения задач механики сплошных сред тесно связан с историей развития вычислительной техники [132, 133]. Книги, посвященные отдельным вопросам вычислительной гидродинамики, начали появляться в конце пятидесятых – начале шестидесятых годов прошлого века. Развитие вычислительной техники и численных методов предоставило возможность решения задач механики многофазных систем, которые ранее считались неразрешимыми.

В последние десятилетия во всем мире наблюдается устойчивый рост интереса многочисленных групп исследователей к изучению тех или иных аспектов гидрогазодинамики и теплофизики многофазных потоков [134]. Поведению частиц, взвешенных в турбулентном потоке газа, посвящены монографии [59, 135]. Особое внимание уделено проблемам физического моделирования турбулентных двухфазных потоков, влиянию частиц на характеристики течения несущей фазы. В серии обзорных работ [58, 128, 136-140], опубликованных в последние годы, рассмотрены особенности движения частиц в окрестности тел различной формы, а также влияние дисперсной фазы на сопротивление и теплообмен, проанализированы некоторые последствия взаимодействия частиц с поверхностью обтекаемых тел (эрозионное разрушение, газодинамическое напыление, обледенение, свечение) [58], описаны развитые подходы определения ядер столкновений монодисперсных и би-

дисперсных частиц (капель) в однородной изотропной турбулентности [137], выявлены особенности движения частиц в ламинарных и турбулентных пограничных слоях [138]. Систематические обзоры достигнутых результатов и их обобщений [58, 128, 136-140] являются большим вкладом в дальнейшее развитие механики неоднородных сред.

Значительный вклад в развитие теоретических основ и математического описания движения многофазных систем внесли С.С. Кутателадзе [65], А.Н. Крайко [141], В.Г. Левич [142], У.Г. Пирумов [143], В.И. Терехов [54], Л.Е. Стернин, А.А. Шрайбер [144], S. Sou [1], R. Clift, M.E. Weber [61], R. Boothroyd [127], C.T. Crowe [92], W. Sirignano [66], C.E. Brennen [145], Л.И. Зайчик [146] и другие. Обзоры результатов многолетних теоретических и экспериментальных исследований в области гидродинамики двухфазных сред содержатся также в монографиях [44, 59, 62, 128, 135, 147, 148]. Достижения механики многофазных сред в приложении к проблемам энергетики и машиностроения изложены в отечественных и зарубежных монографиях [28, 59, 66, 102, 127, 148-150]. Важными источниками эмпирической информации для практических задач и описания рабочих процессов с участием многофазных системам в энергетических установках, в металлургической, фармацевтической, пищевой промышленности являются справочники и руководства [151, 152].

На результатах изучения динамики и теплоотдачи отдельных частиц в несущей среде базируются исследования систем, содержащих множество частиц. Литература, посвященная движению одиночных частиц под действием массовых и поверхностных сил в ньютоновских жидкостях достаточно обширна [60, 61]. В [60] систематизированы результаты исследований дрейфа и динамики дисперсных частиц под влиянием волновых полей. Детальное исследование взаимодействия частицы с несущей средой с учетом конденсации, испарения, деформации ее границы, внутренней циркуляции и других процессов требует привлечения теоретических основ гидро- и аэродинамики, термодинамики, физико-химической кинетики [59].

Обзорные материалы о движении двухфазных дисперсных потоков опубликованы в [153, 154]. Обзор физических аспектов полидисперсных турбулентных потоков применительно к проблемам ракетного старта и входа в запыленную атмосферу, обледенения летательных аппаратов, акустики газодисперсной смеси и другим приведен в [155]. В монографии [156] рассматривается тепломассоперенос, механика столкновений твердых частиц в потоке газа применительно к сепараторам, псевдоожиженным слоям, пневмотранспорту.

Известно [91], что гидродинамические характеристики и структура многофазных систем взаимосвязаны с режимами теплообмена, степенью термической неравновесности потока, условиями возникновения кризиса теплообмена. В монографии [91] делается попытка последовательно рассмотреть результаты многочисленных экспериментальных и теоретических исследований по теплопередаче, дать рекомендации по расчету гидродинамических параметров и теплообмена в кипящих средах. Отдельно рассматривается влияние различного типа отложений на поверхности нагрева на теплообмен при кипении. Современные достижения в части теплообмена в многофазных системах отражены в монографиях [156-159].

В последние годы активно развивается волновая динамика двухфазных систем, являющаяся разделом механики многофазных сред. Движение двухфазных систем во многих случаях сопровождается сильной сжимаемостью, межфазным тепломассообменом, нелинейными эффектами, дисперсией скорости звука. Распространение возмущений конечной амплитуды и ударных волн в двухфазных средах описано в монографии [160].

Многофазные процессы, протекающие в пористых средах, такие как капиллярная конденсация, десорбция, пропитка и сушка изложены в монографии [161]. В [162] приведены экспериментальные и теоретические исследования фильтрации полимерных растворов, нефтяных дисперсных систем, газированных жидкостей в однородных и неоднородных пористых средах,

подробно описано образование нанопузырьков-зародышей в газожидкостных смесях.

Следует отметить учебные пособия, подготовленные на основе курса лекций по теоретическим основам гидродинамики многофазных систем и теплообмена, читаемых в ведущих университетах России и других стран. Накопленный опыт преподавания систематизирован и отражен в работах [43, 163-168].

К настоящему времени накоплен обширный материал, посвященный различным аспектам механики многофазных систем, полученный как экспериментально, так и с привлечением численных методов. Теория многофазных систем активно развивается, в подтверждение тому – большое число опубликованных научных статей. Успех исследований в данной области науки в последние десятилетия связан с развитием сложных экспериментальных методов, вычислительной техники и методов математического моделирования. Оригинальные статьи, описывающие результаты исследований по движению многофазных систем, регулярно выходят в свет в российских и зарубежных журналах: «Теплофизика высоких температур», «Известия РАН. Механика жидкости и газа», «Прикладная механика и техническая физика», «Теоретические основы химической технологии», «Теплофизика и аэромеханика», «Многофазные системы», «International Journal of Multiphase Flow», «Journal of Computational Multiphase Flows» и многих других.

1.4 Классификация неоднородных систем

Многофазные системы, имеющие место в природе или используемые человеком в хозяйственной деятельности, отличаются огромным разнообразием, поэтому важно их систематизировать. Классификация многофазных многокомпонентных систем является важным этапом исследований, она позволяет понять, какие ограничения накладывают специфические свойства систем на выбор математических моделей для описания протекающих в них

процессов. На данный момент не существует универсальной классификации, полностью систематизирующей все многообразие многофазных систем, существующих в природе и технике [169]. Имеющиеся классификации, как правило, ориентированы на определенную предметную область и конкретные цели исследования.

Изначально можно выделить две основные топологии многофазного течения в соответствии с природой системы: дисперсные течения, которые состоят из частиц, капель и пузырьков, распределенных в связанном объеме непрерывной фазы, и разделенные (стратифицированные) потоки, представляющие собой совместное течение двух или более жидкостей, которые имеют межфазную границу раздела. В современной гидродинамике теория стратифицированных течений выделена в отдельный раздел. В стратифицированном или расслоенном течении имеет место влияние неоднородности по плотности в некотором направлении на процесс движения среды. Неоднородность может быть вызвана, например, изменением температуры или концентрацией веществ. Обзор температурной, химической и механической стратификации, а также проблем устойчивости таких течений можно найти в [152, 170].

Модели многофазных систем условно делятся на гомогенные и гетерогенные. В рамках полностью гомогенной модели принимается, что многофазный поток движется как гомогенная смесь (или псевдооднородная жидкость) с эффективными свойствами, которая подчиняется уравнениям неразрывности, моментов и энергии для однофазной жидкости. Данный подход сравнительно прост для численной реализации, однако ограничен случаями, когда компоненты смеси перемешаны на молекулярном уровне или обладают схожими физическими свойствами. В качестве примеров можно назвать растворы солей и кислот, смеси растворимых жидкостей. Гетерогенными называют системы, которые состоят из двух или более фаз с высокоразвитыми поверхностями раздела. Между гомогенными и гетерогенными средами су-

ществуют промежуточные состояния: коллоидные смеси и мицеллярные растворы [169].

В классе гетерогенных систем наиболее широко представлены дисперсные системы. Их классифицируют обычно за счет различий, а именно: по агрегатному состоянию дисперсной фазы и дисперсионной среды; размеру, форме частиц; характеру взаимодействия частиц дисперсной фазы между собой и несущей средой, концентрации [171]. Наиболее полные классификации многофазных систем приведены в [62, 89-91, 149, 172].

Классификация по агрегатному состоянию частиц дисперсной фазы и дисперсионной среды

Многофазные системы могут состоять из различных фаз одного и того же вещества, а также из различных веществ в различных агрегатных состояниях [167]. Традиционно выделяют три агрегатных состояния фаз: твердое, жидкое и газообразное. И, соответственно, различают следующие виды дисперсных смесей:

- суспензии – смеси жидкости с твердыми частицами (лекарственные препараты, глинистые взвеси);
- эмульсии – дисперсные системы, состоящие из капель жидкости, распределенных в другой жидкости (водо-эмульсионные краски, некоторые лекарственные и хозяйственные препараты). Эмульсии образованы двумя несмешивающимися жидкостями и относятся к грубодисперсным системам, поскольку капли, как правило, имеют размер от 1 до 50 мкм;
- газовзвеси – смеси газа с твердыми частицами (пыльная буря);
- аэрозоли (туман, дым),
- пузырьковые среды;
- порошки;
- пены (мыльная пена, пенопласт).

Системы также могут состоять из трех и более фаз.

По размеру частиц дисперсной фазы системы подразделяют на три типа [173]:

- грубодисперсные (грубые взвеси, суспензии, эмульсии, порошки) с радиусом частиц 10^{-4} - 10^{-7} м;
- коллоидные с размером частиц 10^{-7} - 10^{-9} м;
- молекулярные или ионные (истинные) растворы с размером частиц менее 10^{-9} м.

По степени дисперсности выделяют монодисперсные системы, содержащие частицы одного размера, и полидисперсные системы с неодинаковыми по размеру частицами. Распределение частиц по размерам имеет большое значение для прогнозирования протекания изучаемых процессов [174].

Форма частицы зависит от свойств материала, из которого она состоит, и способа формирования. Твердые частицы природного и искусственного происхождения могут иметь любую форму, тогда как форма капель и пузырьков часто близка к сферической, однако они имеют тенденцию деформироваться под влиянием внешних сил. Форма частиц дисперсной фазы может быть линейной, вытянутой в одном направлении, например, нити, волокна; плоской: пленочные системы, мембраны, диски; изометрической или объемной (корпускулярные системы): частицы, капли, пузыри.

Одной из важных характеристик неоднородной системы является концентрация дисперсной фазы, которая может быть объемной и массовой. Если концентрация частиц мала, то они, как правило, не оказывают значительного влияния на течение несущей среды. Однако переменная концентрация частиц может существенно влиять на движение несущей среды, в отдельных случаях, быть единственной причиной, вызывающей движение. В ситуациях, когда объемная концентрация высока, движение дисперсных частиц происходит в стесненных условиях. При этом

дисперсные частицы активно взаимодействуют друг с другом, определяя характер движения дисперсной и дисперсионной сред. При высоких значениях концентрации частиц в суспензии могут проявляться неньютоновские свойства.

По взаимодействию между частицами выделяют свободнодисперсные и связнодисперсные системы. В свободнодисперсных системах частицы дисперсной фазы свободно перемещаются, а в связнодисперсных частицы образуют неподвижные пространственные структуры. К связнодисперсным системам относят, например, пористые материалы, в том числе, твердые пены, композиционные материалы.

Кроме того, фаза может обладать ньютоновскими или неньютоновскими свойствами, представлять собой сжимаемую или несжимаемую жидкость. Течения могут быть внутренними и внешними, стационарными и нестационарными. Выделяют также изотермические течения, когда температура среды постоянна, и неизотермические, если температура меняется по пространству и времени. Названные процессы могут сопровождаться фазовыми переходами.

Наличие многочисленных режимов течения, разнообразия структур, большого числа управляющих параметров, теплофизических и других свойств, наблюдаемых эффектов существенно осложняет систематизацию имеющихся данных и обобщение результатов проводимых исследований.

1.5 Методы исследования

Детальное изучение движения многофазных сред, прогнозирование характеристик соответствующих течений можно проводить с помощью экспериментальных, теоретических и экспериментально-теоретических методов.

Основными видами экспериментов являются лабораторные, натурные, в частности, производственные, трассовые, полевые эксперименты.

Экспериментальные методы исследований являются наиболее надежными с точки зрения достоверности получаемой информации. Эти методы, разработанные для изучения физических явлений в многофазных системах, можно разделить на группы. Во-первых, это использование трассирующих частиц, которые помещаются в среду и позволяют визуализировать их перемещение. В монографии [1] упоминается об оптических, оптико-электронных и оптико-радиометрических методах измерений, как наиболее перспективных. Зондовые и фотографические средства исследования дисперсных потоков подробно описаны в [175]. В последние годы экспериментальные исследования двухфазных течений в каналах проводятся преимущественно с использованием методов лазерной доплеровской анемометрии (Laser Doppler anemometrie, LDA) [176] или лазерной доплеровской велосиметрии (Laser Doppler velocimetry), которые являются бесконтактными оптическими методами измерения направления и скорости взвешенных частиц в потоке жидкости или газа: а также цифровая трассерная визуализация потоков или лазерная анемометрия по изображениям частиц (Particle Image Velocimetry, PIV), которая позволяет измерять векторные поля скорости в выбранном сечении потока газа или жидкости. Преимущества метода лазерной доплеровской анемометрии представлены в монографии [135]. Оптические методы, как правило, подходят для сильно разбавленных дисперсных систем, с объемными долями не более 5%. К неинвазивным методам относятся также магнитно-резонансная томография, получение рентгеновского изображения используется для систем со значительными различиями в плотности фаз и радиационной прозрачности [177].

Во-вторых, существует группа методов, основанная на размещении чувствительного элемента в самой среде, при этом он должен быть настолько мал, чтобы не вызывать возмущения среды и удовлетворять другим требованиям. В качестве примера можно назвать анемометры с горячей проволокой или термопленкой, термопары [177]. Методы исследования

дисперсных систем, основанные на молекулярно-кинетических, оптических и электрокинетических свойствах систем изложены в [89].

Трудности опытного изучения многофазных сред связаны с необходимостью фиксировать дисперсность, скорость фаз [1]. В большинстве случаев проведение полномасштабных натурных экспериментов оказывается чрезмерно дорого. Практическое применение контактных и оптических методов измерений характеристик процессов при физическом моделировании, таких как термоанемометрия или лазерная анемометрия, для изучения многофазных потоков значительно ограничено. Кроме того, во многих случаях лабораторная модель должна иметь совершенно иной масштаб, чем прототип, в силу этого не удастся смоделировать на экспериментальных установках реальные условия работы прототипа.

Теоретические методы исследования включают этапы обработки имеющихся данных, их обобщение и анализ, факторный анализ, математическое моделирование. В литературе имеется ограниченное число задач, допускающее аналитическое интегрирование уравнений Навье-Стокса даже для однофазных сред [178, 179]. Поскольку совокупность влияния разнообразных факторов на движение многофазных сред затрудняет получение аналитических оценок, большинство исследований проводится либо в условиях натурных и лабораторных экспериментов, либо с привлечением методов вычислительной гидродинамики. Во многих случаях именно математическое моделирование оказывается информативным инструментом исследования, который позволяет, меняя входные параметры в широком диапазоне, изучать процесс движения сред, анализируя результаты численного эксперимента прогнозировать последствия крупномасштабных техногенных катастроф, в том числе, связанных с разрушением дамб и плотин. Полномасштабные исследование процессов с помощью методов математического моделирования имеет свои преимущества, которые заключаются в экономичности, возможности воссоздания опасных и трудно-

воспроизводимых в натуре режимов, проведении многовариантных параметрических расчетов, получении подробной и полной информации по всем локальным значениям любых переменных, интегральным параметрам, обработки и анализа больших массивов результатов вычислительных экспериментов, визуализации параметров течения в любых сечениях расчетной области. Кроме того, в отличие от лабораторного эксперимента существует возможность математического моделирования как реальных, так и идеализированных условий исследуемого процесса, способствующих глубокой интерпретации полученных данных.

Наиболее интенсивное развитие методов вычислительной гидродинамики (Computational Fluid Dynamics, CFD) началось с 1960 годов с созданием вычислительной техники и появлением новых численных методов. Стремительный прогресс в развитии аппаратных возможностей компьютеров за счет производительности процессоров и увеличения объема оперативной памяти, развитие многопроцессорных комплексов, увеличение быстродействия, использование параллельного программирования на многопроцессорных системах сделало CFD незаменимым инструментом исследования в различных областях науки и техники. Методы вычислительной гидродинамики в последние годы становятся все более важным и широко используемым инструментом исследования гидроаэродинамики и тепломассообмена многофазных систем. С другой стороны нельзя не отметить, что многообразие возникающих эффектов при движении многофазных сред создает серьезные трудности в процессе математического моделирования, и следовательно, способности прогнозирования данного класса течений. Существующие ограничения при использовании CFD для исследования многофазных систем связаны с имеющейся в наличии мощностью вычислительной техники и несовершенством применяемых математических моделей, которые опираются на конкретные допущения и ориентированы на описание определенного круга задач. Методы вычислительной гидроаэродинамики

предоставляют большие возможности для исследования соответствующих процессов, поиска энерго- и ресурсоэффективных решений при оптимизации технических конструкций, технологических режимов. Они позволяют ускорить разработку и проектирование современных технических устройств, а также снизить стоимость их разработки. Последние достижения вычислительной гидродинамики дают возможность расширить круг рассматриваемых проблем в области динамики многофазных сред. Вместе с тем, не останавливаются работы по созданию наиболее общих моделей, описывающих движение многофазной среды при наличии теплообмена, фазовых переходов, с учетом метастабильности и неравновесности процессов [1].

Важно подчеркнуть, что методы физического и математического моделирования взаимно дополняют друг друга. В частности, результаты измерений необходимы при верификации математических моделей.

1.6 Проблемы математического моделирования движения многофазных смесей

Теория многофазных систем опирается на большой опыт, накопленный при решении задач механики сплошной среды [180-182], в настоящее время интенсивно развивается благодаря новым задачам, возникающим в практической деятельности человека, интенсивному развитию современных инновационных технологий.

Одним из сложных этапов исследований является систематизация и классификация всего многообразия многофазных систем и режимов движения. Он определяет подходы к исследованию конкретного процесса, ограничения, накладываемые на математическую модель, возможность использования упрощающих предположений, порядок проведения численных экспериментов.

При математическом моделировании исходный объект заменяется математической моделью, которая в дальнейшем исследуется с помощью методов вычислительной математики с использованием компьютерной техники. Основная проблема математического моделирования многофазных смесей заключается в построении замкнутой системы уравнений механики многофазных сред при заданных физико-химических свойствах фаз, геометрии расчетной области, учитывающей возникающие эффекты. Среди эффектов, возникающих в многофазных потоках, можно назвать, например, дробление, коагуляцию, вращение, столкновение частиц, фазовые переходы, химические реакции, теплообмен, влияние полей массовых сил, турбулентности, капиллярных явлений. Все эти процессы должны быть отражены в математической постановке задачи. Они могут оказывать взаимное влияние друг на друга и, соответственно, на весь процесс движения. Обстоятельства, при которых эти эффекты проявляются, влияют на создание математической модели для каждой конкретной задачи. При этом используются различные предположения и упрощения относительно исследуемого явления для учета некоторых свойств сред и действующих сил. Одним из важных вопросов является обоснование способов замыкания систем дифференциальных уравнений и допущений, используемых при построении математического описания процессов, протекающих в многофазных системах. При моделировании сложных реальных процессов с участием многофазных систем для учета тех или иных явлений часто привлекаются эмпирические соотношения и коэффициенты, полученные на базе невозмущающих измерительных технологий [165]. Необходимо учитывать область применения, как используемой математической модели, так и эмпирических соотношений [183].

В обзорной работе [139] выделены следующие проблемы при изучении двухфазных потоков: учет многомасштабного взаимодействия дисперсной фазы с дисперсионной, множество силовых факторов, многочисленность моделируемых параметров, наличие взаимодействий дисперсных включений между собой и с поверхностью стенок; наличие фазовых и химических пре-

вращений; необходимость введения многочисленных безразмерных параметров, характеризующих интенсивность того или иного процесса. Специфика многих процессов, протекающих в многофазных системах, подразумевает введение нескольких безразмерных параметров, и как следствие, невозможность поставить эксперимент, который бы адекватно отражал реальный процесс.

Согласно [54] основные теоретические сложности, возникающие при расчете многофазных систем связаны с учетом взаимодействия частиц друг с другом, ограничивающими поверхностями, турбулентными вихрями несущей среды; дисперсией и аккумулярованием частиц; обратным влиянием частиц на дисперсионную среду; эволюции спектра размеров частиц за счет испарения, конденсации, коагуляции, дробления, горения.

Многообразие и многопараметричность исследуемых задач, разномасштабность процессов приводят к уравнениям различного типа: гиперболическому, параболическому, эллиптическому с соответствующими начальными и граничными условиями. Большинство процессов являются эволюционными, что приводит к огромным объемам обрабатываемой информации. Со временем появляется необходимость рассчитывать все более сложные процессы с высокими требованиями к точности результатов. Усложнение математической модели ограничивает возможность проведения многовариантных расчетов и широкого применения в проектно-конструкторской практике из-за трудоемкости алгоритма.

Последние годы активно ведутся работы по созданию единого подхода к моделированию движения многофазных систем, который бы обладал универсальностью, позволял прогнозировать множество реализуемых режимов течения для различных комбинаций фаз со всеми их особенностями, характеризующимися, в том числе, межфазными взаимодействиями, и корректно описывал бы переход от одного режима к другому. Наличие широкого диапазона длин и временных масштабов, как в несущей, так и в дисперсной фазе

представляет собой серьезную проблему моделирования многофазных систем.

Как отмечалось выше, одна из основных проблем при моделировании движения многофазных систем заключается в описании взаимодействия фаз или компонентов, которые могут представлять собой дисперсные смеси в виде несущей фазы и дискретных включений, а также разделенные потоки. Процессы взаимодействия фаз сложны и многообразны, возникающие при этом эффекты условно делятся на три типа [184]: инерционные эффекты, описываемые кинетической энергией, упругими и обратимыми тепловыми эффектами, описываемыми внутренней энергией, и необратимыми, описываемыми диссипацией.

Реальные границы раздела фаз представляют собой тонкие слои сложной структуры (около 10^{-9} м) [43]. С целью упрощения анализа граница раздела фаз трактуется как геометрическая поверхность. Одна из основных проблем при построении математической модели движения гетерогенных систем состоит в определении слагаемых в уравнениях для описания многообразия видов межфазного взаимодействия. В процессе движения в силу разности скоростей дисперсных частиц происходит столкновение, коагуляция, дробление частиц. Массообмен между фазами осуществляется за счет испарения, конденсации, плавления, кристаллизации. Протекающие химические реакции меняют состав многокомпонентной системы с сопутствующим теплообменом. При описании межфазных взаимодействий, как правило, опираются на имеющийся экспериментальный материал, который позволяет сориентироваться на конкретный режим течения и топологию потока. Проблемы при описании межфазных взаимодействий освещены в [185]. Процессы массообмена, сопровождаемые гомогенными химическими реакциями в объеме реагирующих сред, а также гетерогенными химическими реакциями на поверхности раздела фаз рассматриваются в [186]. Сложность современных процессов химических технологий обусловлена особенностями протекания химиче-

ских реакций в аппаратах различных конструкций, многокомпонентностью и многостадийностью реакций. Практические вопросы, возникающие в ходе решения задач о течениях реагирующей среды, освещаются в [187]. Здесь же представлены численные методы для интегрирования дифференциальных уравнений, описывающих движение сред, скорости химических реакций.

Многофазное движение значительно сложнее движения однофазных течений, поскольку изменение во времени и пространстве границы раздела жидкость-газ приводит к образованию многообразных структурных форм течения. Для описания многофазных систем необходимо определение положения границы раздела фаз, которое заранее неизвестно. Определение формы межфазной поверхности – одна из сложных проблем динамики многофазных систем. Для учета взаимодействия фаз на межфазных поверхностях ставятся четыре группы условий [188]: кинематические, динамические, условие баланса потоков энергии, термодинамические. В [43] особое внимание уделяется формулировке универсальных и специальных условий совместности на межфазных границах. Проблемы постановки граничных условий на межфазной поверхности рассматриваются в работах [188-190]. Несмотря на обширные исследования в части моделирования межфазного взаимодействия, множество проблем пока остаются не решенными. Управление процессом межфазного взаимодействия является важным звеном в ряде технологических операций, например в формировании свойств композита [191]. При моделировании движения многофазных систем для успешного прогнозирования скорости, давления и распределения концентрации важен учет обмена импульсом между фазами. В обзорной работе [192] основное внимание уделено особенностям моделирования межфазного взаимодействия, параметрические зависимости и математические выражения (формулировки) для учета сил сведены в таблицы и подробно описаны. Достоверность результатов математического моделирования обусловлена, в том числе, правильным выбором замыкающих соотношений для учета обмена массой, импульсом и энергией между фазами. Учет полидисперсности частиц и эволюции спектра частиц по

размерам [193] является важным звеном на этапе построения математической модели, учитывая сложность и непрерывность протекающих процессов, таких, как конденсация, испарение коагуляция, дробление, которые описываются огромным количеством параметров.

Гидромеханика суспензий и течение вязкой жидкости в зернистых слоях и пористых средах, задачи о взаимодействии частиц между собой и со стенками, о движении большого числа частиц в потоке рассматриваются в монографии [71].

Взаимодействие двухфазных потоков с обтекаемыми телами. При моделировании работы большинства аппаратов химической технологии областями с большими поперечными градиентами основных параметров наряду с поверхностями раздела фаз являются и пограничные слои, формируемые на поверхностях устройств, от достоверности математического описания которых зависит точность расчета эффективности контактных устройств [194]. Исследование двухфазного пограничного слоя газокапельной структуры развивается в нескольких направлениях [147]: составляются структурные схемы двухфазного пограничного слоя, разрабатываются математические модели, подробно изучается межфазовое взаимодействие.

В многокомпонентных потоках наряду с динамическим пограничным слоем формируются температурный и концентрационный пограничные слои [195]. В этих тонких по сравнению с характерным для потока линейным размером слоях быстрота изменения температуры или концентрации в поперечном к потоку направлении будет значительно превышать изменения в продольном направлении [195]. Оценки сравнительных толщин динамического (скоростного), температурного (теплого) и концентрационного (диффузионного) слоев в зависимости от величин чисел Прандтля и Шмидта приводятся в монографии Эванса [196]. Распределение концентрации компонентов в пограничном слое может иметь принципиально иной вид по сравнению со скоростными и температурными полями несущей фазы [54]. Можно выделить еще ряд актуальных проблем, среди которых нарастание погранслоя на

обтекаемых поверхностях, исследование критериев отрыва, влияния отрыва на характеристики течения, управление течением в пограничных слоях.

Полный обзор работ по проблемам взаимодействия двухфазных потоков с обтекаемыми телами приведен в [58]. Показано, что присутствие твердых частиц в потоке может приводить к изменению параметров пограничного слоя, вихревых зон и турбулентных следов. Интенсивность гидродинамических и тепловых процессов зависит от инерционности и концентрации частиц. При приближении к поверхности обтекаемого тела наблюдается резкое торможение потока, за счет чего перед плохообтекаемым телом концентрация дисперсных частиц может значительно увеличиваться. В результате анализа работ по изучению осаждения капель на стенку сформулированы выводы [54] о том, что частицы диаметром от 1 до 5 мкм обладают малой инерционностью, траектории их движения чувствительны к пульсационной составляющей дисперсионной фазы. Капли диаметром от 15 до 30 мкм обладают инерцией, для частиц больше 30 мкм наблюдается скольжение фаз.

Турбулентные течения представляют собой системы, характеризующиеся наличием хаотически распределенных и хаотически осциллирующих структур самого различного масштаба [197]. Проблема возникновения турбулентности до сих пор представляет собой одну из сложнейших нерешенных задач гидроаэродинамики. Наибольшие трудности в исследовании этой проблемы возникают в присутствии дисперсной примеси, распределенной в несущей среде. Физические механизмы ламинарно-турбулентного перехода, критерии начала, возможные сценарии перехода остаются малоисследованными. Турбулентность оказывает влияние на перенос частиц, на процессы смешивания и горения. Стохастический характер турбулентности несущей фазы и распределение дисперсной фазы в потоке делает проблему моделирования дисперсной смеси гораздо более сложной, чем ее однофазный аналог. В обзорной работе [154] освещаются современные экспериментальные методы исследований и математического моделирования турбулентного движения многофазных систем.

Обзор работ по проблемам математического моделирования турбулентных потоков с частицами с использованием прямого численного моделирования, а также моделей замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса можно найти в [153]. Авторы выделяют основную проблему, которая связана с широким спектром длин и временных масштабов. Современные вычислительные мощности не позволяют одновременно рассчитывать крупномасштабные структуры потока и движение жидкости вокруг отдельных диспергированных частиц. В [198] описываются современные подходы к моделированию турбулентности с оценкой областей их применимости и перспектив практического использования. Специфическая сложность описания турбулентности заключается в поиске приемлемого компромисса между физической адекватностью модели и уровнем вычислительной трудоемкости [198]. Вопросы моделирования турбулентных течений рассматриваются в [199]. Детальные исследования влияния примеси на турбулентную структуру струи приведены в [147, 200]. Показано, что добавление частиц в турбулентную струю может приводить как к ламинаризации, так и турбулизации потока. Все зависит от начальной степени турбулизации потока, размера частиц, коэффициента скольжения фаз. Некоторые опытные данные [200] показывают существенное снижение поперечных пульсационных скоростей газа под воздействием частиц примеси. Систематическое изложение современного подхода к моделированию турбулентных течений многокомпонентных химически активных газов дано в монографии [201]. Понимание механизма воздействия примеси на возникновение турбулентности позволит повысить точность расчетов технологических процессов и инженерных систем.

Особое значение при проведении численного эксперимента имеет проблема уменьшения вычислительных затрат на выполнение многопараметрических расчетов. Возросшая сложность моделируемых объектов вызвана необходимостью учета разнообразных физических эффектов, геометрическими особенностями рабочих полостей сложной формы, характерными для

современных технических устройств, огромном объеме обрабатываемой информации. Не смотря на бурное развитие компьютерных технологий, потребности практики, тем не менее, опережают рост возможностей персональных компьютеров. Ускорение расчетов – одна из основных проблем вычислительной гидродинамики. Попытки достичь требуемой точности численного решения, необходимой детализации расчетной области за счет построения очень мелких сеток приводит к большим затратам времени и оперативной памяти, которые оказываются предельными для современных компьютеров [202]. Подходы к снижению вычислительных затрат, основанные на ускорении сходимости, применение многосеточных технологий, методов предобуславливания и стабилизации численного решения рассматриваются в [203]. Другим способом уменьшения времени расчета задач является параллелизация алгоритмов для вычислительных систем с параллельной архитектурой [204].

На этапе разработки новых технологий и продуктов современной промышленности актуальным является сокращение времени и стоимости этапа проектирования. В связи с этим особое значение приобретает проблема создания и усовершенствования программного обеспечения, создание библиотек решателей, развитие численных методов решения дифференциальных уравнений, проблема выбора подходящего численного метода для эффективного решения конкретной задачи. Возможность адаптации численных алгоритмов к различным архитектурам вычислительных систем, оценка их эффективности на многопроцессорных системах. В настоящее время много внимания уделяется также внедрению быстродействующих алгоритмов обработки больших массивов информации, средств визуализации полученных данных.

Выводы по главе 1

Рассмотрены технологии, технологические процессы, установки и аппараты. Выделены регенеративные теплообменники, градирни, абсорбционные колонны, барботажные фильтры, распылительные устройства, вертикальные нефтедобывающие скважины, в которых рабочими являются многофазные среды. Движение сред сопровождается тепло- и массообменом. Проанализирован ряд проблем, возникающих при реализации технологических процессов и эксплуатации названных установок, таких как снижение гидродинамического сопротивления тел, находящихся в потоке, интенсификация теплообмена, сообщение потоку вращательного движения, течение в пористых средах, изменение формы пузырьков, изучение механизмов взаимодействия пузырьков при движении их в вязкой жидкости, движение сред с границами раздела фаз. Освещены вопросы снижения техногенного воздействия на окружающую среду.

Обзор современного состояния исследований показал, что механика многофазных систем в последние годы активно развивается, базируясь на междисциплинарном подходе. Показано, что она охватывает различные аспекты гидродинамики, аэродинамики, физики, теплообмена, химической кинетики, теории конденсации и коагуляции. Приведена классификация неоднородных систем. Сформулированы основные проблемы математического моделирования процессов, протекающих при движении многокомпонентных систем.

Несмотря на многочисленные исследования, процессы тепло- и массопереноса в гетерогенных системах содержат множество новых нерешенных проблем, которые возникают в практической деятельности человека и стимулируют дальнейшее развитие такой фундаментально сложной и технологически важной области науки как динамика многофазных сред. Исследование закономерностей изменения основных гидродинамических и тепловых параметров, характеризующих движение многофазных сред, приобретает особое значение для создания новых эффективных технологий и проектирования современного оборудования.

Глава 2 Математические модели движения многофазных сред в условиях неизотермичности

В данной главе представлены математические модели для описания движения многофазных сред в широком диапазоне условий с целью прогнозирования ряда природных явлений и технологических процессов, включающих как ламинарные, так и турбулентные режимы движения многофазных сред. Несмотря на все разнообразие многофазных и многокомпонентных систем, все они в рамках феноменологического подхода описываются законами сохранения массы, импульса и энергии с использованием уравнений состояния, соответствующих начальных и граничных условий.

2.1 Математическое моделирование движения многофазных сред

Приступая к исследованию той или иной проблемы, на первом этапе делается выбор математической модели в соответствии с тем, какие режимы течения и физические эффекты имеют место в рассматриваемом процессе, какие параметры необходимо оценить и проанализировать для достаточно точного описания основных особенностей реальных явлений. Для более сложных, нетривиальных случаев многофазных потоков, включающих несколько режимов, имеющих многообразные структуры, а также в присутствии взаимодействия различных физических эффектов, как правило, выбирают основополагающий аспект потока, который представляет наибольший интерес, и, соответственно, наиболее подходящую для его описания математическую модель. Построение замкнутой системы уравнений с начальными и граничными условиями при заданных физико-химических свойствах фаз является сложной задачей. Обмен массой, импульсом и энергией между фазами, наличие множества деформируемых межфазных поверхностей, неоднородности свойств сред приводит к более сложной процедуре вывода уравнений, чем для однофазных потоков, требующих дополнительных упрощений,

чтобы получить систему уравнений, которую можно решить на современных компьютерах за приемлемое время. При моделировании реальных процессов невозможно проследить за всеми межфазными границами, поэтому обращаются к различным видам осреднения, в результате которых получается система уравнений, которую можно решить и получить результаты с приемлемой точностью. Важным моментом при формулировке системы уравнений является учет межфазного взаимодействия [185].

При теоретическом описании многофазных систем используют статистический и феноменологический подходы. Кинетический или статистический подход предусматривает для описания движения смеси использование методов статистической физики и кинетической теории газов. Дисперсная среда при этом представляется как псевдогаз, молекулами которого являются частицы, взаимодействующие между собой через столкновения [59]. Привлекаются кинетические уравнения для плотности вероятности распределения скоростей, температур. Данный подход редко используется для решения конкретных задач, а применяется чаще для обоснования математических моделей дисперсных сред [205].

В основе феноменологического подхода лежат понятия материального континуума, гипотеза сплошности, локального термодинамического равновесия и фундаментальные законы сохранения. Соответствующие уравнения, как правило, содержат коэффициенты переноса, которые определяются экспериментально или рассчитываются теоретически, а также отыскиваются полуэмпирически на основе молекулярно-кинетической теории газов и жидкостей.

При исследовании многофазных систем применяются методы механики сплошной среды, в рамках которой предполагается переход от реальной структуры потока к континуальному приближению с соответствующими допущениями. Предполагается [82], что

– размеры неоднородностей в смеси во много раз больше молекулярно-кинетических масштабов;

– размеры включений и неоднородностей во много раз меньше расстояний, на которых осредненные или макроскопические параметры фаз меняются существенно.

Эти допущения позволяют использовать для изучения движения жидкости и газа математический аппарат, основанный на непрерывных функциях, применять операции дифференцирования.

В настоящее время для математического описания движения многофазных систем наибольшее распространение получили траекторный или эйлерово-лагранжев (Euler-Lagrange), континуальный или эйлерово-эйлеров (Euler-Euler) подходы. Каждый из этих подходов имеет свои преимущества и недостатки, особенности реализации и области применения. При этом вводится понятие объемной концентрации, количественно характеризующее отношение объема частиц дисперсной фазы к объему смеси.

Согласно траекторному или лагранжеву подходу для описания движения несущей среды определяющие уравнения записываются в эйлеровых переменных, а движение дисперсных или, так называемых, пробных частиц – в лагранжевых, рассчитываются траектории отдельных частиц на базе предварительно определенных характеристик несущей среды. Лагранжев подход, как правило, используется для течений в случае, когда концентрация дисперсной фазы не превышает 10% и требуется информация о траекториях частиц, взаимодействии их со стенкой. Однако при достаточно большом числе частиц задача становится трудоемкой и практически неразрешимой.

В континуальном или эйлеровом подходе, взаимопроникающее движение взаимодействующих континуумов описывается уравнениями механики сплошной среды в эйлеровых переменных. Записываются уравнения неразрывности, движения и энергии одного типа для всех фаз. При его численной реализации удобно использовать метод сквозного счета.

Проблема моделирования многофазных многокомпонентных систем с учетом всей совокупности физико-химических и кинетических процессов и

возникающих эффектов, ограничений мощности вычислительной техники является актуальной, приводит к необходимости выделения доминирующих эффектов исследуемого процесса и привлечению упрощающих эмпирических интерполяций.

В двухфазных потоках могут иметь место различные физические процессы, фазовые превращения: плавление, кристаллизация, испарение, конденсация, сублимация, десублимация; происходят химические, физико-химические процессы. Так, например, испарение или конденсация на поверхности движущихся капель оказывает существенное влияние на характеристики движения двухфазного течения, более того, может являться причиной качественной перестройки структуры потока [134]. Физические аспекты межфазного взаимодействия, взаимодействия частиц со стенкой, силы, химические реакции, начальные условия должны быть соответствующим образом отражены в основных уравнениях, начальных и граничных условиях.

В некоторых случаях, когда плотность допустимо предположить постоянной во всем объеме среды и в течение всего времени движения, газы можно считать несжимаемыми, а в других – основные закономерности процесса во многом обусловлены сжимаемостью среды. В случае, когда фазы являются сжимаемыми, математическое описание процессов дополняется уравнениями состояния. Проявление свойства сжимаемости зависит не только от среды, но и от условий ее движения [206].

При моделировании движения сжимаемых сред уравнения неразрывности, движения и энергии, отражающие законы сохранения, содержат четыре неизвестных: скорость, плотность, давление и температуру. Для замыкания системы уравнений используются термическое уравнение состояния, выражающее связь между температурой, давлением и удельным объемом и калорическое уравнение состояния, выражающее внутреннюю энергию как функцию от температуры и объема. В настоящее время в литературе можно найти различные формы уравнений состояния реального газа, полученные эмпирически или теоретически. Широкодиапазонное уравнение состояния

воды и пара в аналитической форме, а также анализ известных уравнений состояния, опубликованы в работе [207]. В данной работе среда представляется как несжимаемая жидкость, так и сжимаемый газ. Поскольку большинство рассматриваемых здесь процессов протекает при атмосферном давлении и температуре, предполагается, что газ идеальный (термически совершенный), его состояние описывается термическим уравнением Клайперона-Менделеева $pV = (m/M)RT$ (здесь p – давление, V – объем газа, T – температура, m – масса, M – молярная масса, R – универсальная газовая постоянная, $R = 8,314$ Дж/К моль). Задание внутренней энергии как функции температуры доопределяет конкретную модель термически совершенного газа [206], основанную на предположении, что теплоемкость при постоянном объеме является константой ($c_v = \text{const}$), теплоемкость при постоянном давлении также постоянна ($c_p = \text{const}$), показатель адиабаты $\gamma = c_p / c_v = \text{const}$. Данная модель политропного газа широко используется в газовой динамике.

В реальных процессах физические свойства жидкостей и газов в той или иной степени зависят от температуры. Допущение о постоянстве физических свойств можно использовать при слабом изменении физических свойств или при небольших разностях температур в рассматриваемом процессе. При моделировании ряда процессов, например, в энергетических установках и другом оборудовании, где имеют место высокие плотности теплового потока, важную роль играют термогравитационные силы, необходимо учитывать изменение теплофизических параметров жидкости (плотности, вязкости, теплоемкости, теплопроводности) от температуры.

Математическое описание процесса будет зависеть от того, в каком режиме движется среда: ламинарном, турбулентном или переходном. Описание ламинарного движения жидкости базируется на системе уравнений Навье-Стокса, а для описания турбулентного режима привлекаются подходы DNS, LES или модели турбулентности для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS) и другие.

Следует отметить, что потеря устойчивости ламинарным потоком и процесс ламинарно-турбулентного перехода является отдельным предметом исследований [208].

Нельзя не упомянуть о важности оценки числа Маха Ma , определяемого от отношением скорости жидкости к скорости звука в этой жидкости. При малых числах Маха ($Ma < 0,3$) течение можно считать несжимаемым, в противном случае в математической модели плотность будет зависеть от давления и температуры. Дозвуковые ($Ma < 0,8$), транзвуковые ($0,8 \leq Ma \leq 1,2$), сверхзвуковые ($1,2 < Ma < 5,0$) и гиперзвуковые ($Ma > 5,0$) течения имеют свои особенности, которые должны быть отражены в математическом описании [209].

Задачи о движении многофазных сред, кроме того, можно условно разделить на «внешние», описывающие обтекание тел различных форм и «внутренние», моделирующие течения многофазных систем в рабочих полостях технологического оборудования.

В данной работе рассматриваются только ньютоновские жидкости, в которых касательные напряжения линейно пропорциональны скоростям деформации сдвига [210]. Предполагается также, что плотность теплового потока пропорциональна градиенту температуры, согласно закону Фурье. Далее рассматриваются многофазные среды, в которых не учитываются химические реакции и фазовые переходы.

Различия в скорости частиц полидисперсных систем приводит к их столкновениям. Столкновения частиц дисперсной фазы в ряде промышленных процессов могут оказывать существенное влияние на основные характеристики несущей фазы. На практике могут реализовываться различные режимы контактных взаимодействий, например, отскок, коагуляция, коагуляция с последующим дроблением. Обзор работ, посвященный исследованию проблемы столкновения частиц и капель в двухфазных потоках, можно найти в [137], где описаны имеющиеся в литературе методы определения характеристик процесса столкновений монодисперсных частиц в турбулентном по-

токе. При столкновении капля теряет кинетическую энергию, деформируется, увеличивается площадь поверхности. Обзор фундаментальных экспериментальных исследований столкновения капель жидкости приведен в [66], выделены режимы столкновений. Механизмы образования газовых пузырьков и капель подробно рассматриваются в монографии [186]. Выделяются основные режимы: квазистатический, динамический и струйный.

Для описания взаимодействия частиц между собой в монографиях [151, 211] рассматриваются модели твердых (hard-sphere model) и мягких сфер (soft-sphere model). В рамках модели твердых тел частицы считаются сферическими и квазижесткими, столкновения происходят мгновенно в точке, форма частиц сохраняется после столкновения. Процесс взаимодействия мягких сфер имеет конечную продолжительность, при контакте сила взаимодействия изменяется по мере деформации частиц.

В [212] отмечается, что определение силы межфазного взаимодействия является ключевым фактором математического моделирования движения многофазных систем, и от корректного учета этих сил будут зависеть результаты моделирования. Взаимное влияние дисперсной и дисперсионной фаз определяется динамическим и тепловым взаимодействием [155]. Уровни межчастичного взаимодействия описаны в [66]. В зависимости от концентрации дисперсной фазы математическое описание условно можно разделить на группы по степени взаимодействия между фазами.

При незначительной объемной концентрации дисперсной фазы частицы находятся на достаточном удалении друг от друга, причем с уменьшением концентрации влияние между частицами стремится к нулю, и в математическом описании такой системы можно пренебречь соответствующими слагаемыми. При этом учитывается одностороннее взаимодействие: несущая фаза влияет на дисперсную через поверхностные силы и теплоотдачу, в то время как, обратное влияние дисперсной фазы на дисперсионную отсутствует.

При возрастании объемного содержания примеси, частицы начинают оказывать влияние на несущую фазу. Двустороннее сопряжение подразумевает межфазный обмен массой, импульсом и энергией. Для этого в основные уравнения вносятся соответствующие источники члены.

Если частицы располагаются в потоке на расстоянии в несколько радиусов, то одни частицы могут находиться в следе за другими, и коэффициенты сопротивления, подъемной силы, число Нуссельта частицы будут отличаться от значений для отдельно движущейся частицы.

В более общем случае, когда концентрация частиц в потоке значительна, то есть занимаемое дисперсной фазой пространство сравнимо с объемом дисперсионной фазы, при математическом описании движения среды учитывается не только двусторонний обмен массой, импульсом и энергией, но и столкновения частиц. Учитывается также дополнительное гранулярное давление.

2.2 Эйлерово-лагранжев подход для описания движения жидкости с частицами примеси

Согласно эйлерово-лагранжеву подходу, дисперсионная фаза рассматривается как континуум, его движение описывается в эйлеровых переменных, а движение дисперсной фазы – в лагранжевых переменных. Безусловным преимуществом данного подхода является получение детальной информации о траекториях отдельных частиц. Он ориентирован на исследование существенно неравновесных течений, а также применим для случаев, в которых направление движения несущей фазы и частиц не совпадают. Возможность расчета траекторий отдельных частиц или капель делает модель подходящей для моделирования работы инерционных улавливающих устройств, фильтров, форсунок, распылительных сушилок. Однако при увеличении концентрации частиц в потоке появляются сложности, связанные с ростом вы-

числительных затрат, а также возникает необходимость учета столкновений частиц между собой [135].

Обзор подходов к математическому описанию движения дисперсной фазы изложен в [213]. Отмечается, что на основе лагранжевого подхода базируется группа моделей, среди них можно выделить модель дискретной фазы (Discrete Phase Model, DPM), модель плотной дискретной фазы с кинетической теорией гранулированных потоков (Dense Discrete Phase Model incorporated with Kinetic Theory of Granular Flow, DDPM-KTGF), метод дискретных элементов (Discrete Element Method, DEM), метод многофазных частиц в ячейках (Multiphase Particle in Cell, MP-PIC). Приведены ограничения в использовании данных методов и их валидация.

Модель DPM подразумевает связь дискретной и непрерывной фаз через источниковые члены в уравнениях движения, при этом не учитывается взаимодействие между частицами, вытеснение частицами объема несущей среды. Другие из перечисленных моделей учитывают взаимодействия между частицами с помощью различных подходов.

Так, в модели DDPM-KTGF столкновение частиц моделируется с помощью кинетической теории гранулированных потоков [214].

Для моделирования механического поведения твердых частиц сыпучего материала, например, песка, порошка применяется метод дискретных элементов (Discrete Element Method, DEM) [215], который основан на применении законов Ньютона и контактной механики. Изучение сыпучих тел с позиций механики зернистых сред представлено в [216].

Метод многофазных частиц в ячейках (Multiphase Particle in Cell, MP-PIC) [217] является инструментом для моделирования взаимодействия частиц с несущей средой и частиц между собой. Метод крупных частиц О.М. Белоцерковского [218] и метод многофазных частиц в ячейках являются развитием метода частиц в ячейках Ф.Х. Харлоу (Particle in Cell, PIC) [219]. Тем не менее, следует заметить, что в методах О.М. Белоцерковского и Ф.Х. Харлоу частицы используются как численный прием для интегрирова-

ния континуальных уравнений динамики сплошной среды [220]. В методе крупных частиц эйлеров и лагранжев подходы используются последовательно с помощью аппроксимаций в неподвижных узлах расчетной сетки и затем последующего рассмотрения взаимодействия расчетных ячеек в качестве независимых крупных частиц жидкости.

2.2.1 Ламинарный режим течения дисперсионной фазы

Поскольку явления, рассматриваемые в гидродинамике, имеют макроскопический характер, жидкость рассматривается как сплошная среда [180]. Сплошная среда представляет собой материальный континуум с непрерывным распределением кинематических, динамических, термодинамических и иных характеристик среды. Жидкость характеризуется следующими параметрами: плотностью ρ , динамической вязкостью μ , теплоемкостью c , теплопроводностью λ [208]. Основными уравнениями, описывающими нестационарное течение вязкой несжимаемой жидкости, являются уравнение неразрывности и уравнение количества движения [211]:

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{F}_p, \quad (2.2)$$

Здесь $\mathbf{u}$ – вектор скорости жидкости, t – время, p – давление, $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения, $\mathbf{F}_p$ – сумма осредненных по объему сил, действующих со стороны дисперсных частиц на несущую фазу, $\boldsymbol{\tau} = \mu \left[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right] + \left(\mu' - \frac{2}{3} \mu \right) (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}$ – тензор вязких напряжений, μ' – вторая или объемная вязкость, $\mathbf{I}$ – единичный тензор.

При моделировании неизотермических процессов, в которых важно знать распределение температуры по объему наряду с законами сохранения массы, импульса привлекается закон сохранения энергии. При этом могут

использоваться различные формы записи его: относительно полной энергии $E = e + 0,5\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$, внутренней энергии $e = c_v T$, энтальпии $h = e + p/\rho$, температуры T .

Уравнение энергии относительно температуры имеет вид:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \phi + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + J_e + Q_p, \quad (2.3)$$

здесь $\phi = \nabla \cdot (\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\tau}) - \mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) = \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{u}$ – диссипативная функция, характеризующая степень убывания механической энергии на единицу объема вследствие воздействия сил вязкого трения, J_e – скорость генерации тепла на единицу объема. Уравнение энергии (2.3) содержит источниковый член, моделирующий влияние частиц на дисперсионную фазу: Q_p – осредненный по объему тепловой поток к частицам примеси.

2.2.2 Турбулентное течение несущей фазы

Большинство течений, которые наблюдаются в природе и технологических процессах современных производств, являются турбулентными. Турбулентность по существу является самой распространенной формой движения жидкости и газа. Турбулизация течения приводит к перемешиванию слоев жидкости, повышению эффективности переноса массы, импульса и энергии, а также способствует развитию межфазной поверхности, ускорению протекания химических реакций, процесса горения. Турбулентность оказывает существенное влияние на смешение и перенос частиц дисперсной примеси. Во многих технологических процессах она играет определяющую роль.

Фундаментальный вклад в теорию турбулентности внесли классические работы О. Рейнольдса [221, 222], А.Н. Колмогорова [223, 224]. В значительной степени на их идеях базируются современные представления о турбулентности. Дальнейшее развитие теория турбулентности, подходы к моделированию турбулентных течений представлены в работах Л.Д. Ландау,

Е.М. Лифшица [180], Л. Прандтля [225], Л.Г. Лойцянского [226], Д.И. Тейлора [227], М. Ван-Дайка [228], Ф.Р. Ментера [229], А.В. Гарбарука [198], А.С. Моница [230], И.О. Хинце [231], Е. Хопфа [232], С.А. Исаева [233], М.А. Гольдштика [234, 235], С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьева [236], О.М. Белоцерковского [237]. Существенный вклад в понимание явления турбулентности внесли экспериментальные и численные исследования К.Н Волкова, В.Н. Емельянова [59], М.Х. Стрельца, Е.М. Смирнова (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет), Ю.С. Качанова, А.В. Бойко (Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН), А.М. Липанова, Ю.Ф. Кисарова (Институт прикладной механики УрОи РАН), Б.Б. Илюшина, Д.В. Красинского (Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН), П.Р. Спаларта [238], М. Бреуэра, Л. Девидсона, А.Д. Госмана и других.

Тем не менее, теория турбулентности далека от своего завершения. Несмотря на имеющееся большое количество исследований, так и не создан единый подход к описанию турбулентного движения жидкости. Это связано со сложностью рассматриваемых течений. Расчет таких течений является одной из сложнейших задач механики сплошной среды, поскольку полное описание турбулентного движения как нелинейной механической системы с большим числом степеней свободы включает большое количество независимых переменных. С теоретической точки зрения проблема турбулентности распадается на две части. Первая – исследование ламинарно-турбулентного перехода, необходимых условий, при которых он наблюдается, данная часть тесно сопряжена с теорией устойчивости. Вторая – исследование развитой турбулентности.

В каком режиме двигается среда в ламинарном или турбулентном зависит от числа Рейнольдса. Если число Рейнольдса мало, то инерционные силы сравнимы с вязкостными, течение имеет упорядоченную структуру, течение является ламинарным; если велико, то инерционные силы преобладают над вязкостными, течение является нестабильным, и возмущения разрушают

упорядоченную структуру, присущую ламинарному течению, приводя к турбулентной структуре течения [239]. Для каждого вида течения существует свое критическое значение числа Рейнольдса Re_c , определяемое экспериментально, такое, что при любых $Re < Re_c$ течение является ламинарным. Следует отметить, что если обеспечить отсутствие любых возмущений в потоке, то в некоторых случаях можно затянуть переход к турбулентности. Однако такое течение, в отличие от ламинарного потока при докритических числах Рейнольдса, становится неустойчивым к малым возмущениям [164].

Факторы, приводящие к турбулентности, разнообразны. Обычно турбулентность возникает либо в результате роста малых возмущений в ламинарном потоке в пристеночных слоях, либо на некотором расстоянии за плохообтекаемыми телами, а также вследствие конвективной неустойчивости движения [240], нарушение устойчивости может происходить при взаимодействии сред с разной плотностью. В связи с этим, выделяют пристеночную турбулентность и свободную турбулентность, возникающую при отсутствии твердых стенок. Переход к турбулентному режиму течения в однофазных потоках происходит при превышении критического значения числа Рейнольдса или Релея. Турбулентное движение не поддерживается само по себе, оно диссипативно. Если отсутствует непрерывный источник энергии для непрерывного возбуждения турбулентного движения, то движение вырождается [241].

Современное состояние в части математического моделирования турбулентности многофазных систем представлено в [242]. Турбулентное движение многофазной системы отличается от движения несжимаемой однородной жидкости целым рядом особенностей [240]. Скорости дисперсной и дисперсионной фаз могут совпадать, а могут значительно различаться. В многофазных системах турбулентность может быть вызвана силами тяжести и Архимеда, действующими на дисперсную фазу, вращением частиц, а также их ненулевой относительной скоростью. Наличие относительно мелких твердых

частиц может способствовать подавлению турбулентности несущей среды, а крупных, наоборот, ее интенсификации. В многокомпонентной смеси турбулентными вихрями совершается перенос пространственной неоднородности полей скорости, температуры и концентрации, что приводит к усложнению математической модели течения.

Для решения практических задач на данный момент существует несколько принципиально различных вычислительных и физических подходов. В [198] описываются современные подходы к моделированию турбулентности с оценкой областей их применимости и перспектив практического использования. Выбор подхода для решения каждой конкретной задачи зависит от условий задачи, требуемой точности решений, доступных вычислительных ресурсов, временных затрат, требует четких представлений о возможностях и ограничениях каждого подхода. Наиболее общая классификация существующих подходов к численному моделированию турбулентных течений основана на степени детальности разрешения турбулентных пульсаций и их энергетического спектра [164]. С учетом этого признака выделяют три основных подхода к описанию турбулентных течений: прямое численное моделирование, метод моделирования крупных вихрей, метод осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса для замыкания которых используется одна из полуэмпирических моделей турбулентности.

Прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation, DNS) подразумевает решение нестационарных уравнений Навье-Стокса с разрешением всех пространственно-временных масштабов. Однако для разрешения всего спектра вихрей размер ячейки должен удовлетворять колмогоровскому масштабу длины минимальных вихрей $\Delta\delta_k = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$, а временной шаг – колмогоровскому масштабу времени $\Delta t_k = (\nu/\varepsilon)^{1/2}$, здесь ε – местная скорость диссипации энергии на единицу массы, ν – коэффициент кинематической вязкости. Развитая турбулентность предполагает широкий диапазон возбужденных масштабов от внешнего интегрального масштаба турбулент-

ности до масштабов пульсаций скорости, на которых существенна вязкая диссипация. Степень многомасштабности турбулентного переноса оценивается показателем $Re^{-3/4}$ [59]. DNS не требует каких-либо турбулентных замыканий, а результаты, полученные при моделировании, могут использоваться для верификации других моделей. Однако, DNS требует значительных вычислительных ресурсов и по этой причине данный подход не применим для решения большинства практических задач. В настоящее время прямое численное моделирование возможно для ограниченного круга течений с относительно низкими числами Рейнольдса (порядка $10^3 \div 10^4$).

В основе метода моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) лежит гипотеза о статистической независимости крупномасштабных и мелкомасштабных вихрей. Крупные вихри, которые несут максимум рейнольдсовых напряжений, рассчитываются, а мелкие вихри подсеточного масштаба моделируются. Хотя требования к вычислительным ресурсам у подхода LES гораздо ниже, чем у DNS широкому распространению LES препятствует не решенная до сих пор проблема пристеночных течений [239]. Подход LES чаще всего применяется для решения задач аэроакустики, горения, смешивания.

Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS) используются полуэмпирические модели турбулентности. Предполагается, что входящие в уравнения величины скорости, давления, температуры можно представить в виде суммы средней и пульсационной составляющей. В инженерных приложениях для расчетов турбулентных течений чаще всего используется подход RANS, поскольку он позволяет достаточно точно предсказывать осредненные характеристики течений при относительно небольших по сравнению с DNS и LES вычислительных затратах. Классификация полуэмпирических моделей турбулентности приведена в работе [59].

Кроме этих трех основных подходов существуют гибридные подходы, сочетающие в себе DNS, LES и RANS. В качестве примера можно назвать метод моделирования отсоединенных вихрей (Detached Eddy Simulation, DES). Метод DES сочетает подходы RANS и LES, таким образом, что в областях расчетной области, где размеры ячеек разрешают энергонесущие вихри применяется LES, в остальных, где сеточное разрешение недостаточно, действует RANS. Метод DES позволяет оценить величину и частотные характеристики крупномасштабных турбулентных пульсаций.

Согласно экспериментальным наблюдениям, обобщенным в [231], микроструктура большинства реальных неизотропных турбулентных потоков является приблизительно изотропной, расхождение между результатами, полученными в предположении об изотропности, и результатами измерений зачастую мало. Следует заметить, что в случае анизотропных течений, таких как сильно закрученные потоки, вторичные течения, турбулентная вязкость является тензором, компоненты которого необходимо моделировать по отдельности [211]. В таком случае используют альтернативный подход, воплощенный в модели Рейнольдсовых напряжений.

Исследованию и сравнительному анализу различных подходов и моделей турбулентности посвящено много работ [243]. Специфическая сложность описания турбулентности заключается в поиске приемлемого компромисса между адекватностью модели и уровнем вычислительной трудоемкости [198]. Для большинства практических задач основной интерес представляют не мгновенные, а осредненные характеристики течения, а также интегральные, такие как гидродинамическое сопротивление и подъемная сила, коэффициент теплоотдачи тел, находящихся в потоке. Для моделирования турбулентных течений в инженерных установках чаще используются полуэмпирические модели турбулентности, поскольку прямое численное моделирование турбулентных течений сопряжено с большими вычислительными трудностями, является громоздким, занимает много времени, требует достаточно плот-

ных сеток. Модели RANS достаточно экономичны и хорошо описывают пограничные слои.

Согласно статистической теории турбулентности все мгновенные характеристики турбулентного течения, такие как компоненты вектора скорости, давление, температура, представляют в виде суммы среднего значения и пульсационной составляющей $f(\mathbf{x}, t) = \bar{f}(\mathbf{x}) + f'(\mathbf{x}, t)$. Для сжимаемого газа используется осреднение по Фавру [244], при котором плотность ρ и давление p осредняются по Рейнольдсу, а для остальных переменных средневзвешенное по плотности значение определяется по формуле $f = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$. Использование средневзвешенных по плотности величин позволяет упростить систему уравнений, записанную относительно средних параметров потока, получить более компактные уравнения с меньшим числом неизвестных корреляций [59].

Нестационарное турбулентное движение вязкой несжимаемой жидкости описывается осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \rho (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}^T) + \rho \mathbf{g} + \bar{\mathbf{F}}_p. \quad (2.5)$$

При отсутствии внутренних источников тепла и без учета диссипации уравнение энергии принимает форму

$$\rho c_p \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \rho c_p (\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{T} = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla \bar{T}) + \bar{Q}_p. \quad (2.6)$$

Здесь $\bar{\mathbf{u}}$, $\bar{p}$, $\bar{T}$ – осредненные по Рейнольдсу вектор скорости, давление, температура. Для замыкания системы уравнений привлекается модель турбулентности, которая определяет связь между тензором рейнольдсовых напряжений и параметрами осредненного течения.

$$\boldsymbol{\tau}^T = -\overline{\rho \mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \mu_T \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) - \frac{2}{3} (\rho k + \mu_T (\nabla \mathbf{u})) \mathbf{I}.$$

При моделировании турбулентных течений эффективная вязкость выражается через молекулярную и турбулентную (подсеточную) вязкость

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T,$$

$\mu_T = \rho \nu_T$ – турбулентная динамическая вязкость.

Турбулентный тепловой поток записывается в форме закона Фурье

$$q_T = -\overline{u'_i T'} = \lambda_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i},$$

где λ_T – коэффициент турбулентной теплопроводности, который выражается через турбулентную вязкость и турбулентное число Прандтля [59]. Эффективный коэффициент теплопроводности выражается следующим образом

$$\lambda_{eff} = c_p \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right),$$

c_p – теплоемкость при постоянном давлении. Турбулентному числу Прандтля при проведении расчетов обычно присваивается постоянное значение $Pr_T = \text{const}$.

Выбор модели турбулентности для решения конкретной задачи зависит от типа течения, необходимого уровня точности, имеющихся вычислительных ресурсов и времени. Модели турбулентности можно разделить на модели вихревой вязкости (Eddy Viscosity Model, EVM), использующие гипотезу Буссинеска, которые классифицируются по количеству дифференциальных уравнений переноса, и модели рейнольдсовых напряжений (Reynolds Stress Model, RSM) [59]. Использование моделей, основанных на гипотезе Буссинеска, позволяет существенно сократить количество переменных, определяемых в процессе моделирования.

Среди широко применяемых в настоящее время моделей турбулентности можно выделить SA, $k - \varepsilon$, $k - \omega$, SST. Так, модель Спаларта-Алмараса (Spalart-Allmaras, SA) [238] является однопараметрической моделью турбулентности, в которой вихревая вязкость определяется из одного дифференциального уравнения переноса турбулентной кинетической энергии. Согласно

устоявшейся практике, она применяется для расчета безотрывных течений в задачах внешней аэродинамики. С вычислительной точки зрения является экономичной, поскольку решается только одно уравнение.

Двухпараметрическая модель турбулентности $k - \varepsilon$ была предложена Чоу в 1945 г., она включает уравнения переноса для кинетической энергии турбулентности k и скорости диссипации турбулентной энергии ε . Модели турбулентности типа $k - \varepsilon$ широко распространены в инженерных расчетах, они чаще используются для прогнозирования внутренних течений, свойственно неточное предсказание точек отрыва потока.

Модель турбулентности $k - \omega$ содержит два дифференциальных уравнения в частных производных для турбулентной кинетической энергии k и удельной скорости диссипации ω . Данная модель позволяет рассчитывать пристенную турбулентность без введения специальных функций, соответственно, точнее прогнозирует течения у стенки.

Для замыкания трехмерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (2.4)-(2.6) в данной работе выбрана двухпараметрическая модель турбулентности Ментера SST (Shear Stress Transport). В модели Ментера во внутренней области используется $k - \omega$ модель, которая хорошо описывает крупномасштабные когерентные структуры, а во внешней – $k - \varepsilon$ модель, ориентированная на разрешение мелкомасштабной турбулентности [59], таким образом, сочетая в себе лучшие качества $k - \varepsilon$ и $k - \omega$ моделей турбулентности. Модель хорошо предсказывает свойства свободных сдвиговых течений ($k - \varepsilon$) и обеспечивает надежное описание пристенной турбулентности ($k - \omega$). Дает хорошие результаты, в частности, для течений с отрывом потока и при больших градиентах давления. Помимо этого, модель показала себя надежной и не требовательной к вычислительной мощности.

Модель Ментера SST включает уравнения для транспорта кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации турбулентной энергии ω

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P^* - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \\ = \frac{\gamma_\omega}{\nu_T} P - \beta_\omega \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \rho \frac{\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

В уравнениях (2.7)-(2.8) используются следующие обозначения для вспомогательных соотношений и коэффициентов замыкания:

$$P^* = \min(P, 20\beta^* \omega k), \quad P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \text{ тензор вязких напряжений}$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_T S_{ij} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \text{ тензор скоростей деформации } S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \text{ Коэф-}$$

$$\text{фициент турбулентной вязкости задается соотношением } \mu_T = \frac{\rho a_1 k}{\max[a_1 \omega, \Omega F_2]}$$

$$, \quad \Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}, \quad W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad F_2 = \tanh(\arg_2^2),$$

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

В данной модели турбулентности присутствует специальная функция переключения F_1 от $k-\varepsilon$ к $k-\omega$ модели, которая имеет вид $F_1 = \tanh(\arg_1^4)$

$$, \text{ где } \arg_1 = \min \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right],$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right), \quad d - \text{ расстояние от узла сетки до стенки.}$$

Константы γ_ω , β_ω , σ_ω рассчитываются по формулам $\gamma_\omega = F_1 \gamma_{\omega 1} + (1 - F_1) \gamma_{\omega 2}$,

$$\beta_\omega = F_1 \beta_{\omega 1} + (1 - F_1) \beta_{\omega 2}, \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2}; \quad \gamma_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^{*2}}{\sqrt{\beta^*}},$$

$$\gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^{*2}}{\sqrt{\beta^*}}. \quad \text{Константы модели} \quad \sigma_{k1} = 0.85, \quad \sigma_{k2} = 1.0, \quad \sigma_{\omega 1} = 0.5,$$

$$\sigma_{\omega 2} = 0.856, \quad \beta_1 = 0.075, \quad \beta_2 = 0.0828, \quad \beta^* = 0.09, \quad \kappa^* = 0.41, \quad a_1 = 0.31.$$

Такие достоинства модели переноса касательных напряжений SST Ментера как, относительная простота, требования к вычислительным ресурсам (мощности, оперативной памяти), приемлемость для широкого круга задач способствует широкому использованию для решения фундаментальных и практических проблем.

Гипотеза Т. Кармана о том, что влияние поверхности, ограничивающей турбулентный поток, ограничено сравнительно тонким пристенным слоем имела важное значение для развития полуэмпирических моделей турбулентности. Закон стенки, установленный Х. Людвигом и В. Тильманом используется при обосновании метода пристеночных функций. Турбулентное течение условно делится на основную часть и пограничный слой, профили скорости в котором оказываются нечувствительными к изменениям внешних условий. При математическом описании пограничного слоя используются следующие безразмерные величины: динамическая скорость $u_d = \sqrt{\tau_w / \rho}$ (τ_w – касательное напряжение трения на стенке); безразмерная скорость потока $u^+ = u / u_d$; безразмерное расстояние до стенки $y^+ = \rho u_d y / \mu$. В терминах безразмерных переменных выделяют вязкий подслой пограничного слоя $0 < y^+ < 5$, буферный или переходный $5 < y^+ < 30$ и логарифмический $30 < y^+ < 400$.

На практике для моделирования турбулентных течений в пристеночной области применяются следующие подходы [59]: высокорейнольдсовые, низкорейнольдсовые модели, двухслойная $k - \varepsilon / k - l$ модель.

В высокорейнольдсовых моделях пристеночные функции – предопределенные профили характеристик потока в пограничном слое, которые позволяют не разрешать сеткой часть пограничного слоя и проводить расчеты на относительно грубых сетках. В данном случае для безразмерного расстояния

от стенки до центра пристеночной ячейки $y^+ = yu^*/\nu$ (u^* – динамическая скорость) должно выполняться неравенство $y^+ > 30$. Использование стандартных пристеночных функций предложено впервые в 1961 г. Лаундером и Сполдингом [245]. Данный подход применим в предположении о развитой турбулентности и является экономичным способом приближенного расчета турбулентных течений жидкости и газа около твердых непроницаемых поверхностей.

Низкорейнольдсовы модели позволяют точнее, чем высокорейнольдсовы, рассчитать течение в пограничном слое. Это имеет важное значение для задач, где процессы в погранслое являются определяющими, например, для расчета силы сопротивления тела, подъемной силы или теплообмена между стенкой и жидкостью, а также при прогнозировании отрыва пограничного слоя или присоединения потока, а также при наличии больших градиентов параметров течения. Однако для разрешения градиентов в вязком подслое требуется более плотная сетка. Соответственно предъявляются другие требования к построению расчетной сетки, величина y^+ должна быть порядка единицы [164].

При использовании модели турбулентности SST Ментера требуется задание граничных условий для турбулентной кинетической энергии k и удельной скорости диссипации турбулентной энергии ω . Вместо этих параметров удобно задавать интенсивность Tu и масштаб турбулентности L_f .

Кинетическая энергия турбулентности определяется суммой флуктуационных составляющих скорости по направлениям пространства

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2} \right).$$

Интенсивность турбулентности вычисляется через пульсации скорости

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2}}}{u_{avg}},$$

где u_{avg} – усредненная скорость потока.

Следует заметить, что согласно определению интенсивности турбулентности, кинетической энергии

$$Tu = \sqrt{\frac{2}{3}k} / u_{avg}.$$

Скорость диссипации ε , кинетическая энергия k и масштаб турбулентности L_f связаны соотношением

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L_f},$$

где $C_\mu \approx 0,09$ – эмпирическая константа.

Соответственно, между удельной скоростью диссипации турбулентной энергии ω и масштабом турбулентности L_f имеет место зависимость

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} L_f}.$$

Заметим, что интенсивность турбулентности определяют из эксперимента. Величина Tu зависит от предистории потока, шероховатости, резкого изменения уровня жидкости или сечения канала и других факторов. Как правило, интенсивность турбулентности, выраженная в процентах, при значении 1% или менее считается низкой, а интенсивность турбулентности больше, чем 10% считается высокой.

В полностью развитых течениях в каналах соотношение между L_f и гидравлическим диаметром D_Γ рассчитывается по формуле

$$L_f = 0,07 D_\Gamma.$$

В качестве масштаба турбулентности может приниматься, например, размер отверстия турбулизирующей решетки, а для задачи о внешнем обтекании – поперечный размер тела.

По сравнению с однофазной средой моделирование турбулентного режима течения многофазной системы является более сложной задачей. Пред-

ставляет большой интерес как оценка влияния турбулентности на движение частиц, так и воздействие частиц на интенсивность и масштаб турбулентности дисперсионной фазы. Наличие дисперсных частиц в потоке на турбулизацию несущей фазы мало изучено, результаты исследований часто противоречивы. Поскольку это влияние неізотропно [246], его трудно учесть в математической модели, при решении практических задач часто не учитывается [247]. Следует выделить работы, в которых авторы при исследовании многофазных турбулентных течений принимали во внимание турбулизацию потока, обусловленную наличием частиц. Обзор современных методов моделирования дисперсных турбулентных течений представлен в [348]. Учет случайного характера движения частиц при взаимодействии их с вихревыми структурами несущей фазы в рамках эйлерово-лагранжева подхода осуществляется интегрированием динамических стохастических уравнений типа Ланжевена вдоль индивидуальных траекторий отдельных частиц с осреднением решений по ансамблю начальных данных [249]. В рамках эйлерова континуального подхода считается [250], что модель, основанная на кинетическом уравнении для функции плотности вероятности скорости частиц, является достаточно эффективной для описания транспорта частиц в турбулентном потоке.

Моделирование турбулентных двухфазных течений с учетом влияния частиц на несущую фазу и несущей фазы на частицы выполнено в [251], где источниковые члены добавлены в уравнение движения и в уравнения переноса рейнольдсовых напряжений (двусторонняя связь). Модернизированная для случая двухфазного потока двухпараметрическая $k - \varepsilon$ модель приведена в [252], где в уравнение баланса турбулентной энергии добавлены источниковые члены, учитывающие турбулентную энергию, вызванную межфазным гидродинамическим сопротивлением в следах за частицами и дополнительную диссипацию, обусловленную вовлечением частиц в турбулентное движение. Модель турбулентности $k - \varepsilon$ модифицированная для пузырьковых течений описана в [253].

Разработка методов математического моделирования связана с необходимостью определения влияния дисперсной фазы на характеристики несущей среды, а также степени вовлечения частиц в пульсационное движение. Так, с этой целью для описания турбулентных характеристик газожидкостного потока в выражение для эффективной вязкости кроме вязкости несущей среды, турбулентной вязкости, добавлено соответствующее слагаемое [254, 255]

$$\mu_{eff} = \mu_l + \mu_{l,T} + \mu_{pl},$$

определяющее дополнительную диссипацию за счет пульсационного движения пузырьков

$$\mu_{pl} = \rho_l C_{\mu,g} \alpha_p d_p |u_p - u_l|, \quad C_{\mu,g} = 0,6,$$

а в работе [256] дополнительные источниковые члены вводятся непосредственно в уравнения модели турбулентности. Модифицированная модель турбулентности $k-\varepsilon$ для описания двухфазных течений представлена в [257], модель $k-\varepsilon-k_p$. Для пузырьковых течений предложены источниковые члены, учитывающие анизотропную турбулентность, вызванную наличием пузырьков [258]. Показано [258], что результаты, полученные для пузырькового течения в круглой трубе в предположении об изотропной и не-изотропной турбулентности, отличаются незначительно.

Возникновение флуктуаций скорости и температуры в дисперсной фазе исследовано в [246]. Установлено, что основной их причиной является вовлечение частиц в энергоемкие пульсации скорости и температуры несущей среды. Амплитуды флуктуаций скорости и температуры частиц зависят от отношения времен динамической и тепловой релаксации частиц к характерному времени существования энергоемких турбулентных вихрей.

В [54] отмечается, что по мере увеличения дисперсности и массовой концентрации дисперсной фазы ее влияние на интенсивность процессов турбулентного переноса становится более ощутимым. Влияние частиц в потоке на структуру турбулентного течения не является однозначным. В зависимо-

сти от инерционности частиц и их концентрации, они могут оказывать как лиминаризирующее, так и турбулизирующее воздействие на поток [259]. Причем инерционность частиц может изменяться в широком диапазоне в зависимости от локальных особенностей течения. Неравномерность концентрации примеси, как правило, наблюдается в областях со значительными градиентами скорости, в окрестности точек отрыва и присоединения потока. Выявление механизмов воздействия примеси на турбулентность является нетривиальной задачей. В [259] показано, что с ростом инерционности частиц наблюдается тенденция смены лиминаризирующего влияния дисперсной фазы на турбулизирующее. В [61] отмечается, что частица реагирует на турбулентные флуктуации, которые имеют масштаб, превышающий диаметр частицы. Вихревые турбулентные структуры порождают деформации капель и пузырьков, изменение их траекторий [18].

Влияние крупных частиц на интенсивность пульсаций скорости несущего газа рассмотрено в обзорной работе [136]. Показано, что наличие в потоке крупных частиц вызывает существенный рост интенсивности турбулентных пульсаций несущей среды, вызванный образованием турбулентных следов за движущимися частицами [259]. С другой стороны, крупные частицы являются источниками дополнительного трения, которые отбирают энергию у возмущения, тем самым стабилизируя течение [59]. Влияние относительно мелких частиц на турбулентность определяется массовой концентрацией и временем динамической релаксации, с уменьшением инерционности частиц диссипативное воздействие на поток возрастает [136].

Механизм влияния дискретной фазы на величину рейнольдсовых напряжений потока остается неясным [127]. Отмечается, что подавление турбулентности твердыми частицами, находящимися вблизи стенки в некоторой степени компенсируется уменьшением толщины динамического и теплового пограничных слоев. Показан двойственный характер действия частиц при генерировании и подавлении турбулентности. Наличие твердых частиц в пото-

ке может приводить как к дестабилизации течения, так и к затуханию возмущений, стабилизации течения.

Если предположить, что наличие твердых частиц в потоке увеличивает эффективную плотность смеси, а значит и число Рейнольдса, то добавление частиц ведет к дестабилизации течения среды. В работах [259], [260] предложено математическое описание процессов генерации и диссипации турбулентности в потоках с твердыми частицами.

Поиск критериев, определяющих ламинаризацию или турбулизацию течения, вызванных присутствием твердых частиц дисперсной фазы был выполнен в [261, 262]. Так, в [261] показано, что существует критическое число, определяемое отношением диаметра частиц к характерному масштабу течения $d_p/L = 0,1$, ниже которого частицы подавляют турбулентность, выше – генерируют. В работе [262] определяющим параметром считается число Рейнольдса частицы. В случае выполнения условия $Re_p > 400$ крупные частицы дестабилизируют течение, поскольку за ними образуется вихревой след, трансформирующий энергию осредненного движения несущей фазы в высокочастотные составляющие энергетического спектра турбулентности. Мелкие частицы подавляют энергию турбулентности при вовлечении в пульсационное движение при $Re_p < 100$ [135].

В [146] отмечается, что лагранжево описание движения и теплообмена дисперсной фазы в турбулентном потоке на основе решения уравнений только для средних величин, без учета взаимодействия с полями пульсаций скорости и температуры несущей фазы может быть оправданным для инерционных частиц, время релаксации которых намного больше интегрального масштаба турбулентности, и которые в силу данного обстоятельства слабо вовлекаются в турбулентное движение.

Обзор моделей для математического описания процессов турбулентного перемешивания представлен в [263]. Отмечается, что кроме вывода уравнений, модели отличаются уникальным подходом к выбору замыкающих со-

отношений и количеством свободных параметров. Для мало концентрированных смесей с низкой объемной долей твердой дисперсной фазой моделирование турбулентности особенно актуально, в то время как для сильно концентрированных смесей вязкость становится значительной, что способствует ламинаризации течения.

В [264] показано, что присутствие газовых пузырьков в жидкости может усиливать либо подавлять турбулентность жидкой фазы. При этом отмечается, что турбулизация пузырьками дисперсионной фазы происходит более интенсивно при низких скоростях несущей жидкой фазы, чем при высоких.

Ламинаризация потока жидкости путем добавления полимерных волокон в качестве противотурбулентных присадок может использоваться для увеличения пропускной способности нефтепроводов [138].

Турбулентность несущей среды оказывает влияние на движение частиц. В монографии [1], отмечается, что если частица достаточно крупная, то влияние турбулентности дисперсионной фазы ограничивается силой сопротивления, но если размер частицы сопоставим с наименьшим масштабом турбулентности, то она реагирует на все процессы, присущие турбулентному режиму течения. Степень вовлечения частиц в пульсационное движение определяется инерционностью частиц. Чем выше их инерционность, тем меньше они вовлекаются в мелкомасштабное пульсационное движение. Соотношения между интенсивностями пульсаций скоростей и температур в дисперсной и дисперсионной фазах анализируются в [146]. В [265] отмечается, что турбулентность несущей фазы оказывает существенное влияние на дисперсию частиц.

Пульсации скоростей частиц могут быть вызваны разными причинами [135], среди которых вовлечение частиц в пульсационное движение несущей фазы; полидисперсность, при которой частицы разных размеров имеют различные значения осредненных скоростей. Кроме того, пульсации скорости частиц могут возникать в процессе взаимодействия между собой и со стенками, ограничивающими течение.

Анализ динамики частиц в пристеночной области турбулентного потока с целью выявления эффектов приводится в [146]. В вязком подслое вязкие напряжения преобладают над турбулентными напряжениями. Наблюдается эффект аккумуляции частиц в зоне вязкого подслоя обусловленного турбулентным бофорезом, при котором частицы мигрируют из области с высокой в область с пониженной интенсивностью турбулентных пульсаций.

2.2.3 Лагранжево описание динамики и теплообмена частицы дисперсной фазы

Движение отдельной частицы в отдельных случаях представляет самостоятельный интерес, прежде всего для исследования слабоконцентрированных течений. В предположении, что объемная концентрация твердых частиц примеси не превышает 10% для математического описания взаимосвязанных гидродинамических и тепловых процессов используется Лагранжев подход, согласно которому отслеживается движение и теплообмен отдельных частиц. При этом принимаются следующие допущения [66, 82]:

- частицы имеют сферическую форму, диаметр их d_p во много раз больше расстояния между молекулами несущей среды;
- частицы имеют осредненные физико-механические свойства;
- возможное вращение, деформирование частиц, их непосредственное взаимодействие и столкновение, а также дробление, слипание (коагуляция) не учитываются;
- температура внутри частицы равна температуре ее поверхности (модель термически тонкого тела).

В общем случае можно предположить, что дисперсная фаза обменивается импульсом, массой и энергией с несущей фазой. Однако в ряде задач взаимодействием частиц с дисперсионной фазой можно пренебречь, и тогда процедура расчета значительно упрощается. В случае низкой концентрации

частиц можно допустить, что они не оказывают существенного воздействия на несущую среду, однако, с увеличением концентрации частиц подобное допущение неприемлемо и нужно учитывать взаимное влияние фаз.

В локальной декартовой системе координат x, y, z траектория движения i -ой частицы описывается уравнениями

$$\frac{dx}{dt} = u_{pi,x}, \quad \frac{dy}{dt} = u_{pi,y}, \quad \frac{dz}{dt} = u_{pi,z}, \quad (2.9)$$

где t – время; $u_{pi,x}$, $u_{pi,y}$, $u_{pi,z}$ – проекции вектора скорости $\mathbf{u}_{pi}$ частицы на оси координат.

Движение одиночной i -ой частицы дисперсной фазы с учетом сил, действующих со стороны несущей среды, согласно второму закону Ньютона описывается уравнением [211]:

$$\frac{d(m_i \mathbf{u}_{pi})}{dt} = \int_{A_i} \mathbf{T}_f \cdot \mathbf{n} dA_i + \sum_j \mathbf{F}_{cji} + \sum_k \int_{A_i} \boldsymbol{\sigma}_k \cdot \mathbf{n} dA_i + \sum_l \int_{V_i} \mathbf{f}_l \rho_{pi} dV_i. \quad (2.10)$$

Члены в правой части уравнения (2.10) соответствуют различным факторам, влияющим на изменение импульса частицы. Слагаемое $\int_{A_i} \mathbf{T}_f \cdot \mathbf{n} dA_i$ в выражении (2.10) представляет собой поверхностные силы, действующие на поверхность A_i частицы i . В общем случае взаимодействие частиц друг на друга может осуществляться за счет контактных и бесконтактных механизмов. Контактное взаимодействие приводит к межфазному переносу массы, импульса и энергии, к слипанию, упругой или пластической деформации твердых частиц, дроблению и коагуляции капель жидкости и газовых пузырьков, и, как следствие, изменению распределения частиц по размерам. Бесконтактные механизмы включают гидродинамическое взаимодействие, когда частицы попадают в след движущейся впереди частицы, и негидродинамическое, например, влияние электростатических сил на заряженные частицы или передача тепла излучением. Второе слагаемое

$\sum_j F_{Cji}$ описывает сумму сил контактного взаимодействия между j -ой и i -ой частицами. Сумма $\sum_k \int_{A_i} \sigma_k \cdot n dA_i$ учитывает бесконтактные силы, такие как, электростатическая сила, а $\sum_l \int_{V_i} f_l \rho_{pi} dV_i$ – массовые силы, в том числе, гравитационную силу.

При движении дисперсной частицы в потоке несущей среды на нее действуют силы различной природы. К гидромеханическим силам относят силы, обусловленные взаимодействием частиц с несущей средой [147]: сила сопротивления, подъемная сила. К массовым силам относят гравитационную, электромагнитную, электростатическую силу, то есть те силы, которые обусловлены полями внешних сил, а также центробежная и центростремительная силы, возникающие при вращательном движении. Обзор сил, действующих на частицу в потоке несущей среды, приведен в работах [192, 211, 261, 266]. При построении математической модели одним из этапов является принятие решения по выделению действующих на частицы сил, которые следует принимать во внимание. При математическом описании следует оценить, и соответственно, учитывать те силы, которые имеют принципиальное значение для данной конкретной задачи.

Сила сопротивления, действующая на частицу в потоке жидкости, может, как замедлять ее движение, так и ускорять. Это зависит от размера, формы частицы, физических свойств сред, относительных скоростей и других факторов. Причиной ее возникновения является разница скоростей частицы и несущей среды. Для многих процессов сила сопротивления является доминирующей, зачастую другими силами пренебрегают [247]. Силу сопротивления частицы можно записать в виде [24]:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho_f C_D A_p |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p).$$

где A_p – миделево сечение частицы.

Влияние различных факторов на коэффициент сопротивления частицы обсуждается в [211]. В частности, на значение коэффициента сопротивления частицы оказывают воздействие следующие обстоятельства: проницаемость частицы, несферичность формы, деформируемость, испарение, горение частицы, сжимаемость несущей фазы при больших числах Маха.

Если для рассматриваемой задачи частицы можно считать недеформируемыми, то коэффициент сопротивления одиночной сферической частицы будет определяться числом Рейнольдса, поскольку динамика частицы существенно зависит от режима обтекания. В литературе можно найти много корреляций коэффициента сопротивления одиночных сферических частиц $C_{D,p}$ [60, 61]. Зависимости для коэффициента сопротивления при различных числах Маха приведены в [59].

Следует заметить, что если форма частицы значительно отличается от сферической, то для расчета сил надо использовать значение эквивалентного диаметра [194] $d_{эке} = 1,24V_p^{1/3}$. Для твердых несферических частиц сопротивление будет выше и, как правило [267], применяется коэффициент формы. Если необходим учет деформации частицы, то сопротивление будет определяться более широким набором безразмерных параметров: числами Рейнольдса Re , Мортонса Mo , Этвеша Eo или Бонда Bo . В случае, когда имеется шероховатость поверхности твердой частицы, сопоставимая с толщиной пограничного слоя, коэффициент сопротивления будет выше, чем у частицы с гладкой поверхностью. На силу сопротивления одиночного пузырька или частицы также оказывают влияние и соседние частицы. Учет концентрационной стесненности потока происходит за счет введения поправочного коэффициента [59]. Влияние повышенной концентрации частиц на коэффициент сопротивления может быть учтено также с помощью эмпирических зависимостей, приведенных, например, в [54].

Динамику частиц в значительной степени определяют сила тяжести

$$F_g = \rho_p V_p g,$$

и подъемная сила,

$$F_A = -\rho_f V_p \mathbf{g},$$

ρ_p – плотность частицы, V_p – объем частицы.

Подъемная сила может оказывать существенное влияние на процессы отрыва твердых частиц от поверхности и взвешивания их в придонной области.

Силы, действующие на частицы вблизи стенки, отличаются от сил, действующих на частицы в основном потоке. В пограничном слое течение является сдвиговым, что приводит к эффекту экранирования, когда между стенкой и частицей возникает застойная зона [268]. Влияние стенки на частицу было исследовано в работах [269, 270]. Показано, что сила сопротивления и подъемная сила возрастают при приближении частицы к стенке. Сила Сэффмена в значительной мере определяет траекторию частицы в пограничном слое [266]. Согласно [62], в случае линейного профиля скорости сила Саффмана определяется выражением:

$$F_S = 1,615 d_p^2 (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \nu_f^{0,5} \left| \frac{d\mathbf{u}_f}{dy} \right|^{0,5} \operatorname{sgn} \left(\frac{d\mathbf{u}_f}{dy} \right),$$

где $\frac{d\mathbf{u}_f}{dy}$ – поперечный градиент скорости.

В ситуации, когда с одной стороны частицы скорости потока выше, чем с другой, возникает перепад давления. При этом частица движется в сторону пониженного давления.

Сила Бассэ учитывает влияние предыстории движения частицы из-за нестационарности вязкого слоя смещения вокруг нее и дополнительное сопротивление движению частицы, вызванное изменением ее относительной скорости [59]. Силу Бассэ обычно учитывают при значительном ускорении частицы в потоке. Выражение для силы Бассэ приводится в [82, 211].

Пульсационная структура турбулентного потока дисперсионной фазы оказывает влияние на частицы, которые вовлекаются в пульсационное дви-

жение несущей среды. Турбулентная дисперсия играет важную роль в распределении концентрации пузырьков или частиц в потоке. Происходит рассеивание частиц из областей с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией.

Столкновение частиц, отскок их от поверхностей и другие явления могут придавать частицам вращательное движение. При вращении частицы наблюдается вовлечение прилегающих к ней слоев жидкости во вращательное движение. Возникает сила Магнуса (Magnus force), действующая на сферическую частицу, которая может приводить к поперечному смещению ее относительно направления основного потока.

Согласно [82], сила Магнуса определяется формулами:

$$F_{\omega} = \pi \frac{d_p^3}{8} \rho_f (\mathbf{u}_f \times \boldsymbol{\omega}), \quad \text{при } Re_u \ll 1, Re_{\omega} \ll 1;$$

$$F_{\omega} = \pi \frac{d_p^3}{3} \rho_f (\mathbf{u}_f \times \boldsymbol{\omega}), \quad \text{при } Re_u \gg 1, Re_{\omega} \gg 1;$$

здесь $Re_u = \frac{\rho_f d_p |\mathbf{u}_f|}{\mu_f}$, $Re_{\omega} = \frac{\rho_f |\boldsymbol{\omega}| d_p}{4\mu_f}$, $\mathbf{u}_f$ – скорость поступательного потока,

$\boldsymbol{\omega}$ – угловая скорость вращения частицы.

Сила присоединенных масс возникает из-за дополнительного сопротивления, испытываемого частицей при ускорении в жидкости. Это особенно важно для систем с ускоряющимся потоком, а также в случаях, когда разница в плотности дисперсной и дисперсионной фаз велика [271]

$$F_{VM} = a_p \rho_f C_{VM} \left(\frac{d\mathbf{u}_f}{dt} - \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \right).$$

Неоднородность профиля пульсационной скорости несущей среды способствует возникновению силы турбофореза, при этом частица смещается в сторону уменьшения интенсивности пульсаций [135]:

$$F_{Tu} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_p + \rho_f}{2} \right) \left(\frac{\pi d_p^3}{6} \right) \frac{\partial \overline{u_r^2}}{\partial r}.$$

Неоднородность профиля температуры несущей среды несущей среды приводит к возникновению силы термофореза. Частица стремится из более нагретых областей в менее нагретые, поскольку молекулы газа в более нагретой области оказывают более интенсивное силовое воздействие на частицу [135]:

$$F_T = -\frac{4,5\rho_f\nu_f^2d_p\lambda_f}{T(2\lambda_f + \lambda_p)}\frac{\partial T}{\partial r}.$$

Кроме того, при движении частицы в зависимости от условий рассматриваемой задачи могут учитываться электростатическая сила, сила Ван-дер-Ваальса, магнитное поле, силы, связанные с градиентами полей термодинамических параметров в случае распространения ударной волны [211].

Задача о теплообмене отдельной частицы с окружающей средой лежит в основе расчета многих технологических процессов, например, связанных с испарением, горением. Закономерности конвективного теплопереноса, позволяющие определить поток тепла к частицам в различных условиях, содержатся в многочисленных статьях и монографиях [272]. Уравнение теплового баланса частицы в предположении, что распределение температуры по объему сферической частицы радиально-симметричное, источники тепла внутри частицы отсутствуют, также отсутствует тепловое излучение, сводится к виду [211]:

$$\rho_p c_p \frac{\partial T_p}{\partial t} = \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^2 \lambda_p \frac{\partial T_p}{\partial R} \right),$$

здесь c_p – удельная теплоемкость, λ_p – коэффициент теплопроводности материала частиц. Процесс нестационарной теплопроводности определяется критериями Био и Фурье. Число Био $Bi = \alpha d_p / \lambda_p$ характеризует отношение величин термического сопротивления частицы переносу теплоты теплопроводностью d_p / λ_p к термическому сопротивлению окружающей среды $1/\alpha$. В качестве определяющего размера используется диаметр частицы d_p . Кроме

того, определяющим при решении задач нестационарной теплопроводности является критерий подобия Фурье $Fo = at/d_p^2$, характеризующий соотношение между скоростью изменения тепловых условий в несущей среде и скоростью изменения поля температуры частицы.

При анализе теплообмена термической неоднородностью частиц часто пренебрегают. Согласно [211] частицу можно считать термически тонким телом, распределение температуры по сечению – равномерным при $Bi < 0,1$, $Fo \geq 0,1$. В случае, когда размеры частиц малы, они представляют собой термически тонкие тела, достаточно долго пребывают в потоке жидкости, теплообмен их со средой слабый, предполагается, что тепловое состояние частиц характеризуется средней по их объему температурой T_p .

Когда лучистый перенос отсутствует, изменение теплового состояния отдельной частицы происходит за счет теплоотдачи через границу раздела фаз. В таком случае плотность конвективного теплового потока записывается в виде [59]:

$$q = \alpha(T_w - T_f) = \frac{\lambda_f Nu}{d_p}(T_w - T_f),$$

где λ_f – коэффициент теплопроводности жидкости, Nu – число Нуссельта, T_w, T_f – температура поверхности частицы и жидкости.

Конвективный поток тепла от частицы к жидкости определяется следующим образом

$$Q_p = \alpha_p A_p (T_f - T_p),$$

где α_p – коэффициент теплоотдачи, A_p – площадь поверхности частицы.

Уравнение теплового баланса частицы имеет вид

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \pi d \lambda_f Nu (T_f - T_p), \quad (2.11)$$

где $m_p = \rho_p \pi d_p^3 / 6$ – масса частицы, c_p – теплоемкость материала частиц, λ_f – коэффициент теплопроводности несущей среды. Даная зависимость

позволяет найти тепловой поток к частицам примеси в контрольном объеме среды, оценить величину Q_p с учетом концентрации частиц в этом объеме.

Интенсивность теплообмена между поверхностью частицы дисперсной фазы с несущей фазой определяется числом Нуссельта, входящего в уравнение (2.11). При проведении инженерных расчетов в случае вынужденной конвекции часто предполагается, что твердая частица прогревается равномерно, при этом можно использовать корреляцию Ranz-Marshall [273]:

$$\text{Nu}_p = 2 + 0,6\text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3} \text{ для } \text{Re}_p \leq 10^4, \quad \text{Pr} \geq 0,7,$$

или соотношение S.Whitaker [274]:

$$\text{Nu}_p = 2 + (0,4\text{Re}_p^{1/2} + 0,06\text{Re}_p^{2/3})\text{Pr}^{0,4} \text{ для } \text{Re}_p \leq 10^4.$$

Другие формулы для расчета коэффициента теплоотдачи частиц можно найти в [127, 152].

При столкновении двух частиц с разной температурой в месте контакта происходит теплообмен. Отметим, что площадь контакта пренебрежимо мала по сравнению с характерным размером частиц, время контакта также мало. Задача о теплопередаче во время соударения двух сферических частиц рассматривается в [156].

При моделировании движения частицы задаются ее начальное положение, размеры, форма, температура и теплофизические свойства.

Поведение дисперсных частиц в потоке вязкой жидкости и их обратное влияние на несущую среду в значительной степени определяется их инерционностью. Характеристикой инерционности является время динамической релаксации частиц, определяемое по формуле [136]:

$$\tau_{p,u} = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_l C_1(\text{Re}_p)}.$$

Здесь d_p – диаметр частиц, ρ_p – плотность материала частиц, $C_1(\text{Re}_p)$ – поправочная функция, которая учитывает влияние сил инерции:

$$C_1(\text{Re}_p) = \begin{cases} 1 + \text{Re}_p^{2/3} / 6 & \text{при } \text{Re}_p \leq 10^3, \\ 0,11\text{Re}_p / 6 & \text{при } \text{Re}_p > 10^3, \end{cases}$$

и зависит от числа Рейнольдса, определяемого по относительной скорости между несущей средой и частицей, диаметру частицы

$$\text{Re}_p = \frac{\rho d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}|}{\mu}. \quad (2.12)$$

Характерное время динамической релаксации частицы определяет отставание ее скорости от скорости несущего потока. Считается [56], что это время, которое требуется частице, находящейся в состоянии покоя, для достижения 63% от скорости несущей среды. Предположение о малой величине характерного времени динамической релаксации частиц неприменимо для таких задач, как торможение частиц при приближении к твердой поверхности при нанесении функциональных покрытий на конструкционные материалы, при взаимодействии частиц с акустическим полем.

Время тепловой релаксации частиц – это время, необходимое для того, чтобы температура частицы достигла 63% от разницы температур между дисперсной и несущей фазой. Данный параметр зависит от теплофизических свойств материала частицы, вязкости, теплоемкости несущей среды, относительной скорости движения [135]

$$\tau_{p,T} = \frac{\rho_p c_{p,p} d_p^2}{12 \lambda_f C_2(\text{Re}_p, \text{Pr})},$$

здесь $c_{p,p}$ – удельная теплоемкость материала частицы, λ_f – коэффициент теплопроводности несущей среды, $C_2(\text{Re}_p, \text{Pr}) = 1 + 0,3 \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$.

Для нахождения механической, тепловой, эрозионной нагрузок на обтекаемые элементы конструкций дисперсной смесью необходимо исследование взаимодействия частиц с поверхностью [58]. При столкновении частицы с поверхностью происходит потеря импульса частицы. В отдельных случаях

шероховатость поверхности может служить дополнительным источником флуктуационного движения частиц.

Исход процесса столкновения частицы со стенкой зависит от ряда факторов, в том числе, скорости частицы, плотности, модуля упругости. В работе [155] предложена модель, согласно которой существует два критических значения скорости $u_{p,1}^*$ и $u_{p,2}^*$. При скоростях меньших $u_{p,1}^*$ частицы прилипают к поверхности, при больших $u_{p,2}^*$ происходит деформация частиц и поверхностного слоя обтекаемого тела, а внутри интервала $[u_{p,1}^*; u_{p,2}^*]$ наблюдается отскок частиц от поверхности.

Как правило, при математическом моделировании на этапе задания граничных условий делается допущение о том, что при достижении твердой поверхности частица к ней прилипает или же моделируется столкновение, при котором компоненты скорости частицы после соударения выражаются через компоненты до соударения с твердой поверхностью с заданием коэффициентов восстановления нормальной и касательной компонент скорости. Данные коэффициенты определяются эмпирически в зависимости от физико-механических свойств материала, формы тел, шероховатости поверхности и других факторов.

Кроме того, при взаимодействии частицы со стенкой происходит теплообмен между ними. При больших значениях массовой концентрации в экспериментальных исследованиях по теплообмену в двухфазных потоках отмечается рост тепловых потоков от двухфазного потока к стенке трубы [58]. Обычно выделяют несколько механизмов роста теплообмена при добавлении частиц в поток [58]. Во-первых, при столкновении частиц со стенкой нарушается ламинарная структура пограничного слоя, что способствует ускорению ламинарно-турбулентного перехода течения в пограничном слое; во-вторых наблюдается изменение структуры течения вследствие присутствия в нем частиц.

В [275] показано влияние наличия капель и их испарения в газовом потоке на структуру пограничного слоя, увеличение интенсивности теплообмена со стенкой при возрастании концентрации капель. Увеличение диаметра капель сначала интенсифицирует теплоотдачу, а далее с ростом их размера теплообмен уменьшается [276]. Отмечается [54], что основными механизмами теплообмена между каплями и потоком газа являются конвекция и теплопроводность.

Механизмы интенсификации теплообмена путем добавления твердых частиц в поток рассматриваются в [127]. В частности, частицы могут менять профиль температуры вблизи стенки, непосредственно переносить тепло вследствие своего движения, имеет место контактный теплообмен. Показано, что в присутствии частиц толщина пограничного слоя уменьшается, что приводит к увеличению числа Нуссельта. При взаимодействии мелких частиц со стенкой для интенсификации теплообмена важное значение будет иметь время их пребывания на поверхности, а также частота столкновений.

В последние годы развивается полный лагранжев подход, основные идеи которого изложены в [277]. Суть метода состоит в использовании лагранжевой формы уравнений импульса и неразрывности дисперсной фазы и привлечении дополнительных уравнений для компонент якобиана перехода от эйлеровых к лагранжевым переменным. Метод позволяет вычислять плотность дисперсной фазы вдоль выбранных траекторий частиц из решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Примеры применения полного лагранжева подхода к задачам двухфазной газодинамики, в которых возникают «складки» в среде частиц, локализованные области накопления частиц даны в [278], для определения инерционного осаждения взвешенных частиц в аэрозольных фильтрах с учетом формирования слоя на поверхностях в [279].

Сравнение возможностей эйлерова и полного лагранжева описаний двухфазных потоков с твердыми частицами или каплями для различных типов течений можно найти в [265]. Показано [265], что основное отличие

между этими подходами проявляется в профилях концентрации дисперсной фазы.

Следует заметить, что эйлерово-лагранжев подход относительно прост с точки зрения реализации, имеет ясную и простую физику. Отслеживание траекторий частиц может быть целью для процессов, где необходима визуализация частиц, расчет времени пребывания, взаимодействие частиц с ограничивающими многофазный поток стенками. Таким образом, преимущество эйлерово-лагранжева подхода заключается в возможности получения детальной информации о частицах, позволяет учитывать обмен между фазами массой, импульсом, энергией; отслеживать движение отдельных частиц, их всплытие, осаждение, изменение температуры. Однако при увеличении концентрации дисперсной фазы из-за большого количества индивидуально отслеживаемых объектов применение лагранжева подхода затруднено большими вычислительными затратами и требованиями к оперативной памяти.

2.3 Эйлерово-эйлеров подход для описания движения многофазной среды

Эйлерово-эйлеров подход включает в себя целое семейство моделей, в которых различные фазы рассматриваются как взаимопроникающие континуумы, и вводится понятие фазовой объемной доли. Записываются уравнения сохранения массы, импульса и энергии для каждой фазы, в результате получается набор уравнений, имеющих одинаковую структуру для всех фаз. Данные уравнения замыкаются определяющими эмпирическими соотношениями для описания межфазного взаимодействия, полученными из эксперимента или путем применения кинетической теории. Гидродинамический уровень описания дисперсных смесей применим, если временной и пространственный масштабы течения значительно больше соответствующих кинетических масштабов [280]. Континуальный подход позволяет не определять положение межфазной поверхности для каждой частицы дисперсной приме-

си, дает возможность проводить расчеты практических задач о движении многофазных систем в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса.

Очевидным преимуществом эйлерово-эйлерова подхода является использование одного типа уравнений для всех фаз, и, следовательно, единого набора численных методов при решении дифференциальных уравнений, отсутствие ограничений по содержанию дисперсной фазы. В числе недостатков данного подхода следует назвать невозможность получения информации о перемещениях отдельных частиц, кроме того, и известные сложности при постановке граничных условий для дисперсной фазы на непроницаемых поверхностях расчетной области [135].

При математическом описании многофазных систем предполагают [163], что размер включений много больше молекулярно-кинетических размеров, и много меньше масштабов изменения макроскопических параметров среды. Данные допущения позволяют корректно описывать осредненные параметры многофазной системы и применять модель многоскоростного континуума.

В общем случае при движении многофазной (многокомпонентной) системы, ее отдельные фазы перемещаются с разными скоростями. Перенос компонентов может быть обусловлен различными механизмами, в том числе, конвекцией, диффузией и другими [281]. Эйлерово-эйлеров подход является более универсальным по сравнению с эйлерово-лагранжевым, в виду отсутствия ограничений на объемную долю дисперсной фазы. В модели двухскоростного континуума фазы рассматриваются как взаимопроникающие и взаимодействующие континуумы, которые заполняют один и тот же объем. В рамках эйлерово-эйлерова подхода для каждой фазы записывается набор уравнений: количества движения, неразрывности, сохранения энергии. Связь реализуется записью соответствующих условий на основе эмпирических данных для обмена массой, импульсом, энергией. Для замыкания модели дополнительно определяется условия межфазного переноса, а в случае моделирования турбулентности, выражения для тензора турбулентных напряжений.

Главный недостаток эмпирических корреляций в том, что они ориентированы на определенный режим потока и не обладают универсальностью [282].

2.3.1 Метод объема жидкости для описания течений с границами раздела газ-жидкость

Одной из главных характеристик многофазных течений является наличие границ раздела, которые отличаются большим разнообразием форм. Реальная граница раздела фаз представляет собой тонкий слой сложной структуры [43], толщина которого имеет порядок длины пробега молекул. Поскольку толщина слоя Кнудсена ничтожно мала по сравнению с масштабами задачи, для практических приложений, как правило, распределение скоростей и температур в нем не имеет принципиального значения, и в силу данного обстоятельства не рассчитывается. Межфазная граница интерпретируется как геометрическая поверхность, при переходе через которую теплофизические свойства фазы изменяются скачком. Принятое допущение существенно упрощает анализ.

Среди задач вычислительной гидродинамики особую сложность представляют задачи с подвижными границами, в которых помимо прочих гидродинамических параметров необходимо определять положение границы раздела фаз. Обзор работ по развитию алгоритмов, разработанных для задач, в которых подвижные межфазные границы играют важную роль, приведен в [283]. По типу используемой сетки методы можно разделить на три группы [284]: лагранжевы методы, эйлеровы методы и бессеточные методы.

Лагранжев метод требует перестроения сетки на каждом временном шаге, позволяет учитывать сложные граничные условия на контактной границе для течений с движущимися телами [284]. Использование данного метода на практике ограничивается узким классом задач с небольшими деформациями свободной границы.

Наиболее обширная группа представлена методами, основанными на эйлеровом подходе. Как правило, эти методы, используют неподвижную расчетную сетку, а отслеживание межфазной границы осуществляется с помощью алгоритмов дискретных точечных маркеров, дискретных или непрерывных поверхностных маркеров, а также непрерывных объемных маркеров [285].

Согласно алгоритму непрерывных поверхностных маркеров на границе, представляющей собой свободную поверхность, задаются динамические и кинематические условия. Метод позволяет моделировать относительно небольшие деформации свободной границы. К недостаткам метода можно отнести невозможность описать опрокидывание волн, формирование каверн, слияние и дробление газовых пузырьков, а также необходимость перестраивать сетку на каждом временном шаге.

Методы захвата интерфейса используют индикаторную функцию, которая описывает положение межфазной поверхности, и для нее определения в систему уравнений добавляется еще одно соотношение. В отличие от алгоритмов *interface tracking method*, где рассчитываются характеристики одной фазы и форма свободной поверхности, алгоритмы *interface capturing method* позволяют получить гидродинамические характеристики обеих фаз и определить положение межфазной границы. В качестве примеров можно назвать метод функции уровня и метод объема жидкости (*Volume of Fluid method*, *VoF*). Обзор методов отслеживания и захвата интерфейса можно найти в работах [284-289].

Теория метода объема жидкости (*Volume of Fluid method*, *VoF*) была разработана Hirt в 1981 году [290]. Согласно [290], в каждой ячейке расчетной области определяется объемная доля жидкой фазы.

Метод функции уровня был предложен в работе [291]. В данном методе подвижная межфазная граница описывается через вспомогательную функцию, эволюция которой определяется уравнением переноса.

В основе бессеточных методов лежит идея замены среды набором точечных частиц, с которыми связаны значения плотности, скорости, давления. Впервые метод сглаженных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH) был предложен [292].

Решеточный метод Больцмана (Lattice Boltzmann method, LBM) является инструментом моделирования на микромасштабах, основанным на кинематике частиц [293]. Для реализации данного метода требуются значительные вычислительные ресурсы.

Разработка математических моделей течения двух и более несмешивающихся жидкостей, для которых необходимо определить положение межфазной границы, и процессов, происходящих на ней, представляет собой отдельную фундаментальную задачу. В диссертационной работе для описания движения двухфазной среды выбран эйлеров континуальный подход, преимущество которого состоит в решении уравнений одного типа для обеих фаз (например, газа и жидкости) и, соответственно, единого численного алгоритма. В последнее время метод объема жидкости получил широкое применение в связи с его эффективностью при расчете течений с переменной топологией подобластей, имеющих множественные зоны контакта, например, опрокидывание волн, фрагментация капель, кавитационные полости, обрушение дамбы.

Рассмотрим по подробнее. Пусть двухфазная среда состоит из жидкой и газовой фаз. Через γ обозначается объемная доля жидкой фазы в ячейке расчетной области. В каждой ячейке расчетной области маркерная функция γ определяется следующим образом:

$$\gamma = \begin{cases} 1 & \text{– ячейка заполнена жидкостью;} \\ (0,1) & \text{– через ячейку проходит межфазная граница;} \\ 0 & \text{– ячейка заполнена газом.} \end{cases}$$

Теплофизические свойства среды рассчитываются по соответствующим значениям параметров жидкости (индекс l) и газа (индекс g) с

использованием маркерной функции γ : плотность $\rho = \rho_l \gamma + \rho_g (1 - \gamma)$, коэффициент динамической вязкости $\mu = \mu_l \gamma + \mu_g (1 - \gamma)$, удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_p = c_{p,l} \gamma + c_{p,g} (1 - \gamma)$, коэффициент теплопроводности $\lambda = \lambda_l \gamma + \lambda_g (1 - \gamma)$.

Математическая модель для описания нестационарного неизотермического движения вязкой несжимаемой жидкости включает следующие уравнения.

Уравнение неразрывности

$$\nabla \cdot (\mathbf{u}) = 0, \quad (2.13)$$

уравнение моментов количества движения

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \rho \mathbf{g} - \nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) + \sigma \kappa \nabla \gamma + S_u, \quad (2.14)$$

уравнение для определения положения свободной поверхности

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla \cdot (\gamma \mathbf{u}) + \nabla \cdot [(1 - \gamma) \gamma \mathbf{u}_r] = 0, \quad (2.15)$$

уравнение энергии

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + S_T. \quad (2.16)$$

Здесь $\mathbf{u}$ – вектор скорости среды, t – время, p – давление, $\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n}$ – кривизна свободной поверхности, $\mathbf{n} = \nabla \gamma / |\nabla \gamma|$ – единичная нормаль к поверхности раздела фаз, σ – коэффициент поверхностного натяжения, T – температура, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, S_u, S_T – источниковые члены. Отметим, что на практике коэффициент поверхностного натяжения существенно зависит от наличия поверхностно-активных веществ на межфазной границе.

Известно [293], что при использовании группы методов непрерывных маркеров возникает проблема диффузии границ раздела, обусловленная погрешностями численного решения эйлера уравнения переноса, требующая

использования дополнительных приемов. Слагаемое $\nabla \cdot ((1-\gamma)\gamma \mathbf{u}_r)$ в уравнении (2.15) предложено в работе [294] для предотвращения размытия границы раздела фаз и для улучшения четкости интерфейса. Величина $\mathbf{u}_r$ рассчитывается по формуле [295]

$$\mathbf{u}_r = \frac{\nabla \gamma}{|\nabla \gamma|} \min(c_\gamma |\mathbf{u}|, \max |\mathbf{u}|), \quad (2.17)$$

коэффициент сжатия c_γ выбирается из диапазона $1 \leq c_\gamma \leq 4$ [296], в данном случае принимается равным 1. Слагаемое действительно только для ячеек расчетной области, где проходит межфазная граница, в которых выполняется неравенство $(1-\gamma)\gamma > 0$.

Как известно [248], лагранжев и эйлеров подходы дополняют друг друга, они имеют свои преимущества, недостатки, сложности в использовании и, соответственно, области применения. Так, эйлерово-лагранжев подход часто используется для расчета существенно неравновесных течений в случае крупных инерционных частиц, разреженных сред, а эйлерово-эйлеров подход удобно применять для моделирования условий, близких к равновесным, в случае малоинерционных частиц, концентрированных сред. Отметим, что существуют также гибридные модели, сочетающие лагранжев и эйлеров подходы.

2.4 Движение жидкости в пористом проницаемом слое

Одним из принципов, по которому можно разделить многофазные системы, является значение порозности. Математический аппарат для описания разбавленных систем с малым содержанием частиц отличается от математических моделей, применяемых для описания концентрированных систем, задач о течении в пористых средах [71]. Основные понятия теории фильтрации, обзор законов фильтрации и основных уравнений и соотношений изложены в [297, 298]. Проницаемую пористую среду можно представить как взаимосвя-

занную недеформируемую матрицу, состоящую из отдельных твердых тел, в которой геометрия и структурная топология порового пространства определяют степень проницаемости [211]. Пористая среда является изотропной, если ее параметры не зависят от ориентации. Реальные пористые среды, как правило, анизотропны. Анизотропия может иметь место, например, из-за образования в теле трещин.

Для вязких жидкостей, движущихся в однородной пористой среде, Дарси [299] экспериментально получил закон, связывающий падение давления на единицу длины пористого слоя с коэффициентом проницаемости k , вязкостью жидкости μ и скоростью фильтрации $\mathbf{v}$. В векторной форме закон Дарси имеет вид:

$$-\nabla p = \frac{\mu \mathbf{v}}{k}$$

Однако область применения данного закона для ньютоновских жидкостей ограничивается малыми скоростями фильтрации ($Re=1$).

При увеличении скорости течения силы инерции становятся значительными, или сопоставимыми, а в отдельных случаях могут преобладать над силами вязкости. В таком случае связь между градиентом давления и скоростью становится нелинейной. Для описания процесса фильтрации часто используют квадратичную зависимость – закон Форхгеймера [300]. Двучленный закон запишем в векторной форме:

$$-\nabla p = \frac{\mu \mathbf{v}}{k} + \beta \frac{\rho |\mathbf{v}|}{\sqrt{k}} \mathbf{v}, \quad (2.18)$$

где k – коэффициент проницаемости, β – экспериментально определяемая константа, которая зависит от структуры пористой среды. В выражении (2.18) учитываются потери давления, обусловленные вязкостью жидкости, и инерционная составляющая. Заметим, что отклонения от закона Дарси наблюдаются и при очень малых скоростях фильтрации, когда жидкости характеризуются неньютоновскими свойствами.

2.5 Критерии подобия

При анализе протекающих в многофазных системах сложных процессов теория подобия и метод анализа размерностей являются важными инструментами. Для характеристики течений неоднородных систем используется ряд критериев подобия. Так, число Рейнольдса характеризует отношение сил инерции к силам вязкого трения в жидкости

$$\text{Re} = \frac{Du_f}{\nu_f},$$

здесь D – гидравлический диаметр, u_f – характерная скорость, ν_f – кинематическая вязкость.

Число Рейнольдса, характеризующее движение частицы, рассчитывается по ее диаметру d_p и относительной скорости

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_f d_p |\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_f|}{\mu_f}.$$

Число Бонда определяет отношение силы тяжести к силе поверхностного натяжения

$$\text{Bo} = \frac{gd_p^2 |\rho_p - \rho_f|}{\sigma},$$

здесь g – ускорение свободного падения, σ – коэффициент поверхностного натяжения.

Капиллярное число представляет собой отношение вязкого сопротивления к силе поверхностного натяжения

$$\text{Ca} = \frac{\mu_f u_f}{\sigma}.$$

Число Вебера определяет отношение инерции жидкости к поверхностному натяжению, играет важную роль при анализе деформации и дроблении пузырьков газа или капель в двухфазных потоках

$$\text{We} = \frac{\rho_f d_p u^2}{\sigma}.$$

Форму пузырей и капель, движущихся в жидкости, определяет число Мортонa Mo , которое можно выразить через числа Вебера, Фруда и Рейнольдса

$$\text{Mo} = \frac{\text{We}^3}{\text{Fr} \cdot \text{Re}^4}.$$

Число Стокса характеризует инерционность частиц, определяется соотношением между кинетической энергией частиц и энергией их взаимодействия с несущей средой

$$\text{Stk} = \frac{\rho_p d_p^2 u_f}{\mu_f l},$$

здесь u_f – скорость жидкости, μ_f – динамическая вязкость жидкости, l – характерный размер.

В [239] число Стокса $\text{Stk} = \tau_p / \tau_k$ определяют по времени динамической релаксации частиц τ_p и колмогоровскому масштабу турбулентности τ_k . Отмечается, что в случае большой инерционности частиц движение частиц не коррелируется с движением несущей фазы.

Одним из критериев динамического подобия двухфазных сред является коэффициент скольжения фаз, равный отношению скорости дисперсной фазы u_p к скорости несущей фазы u_f

$$S = \frac{u_p}{u_f}.$$

Оценка числа Маха

$$\text{Ma} = \frac{u_f}{a},$$

важна, поскольку дозвуковые и сверхзвуковые режимы движения имеют принципиальные различия, и для их описания используются разные модели. Здесь a – местная скорость звука.

Влияние физических свойств теплоносителя на теплоотдачу описывает число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\mu_f c_{p,f}}{\lambda_f},$$

здесь $c_{p,f}$ – удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении, λ_f – коэффициент теплопроводности жидкости. Критерий Прандтля является мерой отношения толщины динамического пограничного слоя к толщине теплового пограничного слоя.

Число Пекле характеризует соотношение между конвективными и молекулярными процессами переноса тепла, его можно выразить через числа Рейнольдса и Прандтля

$$\text{Pe} = \text{Re} \cdot \text{Pr}.$$

Для характеристики процессов переноса тепла между поверхностью тела и жидкостью используют число Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{q_c}{q_\lambda} = \frac{\alpha l}{\lambda_f},$$

представляющее соотношение между интенсивностью теплообмена за счет конвекции q_c и посредством теплопроводности q_λ , здесь α – коэффициент теплоотдачи, l – характерный размер обтекаемого тела. Число Нуссельта однофазного потока является функцией чисел Рейнольдса и Прандтля $\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr})$.

Число Нуссельта частицы рассчитывается по ее диаметру

$$\text{Nu}_p = \frac{\alpha d_p}{\lambda_f}.$$

Наряду с вышеназванными при исследовании закономерностей в многокомпонентных системах используются и другие безразмерные критерии [62, 96]. Метод анализа размерностей позволяет выразить общую функциональную зависимость для исследуемого процесса в виде уравнений связи между строго определенным числом безразмерных комплексов [62]. Для вы-

явления определяющих параметров для каждой задачи проводятся физические эксперименты, выполняется теоретический анализ.

2.6 Численные методы решения дифференциальных уравнений

К методам численного моделирования для исследования гидроаэродинамических и теплообменных процессов предъявляется ряд требований. Методы, прежде всего, должны быть надежными, применимыми для задач с широким диапазоном изменения теплофизических, геометрических и режимных параметров. Качество схемы включает в себя устойчивость, точность, скорость сходимости, экономичность. Решение ресурсоемких задач предполагает наличие необходимых объемов оперативной памяти, возможности распараллеливания. Теоретические основы вычислительной гидромеханики и теплообмена можно найти в [132, 301-303]. Обзор численных методов и вычислительных технологий подробно изложен в [304, 305]. Обзор современных методов и алгоритмов для моделирования многофазных течений представлен в [306, 307]. Подобно тому, как точность экспериментальных данных зависит от качества и точности инструментов, оборудования, так и точность результатов численного решения уравнений зависит от качества используемой дискретизации.

Система нестационарных дифференциальных уравнений Навье-Стокса в физических переменных скорость-давление обладает рядом специфических особенностей, таких как нелинейность, необходимость согласования поля давления с полем скорости для несжимаемых течений, которые влияют на выбор алгоритмов ее решения.

Методы вычислительной гидродинамики стремительно развиваются на протяжении последних десятилетий. К настоящему времени среди наиболее распространенных численных методов расчета течений можно выделить: метод конечных разностей, метод спектральных элементов, метод конечных объемов, метод решеточных уравнений Больцмана, метод сглаженных ча-

стиц. Каждый из них в силу своей специфики обладает определенными достоинствами и недостатками.

Основные принципы метода конечных разностей (Finite Difference Method, FDM) подробно изложены в работах К. Флетчера, А.А. Самарского [303], С.К. Годунова, Г.И. Марчука, А.И. Толстых. При его реализации входящие в уравнения производные заменяются дискретными аналогами. Решение отыскивается в узлах сетки. Относительная простота реализации метода компенсируется отсутствием наглядности и особыми требованиями к построению сетки.

Метод конечных элементов (Finite Elements Method, FEM) широко освещен в работах О.С. Зинкевича, К. Моргана, А. Дэвиса, Г. Бира. Суть метода состоит в приближенном решении вариационной задачи, т.е. в нахождении минимума функционала.

К высокоточным методам относится метод спектральных элементов [308], в котором в качестве базисных функций используются кусочные многочлены высокой степени. Фундаментальный вклад в развитие этого метода внесли К. Флетчер [309], С. Орзаг, Д. Готтлиб, Р. Пейретта, Р. Вильяме.

Метод сглаженных частиц (Smoothed particle hydrodynamics, SPH) [311] относится к группе бессеточных методов, которые базируются на лагранжевом подходе. Расчетная область представляет собой пространство, заполненное подвижными элементами со свойствами среды.

В данной работе для численного решения уравнений в частных производных выбран метод конечных объемов (Finite Volume Method, FVM). Он подробно описан в работах Хирта [290], Годунова [310], А.Н. Тихонова и А.А. Самарского, М. Пиллера, М. Хаббарда, Ж. Вонга, С.В. Патанкара [302]. В основе метода лежит разбиение области на конечное число смежных непесекающихся контрольных объемов, в каждом из которых выполняются законы сохранения массы, количества движения и энергии. Значения искомых переменных вычисляются в центрах контрольных объемов. Свойство консервативности делает данный метод более предпочтительным, а возможность

реализации метода для расчетной области со сложной геометрией, дискретизированной как структурированной, так и неструктурированной сеткой с разной формой ячеек используется разработчиками целого ряда современных пакетов программ, например, OpenFOAM, ANSYS FLUENT, ANSYS CFX, STAR-CD, FlowVision, Flow-3D, ориентированных на решение практических задач гидроаэродинамики, многофазных систем.

Существуют различные формулировки метода контрольных объемов, поэтому ограничимся кратким рассмотрением основных его положений. Метод контрольного объема, как и другие сеточные методы, основывается на принципе сведения исходных дифференциальных уравнений в частных производных к системе алгебраических уравнений, которые в последствие решаются известными методами. Уравнения переноса различных субстанций имеет похожую структуру, что облегчает программирование универсальных вычислительных алгоритмов в единообразном виде. Основные принципы метода контрольного объема можно продемонстрировать на обобщенном уравнении для произвольной скалярной переменной ϕ [304]

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} \phi = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) + S_\phi, \quad (2.21)$$

где $\mathbf{u}$ – вектор скорости, Γ_ϕ – коэффициент диффузии, S_ϕ – плотность распределения объемных источников. Конкретный вид Γ_ϕ и S_ϕ зависит от переменной ϕ . В уравнении (2.21) присутствуют нестационарный, конвективный, диффузионный и источниковый члены.

Концепция обобщенного уравнения позволяет с единых позиций подойти к анализу расчетных схем и точности алгоритмов [312]. Проинтегрируем уравнение (2.21) по контрольному объему V_p , который содержит окрестность определенного узла p расчетной сетки

$$\int_{V_p} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{V_p} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \phi) dV - \int_{V_p} \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) dV = \int_{V_p} s_\phi(\phi) dV.$$

В центрах контрольных объемов отыскиваются средние по объему значения функции ϕ

$$\phi_p = \frac{1}{V_p} \int_{V_p} \phi dV.$$

Применяя формулу Остроградского-Гаусса, связывающую поток непрерывно-дифференцируемого векторного поля через замкнутую поверхность и интеграл от дивергенции этого поля по объему, ограниченному этой поверхностью

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{a} dV = \oint_{\partial V} \mathbf{a} \cdot d\mathbf{S},$$

получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{V_p} (\rho \phi) dV + \oint_{\partial V_p} (\rho \mathbf{u} \phi) \cdot d\mathbf{S} - \oint_{\partial V_p} (\Gamma_\phi \nabla \phi) \cdot d\mathbf{S} = \int_{V_p} s_\phi(\phi) dV,$$

где ∂V_p – поверхность, ограничивающая контрольный объем V_p .

Для получения дискретного аналога уравнения в контрольном объеме необходимо вычислить интегралы с использованием квадратурных формул. При решении инженерных задач применяются схемы первого или второго порядка точности по пространственным переменным.

Преобразуем конвективное слагаемое

$$\oint_{\partial V_p} (\rho \mathbf{u} \phi) \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \int_f (\rho \mathbf{u} \phi)_f \cdot d\mathbf{S} \approx \sum_f (\overline{\rho \mathbf{u} \phi})_f \cdot \mathbf{S}_f = \sum_f (\rho \mathbf{u} \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f,$$

диффузионное слагаемое

$$\oint_{\partial V_p} (\Gamma_\phi \nabla \phi) \cdot d\mathbf{S} = \sum_f \int_f (\Gamma_\phi \nabla \phi)_f \cdot d\mathbf{S} \approx \sum_f (\overline{\Gamma_\phi \nabla \phi})_f \cdot \mathbf{S}_f = \sum_f (\Gamma_\phi \nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f,$$

аппроксимируем градиенты

$$(\nabla \phi)_p = \frac{1}{V_p} \sum_f (\mathbf{S}_f \phi_f),$$

источниковый член

$$\int_{V_p} s_\phi(\phi) dV = S_c V_p + S_p V_p \phi_p,$$

здесь через f обозначается грань контрольного объема, $\mathbf{S}_f = \mathbf{n}dS$ – произведение внешней нормали к поверхности ячейки на ее площадь dS , S_c – константа, S_p – нелинейная часть.

Дискретизация по времени

$$\int_t^{t+\Delta t} \left[\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_p V_p + \sum_f (\rho \mathbf{u} \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f - \sum_f (\Gamma_\phi \nabla \phi)_f \cdot \mathbf{S}_f \right] dt = \int_t^{t+\Delta t} (S_c V_p + S_p V_p \phi_p) dt,$$

где

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_p = \frac{\rho_p^n \phi_p^n - \rho_p^0 \phi_p^0}{\Delta t},$$

$$\int_t^{t+\Delta t} \phi(t) dt = \frac{\Delta t}{2} (\phi^n + \phi^0),$$

здесь верхние индексы 0 и n соответствуют значениям переменных в моменты времени t и $t + \Delta t$.

Основное положение метода контрольного объема формулируется следующим образом [312]: скорость изменения скалярной величины ϕ в контрольном объеме определяется суммой конвективных и диффузионных потоков через все грани контрольного объема с учетом источников.

В последние десятилетия опыт моделирования многофазных систем, теплообмена, процессов гидроаэродинамики аккумулируется в форме пакетов прикладных программ, ориентированных на решение функциональных задач различных предметных областей науки и промышленности. Современные пакеты прикладных программ обладают в той или иной степени универсальностью, поскольку позволяют решать достаточно широкий круг прикладных задач. Универсальность программы приводит к ее сложности. Как правило, заложенные в пакетах математические модели базируются на строгих фундаментальных законах гидроаэродинамики и тепломассопереноса, их использование позволяет получить детальную и достаточно точную количественную информацию о локальных характеристиках изучаемых процессов в

широком диапазоне изменения конструктивных и режимных параметров. Наиболее известные пакеты прикладных программ, ориентированные на решение задач механики сплошных сред: коммерческие продукты для решения задач о движении жидкости и газа Ansys Fluent, Ansys CFX из линейки программных продуктов Ansys, Star-CD, пакет программ «ЛОГОС» (разработка «Росатом», ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров), FlowVision для решения задач газогидродинамики и теплообмена (компания ТЕСИС, г. Москва, (flowvision.ru), свободно распространяемый пакет OpenFOAM (www.openfoam.com), COMSOL (www.comsol.ru), PIPESIM – симулятор для моделирования многофазного потока нефтегазовых добывающих систем («Schlumberger»), XFlow, многоблочные вычислительные технологии реализованы в пакете VP2/3 по аэротермодинамике, SigmaFlow (г. Новосибирск) и другие пакеты. Вычислительные пакеты непрерывно развиваются, выходят обновленные версии, в которых расширяется их функционал, добавляются новые инструменты, возможности отладки, совершенствуется графический интерфейс.

В данной работе для решения задач выбран свободно распространяемый пакет с открытым кодом OpenFoam (Open Field Operation and Manipulation), написанный на языке C++, лицензия GNU GPL. В его основе лежит набор библиотек, предоставляющих инструменты для решения систем дифференциальных уравнений в частных производных (www.openfoam.com). OpenFOAM обладает большой функциональностью, в его развитии принимают участие сотни разработчиков по всему миру. Программный комплекс OpenFOAM устанавливается и компилируется на операционные системы семейства Linux. OpenFOAM CFD включает в себя инструменты для создания сетки (snappyHexMesh), предварительной обработки и последующей обработки полученных данных. Среди недостатков данного пакета можно назвать отсутствие графического пользовательского интерфейса для управления этапами численного моделирования и скудную документацию.

Есть возможность распараллеливания на основе программного инструментария MPI (Message Passing Interface). Технология MPI на сегодняшний день является одной из наиболее распространенных технологий программирования для систем с распределенной памятью.

Широкий спектр физических моделей, включенных в библиотеки OpenFoam, позволяет решать разнообразные задачи для различных областей науки и техники. OpenFoam в настоящее время успешно конкурирует с известными коммерческими пакетами CFD за счет открытости и универсальности. Открытая архитектура OpenFOAM предоставляет исследователям широкие возможности модификации математических моделей и алгоритмов путем внесения дополнений и изменений, которые необходимы для адаптации к конкретному изучаемому процессу. Программный комплекс позволяет моделировать физические процессы, в том числе, стационарные и нестационарные течения вязкой жидкости в несжимаемом и сжимаемом приближении; теплообмен; многофазные течения с описанием химических реакций; отслеживать траектории движения частиц в потоке; решать сопряженные задачи, учитывать деформацию расчетной сетки.

В основе пакета лежит набор библиотек, решателей, предоставляющих инструменты для исследования проблем механики сплошных сред, в том числе, для моделирования многофазных систем: sprayFoam, reactingParcelFoam, DPMFoam, LTSReactingParcelFoam, coalChemistryFoam, icoUncoupledKinematicParcelFoam, LTSInterFoam, reactingParcelFilmFoam, simpleReactingParcelFoam, cavitatingFoam, compressibleInterFoam, compressibleMultiphaseInterFoam, interDyMFoam, interFoam, interMixingFoam, interPhaseChangeFoam, interPhaseChangeDyMFoam, multiphaseEulerFoam, multiphaseInterFoam, twoLiquidMixingFoam, twoPhaseEulerFoam и другие.

Для моделирования турбулентных эффектов существует возможность выбора подхода: прямое численное моделирование (Direct numerical simulation, DNS), метод крупных вихрей (Large eddy simulation, LES), решение уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу (Reynolds-averaged

Navier-Stokes, RANS), замыкание которых производится с помощью полуэмпирических моделей турбулентности.

В программный комплекс OpenFOAM включено большое количество схем дискретизации производной по времени, оператора градиента, конвективного, диффузионного, источникового членов. Для производной по времени могут использоваться схема Эйлера (Euler), Кранка-Николсона (Crank-Nicolson), обратная (backward). Для дискретизация конвективных членов применяются центральные схемы: Linear – central differencing (CD), Midpoint; схемы по потоку: Upwind differencing (UD), LinearUpwind, skewLinear, QUICK; схемы минимизации полной вариации (Total Variation Decrease, TVD) с различными функциями ограничителями: LimitedLinear, vanLeer, MUSCL, limitedCubic. Схемы дискретизации диффузионных членов: Gauss linear, Gauss limited linear, leastSquares, Fourth.

В результате получается дискретный аналог дифференциального уравнения. После дискретизации дифференциальных уравнений в частных производных решается система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). С практической точки зрения наиболее важной характеристикой метода решения СЛАУ является время, затраченное на решение системы уравнений. Проблема выбора итерационного метода решения СЛАУ с учетом специфики конкретной задачи описана в [313]. Для решения линейных уравнений в OpenFOAM имеется библиотека программ или солверов, которая содержит такие решатели, как: GAMG (Geometric agglomerated algebraic multigrid solver) – геометро-алгебраический многосеточный метод; PBiCG (Preconditioned bi-conjugate gradient) – метод предобусловленных бисопряженных градиентов; PBiCGStab – метод предобусловленных бисопряженных градиентов со стабилизацией; PCG (Preconditioned conjugate gradient) – метод предобусловленных сопряженных градиентов; smoothSolver – решатель для симметричных и несимметричных матриц со сглаживателем (DIC Gauss Seidel Smoother, DIC Smoother, DILU Smoother, Gauss Seidel Smoother, Symmetric Gauss Seidel Smoother) и другие.

Кроме того, имеется выбор предобуславливателей, использование которых позволяет увеличить скорость сходимости метода: Diagonal preconditioner, DIC preconditioner (диагональное неполное разложение Холецкого), DILU preconditioner, FDIC preconditioner, GAMG preconditioner.

Различия в математическом описании движения сжимаемых и несжимаемых сред определяют различные подходы к численному решению соответствующих уравнений. Так, подход, основанный на давлении (pressure-based), первоначально разрабатывался для моделирования несжимаемых или слабо сжимаемых сред. Подход, основанный на плотности (density-based), ориентирован на расчет сжимаемых сред. Согласно данному подходу уравнение неразрывности используется для получения поля плотности, а поле давления получается из уравнения состояния. Впоследствии эти два подхода были усовершенствованы для применения в широком диапазоне условий задач.

В подходе, основанном на давлении, для решения системы уравнений используется связанный (coupled) или последовательный (segregated) метод решения. В первом, все переменные образуют один вектор неизвестных, во втором, уравнения для каждой переменной решаются по очереди и привлекаются алгоритмы для связывания скорости и давления. Алгоритм segregated является более эффективным с точки зрения использования оперативной памяти.

Поскольку давление в системе уравнений для несжимаемых сред присутствует в виде градиента и отсутствует уравнение для явного определения давления, то способ нахождения давления не очевиден. Процедура согласования поля давления с полем скорости приводит к одновременному удовлетворению уравнений неразрывности и сохранения импульса [314]. Для связывания скорости и давления широко применяются алгоритмы SIMPLE, PISO, PIMPLE.

Алгоритм SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) [315], основан на полунявной схеме с расщеплением по физическим про-

цессам. У данного алгоритма есть множество модификаций, в частности, SIMPLEC [316], SIMPLER (SIMPLE Revised), считается [312], что он является более предпочтительным для решения стационарных задач.

Алгоритм PISO (Pressure Implicit With Splitting Operators) предложен в 1985 г. Issa [317], он предусматривает дополнительные этапы поправки давления, включает на каждом временном шаге один шаг предиктора и два или более шагов корректора. Такой подход обусловлен тем, что скорректированные первой поправкой скорости могут не удовлетворять уравнению неразрывности, тогда как второй корректор позволяет вычислить скорости и давления, удовлетворяющие линеаризованным уравнениям количества движения и неразрывности [318]. PIMPLE является комбинацией SIMPLE во внешнем цикле и PISO во внутреннем. Сравнение решений, полученных с использованием алгоритмов SIMPLE, SIMPLEC и PISO для задачи о распространении возгорания приводится в работе [319], при моделировании работы парогенератора [320]. Вопросы сходимости и анализа устойчивости численных схем обсуждаются в [305].

Для каждого типа рассматриваемых задач выбор параметров численной реализации осуществляется как с учетом особенностей течения, так и вычислительной затратности при проведении тестовых расчетов, исследовании сеточной сходимости.

Визуализация полученных данных и результатов расчетов выполняется в открытом многофункциональном графическом приложении paraView (www.paraview.org). Данный пакет позволяет получить наглядное представление больших массивов данных, а также эффективно анализировать результаты расчетов.

2.7 Построение расчетных сеток

Построение расчетных сеток является неотъемлемым и важным этапом численного моделирования многофазных течений. Поскольку от качества по-

строенной сетки будет зависеть достоверность и точность получаемого решения, сходимость итерационного процесса, время счета. Как правило, построение качественной и достаточно подробной сетки в областях сложной формы является нетривиальной задачей.

Качество сетки определяется рядом параметров, в том числе, плотностью сетки, расчетные ячейки должны обладать малой скошенностью, изменение объемов соседних ячеек должно быть плавным, не слишком большим соотношение длин сторон ячейки, достаточным разрешение пограничных слоев и других областей с большими градиентами. Более подробно требования к построению сеток описаны в [321].

Дискретизацию трехмерной расчетной области можно выполнить ячейками в форме гексаэдра, призмы, пирамиды, тетраэдра, а также многогранниками. При выборе формы ячейки при дискретизации расчетной области следует учитывать, что у каждого типа сеток есть свои преимущества и недостатки. Так, тетраэдральными сетками удобно покрывать области сложной формы, однако существует проблема разрешения динамического и теплового пограничных слоев, а также слоев смещения, где удобнее использовать элементы в форме гексаэдров.

В настоящее время для решения практических задач используются различные типы сеток, например, блочные, блочно-структурированные сетки, неструктурированные сетки. Криволинейные блочно-структурированные сетки позволяют получать решения с необходимой точностью, но их построение является трудоемким и занимает много времени. Использование структурированных сеток позволяет сократить время расчета. Однако их использование возможно только для областей с простой геометрией. Другой недостаток проявляется в ситуации, когда сгущение сетки в одной подобласти, где это необходимо, приводит к излишне малым ячейкам сетки в другой и трате вычислительных ресурсов [305]. Неструктурированные сетки являются наиболее гибким типом сеточного разбиения расчетной области, которые позволяют дискретизировать любые области со сложной геометрией. В то же

время гидродинамические расчеты на неструктурированных сетках сопряжены с рядом проблем, связанных с медленной скоростью сходимости итерационного процесса [203]. В случае использования неструктурированных сеток для необходимого разрешения пограничных слоев вдоль обтекаемых поверхностей, как правило, строятся сгущающиеся слои призматических элементов.

Зачастую до проведения основных вычислительных экспериментов проводятся методические предварительные расчеты, цель которых – выбор расчетной сетки и определение необходимости модификации сетки, включая сгущение и разрежение в конкретных ее частях. Обязательным этапом вычислительного эксперимента является проверка сеточной сходимости решения. Поскольку одна из причин получения решения с неудовлетворительной точностью – недостаточная густота расчетной сетки. Исследование сходимости по расчетной сетке проводят путем расчета конкретной задачи на 3-5 сетках с последовательным измельчением. Сеточная сходимость считается достигнутой, если при дальнейшем измельчении сетки контрольные параметры меняются несущественно. Затем в ходе анализа полученных решений выбирается оптимальная сетка, на которой получается решение с достаточной точностью и не является, в то же время, избыточной. Для расчета турбулентных течений при построении сетки дополнительно необходимо учитывать требования, накладываемые используемой моделью, к безразмерному расстоянию от поверхности до центра пристеночной ячейки.

При решении нестационарных задач важно контролировать число Куранта, которое является необходимым условием устойчивости явной разностной схемы. Выбор слишком большого временного шага может привести к нефизичным результатам решения задачи. Шаг по времени Δt подбирается в процессе вычислений таким образом, чтобы число Куранта Co для всех ячеек расчетной области не превышало 1. Число Куранта ячейки $Co = (\Delta t |u|) / \Delta x$ определяется по величине скорости жидкости через ячейку $|u|$, размеру ячейки в направлении скорости Δx .

Выводы по 2 главе

В данной главе изложены важные этапы математического описания процессов в многофазных системах, а также общие принципы построения математических моделей. Основные проблемы математического моделирования движения многофазных систем и тепломассообмена заключаются в отсутствии единого подхода, связаны с ограниченной областью применимости имеющихся моделей, многомасштабностью протекающих процессов, многопараметричностью задач, разнообразием возникающих физических эффектов и наблюдаемых структур потока, с необходимостью определения границы раздела фаз, описания межфазного взаимодействия. Показано, что выбор подхода к моделированию движения многофазных систем является нетривиальной задачей, должен определяться спецификой исследуемого процесса, топологией потока, опираться на имеющуюся эмпирическую информацию, выделенные важные физические процессы и возникающие эффекты, набором искомых параметров. В случае, когда объемная концентрация дисперсной фазы мала (менее 10 %), для математического описания движения многофазных сред предпочтителен эйлерово-лагранжев подход, который позволяет отслеживать траектории отдельных частиц. Уравнения движения несущей фазы и энергии содержат источниковые члены, моделирующие динамическое и тепловое влияние частиц на дисперсионную фазу. Описаны силы, действующие на частицы дисперсной фазы. Проанализированы способы учета в математической модели влияния подачи частиц на движение несущей среды, взаимодействия частиц между собой и с твердой поверхностью. Континуальный или эйлерово-эйлеров подход является предпочтительным при высокой концентрации частиц. Для описания движения жидкости в пористом проницаемом слое выбран закон Форхгеймера, учитывающий силы вязкости и инерции. Обоснован выбор модели турбулентности. Модель Менгера SST хорошо предсказывает свойства свободных сдвиговых течений и обеспечивает надежное описание пристенной турбулентности, дает хорошие результаты,

в частности, для течений с отрывом потока и при больших градиентах давления. Помимо этого, модель показала себя надежной и не требовательной к вычислительной мощности. Для численного решения уравнений в частных производных выбран метод конечных объемов, поскольку он обладает свойством консервативности и подходит для любого типа расчетных сеток. Описаны используемые численные методы решения дифференциальных уравнений, важные аспекты способов дискретизации расчетной области.

Далее, в последующих главах демонстрируются результаты применения общего подхода для решения ряда технологических, технических проблем, названных в первой главе, путем анализа полученных результатов многовариантных параметрических расчетов, установления новых закономерностей; разрабатываются предложения по повышению эффективности технологических процессов: теплообмена, осаждения частиц, сепарации капель, барботажу, улучшению фильтрационных характеристик призабойной зоны пласта.

Глава 3 Движение вязкой жидкости при обтекании вращающихся цилиндрических отдельных тел, систем тел

Наиболее распространенным элементом современных теплообменных установок являются криволинейные поперечно-обтекаемые тела, чаще всего цилиндрической формы [322]. На практике поперечное обтекание труб как элементов теплообменников, происходит в стесненных условиях. Тем не менее, изучение влияния внешних факторов на гидродинамику и теплоотдачу поверхности одиночного цилиндра является той фундаментальной базой, на которой строятся расчетные формулы и критериальные зависимости для пучков труб или других частных случаев. Как правило, такие зависимости содержат корреляции для одиночного цилиндра с поправочными коэффициентами, учитывающими взаимное расположение труб, загромождение, другие геометрические и специфические особенности процесса. Исследование теплоотдачи одиночного тела важно, например, при эксплуатации трубопроводов, зондов.

Интерес к задачам управления потоком в последние годы обусловлен рядом технических проблем при эксплуатации теплотехнического оборудования. Это высокое гидродинамическое сопротивление обтекаемых тел, нежелательные вибрации вследствие пульсаций давления, акустические колебания, возникающие при отрыве вихрей с их поверхности. Режимы эксплуатации оборудования в условиях отрыва потока приводят к потерям энергии и существенному снижению эффективности его использования, потерям маневренности и управляемости летательных аппаратов и другим неблагоприятным последствиям.

Отрыв потока от обтекаемой поверхности – это одна из важнейших проблем вязких течений, имеет большое научное и практическое значение. В работе [323] выделяют три основных вида отрывных течений: отрыв ламинарного пограничного слоя с последующим присоединением и образованием

отрывного пузыря, отрыв турбулентного пограничного слоя и срыв с передней кромки (глобальный или полный отрыв).

При отрыве потока происходит потеря энергии. Сокращение потерь энергии возможно путем предотвращения отрыва или уменьшения размеров области отрывного течения. Существуют пассивные способы управления, которые не требуют затрат энергии, например, нанесение на поверхность вихревых ячеек [324], упорядоченного микрорельефа, покрытие поверхности пористым проницаемым слоем. К активным способам относятся организация вдува-отсоса с поверхности с помощью различных специальных устройств [325], реализация продольных и поперечных осцилляций тела [326, 327], а также вращательных колебаний.

Из-за многообразия форм обтекаемых тел, разных видов отрыва, спектра внешних возмущений, условий эксплуатации оборудования не существует однозначного решения проблемы воздействия на отрыв. В каждом конкретном случае для рационального выбора способа управления отрывом потока от обтекаемой поверхности требуется знание структуры течения, ее трансформации под влиянием внешних возмущений и других факторов. В одних устройствах и аппаратах эффективно использование механизмов управления обтеканием, требующих подвода энергии, в других – практичнее использовать пассивное управление обтеканием, без сложных механических систем для устранения отрыва. Применение современных технологий, базирующихся на методах управления отрывом потока, позволяет проектировать новые перспективных установки с улучшенными характеристиками.

Одним из методов прогнозирования результативности применения различных способов управления потоком является численное моделирование обтекания тел. В данной главе с помощью методов численного моделирования исследованы такие способы воздействия на структуру потока, как вращение цилиндрического тела с постоянной скоростью вокруг своей оси, реализация вращательных колебаний, турбулизация течения перед телом для случаев поперечного внешнего обтекания.

3.1. Поперечное обтекание вязкой жидкостью и теплоотдача вращающегося кругового цилиндра

Исследование процесса обтекания вращающихся тел имеет теоретический и практический интерес. Следует заметить, что круговой цилиндр, являясь классическим объектом исследования гидроаэродинамики, имеет простую геометрию, однако процесс его обтекания сложен, поскольку цилиндр относится к плохообтекаемым телам с нефиксированными точками отрыва потока. Эффект возникновения поперечной силы, действующей на вращающееся и одновременно движущееся поступательно тело в 1853 году открыл немецкий физик Генрих Магнус. Известно, что при обтекании вязкой жидкостью вращающегося кругового цилиндра, его поверхность увлекает прилегающие слои жидкости. С одной стороны тела скорости поступательного и вращательного движений складываются, результирующая скорость жидкости превосходит скорость набегающего потока. В свою очередь, давление уменьшается. С противоположной стороны кругового цилиндра скорости вычитаются, а результирующая скорость оказывается меньше скорости набегающего потока. Следовательно, возникает перепад давления и появляется поперечная подъемная сила.

Эффект Магнуса можно наблюдать при движении мяча во время игры в теннис, футбол, гольф. Если мяч при ударе получает вращение, то он движется по криволинейной траектории, отклоняясь в сторону. Подъемная сила находит также свое применение в баллистике. Для точного попадания в цель при стрельбе необходимо учитывать явление деривации или отклонения траектории полета пули или артиллерийского снаряда под воздействием вращения. Ярким примером применения эффекта Магнуса в судостроении является корабль немецкого инженера А. Флеттнера. В отличие от обычного парусного судна, его роторный корабль показал себя лучшим образом во время сильного бокового ветра.

Одной из первых попыток использования эффекта Магнуса в воздухоплавании можно назвать создание гидросамолета 921-V в США в 1930 году, оснащенного цилиндрическими крыльями. К сожалению, такие крылья обладали значительными недостатками, в частности, высоким аэродинамическим сопротивлением, а самолеты имели проблемы с устойчивостью и управляемостью. Кроме того, экспериментальные исследования показали, что крылья должны иметь максимальное удлинение или оснащаться концевыми шайбами для минимизации негативного влияния порывов боковых воздушных потоков. Обзор моделей аэропланов с вращающимися цилиндрическими крыльями можно найти в работе [328]. В последние десятилетия активно ведется проектирование многофункциональных беспилотных летательных аппаратов, в том числе, использующих эффект Магнуса.

Перспективность использования аэродинамических решеток вращающихся цилиндров в качестве двигателя самолета вертикального взлета и посадки большой грузоподъемности и дальности полета, а также в качестве воздушной турбины ветроэнергетического устройства большой удельной мощности показана в работе [329].

Понимание этих явлений играет важную роль в управлении потоком, уменьшении или увеличении теплопередачи. Взаимодействие потока газа или жидкости с нагретой вращающейся цилиндрической поверхностью имеет место в различных промышленных процессах, например, в теплообменных устройствах различного назначения, в пищевой и химической промышленности при производстве пластика, стекла, текстильных изделий, бумаги, при охлаждении роторов газовых турбин или электрических валов двигателя; при вращении конденсаторов для дистилляции морской воды, охлаждении высокоскоростных газовых подшипников, в космических технологиях, это и вращающиеся снаряды, ядерные реакторы, теплообменники, сушка бумаги на роликах в бумажной промышленности, электронная упаковка, силовые электронные устройства, вращающиеся механизмы, вращающиеся электроды [330]. Актуальность исследования гидродинамики и теплоотдачи вращающе-

гося цилиндра в потоке вязкой жидкости определяется необходимостью оценки количества теплоты при проектировании технологического оборудования, которое будет поступать в рабочее пространство или помещение от нагретой наружной вращающейся поверхности.

К настоящему времени существует ряд экспериментальных и теоретических работ по изучению процесса обтекания неподвижного цилиндра или вращающегося цилиндрического тела в ламинарном потоке жидкости [331-334]. Результаты численных расчетов поперечного неизотермического обтекания вращающегося кругового цилиндра при умеренных числах Рейнольдса $Re = 1 \div 35$ приводятся в работе [335]. Согласно их исследованиям среднее число Нуссельта уменьшается с ростом скорости вращения при фиксированных числах Рейнольдса и Прандтля. Теплообмен вращающегося цилиндра с потоком вязкой жидкости исследован численно в ламинарном режиме при числе Прандтля $Pr = 0,7$, $Re = 20 \div 160$ в работе [336] и при $Re = 20 \div 200$ в работе [337]. Показано, что с увеличением скорости вращения цилиндра α теплоотдача поверхности уменьшается.

Интенсификация теплообмена наблюдается в экспериментальном исследовании теплоотдачи нагретого вращающегося цилиндра в потоке воздуха при числах Рейнольдса от $8,3 \cdot 10^3$ до $7,1 \cdot 10^4$ и скоростях вращения в диапазоне $0 \leq \alpha \leq 2,5$ [338].

Большинство встречающихся в природе и технике течений являются турбулентными, поэтому именно их изучение имеет большое прикладное значение. Однако, при численном моделировании движения жидкости в режиме высоких чисел Рейнольдса $Re = u_\infty D / \nu$, рассчитанных по скорости набегающего потока u_∞ , диаметру цилиндра D и коэффициенту кинематической вязкости жидкости ν , возникают трудности, обусловленные появлением трехмерных структур. По этой причине работ по численному моделированию обтекания вращающегося цилиндрического тела турбулентным потоком существенно меньше, чем ламинарным. В [339] показано, что при чис-

лах Рейнольдса, близких к критическому, когда в пограничном слое происходит смена режима течения с ламинарного на турбулентный и определенных скоростях вращения поверхности цилиндра поперечная сила меняет свое направление на противоположное, имеет место реверс эффекта Магнуса.

В данной части работы представлены результаты численного исследования поперечного обтекания вязкой несжимаемой жидкостью нагретого вращающегося кругового цилиндра [330, 331]. Сравниваются гидродинамические характеристики и теплоотдача цилиндра при ламинарном ($Re = 200$) и турбулентном ($Re = 4 \cdot 10^4$) режимах течения жидкости.

Для численного решения задачи выбирается ограниченная область Ω в форме прямоугольного параллелепипеда, в которой на достаточном удалении от границ Γ_{in} , Γ_{out} , Γ_{top} , Γ_{bot} располагается цилиндр с диаметром $D=0,2$ м. Декартова прямоугольная система координат $x_1x_2x_3$ размещается таким образом, чтобы направление оси Ox_1 соответствовало направлению движения жидкости, а ось Ox_3 совпадала с осью цилиндра (рисунок 3.1).

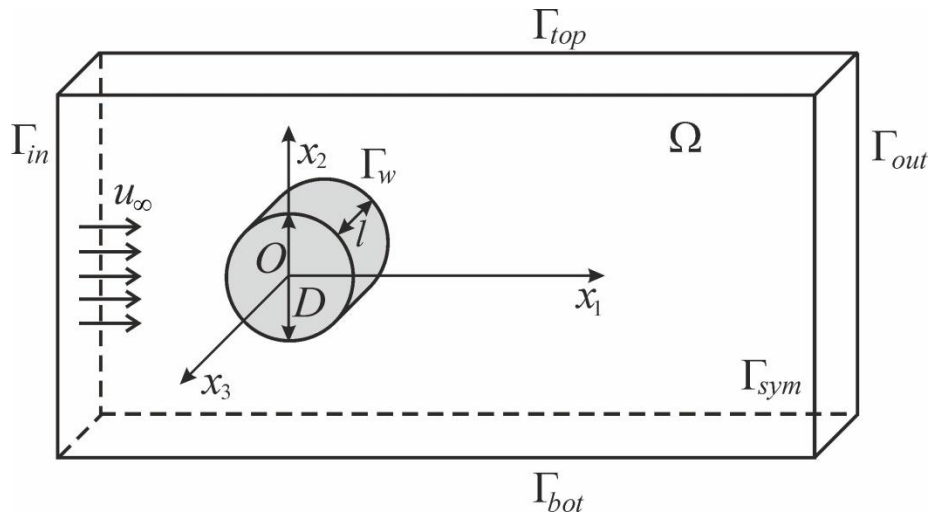


Рисунок 3.1 – Схема расчетной области

Нестационарное ламинарное течение несжимаемой вязкой жидкости с постоянными свойствами при отсутствии внешних сил описывается трехмерной системой уравнений Навье-Стокса в естественных переменных

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

здесь u_i – компоненты вектора скорости, t – время, ρ – плотность, p – давление, ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости.

Уравнение сохранения энергии имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (T u_j) - \frac{\nu}{\text{Pr}} \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\partial T}{\partial x_k} \right) = 0, \quad (3.3)$$

где T – температура, $\text{Pr} = c_p \mu / \lambda$ – число Прандтля, c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, μ – коэффициент динамической вязкости жидкости, λ – коэффициент теплопроводности жидкости.

По повторяющимся индексам предполагается суммирование. Данные уравнения (3.1)-(3.3) дополняются граничными и начальными условиями.

На входе в расчетную область Γ_{in} задается равномерный поток жидкости. Компоненты вектора скорости $u_1 = u_\infty$, $u_2 = u_3 = 0$, $\partial p / \partial x_1 = 0$, температура $T = T_f$.

На поверхности цилиндра Γ_w записывается условие: $u_1 = -v \sin(\phi)$, $u_2 = v \cos(\phi)$, $u_3 = 0$, $v = 0.5 D \omega$ – линейная скорость, ω – угловая скорость вращения цилиндра, безразмерная скорость вращения рассчитывается по формуле $\alpha_\omega = v / u_\infty$. Угол ϕ отсчитывается от положительного направления Ox_1 против движения часовой стрелки в плоскости $x_1 O x_2$. Кроме того, $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$, температура $T = T_w$, n – нормаль.

Полагается, что на верхней Γ_{top} , нижней Γ_{bot} границах:

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_2} = 0, \quad u_2 = 0, \quad \frac{\partial u_3}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x_2} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} = 0;$$

на боковых границах Γ_{sym} :

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_3} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_3} = 0, \quad u_3 = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x_3} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_3} = 0;$$

на выходе из расчетной области Γ_{out} :

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = 0, \quad p = p_\infty, \quad \frac{\partial T}{\partial x_1} = 0.$$

В начальный момент времени $t=0$ жидкость мгновенно приходит в движение, $u_1 = u_\infty$, $u_2 = u_3 = 0$, $p = p_\infty$.

В случае нестационарного турбулентного движения вязкой несжимаемой жидкости записываются трехмерные осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_{eff} \left(\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right) \right], \quad (3.5)$$

здесь $\bar{u}_i$ – компоненты осредненного вектора скорости, t – время, ρ – плотность жидкости, $\bar{p}$ – давление, $\nu_{eff} = \nu + \nu_T$ – эффективная вязкость, ν_T – турбулентная, или вихревая вязкость, δ_{ij} – символ Кронекера. По повторяющимся индексам предполагается суммирование.

Согласно гипотезе Буссинеска, которая основывается на концепции вихревой вязкости, тензор рейнольдсовых напряжений можно выразить через тензор скоростей деформаций осредненного течения

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \nu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad k = \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2},$$

где τ_{ij} – турбулентные напряжения или тензор напряжений Рейнольдса, u'_i – пульсации скорости, k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций.

Уравнение сохранения энергии для описания тепловых процессов имеет вид

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{T} \bar{u}_j) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_k} \right) = 0, \quad (3.6)$$

здесь $\bar{T}$ – средняя температура, $\lambda_{eff} = \frac{\nu_T}{Pr_T} + \frac{\nu}{Pr}$, $Pr_T = 0.85$ – турбулентное число Прандтля.

Данные уравнения (3.4)-(3.6) дополняются моделью замыкания, начальными и граничными условиями. Моделирование турбулентности осуществляется на основе зональной модели Менгера [229]. В последние десятилетия данная модель широко используется при решении многих прикладных задач гидроаэродинамики [233].

Граничные условия для уравнений (3.4)-(3.6), (2.7)-(2.8) записываются следующим образом.

На входе в расчетную область Γ_{in} задается равномерный поток жидкости. Компоненты вектора скорости $\bar{u}_1 = u_\infty$, $\bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$, $\partial \bar{p} / \partial x_1 = 0$, температура $\bar{T} = T_f$. Предполагается, что интенсивность турбулентности потока составляет $Tu_\infty = 1.5\%$, масштаб турбулентности, характеризующий размеры больших энергосодержащих вихрей, $L = 0.07D$. Турбулентная кинетическая энергия определяется по формуле $k = \frac{3}{2} (u_\infty Tu)^2$. Выражение для удельной скорости диссипации энергии $\omega = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{1/4} L}$, где $C_\mu = 0.09$.

На поверхности цилиндра Γ_w записываются условия: $\bar{u}_1 = -v \sin(\phi)$, $\bar{u}_2 = v \cos(\phi)$, $\bar{u}_3 = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = 0$, $\bar{T} = T_w$, $k = 0$, $\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}$, $\beta_1 = 0,075$, d_1 – пристеночный шаг, n – нормаль.

На верхней Γ_{top} , нижней Γ_{bot} границах:

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} = 0, \bar{u}_2 = 0, \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial x_2} = 0, \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_2} = 0, \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_2} = 0, \frac{\partial k}{\partial x_2} = 0, \frac{\partial \omega}{\partial x_2} = 0.$$

На боковых границах Γ_{sym} :

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} = 0, \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_3} = 0, \bar{u}_3 = 0, \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_3} = 0, \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_3} = 0, \frac{\partial k}{\partial x_3} = 0, \frac{\partial \omega}{\partial x_3} = 0.$$

На выходе из расчетной области Γ_{out} :

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial x_1} = 0, \bar{p} = p_\infty, \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial k}{\partial x_1} = 0, \frac{\partial \omega}{\partial x_1} = 0.$$

В начальный момент времени $t = 0$ среда мгновенно начинает двигаться, $\bar{u}_1 = u_\infty$, $\bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$, $\bar{p} = p_\infty$.

Решение задач с соответствующими начальными и граничными условиями осуществляется методом конечных объемов.

Отметим, что при численном моделировании обтекания тел с нефиксированными точками отрыва потока точность расчета пограничного слоя оказывает существенное влияние на положение точек отрыва и, следовательно, на локальные и интегральные гидродинамические характеристики обтекания тела [233]. Этим обусловлен выбор низкорейнольдсовой модели с выключенной пристеночной функцией. Следует заметить, что существенным недостатком, присущим низкорейнольдсовым диссипативным моделям турбулентности, является необходимость использования очень мелких сеток в окрестности стенок [233], что значительно увеличивает время счета. В ходе расчета проводится анализ безразмерного параметра $y^+ = u_\tau y / \nu$, которое характеризует расстояние от стенки к ближайшему узлу сетки, u_τ – скорость сдвига.

Для достаточного разрешения пограничного слоя расчетной сеткой и удовлетворения условия применимости модели среднее значение y^+ не должно превышать 1.

Предварительно проводится тестирование численного алгоритма на задаче обтекания одиночного неподвижного цилиндра. Ламинарное обтекание одиночного неподвижного цилиндра хорошо изучено (см. например [340, 341]), и представляет интерес, главным образом, для тестирования численного алгоритма. Тестовые расчеты при малых и умеренных числах Re , когда существует стационарное решение задачи, было проведено и опубликовано автором в работе [330, 331]. В диапазоне $41 < Re < 160$, когда обтекание цилиндра происходит в режиме автоколебаний, но остается двумерным, результаты моделирования сопоставлялись с расчетами других авторов и экспериментальными данными по следующим параметрам: общая картина течения; зависимость частоты схода вихрей от числа Рейнольдса; средние значения и амплитуды колебаний коэффициентов при различных Re .

При обтекании неподвижного цилиндра вязкой несжимаемой жидкостью наблюдается периодический отрыв вихревых структур с его поверхности и формирование дорожки Кармана. Для визуализации течения моделировалось истечение дыма с поверхности цилиндра и его распространение в следе за телом, как это делается в натурном эксперименте. Результаты расчета для $Re=105$ в сравнении с экспериментальной фотографией [342] представлены на рисунке 3.2.

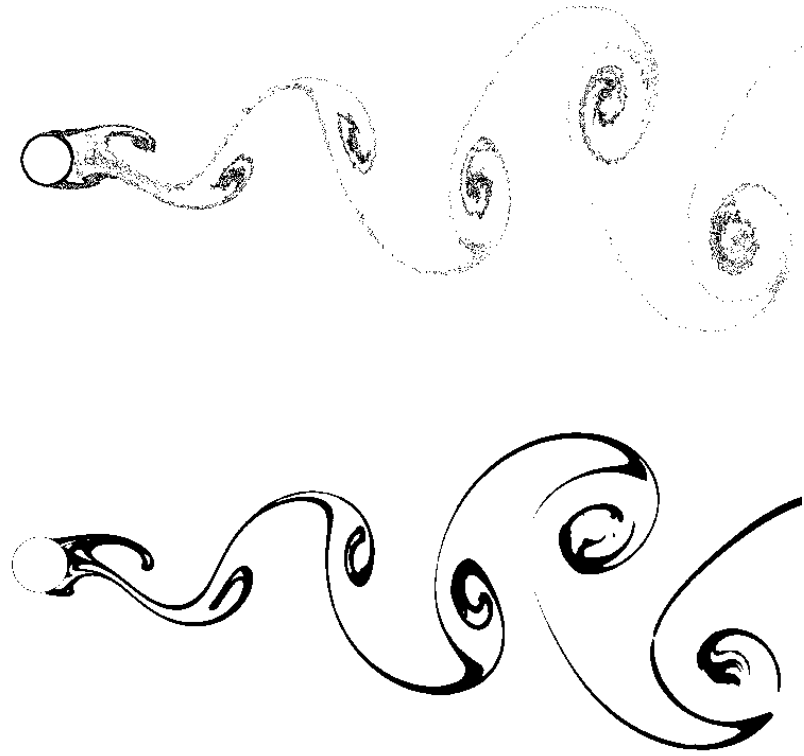


Рисунок 3.2 – Вихревая дорожка Кармана за круговым цилиндром при $Re=105$. Результат расчета (вверху) и экспериментальная фотография [341] (снизу)

Рассчитываются поля скоростей, давлений, коэффициенты гидродинамического сопротивления $C_D = \frac{F_D}{0,5\rho u_\infty^2 D l}$ и подъемной силы цилиндра

$C_L = \frac{F_L}{0,5\rho u_\infty^2 D l}$, числа Струхала $St = fD/u_\infty$, здесь l – длина цилиндра, f –

частота схода вихрей. Сила сопротивления F_D , подъемная сила F_L являются проекциями на оси Ox_1 , Ox_2 действующей на цилиндр силы, и складываются из сопротивления давления и трения:

$$F_D = \int_S (-p \cos \theta + \tau_s \sin \theta) dS,$$

$$F_L = \int_S (-p \sin \theta - \tau_s \cos \theta) dS,$$

где угол θ отсчитывается от кормовой точки тела против часовой стрелки, τ_s – касательное напряжение, S участок поверхности.

Рассчитываются также местные числа Нуссельта $Nu = \frac{\alpha D}{\lambda}$, характеризующие интенсивность конвективного теплообмена на поверхности тела, средние по поверхности значения $\overline{Nu}$, здесь α – местный коэффициент теплоотдачи. Отметим, что интенсивность теплообмена между нагретой стенкой и холодным потоком в каждой точке поверхности S определяется плотностью теплового потока от стенки в жидкость

$$q = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_S.$$

Заметим, что $q > 0$ при $T_w > T_0$. С другой стороны имеет место равенство

$$q = \alpha (T_w - T_0)$$

Если на стенке задано условие постоянства температуры, то температурный напор $\Delta T = T_w - T_0$ постоянен. Следовательно, локальный коэффициент конвективного теплообмена $\alpha = q / \Delta T$ определяется нормальной производной

$$\alpha = \frac{\lambda}{T_w - T_0} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right), \text{ здесь } n - \text{внешняя нормаль к поверхности цилиндра.}$$

Для проверки сеточной сходимости решения строятся сетки M_1, M_2, M_3, M_4, M_5 с разным количеством узлов на поверхности цилиндра n_w и разным числом расчетных ячеек N . В таблице 3.1 приводятся расчетные значения коэффициента сопротивления $\overline{C_D}$, число Струхала St , число Нуссельта $\overline{Nu}$ при $Pr=0,7$. Для расчетов выбрана сетка M_4 .

Периодический отрыв вихревых структур с поверхности тела сопровождается синусоидальными колебаниями коэффициента подъемной силы C_L со временем (рисунок 3.3). Коэффициенты гидродинамического сопротивления C_D также испытывают гармонические осцилляции, причем частота колебаний вдвое выше, чем у C_L . Хорошее согласие рассчитанных значений

среднего по времени коэффициента сопротивления цилиндра $\overline{C}_D$, числа Струхаля St с данными других авторов [337, 343-351] показано в таблице 3.2.

Таблица 3.1 – Проверка сходимости решения по сетке

	N	n_w	$\overline{C}_D$	St	$\overline{Nu}$
M_1	37470	100	1,34	0,1517	5,434
M_2	85490	160	1,36	0,1574	5,351
M_3	129270	200	1,36	0,1591	5,315
M_4	278666	300	1,37	0,1617	5,264
M_5	486126	400	1,37	0,1617	5,264

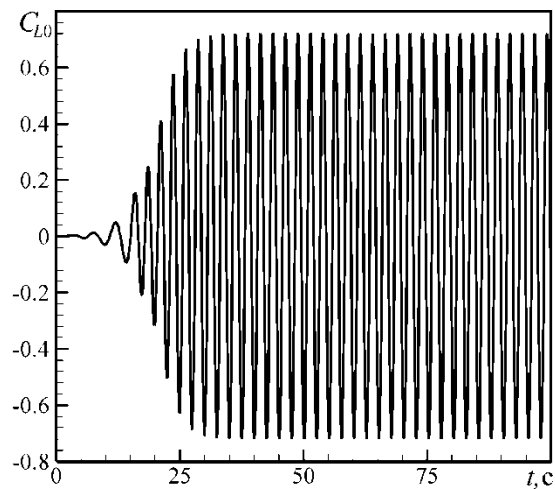


Рисунок 3.3 – Эволюция коэффициента подъемной силы при обтекании неподвижного цилиндра

С ростом числа Рейнольдса Re наблюдается увеличение амплитуд коэффициента сопротивления A_{CD} и коэффициента подъемной силы A_{CL} (таблица 3.3).

Таблица 3.2 – Сравнение численных результатов с данными других авторов. Средний коэффициент сопротивления $\overline{C}_D$, число Струхала St , число Нуссельта $\overline{Nu}$ при обтекании неподвижного кругового цилиндра вязкой жидкостью

Источник	Re	$\overline{C}_D$	St	$\overline{Nu}$
Ламинарный режим				
Bergmann et al. [347]	200	1,390	0,200	–
Bouakkaz et al.[337]	200	1,281	–	6,80
Gois et al. [348]	200	1,390	–	–
Braza et al. [349]	200	1,321	–	–
He et al. [345]	200	1,356	0,198	–
Henderson [343]	200	1,341	0,197	–
Данная работа [352]	200	1,33	0,198	6,165
Турбулентный режим				
Achenbach [350]	$4 \cdot 10^4$	1,2	–	–
Etemad [351]	$4 \cdot 10^4$	–	–	126
Данная работа [352]	$4 \cdot 10^4$	1,1	–	129

Таблица 3.3 – Зависимость амплитуд осцилляций коэффициентов C_D и C_L от числа Рейнольдса

Re	70	100	150
A_{CD}	0,004	0,010	0,019
A_{CL}	0,146	0,259	0,409

Полученная в ходе тестовых расчетов зависимость $St(Re)$ очень хорошо согласуется с численными и экспериментальными результатами других авторов [341, 353]. В рассматриваемом диапазоне чисел Рейнольдса данную зависимость с достаточной точностью можно аппроксимировать формулой [354]

$$St = 0,266 - 1,02 / \sqrt{Re}, \quad 41 < Re < 160.$$

Далее представлены результаты моделирования поперечного обтекания вязкой жидкостью и теплоотдачи кругового цилиндра диаметром $D=0,2$ м, вращающегося с постоянной скоростью вокруг своей оси. Задаются следующие параметры среды: плотность $\rho=1,225$ кг/м³, коэффициент кинематической вязкости $\nu=1,46 \cdot 10^{-5}$ м²/с, удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_p=1006$ Дж/(кг·К), коэффициент теплопроводности $\lambda=0,0242$ Вт/(м·К). Выбирается число Рейнольдса $Re = u_\infty D / \nu = 200$, при котором течение является ламинарным, а за неподвижным цилиндром формируется вихревая дорожка Кармана, соответственно, скорость набегающего потока будет равна $u_\infty = 0,0146$ м/с. Расчет турбулентного потока выполняется при числе Рейнольдса $Re = 4 \cdot 10^4$ ($u_\infty = 2,92$ м/с), при котором еще не наступил кризис обтекания. При заданных параметрах расчетов числа Маха малы ($Ma < 0,01$), среда считается несжимаемой. Число Прандтля, учитывающее влияние физических свойств теплоносителя на теплоотдачу $Pr = 0,74$. $T_\infty = 300$ К, $T_w = 350$ К. Безразмерная скорость вращения цилиндра вокруг своей оси α_ω варьируется в интервале от 0,0 до 8,0. Дополнительно определяется «вращательное» число Рейнольдса по формуле $Re_t = \omega R D / \nu$, имеем $Re_t = \alpha_\omega Re$.

Классическая дорожка Кармана за неподвижным цилиндром показана на рисунке 3.4 а. Однако картина течения вблизи поверхности цилиндра, в области его гидродинамического следа меняется, если тело вращается с заданной скоростью вокруг своей оси против часовой стрелки (рисунок 3.4 б,

в). Видно, что модуль скорости жидкости с нижней стороны цилиндра больше, чем с верхней.

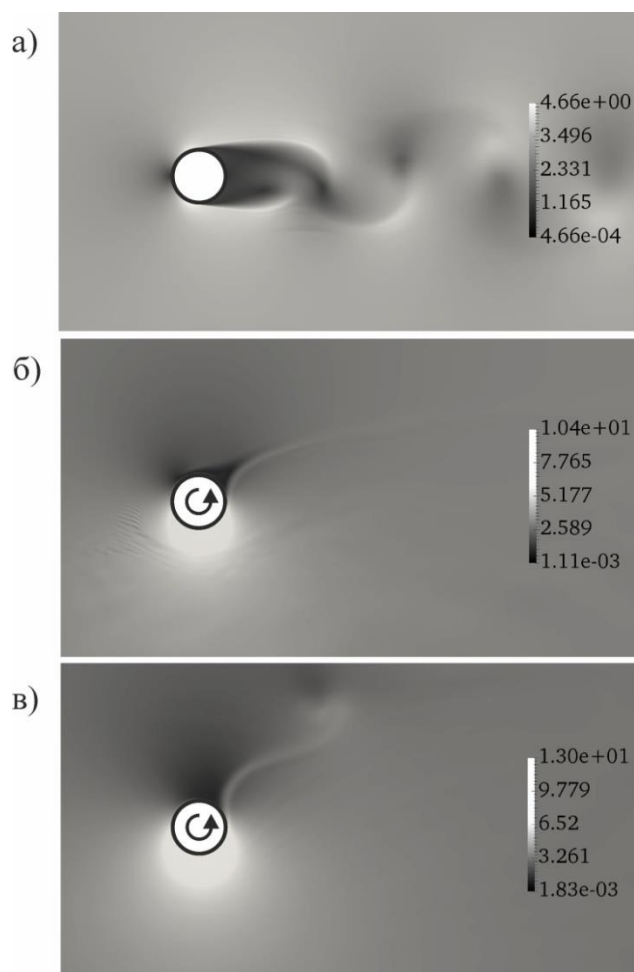


Рисунок 3.4 – Модуль скорости жидкости а) $\alpha_\omega = 0,0$; б) $\alpha_\omega = 3,0$; в) $\alpha_\omega = 4,0$

Установлено, что при ламинарном режиме течения, числе Рейнольдса $Re = 200$ существуют критические безразмерные скорости вращения поверхности цилиндра $\alpha_{\omega,1}^* = 2,0$, $\alpha_{\omega,2}^* = 4,3$, $\alpha_{\omega,3}^* = 4,9$, при которых характер течения жидкости в следе меняется, изменяются коэффициенты сопротивления и подъемной силы (рисунок 3.5 слева). Так, при малых относительных скоростях вращения $\alpha_\omega < \alpha_{\omega,1}^*$ отрыв вихревых структур осуществляется попеременно с верхней и с нижней части поверхности цилиндра, обтекание тела осуществляется в автоколебательном режиме, в следе формируется дорожка Кармана, средние значения коэффициента подъемной силы смещены относи-

тельно нуля. В интервале $\alpha_{\omega,1}^* < \alpha_{\omega} < \alpha_{\omega,2}^*$ неустойчивость потока исчезает, обтекание становится квазистационарным. Неустойчивость потока вновь проявляется при $\alpha_{\omega,2}^* < \alpha_{\omega} < \alpha_{\omega,3}^*$, но с большей амплитудой и периодом колебаний, чем ранее. Отрыв вихрей происходит только с одной стороны поверхности. При высоких скоростях вращения $\alpha_{\omega} > \alpha_{\omega,3}^*$ течение опять становится квазистационарным. Для сравнения приведем значения критических скоростей: $\alpha_{\omega,1}^* = 1,91$, $\alpha_{\omega,2}^* = 4,34$, $\alpha_{\omega,3}^* = 4,7$, полученные численно в работе [339] для $Re = 200$.

В случае обтекания турбулентным потоком ($Re = 4 \cdot 10^4$) вращающегося цилиндра затухание колебаний коэффициента подъемной силы и стационарная картина течения имеет место только в диапазоне $2,0 < \alpha_{\omega} < 3,9$ [352, 355]. При дальнейшем возрастании скорости вращения поверхности тела колебания коэффициента подъемной силы не являются гармоническими (рисунок 3.5 справа).

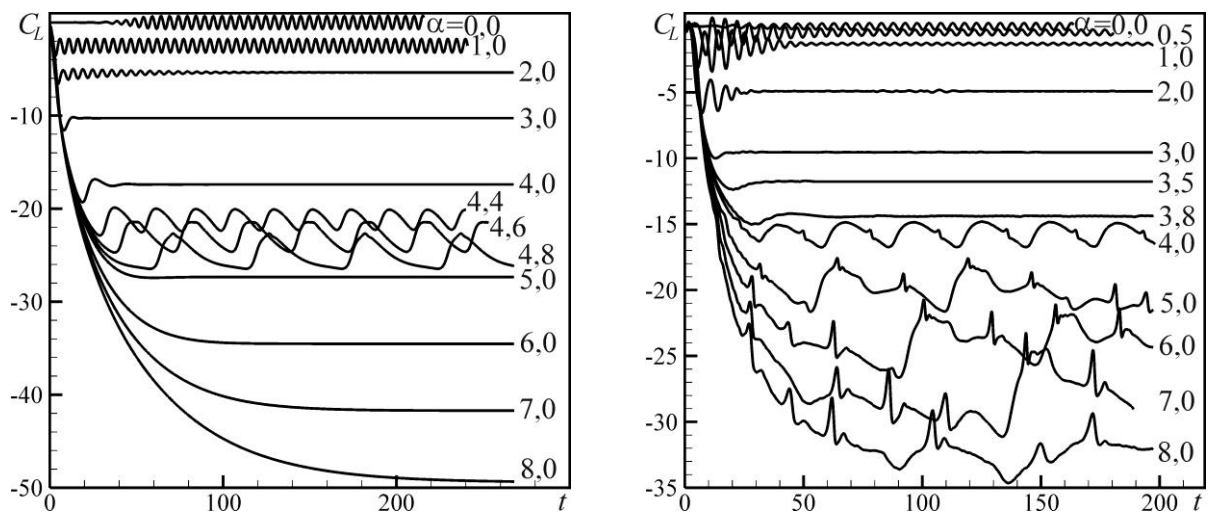


Рисунок 3.5 – Зависимость коэффициента подъемной силы от безразмерного времени: слева – ламинарный режим ($Re = 200$), справа – турбулентный режим ($Re = 4 \cdot 10^4$)

На рисунке 3.6 показывается, что средний коэффициент подъемной силы монотонно увеличивается с ростом скорости вращения цилиндрической поверхности. Для сравнения приводятся расчетные данные других авторов [334, 339], полученные при $Re = 200$. Видно хорошее согласие с результатами численного эксперимента. Следует отметить, что при $\alpha_\omega < 3,9$ средние по времени значения модуля коэффициента подъемной силы $|\overline{C}_L|$ для ламинарного и турбулентного режимов отличаются незначительно. Однако при дальнейшем росте скорости вращения средний коэффициент подъемной силы цилиндра в случае обтекания его турбулентным потоком увеличивается не столь интенсивно как в случае ламинарного режима.

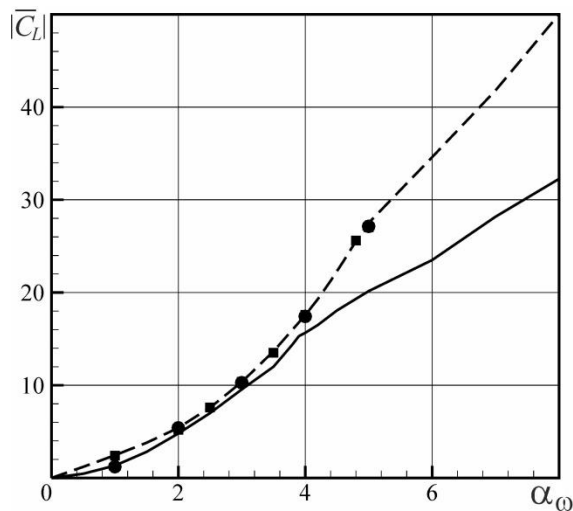


Рисунок 3.6 – Зависимость модуля среднего по времени коэффициента подъемной силы цилиндра от безразмерной скорости вращения: пунктирная линия – ламинарный режим ($Re = 200$), сплошная линия – турбулентный режим ($Re = 4 \cdot 10^4$); ● – данные [334], ■ – [339] ($Re = 200$)

Обнаружена немонотонность среднего по времени коэффициента сопротивления цилиндра $\overline{C}_D$ с ростом скорости вращения α_ω как в ламинарном, так и турбулентном режимах обтекания (рисунок 3.7). Коэффициент со-

противления $\overline{C}_D$ достигает минимального значения при $\alpha_\omega \approx 3,0$ для $Re = 200$ и при $\alpha_\omega \approx 2,5$ для $Re = 4 \cdot 10^4$, затем наблюдается его рост.

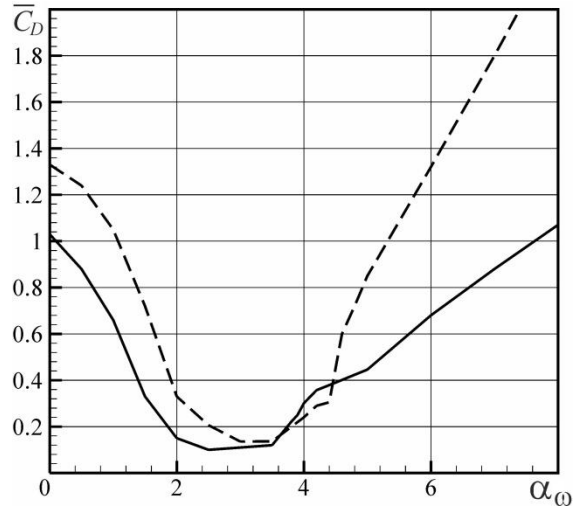


Рисунок 3.7 – Зависимость среднего коэффициента сопротивления цилиндра от безразмерной скорости вращения: пунктирная линия – ламинарный режим ($Re = 200$), сплошная линия – турбулентный режим ($Re = 4 \cdot 10^4$)

В случае, когда цилиндр неподвижен, максимальная теплоотдача наблюдается с наветренной стороны тела. Около передней критической точки пограничный слой весьма тонкий, теплоотдача максимальна. По мере движения потока вдоль поверхности толщина пограничного слоя возрастает, теплоотдача уменьшается. Интенсивность теплоотдачи вновь возрастает с кормовой стороны цилиндра за счет интенсивного вихревого движения жидкости. После отрыва пограничного слоя от поверхности нагретая жидкость локализуется в вихревых структурах вниз по течению.

Теплоотдача цилиндра тесно связана с режимом движения жидкости и скоростью вращения его поверхности. На рисунке 3.8 показано влияние скорости вращения цилиндра на величину относительного числа Нуссельта $Nu = \overline{Nu} / \overline{Nu}_0$, где $\overline{Nu}_0$ – среднее по времени число Нуссельта неподвижного

цилиндра. Установлено, что при вращении цилиндра в ламинарном потоке слои жидкости увлекаются поверхностью, создавая между нагретой поверхностью цилиндра и свободным потоком буферную область, толщина которой возрастает с увеличением α_ω . Ламинарный пограничный слой обладает значительным термическим сопротивлением. В результате теплообмен тела с окружающей средой, в целом, уменьшается с ростом скорости вращения (рисунок 3.8 а).

Однако, если течение жидкости происходит в турбулентном режиме, пограничный слой на поверхности цилиндра истончается, частицы жидкости движутся неупорядоченно и хаотически, то перемешивание жидкости вызывает интенсификацию процессов теплообмена (рисунок 3.8 б). В результате процессы теплообмена при турбулентном режиме происходят интенсивнее, чем при ламинарном. Обнаружено, что немонотонность зависимости среднего числа Нуссельта от скорости вращения цилиндра как в ламинарном, так и в турбулентном режимах обусловлена изменением характера течения от колебательного к квазистационарному и наоборот.

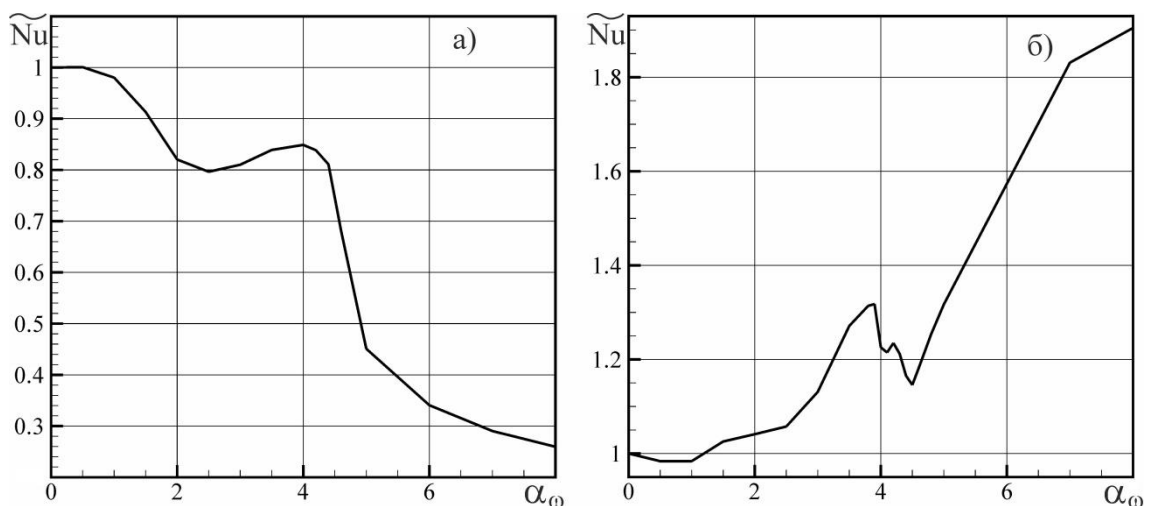


Рисунок 3.8 – Зависимость относительного числа Нуссельта цилиндра от скорости вращения поверхности в ламинарном потоке при $Re = 200$ (а), в турбулентном потоке при $Re = 4 \cdot 10^4$ (б)

Таким образом, для предотвращения нежелательных вибраций и шумов при эксплуатации оборудования с вращающимися цилиндрическими элементами предпочтительными будут скорости вращения в диапазоне $2 < \alpha_{\omega} < 3,9$, при которых течение стационарно. Найденные зависимости коэффициентов сопротивления, подъемной силы цилиндра и числа Нуссельта от скорости вращения его поверхности в потоке вязкой жидкости могут быть полезны при проектировании различных технических устройств, использующих эффект Магнуса.

3.2. Обтекание вязкой несжимаемой жидкостью цилиндра, совершающего вынужденные вращательные колебания вокруг своей оси

Обтекание вязкой несжимаемой жидкостью неподвижного цилиндра при числе Рейнольдса $Re=200$ сопровождается периодическим отрывом вихревых структур с его поверхности, формированием дорожки Кармана [356]. Далее рассматривается возможность стабилизации вихревого следа за счет вынужденных высокочастотных угловых осцилляций для достижения эффекта уменьшения сопротивления.

Впервые процесс обтекания цилиндра, совершающего поворотные колебательные движения вокруг своей оси, визуализирован в работе [357]. Показано, что высокочастотные колебания приводят к подавлению дорожки Кармана за телом. Детальному изучению изменяющейся структуры течения в следе за осциллирующим (вращающимся) цилиндром посвящены экспериментальные работы [358, 359]. Установлено [359], что благодаря вынужденным колебаниям коэффициент сопротивления цилиндра снижается на 25% при безразмерной частоте колебаний 4-5. В работе [360] численно изучается обтекание цилиндра, который испытывает вращательные осцилляции при $Re=110$. Оценивается амплитуда коэффициента подъемной силы цилиндра в

зависимости от угла, на который поворачивается цилиндр при изменении частоты колебаний от 0,11 до 0,22. Теория оптимального управления используется в работе [361], с целью минимизации среднего коэффициента сопротивления для круглого цилиндра при $Re=200$. Показано, что коэффициент сопротивления уменьшается на 30% при частоте колебаний 3,73. В экспериментальной работе [362] изучается турбулентный режим, оценивается коэффициент подъемной силы. Установлено, что при высоких числах Рейнольдса ($Re=1,5 \cdot 10^4$) путем реализации колебательных движений можно снизить гидродинамическое сопротивление на 80%. В работе [363] с помощью бессеточного численного метода воспроизведен наблюдавшийся в экспериментах Танеды [356] эффект стабилизации следа за цилиндром в ламинарном потоке вязкой несжимаемой жидкости при высокой частоте вращательных колебаний цилиндра. Эффект стабилизации следа за быстро осциллирующим цилиндром авторы [363] объясняют действием механизмов диффузии и аннигиляции вихрей в тонких концентрических слоях знакопеременной пристеночной завихренности.

Далее приводятся результаты численного исследования влияния амплитуды и частоты вынужденных вращательных колебаний бесконечного кругового цилиндра при ламинарном обтекании его вязкой несжимаемой жидкостью на коэффициент гидродинамического сопротивления и амплитуду коэффициента подъемной силы. Бесконечный поток жидкости моделируется расчетной областью в форме прямой призмы (рисунок 3.1). Длина 0,50 м, высота 0,40 м, ширина 0,0128 м и положение цилиндра диаметром $D=0,01$ м в расчетной области определяются таким образом, чтобы влияние внешних границ на решение задачи было бы минимальным. Считается, что на поверхности обтекаемого цилиндра реализуются условия прилипания несущей среды: $u_1 = -v_0 \sin(\phi)$, $u_2 = v_0 \cos(\phi)$, $u_3 = 0$. Здесь v_0 – линейная скорость вращения. Цилиндр является неподвижным при $v_0 = 0$; вращается с постоянной скоростью при $v_0 = const$; цилиндр совершает вынужденные вра-

щательные колебания вокруг своей оси при $v_0 = 0,5D\omega$, где $\omega = A \cdot \sin(2\pi f^* t)$ – угловая скорость вращения цилиндра, A – амплитуда колебаний угловой скорости вращения цилиндра, f^* – частота. При этом амплитуда колебаний цилиндра в данном случае будет $A/2\pi f^*$. Записывается условие для давления на поверхности $\partial p / \partial n = 0$. Кроме того, вводятся безразмерные параметры: $\alpha_\varphi = DA/2u_\infty$ – амплитуда угловой скорости и $f = f^*/f_0$ – частота вынужденных колебаний, где f_0 – частота отрыва вихрей от поверхности неподвижного цилиндра при соответствующем числе Рейнольдса в случае обтекания его вязкой несжимаемой жидкостью.

Скорость воды (плотность $\rho = 10^3$ кг/м³, коэффициент кинематической вязкости $\nu = 10^{-6}$ м²/с) на входе в расчетную область составляет $u_\infty = 0,02$ м/с, тогда число Рейнольдса Re равно 200. В ходе численных экспериментов варьируются значения амплитуды α_φ от 0,25 до 5,50 и частоты вынужденных колебаний f от 1,0 до 10,0. Искомыми являются поля скорости, завихренности и давления, оценивается влияние амплитуды α_φ и частоты вынужденных колебаний цилиндра f на коэффициент сопротивления C_D и коэффициент подъемной силы цилиндра C_L .

Автором показано [364-366], что регулярная вихревая дорожка Кармана, которая имеет место при обтекании вязкой жидкостью неподвижного кругового цилиндра (рисунок 3.9), меняет свою структуру в случае, когда цилиндр совершает вынужденные вращательные колебания. На структуру следа оказывают значительное влияние амплитуда α_φ и частота колебаний f . Стабилизация вихревого следа происходит при $\alpha_\varphi = 4$, $f = 4$ (рисунок 3.10). Этот процесс сопровождается затуханием коэффициентов гидродинамического сопротивления и подъемной силы (рисунок 3.11 а).

Однако, в отдельных случаях, например, при $\alpha_\varphi = 0,25$ и частоте вынужденных колебаний $f = 1$ амплитуда подъемной силы цилиндра ΔC_L растет (рисунок 3.11 б) по сравнению с данными для неподвижного тела (рисунок 3.3). Интересные случаи воздействия вращательных колебаний на зависимость коэффициента подъемной силы от времени демонстрируют рисунок 3.11 в, г.

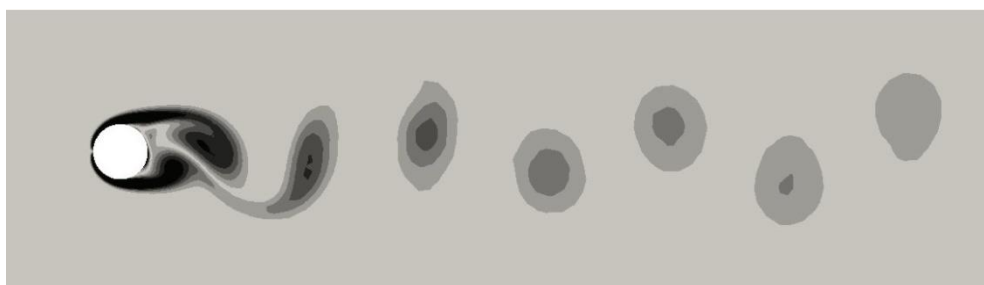


Рисунок 3.9 – Мгновенное поле завихренности при обтекании вязкой жидкостью неподвижного цилиндра



Рисунок 3.10 – Мгновенное поле завихренности в случае обтекания вязкой жидкостью осциллирующего цилиндра при $\alpha_\varphi = 4$, $f = 4$

Немонотонная зависимость амплитуды коэффициента подъемной силы и среднего по времени коэффициента сопротивления цилиндра от α_φ показывается на рисунок 3.12. Заметим, что при фиксированной частоте f минимальное значение амплитуды коэффициента подъемной силы достигается

при меньших значениях α_φ , чем минимум коэффициента сопротивления. Расчеты показали, что для каждой частоты f существует свое значение амплитуды α_φ , при которой величина $\bar{C}_D/\bar{C}_{D0}$ достигает минимума.

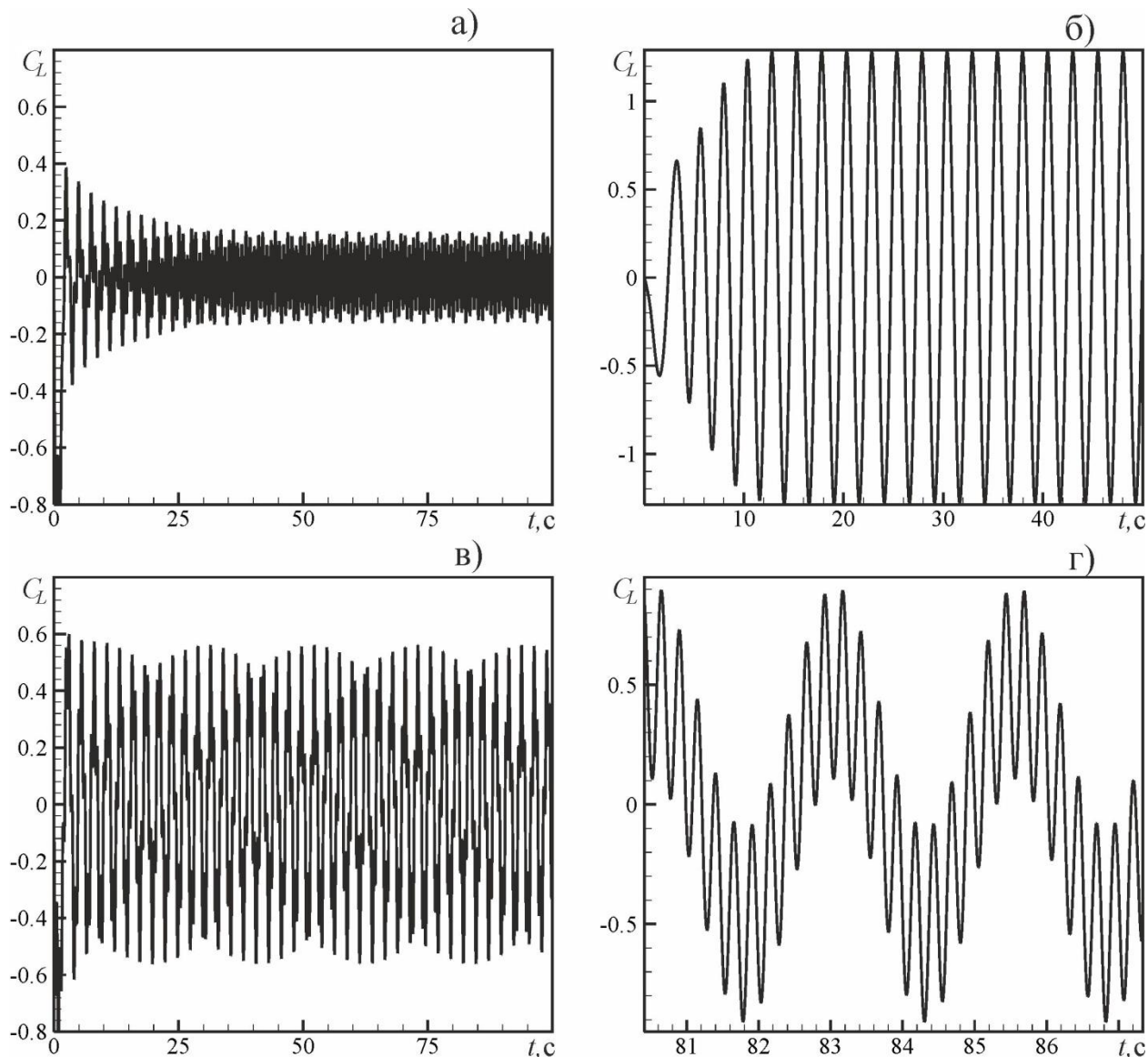


Рисунок 3.11 – Эволюция коэффициента подъемной силы цилиндра, совершающего вынужденные вращательные колебания с параметрами: $\alpha_\varphi = 1,75$, $f = 3$ (а); $\alpha_\varphi = 0,25$, $f = 1$ (б); $\alpha_\varphi = 1,5$, $f = 4$ (в); $\alpha_\varphi = 5,0$, $f = 10$ (г)

В результате проведения серии численных расчетов обтекания вязкой несжимаемой жидкостью кругового цилиндра, совершающего вынужденные

вращательные колебания вокруг своей оси при числе Рейнольдса 200, установлено, что благодаря гармоническим поворотным колебаниям цилиндрического тела можно уменьшить его гидродинамическое сопротивление на 32% при $\alpha_\varphi = 4$ и $f = 4$ по сравнению со случаем обтекания неподвижного цилиндра.

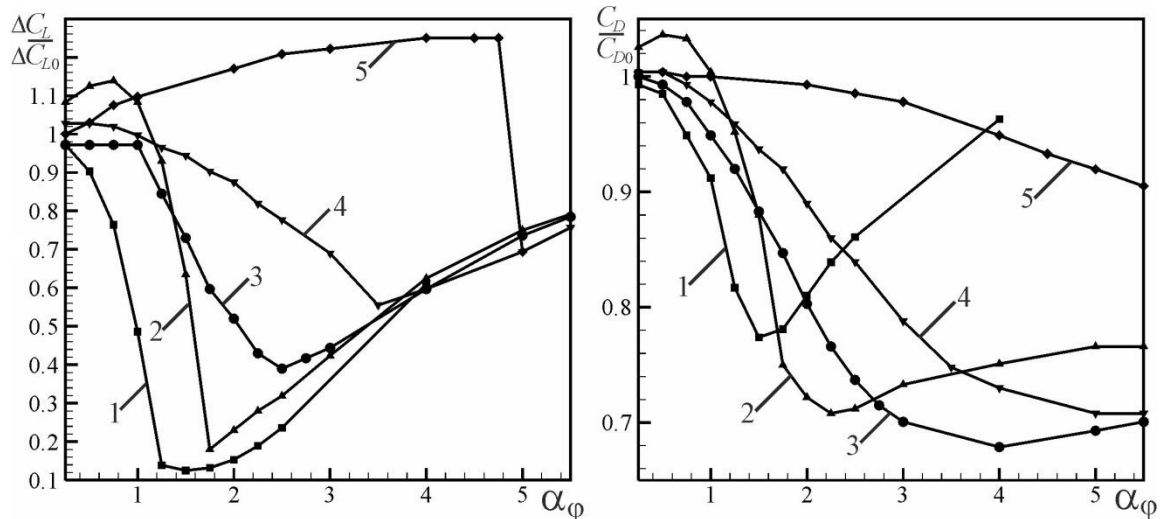


Рисунок 3.12 – Относительная амплитуда коэффициента подъемной силы (слева) и относительный средний по времени коэффициент сопротивления цилиндра (справа) в зависимости от амплитуды α_φ при разных частотах: 1: $f = 2$, 2: $f = 3$, 3: $f = 4$, 4: $f = 5$, 5: $f = 10$

Отметим, что данный способ управления потоком можно реализовать, например, в энергетическом оборудовании с помощью механических средств и электронных устройств.

3.3 Влияние турбулентности потока вязкой жидкости на гидродинамические характеристики и теплообмен обтекаемых тел

В соответствии с существующими представлениями при обтекании неподвижного тела турбулентным потоком [367] по мере приближения жидко-

сти к нему турбулентность основного течения искажается, взаимодействует с поверхностью тела, оказывает влияние на пограничный слой и положение точки его отрыва, воздействует также на течение в следе за телом. Соответственно, можно выделить следующие характерные области течения: вверх по потоку, в которой течение высокорейнольдсовое, изотропное; в окрестности тела вихри вытягиваются, имеет место турбулентная анизотропия; вблизи поверхности тела вихри контактируют друг с другом, проникают в пограничный слой. Следовательно, турбулентность внешнего потока может существенно отличаться от турбулентности вблизи поверхности обтекаемого тела. В зависимости от интенсивности процессов генерации турбулентной энергии, ее диссипации во внешнем потоке, формы обтекаемого тела в пограничном слое устанавливается соответствующее распределение пристенной турбулентности.

Создатель целостной теории локально изотропной турбулентности А.Н. Колмогоров, выдвинул гипотезу о том, что статистический режим мелкомасштабной турбулентности является универсальным и определяется средней скоростью диссипации турбулентной энергии ε и коэффициентом турбулентной вязкости ν_T . Данные параметры выражаются через интенсивность турбулентности $Tu_f \equiv \sqrt{u'^2}/u_{avg}$, измеряемой в %, и линейный масштаб турбулентных вихревых структур L_f . Здесь u' – пульсации скорости, u_{avg} – локальная средняя скорость жидкости.

К настоящему времени имеется ряд исследований, правда, в основном, экспериментальных, посвященных изучению влияния интенсивности турбулентности Tu_f , линейного масштаба турбулентных вихревых структур L_f набегающего потока на гидродинамические характеристики, а также теплоотдачу поперечно обтекаемого кругового цилиндра. Установлено [367-370], что при фиксированных значениях безразмерного линейного масштаба турбулентных вихревых структур $\bar{L}_f = L_f/D$, где D – диаметр обтекаемого ци-

линдра, интенсивность турбулентности набегающего (свободного) потока оказывает определенное влияние на средний по времени коэффициент лобового сопротивления кругового цилиндра C_D . Показано [368], что при сравнительно небольших числах Рейнольдса ($Re \sim 1500 \div 8000$) увеличение Tu_f вызывает увеличение C_D . При $Re < 10^4$ увеличение коэффициента лобового сопротивления цилиндра отмечается также в [369]. Тогда как при $Re \sim 3,5 \cdot 10^4$ наоборот, с ростом Tu_f коэффициент сопротивления уменьшается [370]. Данную тенденцию подтверждают и результаты экспериментов [382], полученные при $Re = 6,45 \cdot 10^3 \div 1,82 \cdot 10^4$; $Tu_f = 0,5, 5,0, 7,0, 9,0\%$; $\bar{L}_f = 0,35 \div 1,05$.

Что касается влияния на коэффициент сопротивления изменений линейного масштаба турбулентных вихревых структур, то по мнению авторов [368] эффект от $\bar{L}_f$ по сравнению с Tu_f выражен в меньшей степени. Авторы установили, что при названных выше числах Рейнольдса самый низкий коэффициент сопротивления кругового цилиндра наблюдается в экспериментах при $\bar{L}_f \cong 0,97$ и $Tu_f = 4\%$. По данным [372] при небольших значениях чисел Рейнольдса значения C_D достигают минимума, когда $\bar{L}_f$ изменяется в диапазоне от 0,25 до 0,78, что, в общем, согласуется с результатами [368]. В случае больших чисел Рейнольдса ($Re \sim 3,5 \cdot 10^4$) показано [370, 373], что уменьшение $\bar{L}_f$ приводит к уменьшению коэффициента лобового сопротивления цилиндра. Согласно [371] при достаточно высокой интенсивности турбулентности ($Tu_f = 9\%$) за счет уменьшения $\bar{L}_f$ до 0,35 коэффициент лобового сопротивления цилиндра по сравнению со случаем не турбулизированного потока может быть уменьшен, ориентировочно, на 74,7%. Если интенсивность турбулентности мала ($Tu_f = 5\%$), то с ростом $\bar{L}_f$ коэффициент лобового сопротивления увеличивается и достигает максимума, превышающего значение C_D цилиндра для не турбулизированного потока на 18,4%.

Как видно из приведенных результатов, коэффициент лобового сопротивления обтекаемого кругового цилиндра зависит от числа Рейнольдса, интенсивности турбулентности и линейного масштаба турбулентных вихревых структур сложным образом. Это обусловлено тем, что в зависимости от названных, по мнению авторов работы [368], взаимосвязанных параметров, меняется характер обтекания цилиндра [373, 374]. Так, при увеличении турбулентности отрыв потока от поверхности цилиндра задерживается, точка отрыва смещается вниз по течению.

Известно [375], что одно из основных направлений интенсификации теплообмена на поверхности обтекаемых тел состоит в турбулизации набегающего потока, его завихрении. При этом теплоотдача нагретого тела зависит от числа Рейнольдса, Прандтля, интенсивности турбулентности, линейного масштаба турбулентных вихревых структур, других факторов. В частности в [375] показано, что эффекты турбулентности проявляются для воды меньше, чем для воздуха.

В экспериментальных исследованиях для увеличения интенсивности турбулентности набегающего потока используются всевозможные решетки, сетки, другие устройства. Считается, что поток слабо турбулизирован, если $Tu_f < 1\%$ и сильно турбулизирован при $Tu_f > 10\%$. При проведении экспериментов в первую очередь обращается внимание на изменение локальных коэффициентов теплоотдачи, особенно с наветренной стороны, в лобовой точке цилиндра [376-378]. Часть соотношений, характеризующих влияние числа Рейнольдса набегающего потока $Re = 2u_f R / \nu$, u_f – скорость набегающего потока, ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, R – радиус цилиндра, и интенсивности турбулентности Tu_f на коэффициент теплоотдачи в лобовой точке кругового цилиндра для разных диапазонов изменения величин Re , Tu_f приводится в [377]. Выражения, полученные разными авторами и характеризующие влияние интенсивности турбулентности

набегающего потока на коэффициент теплоотдачи в лобовой точке цилиндра представлены в таблице 3.4. Здесь Nu_0 – число Нуссельта при $Tu = 0\%$.

Таблица 3.4 – Влияние интенсивности турбулентности набегающего потока жидкости на теплоотдачу в лобовой точке цилиндра, согласно данным, приведенным в [154]

Авторы	Re, Tu	$(Nu - Nu_0)/Nu_0$
M.C. Smith [379]	$0,1\% < Tu < 6,0\%$ $3,0 \cdot 10^4 < Re < 2,4 \cdot 10^5$	$0,0277(1 - e^{-2,9 \cdot 10^{-5} Re}) Tu \sqrt{Re}$
E.P. Dydan [380]	$500 < Tu \text{ Re} < 7300$	$0,01 \sqrt{Tu \text{ Re}}$
J. Kestin [381]	$0,15\% < Tu < 7,20\%$ $7,5 \cdot 10^4 < Re < 1,25 \cdot 10^5$	$3,68 \frac{Tu \sqrt{Re}}{100} - 4,21 \left(\frac{Tu \sqrt{Re}}{100} \right)^2$
E.P. Dydan [382]	$Tu \text{ Re} < 9000$	$\frac{0,8 Tu \text{ Re}}{1500 + Tu \text{ Re}}$
M.I. Boulos [383]	$0,5\% < Tu < 12,0\%$ $5,0 \cdot 10^3 < Re < 1,1 \cdot 10^4$	$\frac{8 \cdot 10^{-4} Tu \text{ Re}}{1,06}$

Вводя обозначения $\chi = (Nu - Nu_0)/Nu_0$, $\tau_f = Re \cdot Tu_f$, Nu – число Нуссельта, α – локальный коэффициент конвективного теплообмена, λ – коэффициент теплопроводности жидкости, Nu_0 – число Нуссельта при $Tu_f = 0\%$; учитывая, что соотношения, для расчета χ получены при разных диапазонах изменения Re , Tu_f , осуществляя преобразования и определенные упрощения ряда формул, по данным [379] и [381] для оценки χ при $7,5 \cdot 10^4 < Re < 1,25 \cdot 10^5$, $1,1 \cdot 10^4 < \tau_f < 7,5 \cdot 10^5$ найдем, соответственно, зависимости:

$$\chi = 0,028\tau_f / \sqrt{\text{Re}}, \quad (3.6)$$

$$\chi = 0,019\tau_f / \sqrt{\text{Re}}. \quad (3.7)$$

В случае, когда τ_f сравнительно мала ($500 < \tau_f < 1500$) из результатов [380] и [382] следует:

$$\chi = 0,01\sqrt{\tau_f}, \quad (3.8)$$

$$\chi = 0,005\tau_f. \quad (3.9)$$

Если $1500 < \tau_f < 7300$, то остается в силе формула (3.8), а (3.9) заменяется на

$$\chi = 0,8 \left(1 - \frac{1500}{\tau_f} \right). \quad (3.10)$$

Наконец, при относительно малых числах Рейнольдса $5,0 \cdot 10^3 < \text{Re} < 1,1 \cdot 10^4$, больших величинах τ_f ($2,5 \cdot 10^3 < \tau_f < 1,32 \cdot 10^5$) имеем [383]:

$$\chi = 0,00075\tau_f. \quad (3.11)$$

Таким образом, в большинстве случаев относительная разность чисел Нуссельта χ пропорциональна произведению интенсивности турбулентности на число Рейнольдса (см. (3.6), (3.7), (3.9), (3.11)). При этом коэффициент пропорциональности либо постоянная величина (соотношения (3.9), (3.11)), либо зависит от $\sqrt{\text{Re}}$ (формулы (3.6), (3.7)). Лишь в двух оставшихся соотношениях (3.8), (5) χ пропорциональна $\sqrt{\tau_f}$, изменяется в зависимости от τ_f по гиперболическому закону соответственно.

Нетрудно убедиться, что согласно (3.6) χ больше величины, рассчитанной по формуле (3.7), приблизительно в 1,5 раза. Значения χ найденные с помощью (3.8), (3.9), совпадают при $\tau_f = 400$, но эта величина τ_f находится вне регламентированного диапазона изменения τ_f . Для соотношений (3.10), (3.11) общим является диапазон $2500 < \tau_f < 7300$. При средней величине τ_f

=4900 рассчитанные по этим формулам χ отличаются, к сожалению, в 6,62 раза.

Результаты исследований теплообмена в тыльной критической точке расположенного в канале кругового цилиндра при поперечном обтекании его воздухом обсуждаются в [384]. Число Нуссельта в этой точке оценивается с помощью выражения вида $Nu = c \cdot Re^{2/3}$. Отмечается, что множитель c отличается у разных авторов. Он зависит от турбулентности набегающего потока жидкости, близости стенок канала, сжимаемости среды, температуры поверхности. Помечено, что чем уже канал, тем больше число Нуссельта, а сжимаемость влияет на запаздывание перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения, увеличивает устойчивость ламинарного пограничного слоя.

Безусловно, основной интерес при исследовании теплообмена обтекаемых тел представляет их теплоотдача, характеризуемая средним по поверхности значением коэффициента теплообмена $\bar{\alpha}$, средним числом Нуссельта $\overline{Nu}$.

Согласно экспериментальным данным [377] в случае поперечного обтекания одиночного кругового цилиндра при $4 \cdot 10^3 < Re < 3 \cdot 10^4$ среднее число Нуссельта определяется соотношением вида

$$\overline{Nu} = c \cdot Re^n,$$

где множитель c , показатель степени n зависят от интенсивности турбулентности. В частности, когда $Tu_f = 1,5\%$, множитель $c = 0,62$, $n = 0,506$. При этом $\bar{L}_f \sim 1,0$, линейный масштаб турбулентных вихревых структур соизмерим с диаметром цилиндра D .

Из экспериментальных результатов [385] следует, что рост интенсивности турбулентности набегающего потока вызывает значительное увеличение среднего числа Нуссельта особенно при больших числах Рейнольдса, в то время как при малых числах Рейнольдса этот эффект мал. В этой же рабо-

те приводятся результаты численных экспериментов, выполненных с использованием $k - \varepsilon$ модели турбулентности и стандартных пристеночных функций. Рассчитанные значения $\overline{Nu}$ гораздо больше, по сравнению с данными физических экспериментов, в отдельных случаях относительная разница достигает 225%. Указывается также, что величина $\overline{Nu}$ зависит и от линейного масштаба турбулентности вихревых структур, но в меньшей степени, чем от интенсивности турбулентности.

Кроме того, экспериментально установлено, что при $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$, числе Прандтля $Pr > 0,5$ средний коэффициент теплоотдачи обтекаемого кругового цилиндра определяется соотношением

$$\overline{\alpha} = \alpha_0 \left[1 + 0,09 (Re \cdot Ka)^{0,2} \right],$$

где $Ka = \left[(u_1'^2 + u_2'^2 + u_3'^2) / 3u_{avg}^2 \right]^{1/2}$ – число Кармана, α_0 – коэффициент теплоотдачи при $Ka=0$.

В случае, когда $Re=27700$, Tu_f варьируется от 2,9% до 8,3%, а $\overline{L}_f$ от 0.50 до 1,47 экспериментально показано в [386]: при $Tu_f=6,9\%$ с увеличением $\overline{L}_f$ теплоотдача цилиндра уменьшается, $\overline{Nu} = 140,0 / \overline{L}_f^{0,09}$; при $\overline{L}_f=0,78$ с ростом интенсивности турбулентности набегающего потока теплоотдача, как и по данным других авторов, увеличивается.

Несколько видоизменяя, упрощая представленные в [396] соотношения для расчета среднего числа Нуссельта обтекаемого цилиндра при $Pr = 0,7$, получим следующие зависимости.

$3000 < Re < 40000$, $1 < Tu_f < 45$:

$$\overline{Nu} = 0,67\sqrt{Re} + 0,01\tau_f \quad [377] \quad (3.12)$$

$109000 \leq Re \leq 302000$, $0,4 \leq Tu_f \leq 14,2$, $0,015 \leq \overline{L}_f \leq 0,095$:

$$\overline{Nu} = 0,69\sqrt{Re} + 0,04\tau_f \quad [387] \quad (3.13)$$

$25000 \leq Re \leq 100000$, $0,73 \leq Tu_f \leq 15,2$:

$$\overline{Nu} = 0,90\sqrt{Re} + 0,02\tau_f - 0,0003\tau_f^2/\sqrt{Re} \quad [388] \quad (3.14)$$

$Re = 19000$, $2,5 \leq Tu_f \leq 16$, $0,05 \leq \bar{L}_f \leq 0,19$:

$$\overline{Nu} = (0,25\sqrt{Re} + 0,05\tau_f - 0,00009\tau_f^2/\sqrt{Re})Re^{0,118} \quad [389] \quad (3.15)$$

Видно, что первые два соотношения (3.12), (3.13) структурно схожи. Последние зависимости (3.14), (3.15), поскольку содержат дополнительные члены, надо полагать, более точные. Причем принципиальное отличие формулы (3.15) от предыдущих заключается в наличии множителя $Re^{0,118}$. Кроме того, нетрудно убедиться, что согласно этим формулам при сравнительно малых значениях Tu_f среднее число Нуссельта достигает максимума.

Из вышесказанного следует, что при анализе влияния турбулентности набегающего потока на гидродинамику и теплообмен поперечно обтекаемого кругового цилиндра обращается внимание, в основном на лобовое сопротивление, теплообмен в лобовой точке, теплоотдачу цилиндра. Вместе с тем, представляет интерес распределение интенсивности турбулентности в потоке, по поверхности цилиндра, влияние ее и линейного масштаба турбулентных вихревых структур на подъемную силу, другие показатели.

Для моделирования поперечного нестационарного обтекания вязкой несжимаемой жидкостью кругового цилиндра и теплообмена его с потоком используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса и уравнение баланса энергии (3.4)-(3.6) [390]. В качестве модели замыкания выбирается модель Ментера SST [229].

Согласно определению интенсивности турбулентности, кинетической энергии

$$Tu = \frac{\sqrt{2k/3}}{u_{avg}}.$$

Для задач внешнего обтекания величина Tu существенно зависит от течения вверх по потоку и определяется экспериментально.

Скорость турбулентной диссипации ε , кинетическая энергия турбулентности k и масштаб турбулентности L связаны соотношением

$$\varepsilon = C_{\mu}^{3/4} \frac{k^{3/2}}{L},$$

где $C_{\mu} \approx 0,09$ – эмпирическая константа.

Соответственно, между удельной турбулентной диссипацией ω и масштабом турбулентности L имеет место зависимость

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_{\mu}^{1/4} L}.$$

В ходе численных экспериментов задаются следующие параметры воздуха: $\rho = 1,225 \text{ кг/м}^3$, $\mu = 1,7894 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$, $\lambda = 0,0242 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $c_p = 1006,43 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$. Температура воздуха во входном сечении расчетной области $T_f = 300 \text{ К}$, поверхности тела $T_w = 350 \text{ К}$. Число Прандтля Pr среды принимается равным 0,74. Численный эксперимент проводится для $Re = 4 \cdot 10^4$, при котором еще не наступает кризис обтекания, характеризующийся переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный и резким уменьшением коэффициента сопротивления. Рассчитываются поля скоростей воздуха, давления, температуры, завихренности, коэффициент сопротивления тела C_D , коэффициент подъемной силы C_L , а также локальные числа Нуссельта Nu и средние по поверхности, $\overline{Nu}$. В первой части численных экспериментов интенсивность турбулентности Tu_f набегающего потока варьируется от 1,0% до 40% при фиксированном $L = D$, во второй меняется масштаб турбулентности L от $0,25 D$ до $4 D$ при постоянной $Tu_f = 1,5\%$. Расчеты проводятся до установления либо стационарного режима течения, либо автоколебательного.

Обтекание цилиндра вязкой жидкостью при $Tu_f = 1,5\%$ происходит в автоколебательном режиме. В следе за цилиндром наблюдается дорожка Кармана (рисунок 3.13 а, б). Увеличение Tu_f с 1,0% до 40% приводит к подавлению процесса периодического отрыва вихрей с поверхности цилиндра и

формированию квазистационарного режима обтекания (рисунок 3.13 с, d). Таким образом, обтекание цилиндра вязкой жидкостью в зависимости от интенсивности турбулентности может быть как автоколебательным, так и квазистационарным.

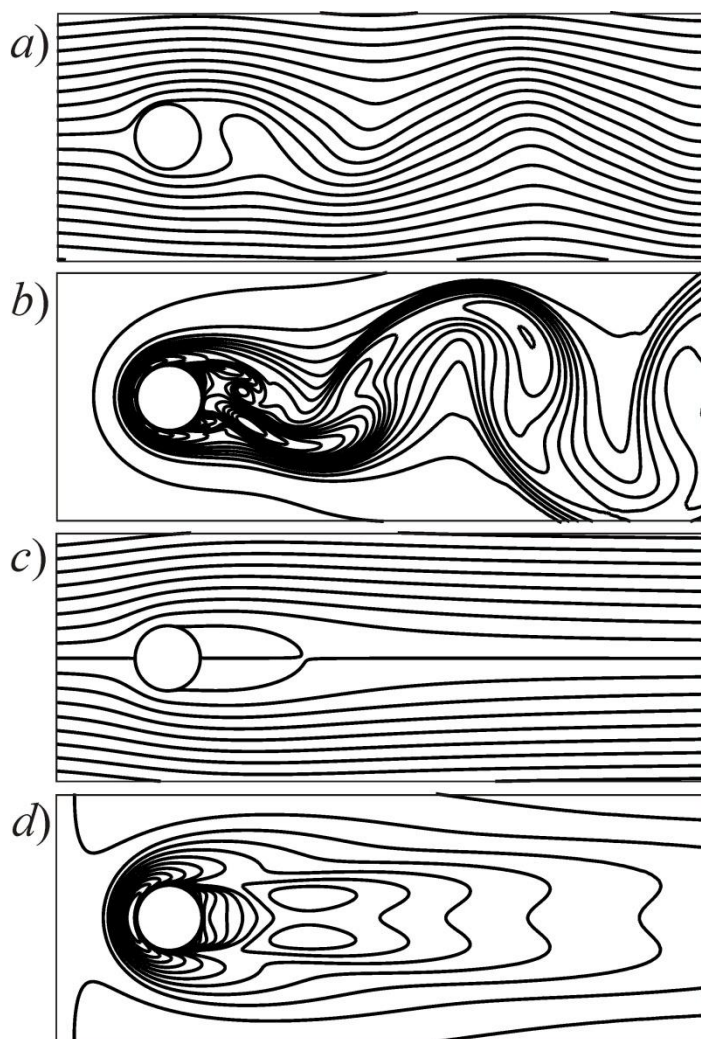


Рисунок 3.13 – Результаты расчетов: а) линии тока при $Tu_f = 1,5\%$; б) изолинии интенсивности турбулентности при $Tu_f = 1,5\%$; в) линии тока при $Tu_f = 40\%$; г) изолинии интенсивности турбулентности при $Tu_f = 40\%$

Согласно экспериментальным данным [377], за перфорированной пластиной, с помощью которой создается повышенный уровень турбулентности в набегающем потоке, в силу диссипации кинетической энергии интенсифи-

ность турбулентности плавно уменьшается вниз по течению. Это подтверждают и результаты численных расчетов. Вместе с тем, наличие в потоке кругового цилиндра приводит к тому, что вблизи поверхности цилиндра интенсивность турбулентности сильно меняется (рисунок 3.14). В общем случае на величину ее, помимо удаленности обтекаемого тела от турбулизатора, оказывают влияние предыстория потока, наличие внешних границ, другие факторы. Поэтому при анализе влияния интенсивности турбулентности на гидродинамику и теплообмен обтекаемых тел, представляется целесообразным оценивать их в зависимости не от Tu_f , а от интенсивности турбулентности Tu^* рассчитанной непосредственно перед телом, например, на расстоянии порядка $2R \div 3R$ от лобовой точки. При этом согласно полученным результатам [390]

$$Tu^* \cong (0,77 - 0,011Tu_f)Tu_f. \quad (3.16)$$

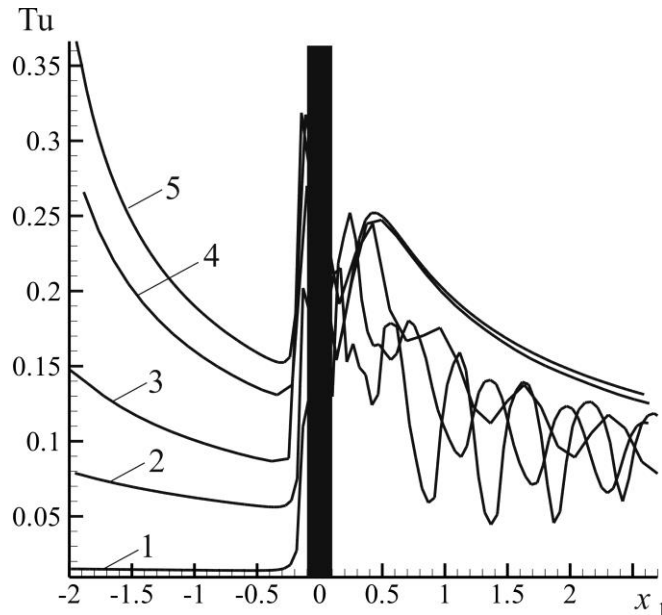


Рисунок 3.14 – Интенсивность турбулентности в сечении $x_2 = 0$: $Tu_f = 1\%$ (1), 8% (2), 15% (3), 30% (4), 40% (5)

Изменение интенсивности турбулентности на поверхности цилиндра в зависимости от окружной координаты φ при разных значениях Tu^* иллюстрирует рисунок 3.15. Из приведенных данных следует, что увеличение Tu^* способствует увеличению интенсивности турбулентности на поверхности цилиндра, в основном, с наветренной его части. В точке торможения ($\varphi=0$) наблюдается локальный минимум интенсивности турбулентности, далее значения ее увеличиваются до максимума, за которым следует уменьшение Tu . Интенсивность турбулентности вновь возрастает, достигая локального максимума в кормовой точке ($\varphi=3,14$). На распределение интенсивности турбулентности вблизи поверхности тела на малом расстоянии от стенки оказывают влияние изменение градиента давления жидкости, кривизна поверхности, переход ламинарного режима в турбулентный, отрыв потока от поверхности.

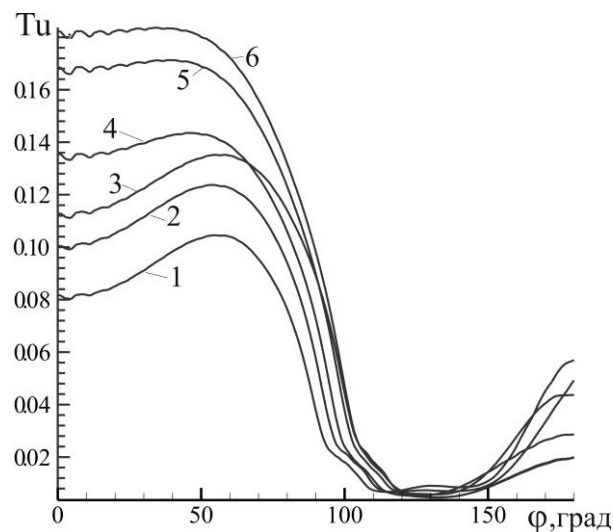


Рисунок 3.15 – Распределение интенсивности турбулентности (в долях) на поверхности цилиндра: $Tu^* = 1\%$ (1), 4% (2), 6% (3), 9% (4), 14% (5), 16% (6)

Влияние интенсивности турбулентности Tu^* на средний по времени коэффициент лобового сопротивления обтекаемого цилиндра $\overline{C_D}$ иллюстрирует рисунок 3.16. Виден существенно нелинейный характер изменения $\overline{C_D}$ в

зависимости от Tu^* . С ростом интенсивности турбулентности при $Tu^* < 6,0\%$ коэффициент сопротивления уменьшается, при $Tu^* > 9,0\%$ – увеличивается. Соответственно, в интервале $6,0\% < Tu^* < 9,0\%$, когда начинает устанавливаться стационарный режим обтекания цилиндра, $\overline{C_D}$ достигает минимума [388-392]. Немонотонная зависимость коэффициента сопротивления цилиндра от интенсивности турбулентности набегающего потока, вероятно, связана с более ранним переходом пограничного слоя из ламинарного режима в турбулентный, а также эффектом проникновения мелкомасштабной турбулентности через сдвиговые слои к поверхности цилиндра и влиянием их на осредненные и пульсационные характеристики течения.

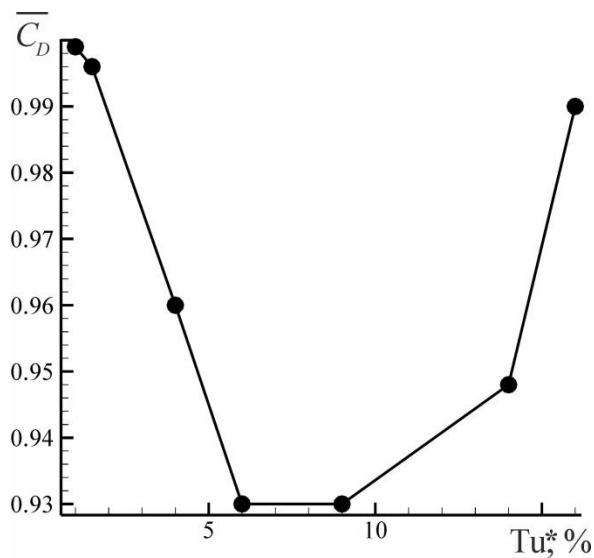


Рисунок 3.16 – Зависимость среднего коэффициента сопротивления $\overline{C_D}$ от интенсивности турбулентности

Интенсивности турбулентности Tu^* влияет и на коэффициент подъемной силы C_L . На рисунке 3.17 показывается поведение: коэффициента C_L в зависимости от времени при разных значениях интенсивности турбулентности Tu^* (a), амплитуды коэффициента подъемной силы C_L^* при изменении

Tu^* (b). Видно, что с течением времени коэффициент подъемной силы меняется в автоколебательном режиме. С ростом интенсивности турбулентности Tu^* амплитуда C_L^* коэффициента подъемной силы уменьшается по закону, близкому к линейному, что означает подавление дорожки Кармана. При $Tu^* \approx 14\%$ амплитуда C_L^* близка к нулю и при $Tu^* = 16\%$ поток становится симметричным относительно оси ox_1 , дорожка Кармана отсутствует.

Интенсивность турбулентности набегающего потока оказывает влияние и на теплоотдачу поверхности. Число Нуссельта вдоль поверхности цилиндра меняется следующим образом (рисунок 3.18). В точке торможения потока наблюдается локальный максимум. По мере утолщения пограничного слоя Nu убывает. Минимум достигается при $\varphi = 1,6 \div 1,8$ в окрестности точки отрыва потока от поверхности. Далее Nu растет, достигая локального максимума в кормовой точке. Видно, что с ростом интенсивности турбулентности Tu^* теплоотдача увеличивается, в большей степени, с наветренной стороны цилиндра.

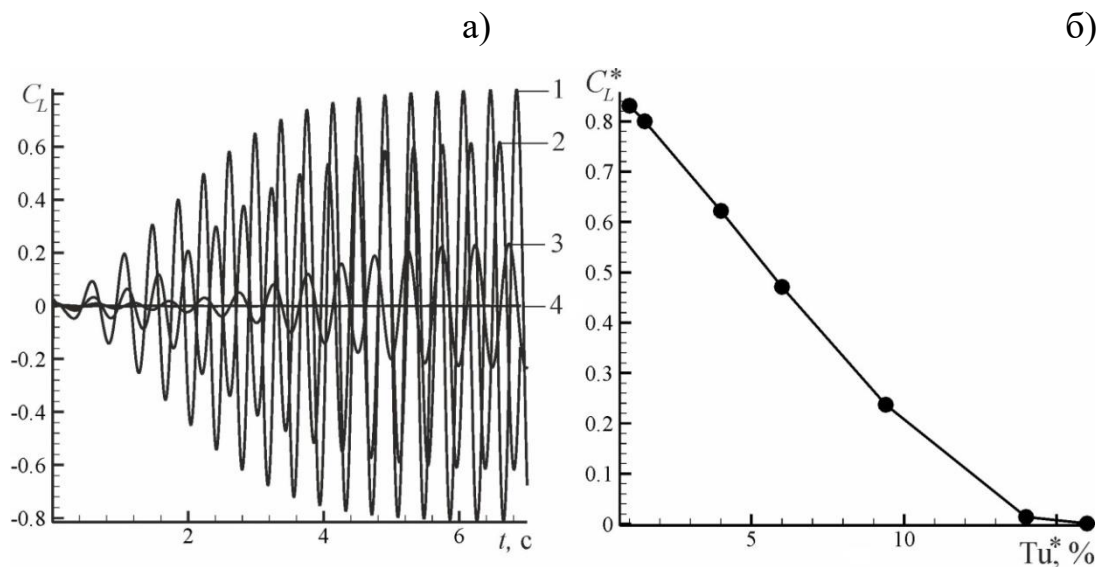


Рисунок 3.17 – Коэффициент подъемной силы при $Tu^* = 1\%$ (1), 4% (2), 9% (3), 14% (4) (a); амплитуда коэффициента подъемной силы C_L^* (б)

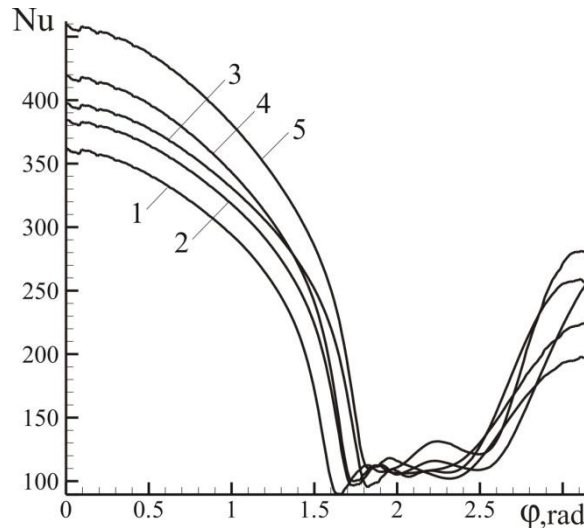


Рисунок 3.18 – Изменение числа Нуссельта по поверхности кругового цилиндра: $Tu^* = 1\%$ (1), 4% (2), 6% (3), 9% (4), 16% (5)

Установлено также, что среднее по поверхности цилиндра число Нуссельта $\overline{Nu}$ с ростом Tu^* увеличивается (рисунок 3.19), причем при $Tu^* > 2,5\%$ по линейному закону:

$$\overline{Nu} = 231,5 + 2,5Tu^*. \quad (3.17)$$

В целом, при изменении Tu^* от $1,0\%$ до 16% $\overline{Nu}$ возрастает на 17% . Если в выражении (3.17), воспользовавшись (3.16), заменить Tu^* на Tu_f , для среднего числа Нуссельта получим квадратичную зависимость от Tu_f , при этом число Нуссельта может достигать максимального значения. Таким образом, из результатов расчетов и экспериментов следует, что при изменении интенсивности турбулентности набегающего потока, в принципе, при определенных Tu_f возможна максимальная теплоотдача обтекаемого кругового цилиндра.

Результаты сравнения рассчитанных значений $\overline{Nu}$ с экспериментальными данными при $Re=27700$, $\overline{L}_f=0,78$ приводятся на рисунке 3.20.

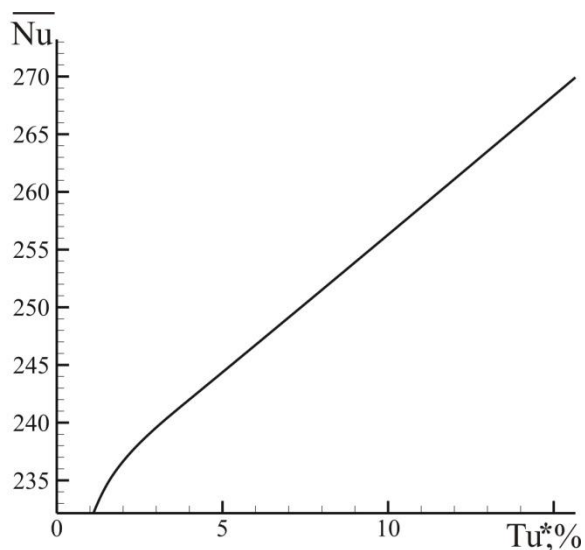


Рисунок 3.19 – Зависимость среднего числа Нуссельта от интенсивности турбулентности

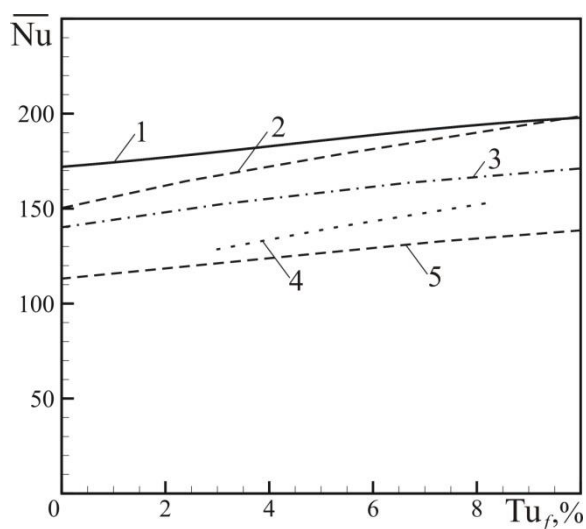


Рисунок 3.20 – Зависимость среднего числа Нуссельта от интенсивности турбулентности набегающего потока при $Re=27700$ и $\bar{L}_f=0,78$. Сравнение результатов численных расчетов с экспериментальными данными других авторов: 1 – расчет (данная работа), 2 – [388], 3 – [389], 4 – [386], 5 – [377]

Несмотря на то, что аппроксимационная зависимость (3.15) получена для $Re=1900$, $\bar{L}_f < 0,19$ числа Нуссельта $\bar{Nu}$, найденные с ее помощью, близ-

ки к расчетным значениям $\overline{Nu}$. Более всего отличаются эти значения от чисел $\overline{Nu}$, рассчитанных по формуле (3.12), ориентировочно, на 52,0%. Следует заметить: полученные в настоящей работе результаты превышают экспериментальные данные, что, в общем, согласуется с выводами работы [385]. В целом наблюдается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных как по порядку величин $\overline{Nu}$, так и по характеру изменения числа Нуссельта в зависимости от Tu_f .

Далее приводятся результаты исследования о влиянии линейного масштаба турбулентных вихревых структур $\overline{L}_f$ на теплоотдачу. В соответствии с гипотезой А.Н. Колмогорова линейный масштаб турбулентных вихревых структур, как и интенсивность турбулентности, убывает вниз по течению. Несмотря на то, что этот параметр, по общему мнению, оказывает меньшее влияние на гидродинамику и теплообмен обтекаемых тел, чем интенсивность турбулентности, в расчетах, он, безусловно, должен приниматься во внимание. На рисунке 3.21 показывается изменение среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}$ в зависимости от линейного масштаба турбулентных вихревых структур набегающего потока $\overline{L}_f$ при $Tu_f=1,5\%$. Вначале, с увеличением $\overline{L}_f$ до 1,0, теплоотдача цилиндра растет, в основном, за счет улучшения теплообмена с наветренной стороны. При $\overline{L}_f \approx 1,0$ величина $\overline{Nu}$ достигает максимума, затем $\overline{Nu}$ уменьшается в силу того, что снижается теплоотдача на кормовом участке цилиндра. Наличие максимума $\overline{Nu}$ при изменении линейного масштаба турбулентных вихревых структур, фиксированной интенсивности турбулентности отмечается также в работах [375] и [376]. Однако максимальная теплоотдача в этих работах наблюдается при $\overline{L}_f=1,6$; 0,06, соответственно. Разница обусловлена, по нашему мнению, различием в значениях чисел Рейнольдса, интенсивности турбулентности.

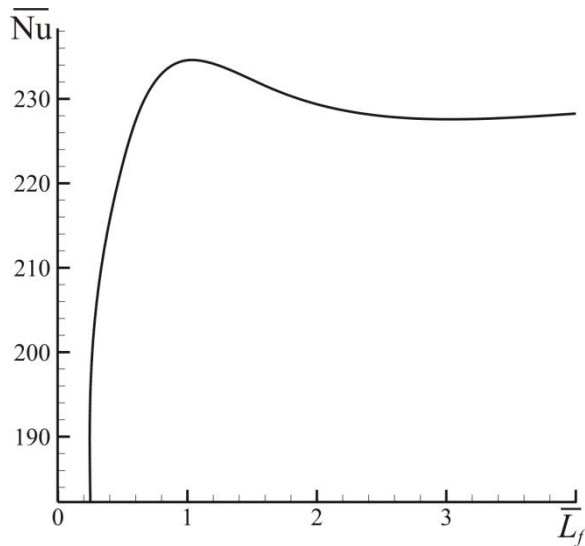


Рисунок 3.21. Зависимость среднего числа Нуссельта от безразмерного линейного масштаба турбулентных вихревых структур

3.4 Поперечное обтекание тандема круговых цилиндров

Изменение гидродинамических характеристик обтекаемых тел возникает и в случае расположения их в потоке друг за другом. Обзор экспериментальных и численных исследований обтекания тандема цилиндров потоком вязкой несжимаемой жидкости при высоких [393-397] и умеренных числах Рейнольдса [398-399] выявил существенную зависимость характеристик потока от расстояния между обтекаемыми телами.

В работе [398] проведены отдельные расчеты обтекания тандема цилиндров при $Re=100$ и 200 . Уравнения Навье-Стокса решены с использованием метода дробных шагов. Установлено, что существует безразмерное отнесенное к диаметру критическое расстояние $G = G^*$ между цилиндрами, которое разделяет два различных режима течения. Отмечено, что при $G=3$ и 4 между телами формируются квазистационарные вихревые области, а за вторым цилиндром наблюдается колеблющийся вихревой след. Амплитуда автоколебаний подъемной силы второго цилиндра меньше, чем при обтекании одиночного цилиндра с образованием вихревой дорожки Кармана. При изме-

нении критического расстояния от 6 до 8 происходит существенное изменение характеристик потока: квазистационарная зона теряет устойчивость, а подъемная сила обоих цилиндров осциллирует с высокой амплитудой. Периодический срыв вихрей с поверхностей обоих тел происходит с одинаковой частотой. В цитируемой работе рассчитаны линии тока и линии постоянной завихренности, а также эволюция коэффициентов сопротивления.

Методами численного моделирования в работе [399] исследовано обтекание тандема цилиндров при $G=4$ для $Re=100$ и 200 . Получены линии тока и приведены средние за период значения коэффициентов сопротивления тел. Установлено, что коэффициент сопротивления второго цилиндра отрицателен.

Турбулентное обтекание тандема цилиндров экспериментально изучалось в [395]. Рассматривались числа Рейнольдса $3,2 \cdot 10^4 - 7,4 \cdot 10^4$. В зависимости от межцентрового расстояния выделялось три участка: $G < 1,5$, $1,5 \leq G \leq 2,5$, $2,5 < G$. Были получены значения коэффициентов сопротивления, подъемной силы и числа Струхала при $G=1,125, 1,25$.

В экспериментальной работе [393] при $Re=3,1 \cdot 10^4, 4,2 \cdot 10^4, 5,9 \cdot 10^4, 8,9 \cdot 10^4, 1,2 \cdot 10^5$ был зафиксирован скачок гидродинамических параметров при увеличении межцентрового расстояния G . Установлено значение G , при котором достигается максимум амплитуды колебаний подъемной силы второго тела. Когда цилиндры соприкасаются, $G=1$, коэффициент сопротивления первого из них совпадает с коэффициентом сопротивления одиночного цилиндра C_D . По мере увеличения G эта величина убывает, достигая минимума при $G=7$; при $G=10$ коэффициент сопротивления вновь возрастает до значения C_D . Второй цилиндр имеет отрицательное сопротивление C_D^2 . Для рассматриваемых чисел Рейнольдса найдена зависимость $C_D^2(G)$.

В работе [396] приведены фотографии с визуализацией течения при $Re=2,4 \div 5,1 \cdot 10^4$, $G=2$ и $3,2$. Получены значения числа Струхала.

Визуализация течения вокруг тандема представлена в [397]. В эксперименте измерена мгновенная скорость, подсчитаны осредненные поля скорости, завихренности и напряжений Рейнольдса. Эти характеристики течения получены как функции межцентрового расстояния при $Re = 10^4$.

Результаты цитируемых выше работ получены на основе ограниченного набора исходных параметров течения и не дают полного понимания механизмов смены режима обтекания. Работ по численному исследованию турбулентного обтекания тандема цилиндров практически нет.

Далее приводятся результаты численного исследования обтекания тандема круговых цилиндров с одинаковым радиусом R в диапазоне чисел Рейнольдса, при которых наблюдается периодический срыв потока с обтекаемых поверхностей. Рассматриваются ламинарный ($Re \sim 10^2$) и турбулентный ($Re \sim 10^4$) режимы обтекания. Особое внимание уделено детальному анализу результатов расчетов ламинарного и турбулентного течения около тандема цилиндров в окрестности критической точки $G = G^*$.

3.4.1 Ламинарный режим обтекания

Численное моделирование процесса обтекания вязкой жидкостью тандема круговых цилиндров проводилось при числах Рейнольдса $Re=100, 200$; величина межцентрового расстояния G варьировалась в диапазоне от 3 до 10. Размеры расчетной области составили $-20D \leq x_1 \leq 80D$, $-20D \leq x_2 \leq 20D$, что обеспечивало пренебрежимо малое влияние внешних границ на численное решение задачи. Использовалась нерегулярная сетка с существенным сгущением узлов в окрестности обтекаемых тел. Решение нестационарной задачи продолжалось до момента достижения стационарного состояния, либо до установления автоколебательного режима. Результаты расчетов анализируются в безразмерном виде. В качестве характерной длины принимается

диаметр цилиндров D , скорости – скорость набегающего потока u_∞ , времени – tu_∞/D .

Рассчитаны поля скорости и давления, оценены коэффициенты сопротивления и подъемной силы для обоих цилиндров. Расчетным путем подтверждено, что для любого числа Рейнольдса существует критическое расстояние G^* , которое разделяет два принципиально разных режима течения. Ниже по умолчанию приводятся результаты для $Re=200$, а случай $Re=100$ оговаривается отдельно.

Докритический режим обтекания реализуется при $G < G^*$, в этом случае между двумя цилиндрами формируется пара замкнутых квазистационарных вихревых зон (рисунок 3.22 а, б), ограниченных двумя линиями тока, проходящими от точек отрыва потока на первом цилиндре до точек присоединения на втором. Периодический сход вихрей в докритическом режиме может происходить только со второго тела и зависит от числа Рейнольдса. При $Re=200$ этот эффект заметен (рисунок 3.22 б), а при $Re=100$ периодического схода вихрей не наблюдается (рисунок 3.22 а); в этом случае размещение цилиндров тандемом предотвращает формирование вихревой дорожки Кармана в следе за вторым цилиндром. В целом обтекание тандема цилиндров в докритическом режиме аналогично обтеканию одного вытянутого тела, граница которого образована лобовой частью первого тела, донной частью второго тела и двумя линиями тока, проходящими от точек отрыва на первом цилиндре до точек присоединения на втором. Очевидно, что сопротивление твердого профиля такой формы было бы больше, чем суммарное сопротивление тандема, ибо у последнего отсутствует трение на соединительных линиях тока. Кроме того, в замкнутых вихревых зонах между цилиндрами возникает разрежение, и это приводит к тому, что коэффициент сопротивления второго цилиндра C_D^2 отрицателен. Величины C_D^1 и C_D^2 при $G < G^*$ практически не зависят от времени; амплитуды колебаний подъемной силы C_L^1 и C_L^2 в докритическом режиме для обоих тел относительно малы.

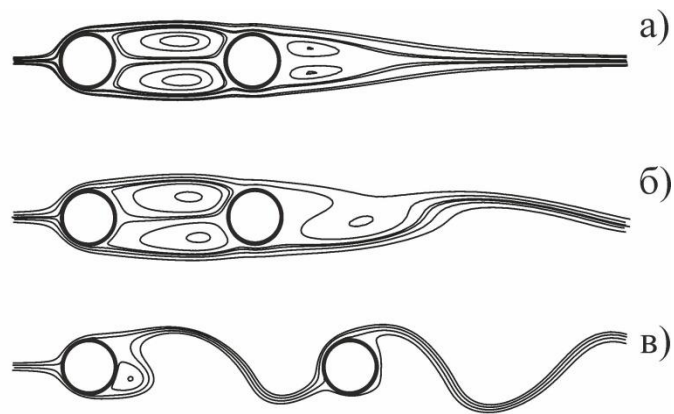


Рисунок 3.22 – Линии тока при докритическом: $G=6$, $Re=100$ (а); $G=6$, $Re=200$ (б); и посткритическом режиме $G=10$, $Re=200$ (в)

В случае автоколебательного режима обтекания число Струхаля St равно удвоенной безразмерной частоте схода вихрей. В работе St определялось по периоду колебаний коэффициента подъемной силы. Расчетным путем установлено, что числа Струхаля у обоих цилиндров совпадают. На рисунке 3.23 приводится зависимость St от межцентрового расстояния G в сравнении с данными, полученными другими авторами. Максимальное расхождение результатов составляет не более 12%. Как видно из рисунка, для докритического режима характерно уменьшение частоты схода вихрей с ростом G , причем значения числа Струхаля при всех $G < G^*$ значительно ниже, чем в случае обтекания безграничным потоком одиночного кругового цилиндра.

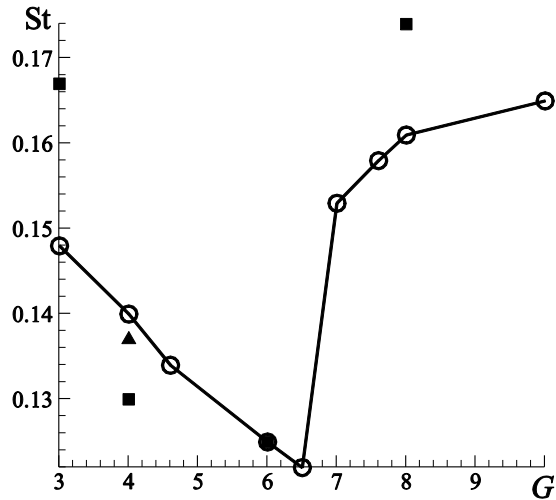


Рисунок 3.23 – Рассчитанная зависимость числа Струхали St от G (o), данные работ [398] (■) и [399] (▲)

В посткритическом режиме обтекания (при $G > G^*$) парная циркуляционная зона между цилиндрами разрушается (рисунок 3.22 в). Вихри периодически срываются с поверхностей обоих тел. В следе за вторым цилиндром формируется вихревая дорожка Кармана. Наглядно показано взаимодействие следа от первого цилиндра со вторым телом. Для визуализации различий в картине течения (рисунок 3.24) моделировалось истечение дыма (невесомых частиц) с поверхностей обтекаемых тел [400].

Коэффициенты сопротивления обоих тел испытывают осцилляции с течением времени. Средние за период автоколебаний значения C_D^1 , C_D^2 положительны, причем $C_D^1 > C_D^2$, поскольку первый цилиндр служит своеобразным экраном для стоящего ниже по потоку второго цилиндра. С ростом G сопротивление обоих цилиндров плавно увеличивается (рисунок 3.25); C_D^1 уже при $G > 10$ достигает предельного значения, равного коэффициенту сопротивления одиночного цилиндра при данном числе Рейнольдса.

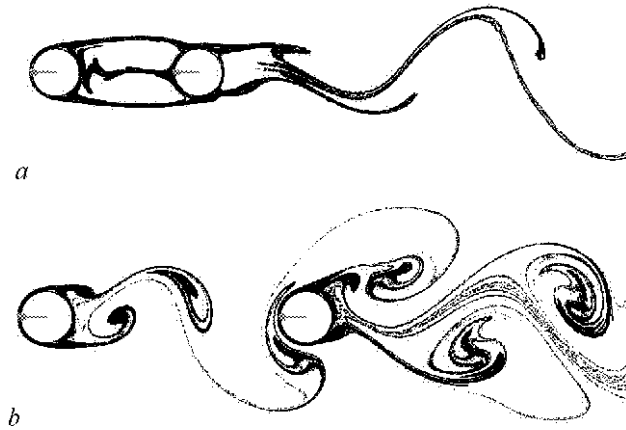


Рисунок 3.24 – Картина течения в виде штриховых линий, моделирующих движение дыма, при $G=6$, $Re=200$ (a), и $G=10$, $Re=200$ (b)

Амплитуда колебаний коэффициентов подъемной силы C_L^1 и C_L^2 достигает величин 1,5 и 0,5 соответственно (рисунок 3.26). Установлено, что C_L^2 всегда больше, чем C_L^1 .

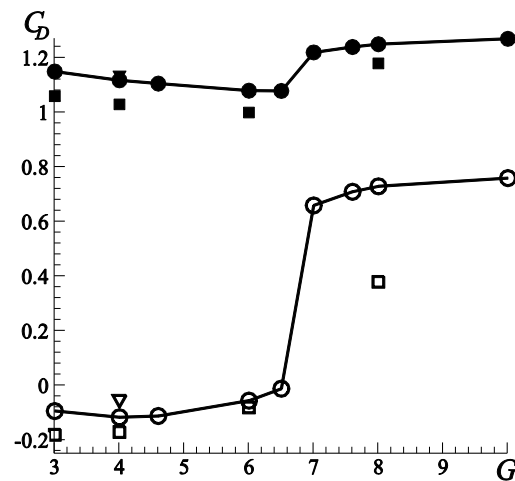


Рисунок 3.25 – Зависимость коэффициента сопротивления цилиндров C_D^1 (●), C_D^2 (○) от межцентрового расстояния G в сравнении с результатами [398] (■) и [397] (▲)

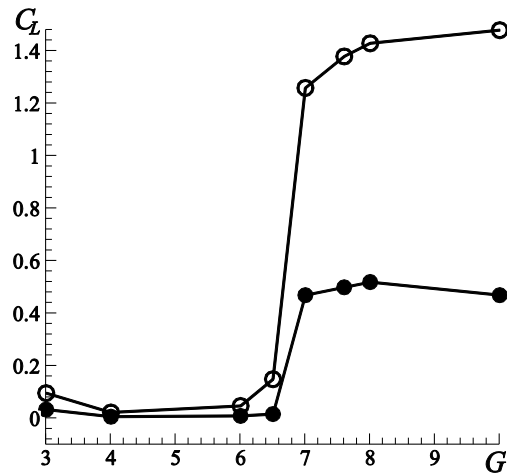


Рисунок 3.26 – Зависимость амплитуд колебаний подъемной силы C_L^1 (●) и C_L^2 (○) от расстояния G

Установлено, что при переходе через критическую точку $G = G^*$ наблюдаются следующие особенности перестройки течения [400-403]:

- меняется характер течения: квазистационарное обтекание тандема переходит в автоколебательный режим с периодическим срывом вихревых ступков с поверхности каждого цилиндра и образованием дорожки Кармана в следе;
- коэффициенты сопротивления и амплитуды изменения подъемной силы резко возрастают, причем величина C_D^2 меняет знак с отрицательного в докритической области на положительный при $G > G^*$;
- принципиально меняется распределение давления по поверхности цилиндра, расположенного вниз по потоку: при $G < G^*$ давление имеет два симметричных максимума, соответствующих точкам присоединения потока, а при $G > G^*$ остается один максимум, соответствующий точке торможения;
- скачком возрастает число Струхала, причем на критическую точку приходится минимум частоты автоколебаний.

Численное исследование обтекания тандема цилиндров при $Re=100$ показало, что все качественные особенности смены режима течения, выявленные при $Re=200$, сохраняются, однако меняются численные значения параметров. Если при $Re=200$ смена режима происходит при $G^* \approx 6,5$, то при $Re=100$ эта величина равна 7,7; таким образом, G^* убывает с ростом Re . Величины скачков коэффициентов сопротивления C_D^1 и C_D^2 при переходе через критическую точку растут с ростом числа Рейнольдса. Аналогично ведут себя и скачки других параметров течения. Результаты расчетов сведены в таблицу 3.5, в которой коэффициенты сопротивления и амплитуды колебаний подъемной силы, а также числа Струхала представлены для посткритического режима при $G=10$.

В случае обтекания тандема цилиндров при числе Рейнольдса $Re = 4 \cdot 10^4$ степень турбулентности набегающего потока составляет 1,5%, а масштаб турбулентности равен D . Нестационарная задача решается до момента установления автоколебательного режима.

Таблица 3.5 – Зависимость параметров течения от числа Рейнольдса

Re	G^*	C_D^1	C_D^2	C_L^1	C_L^2	St
100	7,7	1,35	0,72	0,47	1,48	0,143
200	6,5	1,27	0,76	0,27	1,15	0,165

3.4.2 Турбулентное обтекание цилиндров

Подтверждено наличие критической точки, разделяющей два режима обтекания, и в турбулентном режиме. Так же, как и в случае ламинарного движения жидкости, при $G < G^*$ между телами формируется пара вихревых областей (рисунок 3.27 а), а при $G > G^*$ этих областей не наблюдается (рису-

нок 3.27 *b*). Сложная картина отрывного обтекания приводит к существенно неравномерному распределению сдвиговых напряжений в потоке. Следствием этого является неравномерное распределение турбулентной вязкости, показанное на рисунке 3.28. Эволюция процесса обтекания тандема цилиндров и установление автоколебаний наглядно показаны на рисунках 3.29, 3.30.

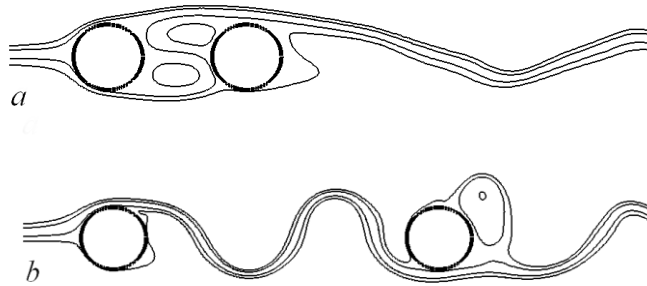


Рисунок 3.27 – Линии тока при докритическом и посткритическом режиме при $Re = 4 \cdot 10^4$ *a*) $G=4$; *b*) $G=10$



Рисунок 3.28 – Распределение турбулентной вязкости при $Re = 4 \cdot 10^4$, $G=3$

Отметим, что в некоторых случаях колебания коэффициентов сопротивления и подъемной силы носят неустойчивый характер. Этот эффект наиболее заметен для колебаний параметров обтекания второго тела, которое расположено в неравномерном вихревом следе первого цилиндра. Неустойчивость автоколебаний коэффициентов C_D и C_L отмечается также в работах [404], [405] для случая турбулентного обтекания одиночного цилиндра.

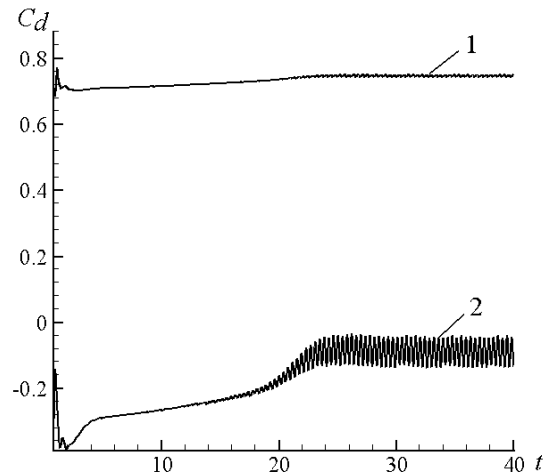


Рисунок 3.29 – Автоколебания коэффициентов сопротивления при $Re = 4 \cdot 10^4$ $G=3$ (1 – первый цилиндр, 2 – второй)

Влияние межцентрового расстояния на коэффициенты сопротивления и амплитуду колебаний подъемной силы иллюстрируют рисунки 3.31 и 3.32. Вычисления показали, что смена характера обтекания тел в турбулентном режиме сопровождается возрастанием коэффициентов C_D^1 , C_D^2 , C_L^1 , C_L^2 .

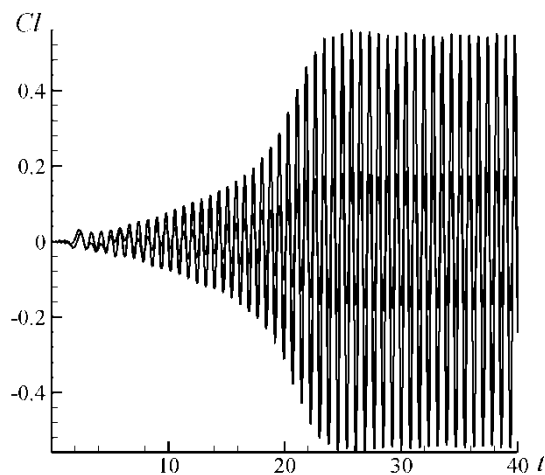


Рисунок 3.30 – Автоколебания коэффициентов подъемной силы при $Re = 4 \cdot 10^4$ $G=3$

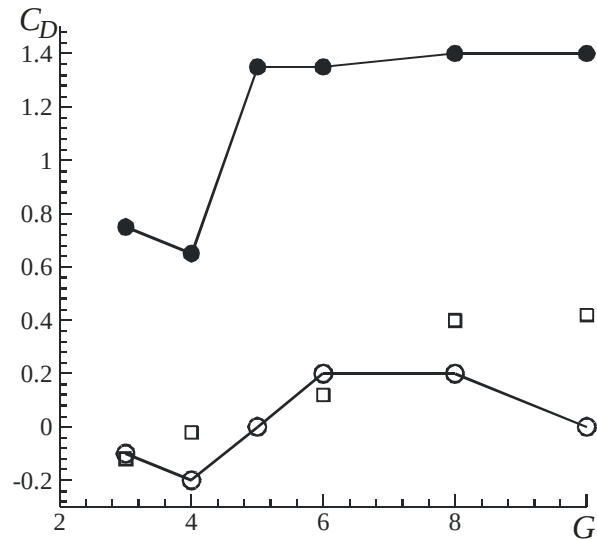


Рисунок 3.31 – Зависимость коэффициентов сопротивления цилиндров C_D^1 (●), C_D^2 (○) от межцентрового расстояния G , □ – результаты работы [393]

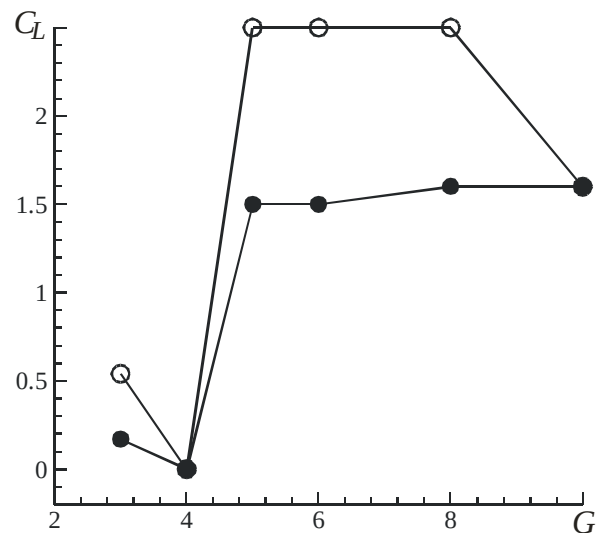


Рисунок 3.32 – Зависимость амплитуд колебаний подъемной силы C_L^1 (●) и C_L^2 (○) от расстояния G

Таким образом, в результате численного исследования ламинарного и турбулентного обтекания тандема круговых цилиндров в окрестности критической точки выявлены общие для двух режимов особенности перестройки течения. В случае, когда межцентровое расстояние меньше критического,

первый цилиндр служит экраном для цилиндра, расположенного вниз по потоку. Это играет стабилизирующую роль, и при числах Рейнольдса, при которых в случае обтекания одиночного тела формируется вихревая дорожка Кармана, обтекание тандема происходит в квазистационарном режиме. При этом между телами образуется зона разряжения, и сопротивление второго цилиндра отрицательно. При увеличении расстояния между телами экранирующая роль первого цилиндра снижается, и стационарный режим течения сменяется автоколебательным. Как в ламинарном, так и турбулентном случае, смена режимов обтекания происходит скачком при критическом значении межцентрового расстояния $G = G^*$. Средние за период автоколебаний коэффициент сопротивления и амплитуда изменения подъемной силы резко возрастают. Значения критической точки G^* зависят от числа Рейнольдса и различаются для ламинарного и турбулентного режимов.

Выводы по главе 3

Исследованы различные способы воздействия на структуру течения при поперечном обтекании цилиндрических тел вязкой жидкостью с целью изменения гидродинамических характеристик и теплоотдачи тела.

В результате численного исследования обтекания цилиндра, вращающегося вокруг своей оси, получена зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса, показано, что скорость вращения практически не влияет на частоту автоколебаний, однако уменьшает амплитуду касательных напряжений, приводит к некоторому снижению лобового сопротивления и возникновению подъемной силы. Для предотвращения нежелательных вибраций и шумов при эксплуатации оборудования с вращающимися цилиндрическими элементами предпочтительными будут скорости вращения в диапазоне $2 < \alpha_\omega < 3,9$, при которых течение стационарно, высока аэродинамическая эффективность. Теплоотдача цилиндра неразрывно связана с режимом дви-

жения жидкости и скоростью вращения его поверхности, найдены зависимости числа Нуссельта от скорости вращения поверхности тела в потоке вязкой жидкости.

Выполнено численное моделирование обтекания вязкой несжимаемой жидкостью кругового цилиндра, совершающего вынужденные вращательные колебания вокруг своей оси при числе Рейнольдса 200. Варьируя амплитуду и частоту вынужденных вращательных колебаний можно добиться снижения гидродинамического сопротивления. Максимальное снижение коэффициента сопротивления цилиндра составляет 32% и происходит при амплитуде равной 4,0 и частоте вынужденных вращательных колебаний 4,0.

Интенсивность турбулентности набегающего потока Tu_f оказывает значительное влияние на все основные характеристики обтекаемого тела. В зависимости от величины Tu_f режим течения может быть как автоколебательным, так и установившимся. С увеличением интенсивности турбулентности набегающего потока уменьшается коэффициент подъемной силы цилиндра, увеличивается теплоотдача по закону, близкому к линейному.

В результате исследования ламинарного и турбулентного обтекания тандема круговых цилиндров в окрестности критической точки выявлены общие для двух режимов особенности перестройки течения. При переходе через критическую точку средние за период автоколебаний коэффициент сопротивления и амплитуда изменения подъемной силы резко возрастают. Значение критической точки зависит от числа Рейнольдса.

Глава 4. Обтекание и теплообмен тел с поверхностным пористым слоем

Тела, состоящие из непроницаемого ядра той или иной формы, покрытого одним либо несколькими пористыми слоями, широко представлены в природе и технике. Характерные размеры биологических объектов варьируются от долей микрометров до десятков метров. Это клетки растений и животных, вирусы, микроорганизмы, в частности, бактерии, инфузории, плесень, грибы, растения, насекомые, рыбы, водные животные, птицы, наземные животные с волосяным покровом. В жидкой либо газообразной среде обитания покров обеспечивает продвижение за счет ресничек, захват и проталкивание пищи, снижение гидроаэродинамического сопротивления птиц, водных животных. Пористые поверхности крыльев птиц, хвоста рыб, плавников позволяют им эффективно летать и плавать, маневрировать. В силу того, что пористые проницаемые слои обладают хорошо развитой поверхностью, при контакте их с окружающей средой интенсифицируются процессы питания, массообмена. Вместе с тем, проницаемость крон деревьев уменьшает гидродинамическое сопротивление, механические нагрузки на ствол, корневую систему. Основное же назначение волосяного покрова, безусловно, защита тела животного от механического воздействия, например, летящего песка, колючек, шипов, химически агрессивных сред, излучения, температурных нагрузок. Аналогичные функции выполняют одежда человека, а также специальные средства защиты [406-409].

Движение и теплообмен многофазных сред в пористых телах широко распространены в технике, это многофазная фильтрация, вытеснение, пропитка, сушка, каталитические и электрохимические реакции на пористых катализаторах и электродах с участием жидкости и газа, гетерофазная полимеризация, пропитка семипрегов расплавом связующего. [161]. Среди технических объектов, представляющих собой непроницаемое ядро с пористым покрытием, следует выделить, в первую очередь, теплообменники, причем как рекуперативные, так и регенеративные [410]. Пористые слои, в частности, в

виде оребрения, обеспечивают развитие поверхности стенок, разделяющих теплоносители, повышают их теплоотдачу, увеличивают теплоемкость конструкции. С другой стороны, пористые материалы с малой теплопроводностью широко используются в разнообразных конструкциях тепловой изоляции промышленных и жилых строений, теплофикационных сетей, печей и котельных установок, холодильной техники и т.д. [411-414]. В случае, когда тепловые нагрузки, действующие, например, на обшивку летательных или космических аппаратов, элементы ракетных двигателей, велики, применяются системы пористого охлаждения [415]. При этом через пористый слой в набегающий поток подается охладитель. Известно, что пористое охлаждение более эффективно, чем конвективное, пленочное или заградительное. Кроме того, вдуваемый газ уменьшает сопротивление трения обтекаемой поверхности. В силу практической значимости и сложности задачи обтекания, теплообмена тел с пористым покрытием представляют большой интерес.

Одним из способов управления обтеканием, изменения теплоотдачи тел является формирование проницаемого слоя на поверхностях цилиндрических тел [416-418]. Пористые материалы характеризуются пористостью, проницаемостью, физико-механическими свойствами, различаются формой пор, распределением их по размерам [410]. Использование современных технологий позволяет создавать новые пористые материалы различной структуры, которые широко представлены в теплообменных аппаратах, авиации, ракетно-космической технике, строительстве, нефтяном машиностроении, используются для акустической изоляции, для теплоизоляции тепловых сетей. При получении крупногабаритных композитных изделий методом вакуумного формования используются, в частности, семипреги. Семипреги – это рулонные тканые материалы, с одной стороны которых имеется слой полимерного связующего. Реализация данной технологии включает две основные стадии. Сначала осуществляется фильтрация газов через пористый волокнистый слой с целью вакууммирования его. Во время второй стадии сухой технологиче-

ский пакет нагревается, расплавленный связующий материал пропитывает ткань наполнителя.

Результаты исследования гидродинамики и теплообмена в пористых структурах представлены в монографиях [410, 419]. При этом рассматривается как ламинарный, так и турбулентный режим течения жидкости.

В экспериментальной работе [416] изучается турбулентный режим обтекания кругового цилиндра, окруженного пористым слоем. Показано, что его наличие приводит к подавлению дорожки Кармана. В работе [417] для управления турбулентным потоком цилиндрическое тело покрывается проницаемым слоем. Экспериментально установлено, что для подавления периодического отрыва вихрей следует выбирать матрицу с пористостью равной 0,7. Обтекание кругового цилиндра, имеющего пористую поверхность, численно исследуется при числах Рейнольдса $Re=100, 1000, 3900$ и 10^5 [418]. Установлено, что пористые поверхности гасят флуктуации скорости и давления, и данный эффект проявляется значительно сильнее при более высоких числах Рейнольдса. Экспериментально исследуется влияние пористого слоя на сопротивление при $Re = 1,4 \cdot 10^5$ в работе [420]. Показано, что нанесение пористого покрытия на всю поверхность цилиндра приводит к повышению коэффициента сопротивления, однако, если покрыта лишь кормовая часть тела, то сопротивление уменьшается по сравнению со случаем непроницаемого цилиндра.

Медленное вязкое обтекание непроницаемого цилиндра с проницаемым слоем, сформированным из пористых цилиндрических частиц исследуется в [421]. Анализируется характер течения жидкости, оценивается влияние объемной доли частиц на произведение числа Рейнольдса и коэффициента сопротивления цилиндра. В работе [408] рассматриваются вопросы вентиляции шкур разных животных, моделируемых цилиндрическим проницаемым слоем. Для описания фильтрации жидкости в этом слое используется уравнение Дарси с учетом диаметра и длины волос, густоты шерсти животных.

В случае больших чисел Рейнольдса ($Re = 5 \cdot 10^3$) влияние пористого слоя на течение за круговым цилиндром изучается экспериментально в [417]. Показывается, что управление потоком вниз по течению наиболее эффективно при пористости слоя 0,4; 0,5, когда вихревая дорожка Кармана за телом не возникает. Пассивное управление потоком вокруг полукруглого цилиндра с помощью пористого покрытия при $Re=550$ рассматривается в [422]. Отмечается, что пористый слой с большой проницаемостью значительно уменьшает аэродинамическое сопротивление цилиндра. Применительно к отрывному обтеканию сферы с проницаемым слоем при умеренных числах Рейнольдса установлено [423], что с ростом проницаемости слоя точка отрыва потока смещается вниз по течению, коэффициент сопротивления сферы определяется по формуле:

$$C_D = 9,85 Re^{-0,5} \Delta^{-0,05} \quad (0,025 \leq \Delta \leq 5),$$

где Δ – параметр, равный отношению толщины проницаемого слоя к корню квадратному из проницаемости. Во всех названных выше работах течение жидкости считается изотермическим.

Естественная конвективная теплоотдача от кругового цилиндра с текстильным покрытием изучается экспериментально и путем численного моделирования в работе [424], с покрытием переменной толщины в [425].

Измерение изолирующих и защитных характеристик одежды изучается в [409]. Для этой цели поставлена и численно решена модельная задача о поперечном обтекании и теплоотдаче сплошного цилиндра, окруженного на некотором фиксированном расстоянии тонким пористым слоем при $Re=3900 \div 80000$. В диапазоне чисел Рейнольдса от 1 до 40 и чисел Дарси от 10^{-8} до 10^{-1} численно исследуется теплоотдача кругового цилиндра, встроенного в пористый слой, в работе [426]. Показывается, что на теплообмен цилиндра с жидкостью влияют число Дарси, теплопроводность жидкости и материала проницаемой матрицы, толщина слоя. При увеличении расхода жидкости через проницаемый слой возрастает конвективная передача тепла.

Отыскивается критическая толщина пористого слоя для целей теплоизоляции.

Трехмерная постановка задачи о поперечном обтекании кругового цилиндра и теплообмене его с жидкостью рассматривается в [409]. Особенность данной конструкции и принципиальное отличие в том, что тонкий проницаемый слой находится на некотором расстоянии от непроницаемого цилиндра. Обнаружено, что когда в следе за пористой конструкцией наблюдается переходный режим течения жидкости с периодическим отрывом вихрей от поверхности, то между цилиндром и проницаемым слоем течение ламинарное.

Расчет изотермического обтекания цилиндра квадратного сечения с пористым слоем в плоском канале выполнен в работе [427]. При этом толщина пористого слоя составляла 10, 15, 20% от длины стороны цилиндра; пористость задавалась 0,4; 0,6; 0,8; число Дарси Da изменялось в диапазоне от 10^{-6} до 10^{-2} . Для чисел Рейнольдса $Re=100, 200$ найдены значения коэффициентов сопротивления и подъемной силы цилиндра.

При изучении обтекания, теплообмена тел, состоящих из непроницаемого ядра и покрывающего проницаемого слоя, существуют следующие предельные случаи. Если проницаемость слоя фиксируется, то при стремлении толщины слоя к нулю тело будет непроницаемым. Наоборот, при увеличении толщины слоя, уменьшении размеров непроницаемого ядра в пределе получим полностью проницаемое тело. В случае, когда фиксируется толщина пористого слоя, при уменьшении проницаемости его в пределе будет вновь непроницаемое тело. Если же проницаемость увеличивается, получим также непроницаемое тело, но с размерами, меньшими, чем размеры исходного тела.

Таким образом, рассматривая неизотермическое поперечное обтекание пористого проницаемого цилиндра квадратного сечения как предельный случай обтекания составного цилиндра, отметим также следующие работы. В результате исследования изотермического обтекания вязкой жидкостью

названного цилиндра [428] установлено, что структура потока во многом зависит от чисел Рейнольдса и Дарси, с увеличением числа Дарси, т.е. проницаемости, коэффициент сопротивления цилиндра уменьшается.

В работе [429], в отличие от [428], рассчитывается и обтекание, и теплообмен пронизываемого цилиндра квадратного сечения с жидкостью при условии, что температура его поверхности постоянна. Число Рейнольдса варьируется от 1 до 40, число Дарси изменяется в интервале $10^{-6} \div 10^{-2}$. При увеличении числа Дарси коэффициент сопротивления и длина вихревой области за телом уменьшаются, теплоотдача увеличивается с наветренной стороны цилиндра и уменьшается с противоположной. Среднее по поверхности число Нуссельта с ростом чисел Рейнольдса и Дарси увеличивается. Нестационарное ламинарное обтекание цилиндра квадратного сечения с подогревом его основания и вынужденный конвективный теплообмен с потоком численно исследуется в [430]. Число Рейнольдса меняется от 50 до 250, число Дарси от $10^{-6} \div 10^{-2}$, пористость от 0,4 до 0,8.

В названных выше работах жидкость считается однородной. Однако, как в природе, так и технике среды зачастую многофазны, содержат механические примеси [82, 431]. Учет их влияния на рассматриваемые процессы представляет большой интерес. Из приведенного обзора имеющейся литературы следует, что гидродинамика, теплообмен пористых тел, особенно плохообтекаемых, изучены недостаточно. Мало данных или они отсутствуют о течении при больших числах Рейнольдса, включая турбулентное; об обтекании тел с анизотропной пористостью, состоящих из областей с разной проницаемостью; совершающих вращательное либо колебательное движение; деформируемых; находящихся в многофазных потоках.

4.1. Неизотермическое поперечное обтекание кругового цилиндра с проницаемым слоем при умеренных числах Рейнольдса

В данном разделе работы изучается отрывное неизотермическое обтекание вязкой несжимаемой жидкостью непроницаемого кругового цилиндра, покрытого пористым проницаемым слоем, при умеренных числах Рейнольдса. Для сравнения и оценки теплоотдачи тела рассматриваются пористые покрытия из высокотеплопроводного и теплоизоляционного материалов. Анализируется влияние проницаемости матрицы и коэффициента теплопроводности материала на гидродинамику и теплообмен тела и жидкости. В качестве расчетной области выбирается прямоугольник длиной 0,5 м, шириной 0,4 м, в котором на удалении 0,1 м от входного сечения, на равном расстоянии от боковых границ располагается непроницаемый цилиндр с диаметром $D_1=0,008$ м, покрытый пористым проницаемым слоем толщиной 0,001 м, $D_2=0,01$ м (рисунок 4.1).

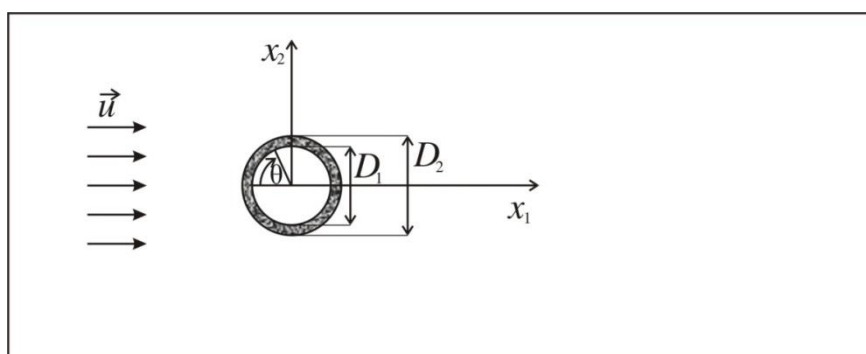


Рисунок 4.1 – Схема расчетной области

Существует два основных подхода к математическому описанию движения жидкости в пористой среде: микроскопический и макроскопический. Микроскопический подход подразумевает знание точной пространственной структуры пор, решение уравнений движения жидкости относительно истинной скорости с условиями прилипания на стенках поровых каналов требует

значительных вычислительных ресурсов. При макроскопическом подходе реальная пористая среда заменяется фиктивной с эффективными осредненными величинами по пространству, что позволяет рассчитать осредненную скорость фильтрации жидкости с использованием эмпирических данных о пористой структуре, пористости, проницаемости. В силу экономичности данный подход часто используется при решении практических задач.

В декартовой прямоугольной системе координат $x_1x_2x_3$, начало которой помещается на оси цилиндра, ось Ox_1 направляется вдоль набегающего потока, Ox_3 – совпадает с осью цилиндра, плоскопараллельное ламинарное течение вязкой несжимаемой жидкости описывается уравнениями [419]:

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu_f \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\nu_f}{\kappa} v_i - \frac{1,75}{\sqrt{150\kappa\varepsilon^3}} |\mathbf{v}| v_i, \quad i=1,2,3. \quad (4.2)$$

Здесь t – время, $v_i = \varepsilon u_i$ – компоненты скорости фильтрации жидкости, u_i – компоненты вектора скорости, p – давление, ρ_f – плотность жидкости, ν_f – коэффициент кинематической вязкости жидкости, κ – проницаемость слоя, эффективная пористость

$$\varepsilon = \begin{cases} 1 & \text{вне обтекаемого цилиндра,} \\ 0 < \varepsilon < 1 & \text{в пористом слое;} \end{cases}$$

по повторяющимся индексам производится суммирование.

На процесс фильтрации оказывают существенное влияние геометрические особенности пористой структуры. Реальные пористые проницаемые материалы обладают нерегулярной стохастической структурой. Основные типы пористых материалов, систематизация многообразия пористых материалов и их структурные характеристики рассмотрены в [161]. Выделяют губчатую структуру, когда полости и каналы расположены в сплошном теле, корпускулярную структуру, когда поры образованы пустотами между частицами, сло-

истую структуру с щелевидной формой пор, например, глинистые минералы, волокнистые материалы, такие, как фильтры, ткани.

Предполагается, что материал порничаемого слоя имеет корпускулярную структуру, пористость ε и порничаемость κ связаны соотношением Козени-Кармана (Carman-Kozeny) [419]

$$\kappa = \frac{1}{150} \frac{\varepsilon^3 d^2}{(1 - \varepsilon)^2},$$

где d – характерный диаметр частицы в пористом слое. Отметим, что для малых скоростей фильтрации применим закон Дарси. Однако при больших скоростях фильтрации силы инерции становятся существенными и будут сопоставимы, а в некоторых случаях преобладать над силами вязкости [432]. Для таких случаев, когда зависимость между градиентом давления и скоростью фильтрации нелинейна, фильтрационное течение в пористом слое описывается законом Форхгеймера [419].

Уравнение сохранения энергии для жидкости имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon \rho_f E_f + (1 - \varepsilon) \rho_s E_s] + \nabla [\mathbf{v} (\rho_f E_f + p)] = \lambda_{eff} \Delta T. \quad (4.3)$$

Здесь E_f, E_s – энергия, $\lambda_{eff} = \varepsilon \lambda_f + (1 - \varepsilon) \lambda_s$ – эффективный коэффициент теплопроводности, индексы f, s соответствуют параметрам жидкости и матрице пористого слоя.

Во входном сечении, перпендикулярном оси Ox_1 , примем:

$$v_1 = v_0 = \text{const}, \quad v_2 = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial x_1} = 0; \quad \text{температура среды } T = T_0 = \text{const}.$$

На выходе из расчетной области воспользуемся граничными условиями: $\frac{\partial v_1}{\partial x_1} = 0, \quad \frac{\partial v_2}{\partial x_1} = 0, \quad p = p_0, \quad \frac{\partial T}{\partial x_1} = 0$, которые означают выравнивание как гидродинамических, так и тепловых характеристик потока на удалении от обтекаемого цилиндра.

На боковых границах положим $\frac{\partial v_1}{\partial x_2} = 0$, $v_2 = 0$, $\frac{\partial p}{\partial x_2} = 0$, $\frac{\partial T}{\partial x_2} = 0$.

На поверхности непроницаемого цилиндра задаются условия прилипания $v_1 = v_2 = 0$, $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$, постоянная температура $T = T_w$. В области проницаемого слоя пористость $\varepsilon = \varepsilon_0$, проницаемость k варьируется.

В начальный момент времени $t = 0$ среда начинает двигаться, $v_1 = v_0$, $v_2 = 0$, $p = p_0$, $T = T_0$.

При решении задачи (4.1)–(4.3) задаются параметры воды: плотность $\rho_f = 10^3$ кг/м³, динамический коэффициент вязкости $\mu_f = 10^{-3}$ кг/(м·с), удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_{p,f} = 4182$ Дж/(кг·К), коэффициент теплопроводности $\lambda_f = 0,6$ Вт/(м·К). Число Прандтля составляет $Pr = \mu_f c_{p,f} / \lambda_f = 6,97$. Рассматривается два вида материала пористого слоя. Материал с высоким коэффициентом теплопроводности (алюминий) $\lambda_s = 202,4$ Вт/(м·К), $\rho_s = 2719$ кг/м³, $c_{p,s} = 871$ Дж/(кг·К); а также теплоизоляционный материал с низким коэффициентом теплопроводности $\lambda_s = 0,05$ Вт/(м·К), $\rho_s = 2960$ кг/м³, $c_{ps} = 856$ Дж/(кг·К). Расчеты проводятся при числах Рейнольдса $Re = D_2 \rho_f v_0 / \mu_f$, которые варьируются от 10 до 40, температуре воды на входе $T_0 = 300$ К, ядра цилиндра $T_w = 350$ К. В ходе численных экспериментов пористость фиксируется $\varepsilon = 0,5$; числа Дарси рассчитываются по толщине слоя $Da = \kappa / (D_2 - D_1)^2$, а при обтекании полностью проницаемого цилиндра – по его диаметру $Da = \kappa / D_2^2$, они меняются в диапазоне $10^{-4} \leq Da \leq 1$.

Предварительно проводится тестирование программы на модельных задачах обтекания непроницаемого и полностью проницаемого цилиндров. Согласие результатов численных расчетов и данных других авторов показано в таблице 4.1 и на рисунке 4.2.

Таблица 4.1. Коэффициент сопротивления непроницаемого цилиндра и полностью проницаемого цилиндра при $\varepsilon = 0,993$ и $Da = 2,5 \cdot 10^{-3}$. Результаты численного расчета и данные других авторов

Re	10	20	30	40
Непроницаемый цилиндр				
расчет (данная работа) [433]	2,87	2,02	1,67	1,50
Yu et al. (2011) [434]		2,04		1,52
Fornberg (1980) [435]		2,00		1,49
Dennis et al. (1970) [436]		2,04		1,52
Takami et al. (1969) [437]			1,72	
Nieuwstadt et al. (1973) [438]		2,05	1,73	1,55
Проницаемый цилиндр				
Расчет (данная работа) [432]	2,66	2,00	1,76	1,63
Yu et al. (2011) [434]	2,53	1,87	1,61	1,46
Bhattacharyya et al. (2006) [439]	2,77	2,01	1,72	1,56

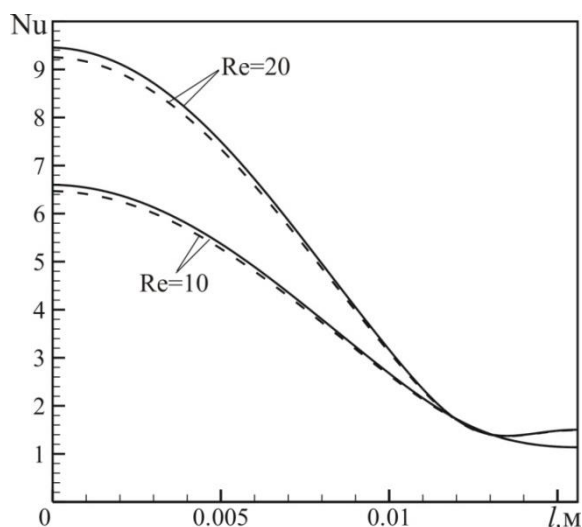


Рисунок 4.2 – Изменение числа Нуссельта по поверхности непроницаемого цилиндра: сплошная линия – расчет, пунктирная линия – данные [440]

При названных входных параметрах обтекание цилиндрического тела с проницаемым слоем происходит в стационарном режиме, вихревая дорожка не образуется. За цилиндром формируется пара вихревых областей (рисунок 4.3). Заметим, что в случае малой проницаемости слоя ($Da = 10^{-4}$) отрыв по-

тока происходит с поверхности пористого слоя, тогда как в случае большой проницаемости слоя ($Da = 1$) часть вихревой области располагается внутри него, а отрыв потока происходит с поверхности цилиндрического ядра.

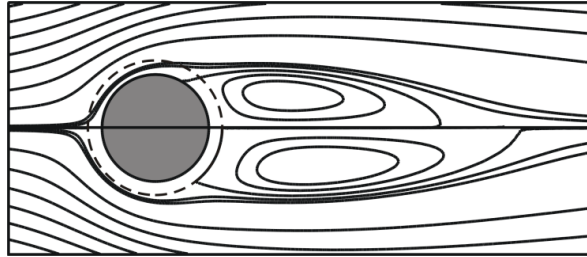


Рисунок 4.3 – Линии тока при $Re=40$; сверху – $Da = 1$, снизу – $Da = 10^{-4}$

Отметим, что безразмерная длина вихревой области L , отнесенная к D_2 , увеличивается с ростом числа Рейнольдса и уменьшается с ростом числа Дарси [441, 444] (рисунок 4.4).

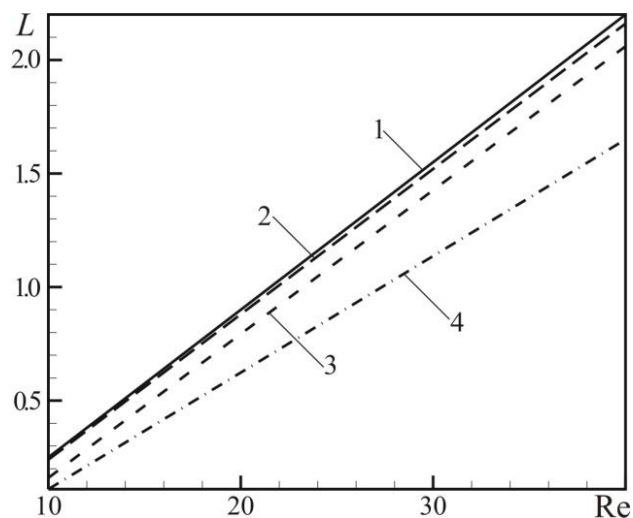


Рисунок 4.4 – Безразмерная длина вихревого следа: 1 – за непроницаемым цилиндром; за цилиндром с проницаемым слоем: 2 – $Da = 10^{-2}$, 3 – 10^{-1} , 4 – 1

Направленная против нормали к поверхности обтекаемого цилиндра безразмерная скорость жидкости V_n , отнесенная к D_2 , показывающиеся на ри-

сунке 4.5. В случае большой проницаемости матрицы ($Da = 1$) максимальная скорость втекания в пористый слой наблюдается на фронтальной стороне (кривая 1). Кроме того, втекание жидкости присутствует и в вихревой области за телом. Вытекание жидкости из слоя происходит, в основном, по бокам. В случае малой проницаемости матрицы ($Da = 10^{-4}$) расход жидкости через пористый слой относительно небольшой (кривая 2).

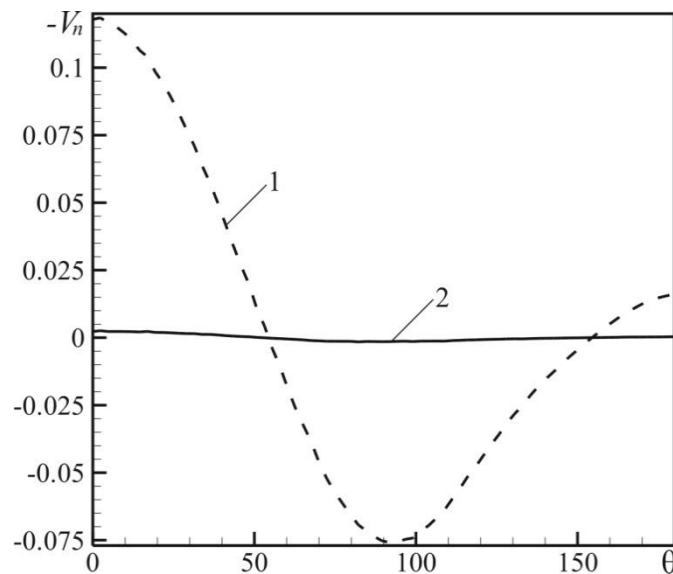


Рисунок 4.5 — Безразмерная скорость жидкости, направленная против нормали к поверхности цилиндра: 1 – $Da = 1$, 2 – 10^{-4} при $Re = 40$

В ходе численных экспериментов установлено, что коэффициент гидродинамического сопротивления цилиндра C_D с проницаемым слоем меньше, чем сплошного, но не более, чем на 11%.

Расположение изотерм в окрестности обтекаемого тела, показанных на рисунке 4.6, указывает на то, что проницаемый слой прогревается полностью, если он изготовлен из высокотеплопроводного материала (верхняя половина рисунка) и температура значительно меняется по толщине слоя, в случае теплоизоляционного материала (нижняя половина рисунка).

Неравномерность нагрева поверхности пронизаемого слоя демонстрируется на рисунке 4.7. Отсчет по оси абсцисс начинается с лобовой точки поверхности. Видно, что с наветренной стороны тела температура минимальна, максимальное значение достигается вблизи точки отрыва потока, локальный минимум – в кормовой точке. Более того, что чем больше пронизаемость пористого слоя, тем ниже температура с наветренной стороны тела. В случае, когда материал слоя обладает теплоизоляционными свойствами и пронизаемость слоя относительно высокая (кривая 1), температура поверхности слоя с наветренной стороны $T = 301$ К близка к значению температуры набегающего потока $T_f = 300$ К. В то же время, в случае когда коэффициент теплопроводности материала слоя большой $\lambda_s = 202,4$ Вт/(м·К) и число Дарси сравнительно мало $Da = 10^{-4}$, температура в лобовой точке всего на 3,5 К ниже температуры ядра $T_w = 350$ К.

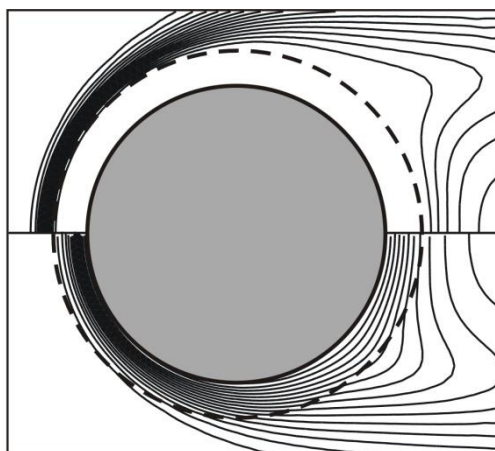


Рисунок 4.6 – Изотермы при $Re = 40$ сверху: $Da = 10^{-4}$, снизу: $Da = 1$

Как и следовало ожидать, средняя температура $\bar{T}$ на поверхности пористого пронизаемого слоя уменьшается с ростом числа Рейнольдса (рисунок 4.8). В случае, когда пронизаемый слой выполнен из материала с высоким коэффициентом теплопроводности, температура его поверхности всего

на 2-3 К ниже температуры цилиндрического ядра (кривые 1, 2). Если же слой сделан из материала с низким коэффициентом теплопроводности, то средняя температура его поверхности ниже T_w на 22-34 К (кривые 3-6).

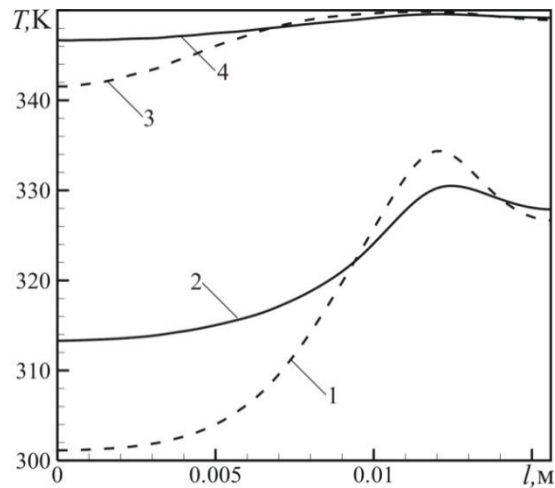


Рисунок 4.7 – Температура поверхности проникаемого слоя из высокотеплопроводного материала: 1 – $Da = 1$, 2 – 10^{-4} ; из теплоизоляционного материала: 3 – $Da = 1$, 4 – 10^{-4} при $Re = 40$

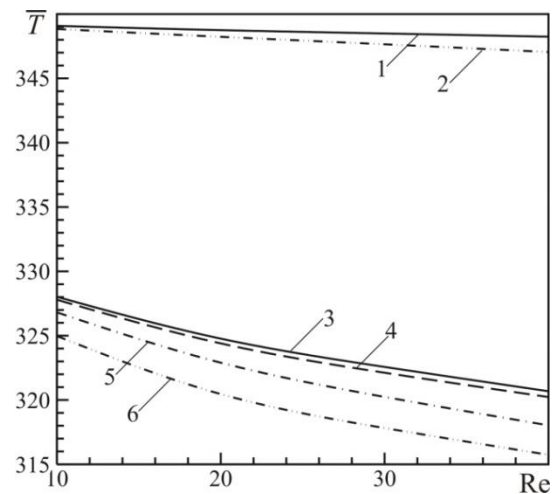


Рисунок 4.8 – Средняя температура поверхности пористого слоя из высокотеплопроводного материала в зависимости от Re : 1 – $Da = 10^{-4}$, 2 – 1; из теплоизоляционного материала: 3 – $Da = 10^{-4}$, 4 – 10^{-2} , 5 – 10^{-1} , 6 – 1

Показано [441, 442], что среднее по поверхности ядра число Нуссельта монотонно увеличивается с ростом чисел Рейнольдса и Дарси (рисунок 4.9). В случае, когда проницаемый слой изготовлен из высокотеплопроводного материала с коэффициентом теплопроводности $\lambda_s = 202,4 \text{ Вт/(м·К)}$ (кривые 2-4) значения числа Нуссельта выше на 13-100%, чем у цилиндра без слоя (кривая 1). Причем максимальная теплоотдача наблюдается при большей проницаемости. Вместе с тем в случае, когда проницаемый слой изготовлен из теплоизоляционного материала $\lambda_s = 0,05 \text{ Вт/(м·К)}$ (кривые 5-7) числа Нуссельта ниже на 28-55%, чем у цилиндра без слоя. Минимальная теплоотдача достигается при меньшей проницаемости.

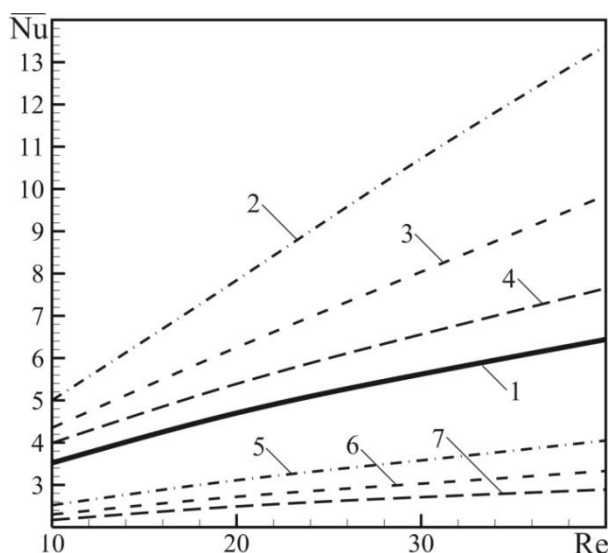


Рисунок 4.9 – Зависимость среднего числа Нуссельта Nu от числа Рейнольдса Re : 1 – ядра без слоя; ядра, покрытого пористым слоем из высокотеплопроводного материала: 2 – $Da = 1$, 3 – 10^{-1} , 4 – 10^{-4} ; из теплоизоляционного материала: 5 – $Da = 1$, 6 – 10^{-1} , 7 – 10^{-4}

4.2. Поперечное обтекание цилиндра квадратного сечения с непроницаемым ядром, покрытым пористым слоем

Настоящий раздел работы посвящен изучению влияния проницаемости пористого слоя, покрывающего цилиндр квадратного поперечного сечения с размером стороны a , при умеренных числах Рейнольдса Re от 1 до 40 на гидродинамические характеристики и теплообмен при ламинарном обтекании его вязкой несжимаемой жидкостью. В качестве расчетной области выбирается прямоугольник длиной 0,5 м, шириной 0,2 м, в котором на удалении 0,1 м от входного сечения на равном расстоянии от боковых границ располагается непроницаемое ядро с поперечным сечением в форме квадрата со стороной $b=0,005$ м, окруженное пористым слоем толщиной $h=0,0025$ м, параметр a равен 0,01 м (рисунок 4.10).

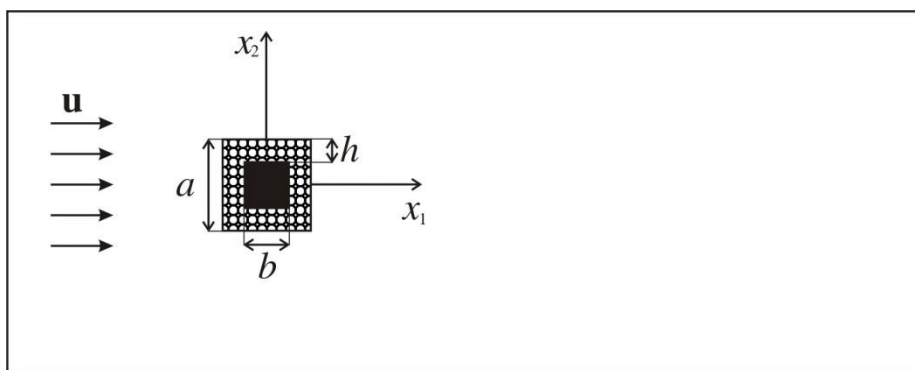


Рисунок 4.10 – Схема расчетной области

Задаются следующие параметры воздуха: $\rho_f = 1,225$ кг/м³, $\mu_f = 1,79 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $c_{p,f} = 1000$ Дж/(кг·К), $\lambda_f = 0,0242$ Вт/(м·К). Скорость жидкости на входе $v_0 = \mu_f Re / a \rho_f$. Температура воздуха на входе $T_0 = 300$ К, $T_w = 350$ К. Число Прандтля $Pr = 0,74$.

Предварительно рассчитываются интегральные характеристики тестовой задачи обтекания непроницаемого цилиндра квадратного поперечного

сечения, длина стороны которого равняется a . В таблице 4.2 приводятся значения коэффициента сопротивления цилиндра C_D , длины вихревого следа L , среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}$, полученные в результате проведения расчетов (а), и данные, представленные в работах (б) – [427], (в) – [443]. Видно, что найденные значения C_D , L , $\overline{Nu}$ хорошо согласуются с имеющимися известными данными.

Таблица 4.2 – Значения C_D , L , $\overline{Nu}$ для непроницаемого цилиндра

Re	C_D			L			$\overline{Nu}$		
	а	б	в	а	б	с	а	б	в
1	14,44	14,37	14,40	–	–	–	0,714	0,67	0,65
5	4,88	5,007	4,840	0,30	0,313	0,309	1,22	1,18	1,20
10	3,34	3,375	3,390	0,62	0,645	0,65	1,598	1,54	1,58
20	2,397	2,402	2,401	1,30	1,30	1,39	2,093	2,12	2,19
30	2,00	2,014	2,010	2,025	1,98	2,11	2,46	2,37	2,39
40	1,78	1,798	1,767	2,75	2,66	2,82	2,75	2,66	2,62

В ходе численных экспериментов по исследованию обтекания составного цилиндра квадратного поперечного сечения при названных числах Рейнольдса, пористости слоя $\varepsilon = 0,5$, числах Дарси $Da = \kappa/h^2$, изменяющихся в диапазоне $1,6 \cdot 10^{-5} \leq Da \leq 1,6 \cdot 10^{-1}$, установлено, что течение является стационарным, вихревая дорожка Кармана за цилиндром не образуется. На рисунке 4.11 приводятся линии тока в случае большой проницаемости слоя при $Re=40$, $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$. Сверху представлены линии тока при обтекании составного цилиндра с пористым покрытием, а снизу, для сравнения, при обтекании проницаемого цилиндра без пористого ядра. Из приведенных результатов следует, что в случае обтекания цилиндра с непроницаемым ядром за те-

лом образуется вихревая область, причем часть ее располагается в проницаемом слое. Более того, отрыв потока осуществляется не с поверхности проницаемого слоя, а с непроницаемого ядра. Наблюдается эффект проникновения рециркуляционного вихря в пористую структуру проницаемого цилиндра.

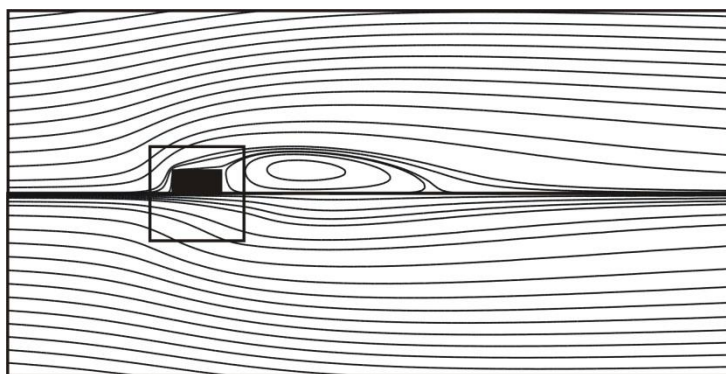


Рисунок 4.11 – Линии тока при $Re=40$, $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$: сверху – при обтекании цилиндра с проницаемым слоем, снизу – проницаемого цилиндра

При малых числах Дарси картина обтекания проницаемого цилиндра без ядра подобна картине течения вокруг непроницаемого цилиндра (рисунок 4.12 а). С увеличением числа Дарси жидкость проходит сквозь тело. При этом, когда $Da=1,6 \cdot 10^{-3}$, $1,6 \cdot 10^{-2}$, вихревая область за телом сохраняется (рисунок 4.12 б), при $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$ – исчезает (рисунок 4.12 в). В случае малой проницаемости обтекаемого цилиндра замечено, что поле завихренности претерпевает существенные изменения, преимущественно, вблизи передних угловых точек (рисунок 4.12 а, б). Тогда как при большой проницаемости (рисунок 4.12 в) значительное изменение завихренности наблюдается в окрестности боковых поверхностей цилиндра, вместе с тем вихревой характер движения жидкости имеет место и внутри тела [444-448].

Рисунок 4.13 иллюстрирует значения скорости v_n , направленной против нормали к поверхности обтекаемого проницаемого цилиндра без ядра. На фронтальной стороне вблизи угловых точек тела скорость втекания макси-

мальна, с ростом проницаемости цилиндра видно ее увеличение. Вытекание жидкости происходит, в основном, при $Da=1,6 \cdot 10^{-3} \div 1,6 \cdot 10^{-2}$ на боковых сторонах цилиндра, при $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$ – на боковых и кормовой стороне.

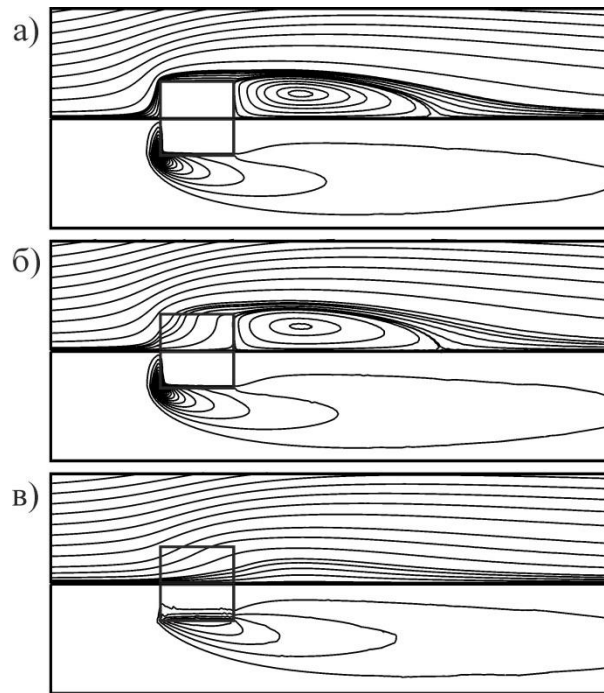


Рисунок 4.12 – Линии тока (верхняя часть рисунка) и линии постоянной завихренности (нижняя часть рисунка) при $Re=40$ и числах Дарси Da : а) $1,6 \cdot 10^{-5}$, б) $1,6 \cdot 10^{-3}$, в) $1,6 \cdot 10^{-1}$

Различия направленных против нормали к поверхности скоростей v_n в случае, когда цилиндр является составным (1) и полностью проницаемым (2) иллюстрируются на рисунке 4.14 при прежних значениях Re , Da . Наличие непроницаемого ядра оказывает значительное влияние на скорость втекания (вытекания) жидкости на всех сторонах цилиндра. В случае, когда цилиндр является составным (кривая 1), нормальная скорость жидкости на фронтальной стороне меньше, а на кормовой стороне v_n меняет знак, на боковых сторонах носит явно выраженный нелинейный характер.

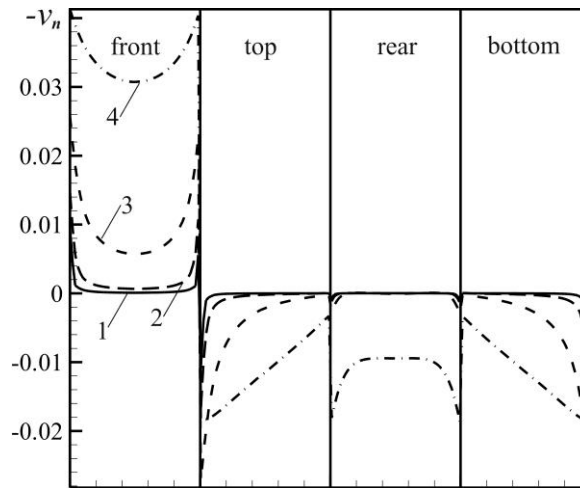


Рисунок 4.13 – Скорость жидкости, направленная против нормали к поверхности цилиндра, на фронтальной (front), боковых (top, bottom) и кормовой (rear) сторонах при $Re=40$ и значениях Da : 1 – $1,6 \cdot 10^{-5}$; 2 – $1,6 \cdot 10^{-3}$; 3 – $1,6 \cdot 10^{-2}$; 4 – $1,6 \cdot 10^{-1}$

Необходимо также заметить, что при малой проницаемости пористого слоя ($Da=1,6 \cdot 10^{-5} \div 1,6 \cdot 10^{-2}$) вытекание жидкости из цилиндра происходит, в основном, через его боковые стороны. При этом наибольшее изменение нормальной скорости на боковых сторонах цилиндра наблюдается вблизи передних угловых точек. Соответственно, на этих участках поле завихренности меняется значительно.

Коэффициент сопротивления пористого цилиндра без ядра уменьшается с ростом и числа Рейнольдса, и Дарси. Для расчета его значений в интервале $5 \leq Re \leq 40$, $10^{-6} \leq Da \leq 10^{-2}$ предлагается аппроксимационная формула [446]:

$$C_D \cong 16,0(1 - 0,07 \lg Da) \cdot (1 + 0,06 Re) / Re.$$

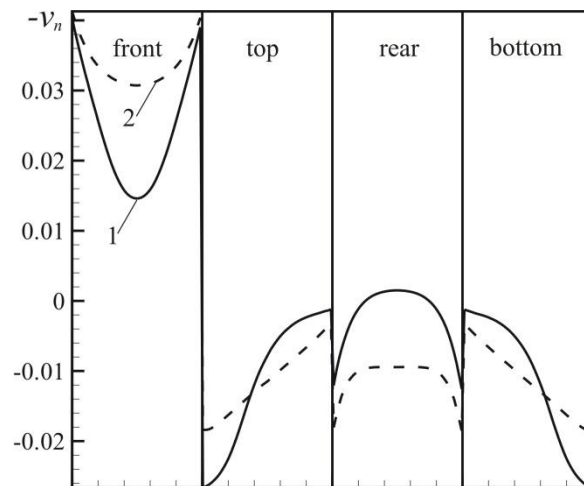


Рисунок 4.14 – Скорость жидкости, направленная против нормали к поверхности цилиндра, на фронтальной (front), боковых (top, bottom) и кормовой (rear) сторонах при $Re=40$ и $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$: 1 – цилиндр с проницаемым слоем, 2 – проницаемый цилиндр

На верхней части рисунка 4.15 показываются изотермы температурного поля при обтекании цилиндра с проницаемым слоем, а снизу – полностью проницаемого цилиндра при $Re=40$, $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$. Основное отличие этих двух случаев состоит в том, что в отсутствие непроницаемого ядра нагретая жидкость удаляется от обтекаемого цилиндра несколько дальше вниз по потоку, чем при его наличии.

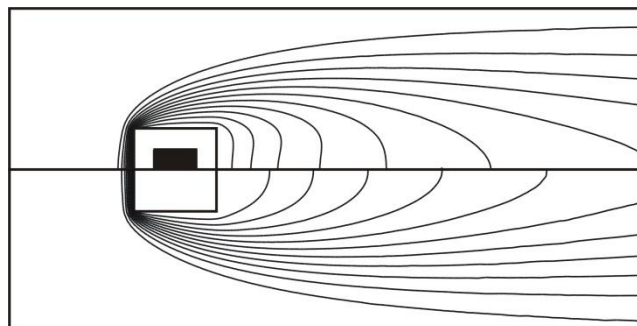


Рисунок 4.15 – Изотермы при $Re=40$, $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$: сверху – при обтекании цилиндра с проницаемым слоем, снизу – проницаемого цилиндра

Показано, что теплоотдача максимальна на фронтальной стороне цилиндра с пористым слоем и минимальна на кормовой. Вместе с тем, вдоль поверхности каждой из сторон интенсивность теплообмена меняется значительно, особенно в окрестности угловых точек. С ростом проницаемости слоя локальные числа Нуссельта на фронтальной стороне заметно возрастают, наряду с некоторым уменьшением их на боковых и кормовой сторонах.

Изменение числа Нуссельта на разных участках поверхности проницаемого цилиндра без ядра показывается на рисунке 4.16.

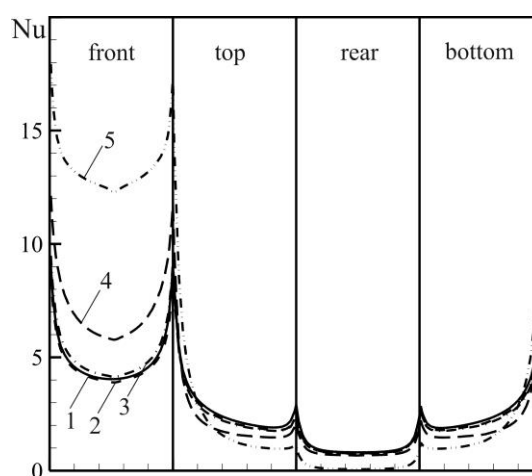


Рисунок 4.16 – Локальное число Нуссельта при $Re=40$ на поверхности (фронтальная, верхняя, кормовая, нижняя стороны по порядку) цилиндра: непроницаемого – 1, проницаемого при разных числах Дарси: 2 – $Da=1,6 \cdot 10^{-5}$; 3 – $1,6 \cdot 10^{-3}$; 4 – $1,6 \cdot 10^{-2}$; 5 – $1,6 \cdot 10^{-1}$

Сравнивая полученные значения среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}_f$ на фронтальной стороне обтекаемого цилиндра (рисунок 4.17) с данными для случая проницаемого цилиндра [429], убеждаемся, что при малой проницаемости цилиндра они практически совпадают. При большой проницаемости ($Da=1,6 \cdot 10^{-1}$) и числах Рейнольдса $Re>20$ наблюдается расхождение, причем оно увеличивается с ростом Re . Это расхождение, по-видимому, обусловлено разными условиями задачи. Так, в работе [429] подогревается только поверх-

ностная часть матрицы обтекаемого цилиндра, тогда как в настоящей работе – вся матрица. Кроме того, в данной работе учитывается инерционная составляющая в зависимости для перепада давления при движении жидкости сквозь пронизываемое тело, влияние которой сказывается сильнее при больших числах Рейнольдса.

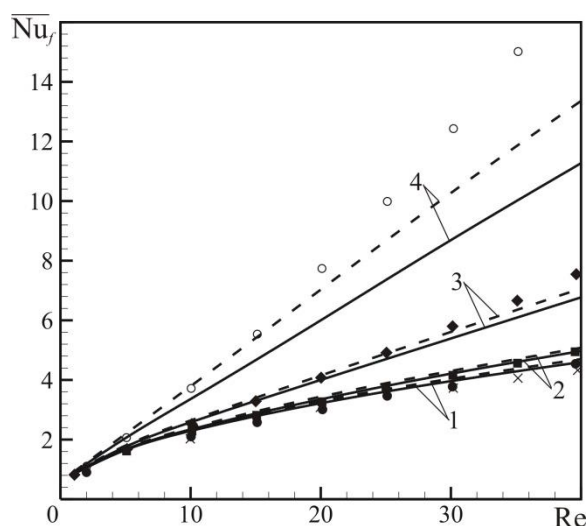


Рисунок 4.17 – Среднее число Нуссельта $\overline{Nu}_f$ на фронтальной стороне поверхности цилиндра при $Re=40$ и значениях Da : 1 – $1,6 \cdot 10^{-5}$, 2 – $1,6 \cdot 10^{-3}$, 3 – $1,6 \cdot 10^{-2}$, 4 – $1,6 \cdot 10^{-1}$; сплошная линия – обтекание цилиндра с пронизываемым слоем, пунктирная – пронизываемого цилиндра. Сравнение с данными [429] ● – $1,6 \cdot 10^{-5}$, ■ – $1,6 \cdot 10^{-3}$, ◆ – $1,6 \cdot 10^{-2}$, ○ – $1,6 \cdot 10^{-1}$; × – непронизываемый цилиндр

Как было отмечено выше, на кормовой стороне поверхности цилиндра с ростом пронизываемости теплоотдача уменьшается (рисунок 4.18). При этом, если числа Дарси малы ($Da=1,6 \cdot 10^{-5}$, $1,6 \cdot 10^{-3}$, $1,6 \cdot 10^{-2}$), с увеличением числа Рейнольдса среднее число Нуссельта $\overline{Nu}_r$ на этой стороне поверхности цилиндра возрастает, причем наиболее интенсивно при $Re < 5$. В интервале $5 \leq Re \leq 40$ зависимость $\overline{Nu}_r$ от Re близка к линейной. В случае, когда число Дарси сравнительно велико, $Da=1,6 \cdot 10^{-1}$, при Re равном, ориентировочно, 5 имеет место, особенно для пронизываемого цилиндра, явно выраженный мак-

симум зависимости $\overline{Nu}_r$ от Re . Увеличение числа Нуссельта с ростом числа Рейнольдса вполне объяснимо, тогда как ухудшение теплоотдачи ($Da = 1,6 \cdot 10^{-1}$) с увеличением числа Рейнольдса при $Re > 5$ следует пояснить. Из рисунка 4.11 (нижняя часть) видно, что за проницаемым цилиндром не образуется вихревая область, скорость течения жидкости сквозь цилиндр сравнительно велика в его центральной части и мала на периферии. Значительная неравномерность скоростей жидкости в поперечном к потоку сечении цилиндра, по нашему мнению, может быть причиной столь необычного поведения числа Нуссельта $\overline{Nu}_r$ в зависимости от числа Рейнольдса набегающего потока.

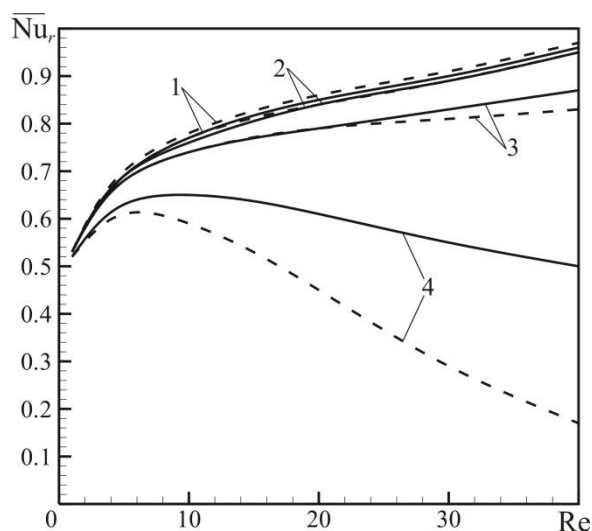


Рисунок 4.18 – Среднее число Нуссельта $\overline{Nu}_r$ на кормовой поверхности цилиндра при $Re=40$ и значениях Da : 1 – $1,6 \cdot 10^{-5}$, 2 – $1,6 \cdot 10^{-3}$, 3 – $1,6 \cdot 10^{-2}$, 4 – $1,6 \cdot 10^{-1}$; сплошная линия – обтекание цилиндра с проницаемым слоем, пунктирная линия – проницаемого цилиндра

Среднее число Нуссельта по всей поверхности цилиндра $\overline{Nu}$ увеличивается с ростом числа Рейнольдса, Дарси при названных диапазонах изменения их в соответствии с приближенной зависимостью:

$$\overline{Nu} = (0,63 - 0,83Da) Re^{1,19Da+0,4}.$$

Отметим, что, в целом, теплоотдача на поверхности обтекаемого цилиндра при наличии непроницаемого ядра меньше, чем в отсутствие его (рисунок 4.19).

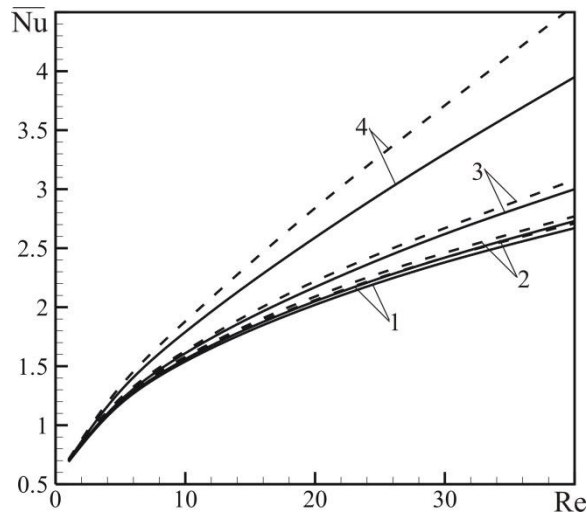


Рисунок 4.19 – Среднее число Нуссельта $\overline{Nu}$ цилиндра при Da : 1 – $1,6 \cdot 10^{-5}$, 2 – $1,6 \cdot 10^{-3}$, 3 – $1,6 \cdot 10^{-2}$, 4 – $1,6 \cdot 10^{-1}$; сплошная линия – обтекание цилиндра с проницаемым слоем, пунктирная линия – полностью проницаемого цилиндра

Выводы по главе 4

Из результатов расчетов поперечного обтекания вязкой несжимаемой жидкостью пористого цилиндрического тела при умеренных числах Рейнольдса следует, что структура тела, проницаемость пористого материала существенно влияют на характер течения жидкости, его теплообмен. Более сложная, по сравнению с однородными, структура рассматриваемых обтекаемых составных тел приводит к тому, что добавляется движение и теплообмен жидкости в пористом слое, усложняется характер течения за кормой, смещаются точки отрыва потока от поверхности.

Показано, что нанесение пористого проницаемого слоя на обтекаемый вязкой жидкостью круговой цилиндр позволяет уменьшить гидродинамическое сопротивление, сократить длину вихревой области за телом. При малой проницаемости пористого слоя ($Da = 10^{-4}$) отрыв потока происходит с поверхности слоя, в то время как при большой проницаемости ($Da = 1$) отрыв потока осуществляется с поверхности ядра, вихревая область частично находится внутри проницаемого слоя. Использование высокотеплопроводного материала матрицы интенсифицирует теплообмен на 13-100%, а теплоизоляционного материала – уменьшает теплоотдачу 28-55% в зависимости от чисел Рейнольдса и Дарси при указанных теплофизических параметрах материалов.

В случае поперечного обтекания вязкой жидкостью пористого цилиндрического тела с квадратным поперечным сечением наибольшая теплоотдача наблюдается на фронтальной стороне, в области углов обтекаемого цилиндра. Получена аппроксимационная зависимость среднего по поверхности числа Нуссельта от чисел Рейнольдса и Дарси. Таким образом, нанесение пористого проницаемого слоя на поверхность цилиндрических тел влияет на гидродинамические параметры, в частности смещение точек отрыва потока, снижение сопротивления. Однако основной практический результат данной части работы связан, прежде всего, с управлением теплоотдачей.

Особенности движения жидкости в пористом слое с учетом сил вязкости, инерции, эффектов на поверхности контакта пористого слоя с непроницаемым ядром принимаются во внимание на стадии пропитки наполнителя связующим при получении композиционных материалов с использованием семипрегов (справка о внедрении НИР в Приложении).

Глава 5. Инерционное улавливание, осаждение частиц и капель на рабочих поверхностях тел, обтекаемых гетерогенными средами

Моделирование потоков жидкости с примесями, их гидродинамического взаимодействия с телами необходимо при разработке либо модернизации технологических установок, аппаратов и устройств, для решения ряда современных проблем экологии. Трудно назвать отрасль промышленности, хозяйства, где бы ни стояла проблема разделения неоднородных смесей, очистки несущей среды от механических примесей. Наиболее распространенными способами разделения, в первую очередь, суспензий, газозвесей являются отстаивание (гравитационное осаждение), инерционное осаждение, центрифугирование, электростатическое осаждение, фильтрование [281]. Обзор работ, посвященных динамическому поведению дисперсных систем в различных условиях и способам взаимодействия их с внешними полями или окружающей средой, представлен в [449]. В теплоэнергетике, химической, нефтехимической, других отраслях промышленности охлаждение оборотной воды происходит в испарительных градирнях при непосредственном контакте ее с атмосферным воздухом [450]. Для предотвращения капельного выброса воды в окружающую среду на пути восходящих воздушных потоков, содержащих капли воды над водораспределительной системой градирен размещаются инерционные водоулавливающие устройства жалюзийного типа. В различных технологических процессах выбор сепаратора зависит от физических свойств газовой и жидкой сред, диапазона размеров капель, гидравлической нагрузки, возможности размещения крупногабаритных устройств и многих других факторов. В отличие от каплеуловителей жалюзийного типа сетчатые демистеры ориентированы на сепарацию более мелких капель. В отдельных случаях сепарация сред с помощью сетчатых демистеров является составной частью некоторого многостадийного процесса, в котором нужно очистить газы от капель, извлечь ценные продукты, очистить поток газа перед следую-

щим технологическим этапом для защиты элементов оборудования от воздействия агрессивных сред.

Обратными разделению смесей, в определенном смысле, являются процессы перемешивания включений, находящихся в жидких или газообразных средах. При этом основная цель заключается в получении однородных смесей, интенсификации тепломассообмена, ускорении химических реакций. В процессах и аппаратах химической технологии перемешивание сред осуществляется с помощью неподвижных устройств, турбулизирующих потоки жидкости или газа; разнообразных мешалок, вдувания в жидкость газов, например, при барботажном перемешивании, другими способами.

Многие химические реакции, в частности, каталитические, процессы тепломассообмена, например, сжигания твердого кускового топлива реализуются в псевдооживленных (кипящих) слоях [451]. В этих слоях, состоящих из мелкодисперсных частиц, силы, действующие на частицы со стороны восходящих потоков жидкости или газа, уравнивают силы тяжести. Частицы, находящиеся во взвешенном состоянии, интенсивно перемешиваются. Отмечается, что представляет большой интерес влияние находящихся в псевдооживленных слоях разнообразных перегородок, труб, других препятствий, на интенсивность протекающих в них процессов и другие характеристики. Так, согласно экспериментальным данным, коэффициент теплоотдачи к трубам, расположенным в псевдооживленном слое, может быть увеличен, по сравнению со случаем однородной среды, почти в 20 раз.

Наконец, можно выделить две группы технологий, в которых движение многофазных сред, газовзвесей и суспензий, взаимодействие их с препятствиями является основным. Первая – технологии нанесения покрытий, напыления специальных материалов с целью придания поверхностям декоративных качеств, повышения износостойкости, защиты изделий от коррозии, воздействия высоких температур, других факторов.

Вторая – технологии, процессы, связанные с эрозией материалов, разрушением [452]. Это добыча гидравлическим способом золота, олова, желез-

ной руды, каменного угля, других полезных ископаемых; проходка нефтяных и газовых скважин, погружение различных конструкций в грунт, бурение отверстий для крепления кровли шахт. Тонкие струи воды, полимеров, подаваемые под большим давлением (~ 200 МПа), с успехом применяются для резки бумаги, картона, фибerglassа, кожи, продуктов питания, льда и т.д., обеспечивая очень высокое качество реза, минимальные потери материала. Резание абразивами используется, в основном, при обработке изделий из камня.

Высоконапорные струи воды широко используются при чистке строительных конструкций от ржавчины и старой краски; корпусов и палубных надстроек судов от обрастаний; емкостей, трубопроводов от остатков нефти и нефтепродуктов; рабочих поверхностей теплообменников, печного оборудования; при удалении окалина с поверхности стальных заготовок, во многих других случаях. Струи воды при сравнительно низком давлении (~ 10 МПа) используются для очистки отливок, заготовок после механической обработки; при извлечении со дна водоемов оборудования, орудий лова; чистке канализационных труб и сточных канав. В машиностроении, автомобилестроении, пищевой промышленности, других отраслях находит применение чистка поверхностей абразивами, газовыми струями, содержащими дробь, песок, стеклянные частицы. Путем дробеструйной обработки деталей могут быть повышены эксплуатационные характеристики их поверхностей.

Моделирование потоков жидкости, газа с примесями, воздействия их на обтекаемые тела, препятствия необходимо при разработке либо модернизации технологических установок, аппаратов, устройств. Параметры гидродинамического следа обтекаемого тела, коэффициенты сопротивления и подъемной силы, а также теплоотдача могут существенно меняться, если среда переносит дисперсную примесь. К настоящему времени имеется ряд исследований обтекания тел жидкостью с примесями, в частности работы [453-460]. Однако в большинстве из них влияние примесей на несущий поток не учитывается. Так, результаты численного моделирования обтекания кругового цилиндра потоком газа с частицами с использованием уравнений На-

вье-Стокса при $Re=100$ для чисел Стокса $Stk=0,01; 0,1; 1; 10; 100$ приводятся в статье [453]. При описании движения частиц учитывается уточненная сила сопротивления Стокса, сила тяжести, подъемная сила Саффмана, возникающая за счет неравномерности поля течения несущей среды.

Влияние твердой дисперсной примеси на структуру двухфазного следа за поперечно обтекаемым круговым цилиндром ($Re=100$) рассматривается в работе [455]. При этом двумерное нестационарное течение сжимаемого газа описывается уравнениями Навье-Стокса с дополнительными источниковыми членами, моделирующими воздействие примеси. На входе в расчетную область частицы располагаются неравномерно, со сгущением к середине потока. Объемная концентрация их в натекающем потоке варьируется в диапазоне от 0 до $3 \cdot 10^{-6}$. При этом массовая концентрация не превышает 0,58. Отмечается, что, несмотря на очень малую инерционность частиц, соответственно, малое значение числа Стокса ($St=0,05$), характер движения частиц примеси существенно отличается от течения несущего газа. Осаждение частиц на поверхности цилиндра происходит вследствие того, что частицы примеси движутся в потоке несущего газа в свободномолекулярном режиме, поэтому сила аэродинамического сопротивления, действующая на них со стороны газа, сильно отличается от силы Стокса. Установлено, что с увеличением концентрации частиц интенсивность вихревого движения в следе затухает, коэффициент сопротивления цилиндра растет, тогда, как амплитуда колебаний коэффициента подъемной силы уменьшается.

В работе [455] акцентируется внимание на особенностях движения частиц в вихревом следе за обтекаемым круговым цилиндром при числах Рейнольдса от 30 до 150. Траектории частиц рассчитываются с использованием Лагранжева подхода. Подробно анализируется дисперсия частиц, характеризующая отклонение частиц в вертикальном направлении от среднего положения. Показывается, что дисперсия зависит от времени, числа Рейнольдса потока, числа Стокса. При малых числах Стокса частицы движутся вдоль ли-

ний тока несущей среды. С увеличением числа Стокса частицы концентрируются в сравнительно узких областях вблизи границ вихрей. Поведение частиц в следе за цилиндром зависит, главным образом, от процесса образования областей больших градиентов скоростей между смежными вихрями с противоположными направлениями вращения.

Результаты экспериментального и численного исследования турбулентного обтекания водной суспензией кругового цилиндра, находящегося в канале над слоем осадка, приводятся в работе [461]. Концентрация частиц в воде достигает 50%, их диаметр составляет $3,6 \cdot 10^{-4}$ м. Оценивается толщина слоя осадка, изменение формы верхней поверхности этого слоя под воздействием потока суспензии. Исследование дисперсии частиц в следе за круговым цилиндром при высоких числах Рейнольдса потока с использованием метода дискретных вихрей и подхода Лагранжа для расчета траекторий частиц выполнено в [462] при числах Стокса от 0,01 до 10^3 .

Как правило, во многих технологических процессах течение гетерогенных сред сопровождается теплообменом, который играет ключевую роль. Например, в рекуперативных и регенеративных теплообменниках, каталитических и других реакторах, при охлаждении микроэлектронных чипов, других электронных деталей и элементов, проведении замеров с использованием термоэлементов, анемометров. Исследование термодинамических характеристик в пограничном слое демпфирующей поверхности представлено в [463]. Методы расчета теплообмена и потерь давления в двухфазных потоках, имеющих место в энергетических системах высокого давления, компактных теплообменниках с большой плотностью теплового потока представлены в [464]. Имеющиеся в литературе выводы о влиянии многофазности среды на конвективный теплообмен, зачастую, противоречивы.

По данным [465] наличие в несущей среде механической примеси приводит к увеличению площади контакта смеси и обтекаемого тела, как следствие, к интенсификации теплообмена. Коэффициент конвективного тепло-

обмена может быть увеличен таким образом в 5-10 раз. Подтверждают это и результаты работы [466], из которых следует, что увеличение диаметра частиц примеси способствует усилению теплоотдачи тел, находящихся в потоке смеси.

В других работах обнаружен обратный эффект [467]. Более предметное исследование влияния размера частиц примеси на вынужденную конвекцию при обтекании цилиндра вязкой жидкостью показало, что без учета локального теплового равновесия между несущей и дисперсной фазами при изменении отношения диаметра цилиндра к диаметру частиц от 10 до 100, числа Рейнольдса от 1 до 250, отношения коэффициентов теплопроводности материала частиц и несущей среды в пределах 0,01–1000 с увеличением радиуса частиц число Нуссельта может, как увеличиваться, так и уменьшаться.

В работе [468] установлено, что увеличение или уменьшение коэффициента теплообмена стенок канала зависит от расхода частиц, их концентрации, тепловой дисперсии, а также значения коэффициента теплопроводности материала частиц, несущей среды.

Комплексное влияние наночастиц на гидродинамику и теплообмен поперечно обтекаемого кругового цилиндра исследуется в [469]. При моделировании ламинарного течения жидкости используются уравнения Навье-Стокса с дополнительными членами, учитывающими влияние частиц, а также уравнение энергии. Расчеты проводятся при числах Рейнольдса от 80 до 180. Объемная концентрация частиц варьируется в интервале от 0 до 25%. Установлено, что с ростом концентрации частиц увеличивается коэффициент сопротивления цилиндра, число Струхала, число Нуссельта, уменьшается амплитуда подъемной силы цилиндра.

Следует заметить, что большинство работ по численному моделированию обтекания тел гетерогенной смесью выполнено с использованием Лагранжева подхода, например [454, 469]. При этом объемная концентрация частиц примеси не превышает 10%. Вместе с тем, на практике часто встречаются более густые смеси, для которых расчет движения, теплообмен с обте-

каемыми телами предпочтителен в рамках Эйлера континуального подхода [82, 461].

Поперечное обтекание цилиндра квадратного сечения газовым потоком с частицами в плоском канале при $200 < Re < 2000$ рассматривается в [456]. Для описания нестационарного течения несжимаемого газа используются уравнения Навье-Стокса, движения частиц – модифицированные уравнения Озена-Буссинеска. Влияние частиц на несущую среду не учитывается. В качестве основного параметра выделяется число Стокса, определяемое как отношение времени отклика частицы $t_p = \rho_p d_p^2 / 18\mu$ к временной характеристике

потока $t = b/u_\infty$. Соответственно, $Stk = \frac{t_p}{t} = \frac{\varepsilon d_p^2 Re}{18b^2}$, где $Re = \frac{\rho b u_\infty}{\mu}$,

$\rho^* = \frac{\rho_p}{\rho}$, b – длина стороны сечения цилиндра, u_∞ – скорость набегающего

потока; ρ , μ – плотность, вязкость газа; d_p , ρ_p – диаметр частицы, плотность ее материала. Экспериментальные и численные исследования показали, что наличие крупных вихревых структур приводит к дисперсии (разделению) частиц по размерам. Отмечается также, что интенсивность дрейфа частиц зависит от чисел Рейнольдса, Стокса, отношения плотностей ε , других параметров. Установлено, что при $\varepsilon < 20$ траектории частиц чувствительны к отношению плотностей, при $\varepsilon \geq 20$ влияние отношения плотностей незначительно, определяющим является только число Стокса. Частицы с числом Стокса $Stk < 0,1$ движутся подобно частицам несущей среды.

Численное моделирование дисперсии частиц в плоской сдвиговой струе, формируемой за пластиной, выполнено в [457]. Исследуется влияние крупномасштабных вихревых структур на динамику частиц в начале развития неустойчивости. Отмечается, что частицы малых размеров остаются захваченными вращающимися структурами, а частицы средних размеров выпадают из них, усиливая дисперсию. Крупные частицы, как правило, остаются незатронутыми вихрями.

Процессы обтекания смесью препятствий размером менее 10^{-3} м изучаются с помощью методов вычислительной гидродинамики в работе [458]. Рассматриваются различные критерии захвата частиц. По данным численных исследований получен энергетический критерий, лимитирующий осаждение взвешенных частиц из потока на повороте перед препятствием. Посредством сопоставления энергетических характеристик потока, частиц и межмолекулярных сил как дисперсионных взаимодействий найдены также параметры, показывающие возможность удержания частиц препятствиями.

В статье [459] численно исследуется поведение частиц аэрозоля в канале в случае обтекания тандема цилиндров с квадратным поперечным сечением при $Re=100$. Используется подход Лагранжа, учитывается сила сопротивления, тяжести, подъемная сила. Анализируется движение частиц в зависимости от локализации точек подачи частиц, изменения направления силы тяжести, размеров и плотности частиц, расстояния между цилиндрами.

Численному изучению взаимодействия частиц примесей диаметром $3 \cdot 10^{-5}$; $9,3 \cdot 10^{-5}$ м с шероховатой поверхностью пучка труб посвящена работа [460]. Течение несущей среды считается турбулентным. Воздействие частиц на среду не учитывается. Выявлено, что шероховатость поверхности труб может значительно влиять на взаимодействие крупных частиц со стенкой и, как следствие, на их дальнейшие траектории.

Теплоотдача цилиндра в зависимости от диаметра частиц, концентрации, коэффициентов теплопроводности твердой и жидкой фаз и других факторов может, как увеличиваться, так и уменьшаться [465].

В случае, когда плотность материала включений много меньше плотности несущей среды, а объемная концентрация велика, большинство экспериментальных и численных исследований выполнено при движении среды в каналах различной формы [451, 471-475]. Работ по изучению обтекания тел жидкостью с пузырьками газа сравнительно меньше, чем с твердыми частицами. В [476] приводятся результаты экспериментального исследования об-

текания профиля НАСА двухфазным потоком (вода-воздух). Скорость потока достигает 10 м/с, а объемная концентрация дисперсной фазы 0,12. Оцениваются основные характеристики течений, такие как поле скоростей, интенсивность турбулентности, газосодержание. Показывается, что пузырьки перераспределяются в потоке, перемещаясь из области высокого в область низкого давления. Это перераспределение пузырьков вблизи обтекаемых тел рассматривается как ключевой момент в понимании особенностей гидродинамического поведения профилей в условиях двухфазного потока. Согласно результатам расчетов [477] с использованием $k - \varepsilon$ модели турбулентности рост объемной концентрации пузырьков в газожидкостной смеси приводит к увеличению частоты схода вихрей с поверхности цилиндра и амплитуды подъемной силы при обтекании его в турбулентном режиме.

Таким образом, к настоящему времени проблеме обтекания препятствий жидкостью с примесями посвящено много работ, однако теплообмен изучен недостаточно, полученные данные в ряде случаев противоречивы.

5.1 Гидродинамическое и тепловое взаимодействие монодисперсной смеси с цилиндрическими телами на основе эйлерово-лагранжева подхода

В данной части работы в случае поперечного обтекания монодисперсной смесью одиночного неподвижного и вращающегося с постоянной скоростью кругового цилиндра исследуется влияние физических свойств материала подаваемых в поток вязкой несжимаемой жидкости твердых частиц, их размеров на характер вихревого течения за телом, гидродинамическое сопротивление и теплообмен цилиндрического тела. В рамках эйлерово-лагранжева подхода движение несущей фазы описывается уравнениями Навье-Стокса, а дисперсная фаза представляется в виде множества индивидуальных частиц. Используется лагранжево траекторное описание дисперсной фазы. При этом считается, что твердые частицы составляют небольшую часть занимаемого смесью объема, менее 10% [478, 479]. Влияние наличия

частиц на течение несущей среды учитывается источниковыми членами в уравнениях движения, отвечающими за межфазный момент импульсов. Преимуществом данного подхода является получение детальной информации о движении отдельных частиц в результате интегрирования уравнений движения дисперсной фазы в известном поле скоростей несущей фазы [138]. Эйлери-эйлеров подход предпочтителен в случае высокой концентрации дисперсной фазы, поскольку является вычислительно менее затратным по сравнению с лагранжевым траекторным подходом [480-482].

5.1.1 Поперечное обтекание неподвижного одиночного цилиндра

Для моделирования обтекания неподвижного цилиндрического тела диаметром D многофазной средой выберем расчетную область в форме гексаэдра (рисунок 5.1). Начало неподвижной системы координат $x_1x_2x_3$ поместим так, чтобы ось цилиндра и ось Ox_3 совпадали. Течение среды осуществляется слева на право. Рассматривается участок цилиндра длиной L . Считается, что границы расчетной области Γ_{top} , Γ_{bottom} находятся на достаточном удалении от поверхности цилиндра, чтобы их влияние на решение было незначительным.

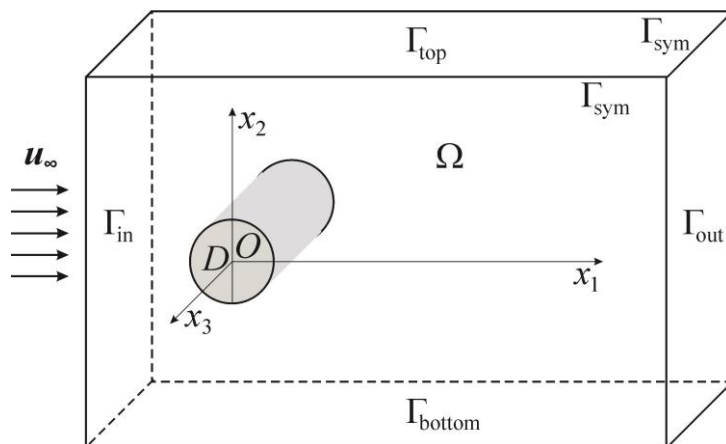


Рисунок 5.1 – Схема расчетной области

Для удобства перепишем уравнения (2.1)-(2.3) в индексной форме. В системе координат $x_1x_2x_3$ течение несущей среды, представляющей собой вязкую несжимаемую жидкость, описывается уравнениями [483]:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\bar{f}_{pi}}{\rho}, \quad i=1,2,3. \quad (5.2)$$

Здесь t – время; u_i, u_j – компоненты вектора скорости $\mathbf{u}$ ($i, j=1,2,3$); p – давление, ρ – плотность жидкости, ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости, $\bar{f}_{pi}$ – проекция на ось x_i осредненных по объему сил гидродинамического сопротивления частиц.

Уравнение сохранения энергии имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla(\mathbf{u}(\rho E + p)) = \nabla(\lambda \nabla T) - \bar{Q}_p, \quad (5.3)$$

где $E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2}$, h – энтальпия, T – температура жидкости, λ – коэффициент теплопроводности среды, $\bar{Q}_p$ – осредненный по объему тепловой поток к частицам примеси.

При рассмотрении движения частиц примесей принимаются допущения, перечисленные в п.2.23. Относительно локальной декартовой прямоугольной системы координат xyz движение частиц примеси описывается соотношениями $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$. При этом

$$\frac{dx}{dt} = u_{p,x}, \quad \frac{dy}{dt} = u_{p,y}, \quad \frac{dz}{dt} = u_{p,z}, \quad (5.4)$$

где $u_{p,x}$, $u_{p,y}$, $u_{p,z}$ – проекции вектора скорости $\mathbf{u}_p$ частицы на оси координат. Учитывая силу гидродинамического сопротивления, действующую со стороны несущей среды на частицу, уравнение движения (2.10) перепишем в виде

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_D. \quad (5.5)$$

Здесь $\mathbf{F}_D = C_D \rho_f \frac{\pi d_p^2}{8} |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p)$, Re_p – число Рейнольдса частицы (2.12),

$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}_p^{2/3} \right)$ – коэффициент гидродинамического сопротивления

при выполнении условия $\text{Re}_p \leq 1000$. Отсюда находятся осредненные по объ-

ему компоненты источникового члена $\bar{\mathbf{f}}_p = - \sum_{n=1}^{N_p} \mathbf{F}_{D,n} / V_{cell}$, входящие в урав-

нение (5.2), N_p – число частиц в объеме ячейки сетки V_{cell} . При заданных

входных условиях задачи влияние направления силы тяжести на траектории частиц и динамику несущей среды может быть значительным. Причем существует бесконечное множество вариантов взаимного расположения обтекаемого тела, вектора силы тяжести и вектора скорости набегающего потока, соответственно, структура ближнего следа, интегральные характеристики обтекаемых тел в каждом случае будут разными. Все возможные варианты в рамках данной работы рассмотреть не представляется возможным, поэтому при проведении численных экспериментов ограничимся простейшим случаем, когда сила тяжести равна нулю.

Поскольку размеры частиц малы, они достаточно долго пребывают в потоке жидкости, теплообмен их со средой слабый, предполагается, что тепловое состояние частиц характеризуется средней по их объему температурой T_p . Уравнение теплового баланса частицы, следуя представленному в [484] подходу, можно записать в виде

$$t_0 \frac{dT_p}{dt} + 3\bar{a}_p \bar{B} (T_p - T) = 0, \quad (5.6)$$

где t_0 – масштаб времени t , $\bar{a}_p = a_p t_0 / r_p^2$, a_p – коэффициент температуропроводности материала частицы, $\bar{B} = B / (1 + 0,2B)$, $B = \alpha_p r_p / \lambda_p$, α_p – сред-

ний коэффициент конвективной теплоотдачи на поверхности частицы, λ_p – коэффициент теплопроводности материала частицы; в начальный момент времени $t = 0$: $T_p = T_{p0}$. При условии, что $\alpha_p = \bar{\alpha}_p = \text{const}$, $T = \bar{T} = \text{const}$, $\bar{T}$ – некоторая средняя по времени температура несущей среды, решение уравнения (5.6) будет

$$T_p = \bar{T} + (T_{p0} - \bar{T}) \exp(-3\bar{a}_p \bar{B}\tau/t_0). \quad (5.7)$$

Соотношение (5.7) позволяет оценить изменение температуры частиц при их движении в среде, а также теплообмен с жидкостью, характеризуемый средним по поверхности удельным тепловым потоком

$$q_p = (\bar{B}\lambda_p/r_p)(T - T_p).$$

Отсюда тепловой поток к частице примеси $Q_p = 4\pi r_p^2 q_p$. Осредняя эту величину по объему [454], получим значение $\bar{Q}_p$ в уравнении (5.3).

Если частицы примеси представляют собой термически тонкие тела, лучистый теплообмен не учитывается, уравнение теплового баланса частицы имеет вид

$$m_p c_p \frac{dT_p}{dt} = \alpha_p A_p (T - T_p), \quad (5.8)$$

где m_p – масса, c_p – теплоемкость материала, A_p – площадь поверхности частицы.

Записанные таким образом уравнения (5.1)-(5.3) необходимо дополнить граничными и начальными условиями, а (5.4), (5.5), (5.8) – начальными. Рассмотрим их ниже применительно к конкретной геометрии расчетной области. В расчетной области (рисунок 5.1) длиной 5,0 м и шириной 2,0 м обтекаемый цилиндр диаметром $D = 0,1$ м расположим на удалении 1,0 м от входного сечения Γ_{in} , на равном расстоянии от верхней и нижней границ Γ_{top} , Γ_{bottom} [483].

В начальный момент времени среда мгновенно начинает двигаться

$$t=0: u_1=u_\infty, u_2=0, u_3=0, p=p_0, T=T_0. \quad (5.9)$$

Во входном сечении расчетной области, перпендикулярном оси Ox_1 , задаются компоненты вектора скорости, температура:

$$\Gamma_{\text{in}}: u_1=u_\infty=\text{const}, u_2=0, u_3=0; \frac{\partial p}{\partial x_1}=0; T=T_0=\text{const}. \quad (5.10)$$

На выходе из расчетной области воспользуемся «мягкими» граничными условиями, указывающих на выравнивание как гидродинамических, так и тепловых характеристик потока несущей среды:

$$\Gamma_{\text{out}}: \frac{\partial u_1}{\partial x_1}=0, \frac{\partial u_2}{\partial x_1}=0, \frac{\partial u_3}{\partial x_1}=0, p=p_0, \frac{\partial T}{\partial x_1}=0. \quad (5.11)$$

На верхней Γ_{top} и нижней Γ_{bottom} границах расчетной области положим

$$\Gamma_{\text{top}}, \Gamma_{\text{bottom}}: \frac{\partial u_1}{\partial x_2}=0, u_2=0, \frac{\partial u_3}{\partial x_2}=0, \frac{\partial p}{\partial x_2}=0, \frac{\partial T}{\partial x_2}=0. \quad (5.12)$$

На боковых границах

$$\Gamma_{\text{sym}}: \frac{\partial u_1}{\partial x_3}=0, \frac{\partial u_2}{\partial x_3}=0, u_3=0, \frac{\partial p}{\partial x_3}=0, \frac{\partial T}{\partial x_3}=0. \quad (5.13)$$

Считается, что на поверхности обтекаемого цилиндра Γ_{cyl} реализуются условия прилипания несущей среды, температура стенки остается постоянной, равной T_w

$$\Gamma_{\text{cyl}}: u_1=0, u_2=0, u_3=0; \frac{\partial p}{\partial n}=0; T=T_w. \quad (5.14)$$

При расчете кинематики частиц дисперсной фазы начало локальных систем координат xuz помещается в точки вбрасывания частиц, которые распределяются вдоль входной границы Γ_{in} . При этом ось Ox направляется параллельно оси Ox_1 . В начальный момент времени $t=0: u_{p,x}=u_\infty, u_{p,y}=0, u_{p,z}=0$, температура частиц совпадает с температурой несущей среды $T_p=T_{p,0}=T_0$. Кроме того, задаются радиус, плотность частиц, концентрация частиц в набегающем потоке воздуха. Частицы подаются в поток после уста-

новления стационарного или автоколебательного режима течения. Считается, что если по ходу движения частица покидает расчетную область, то обратно в нее она не возвращается. При контакте с обтекаемым телом частицы отскакивают от его поверхности с нормальной $u_n = -k_n u_{n,0}$ и касательной $u_\tau = k_\tau u_{\tau,0}$ компонентами скорости, где k_n, k_τ – соответствующие коэффициенты восстановления, индекс 0 соответствует величине скорости до контакта с поверхностью.

В численных экспериментах примем в качестве входных параметров несущей среды (воздуха) следующие: скорость набегающего потока $u_\infty = 0,015$ м/с, $\rho_f = 1,2$ кг/м³, $\mu_f = 1,79 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), число Рейнольдса $Re = 100$, $p_0 = 0,1$ МПа, $\lambda_f = 0,024$ Вт/(м·К), $c_{p,f} = 1006,0$ Дж/(кг·К), $T_0 = 300$ К, число Прандтля $Pr = 0,75$, температура поверхности цилиндра $T_w = 350$ К.

Полагается, что основные параметры частиц следующие: радиус варьируется от $r_p = 2,34 \cdot 10^{-4}$ до $r_p = 2,34 \cdot 10^{-3}$ м, материал – корунд, плотность $\rho_p = 3950$ кг/м³, число Стокса $Stk = \frac{d_p^2 u_\infty \rho_p}{18 \mu D}$ изменяется от 0,1 до 10, коэффициент теплопроводности $\lambda_p = 2,4$ Вт/(м·К), удельная теплоемкость $c_{p,p} = 862,0$ Дж/(кг·К), температура $T_{p,0} = 300$ К. Объемная концентрация варьируется от 0 до $3 \cdot 10^{-6}$, массовая концентрация – от 0 до 0,59, отношение плотности материала частиц значительно превышает плотность несущей среды $\rho^* = \rho_p / \rho_f = 3,3 \cdot 10^3$.

Предварительно рассмотрим влияние условий подачи частиц во входном сечении на картину движения дисперсионной и дисперсной сред [486]. Если подача частиц осуществляется через относительно узкий участок входной границы расчетной области Γ_{in} , шириной равной диаметру цилиндра ($H = D$), и число Стокса равно 0,1, то в следе за телом формируются четко выраженные структуры (кластеры), характеризующиеся повышенной концен-

трацией частиц (рисунок 5.2 а). Если частицы подаются вдоль всей входной границы Γ_{in} , подобные структуры не наблюдаются (рисунок 5.2 б). Ориентировочно, при $Stk \geq 0,35$ в следе за цилиндром появляются периодические области, в которых отсутствуют частицы [487, 488]. Причем, чем частицы крупнее, число их меньше, тем размеры участков больше (рисунок 5.2 в). В случае высокой массовой концентрации примеси дорожка Кармана подавляется (рисунок 5.2 г). Малоинерционные частицы ($Stk=0,1$) после контакта с поверхностью цилиндра скатываются с наветренной стороны вниз по потоку, попадая в вихревую застойную область за телом (рисунок 5.3 а).

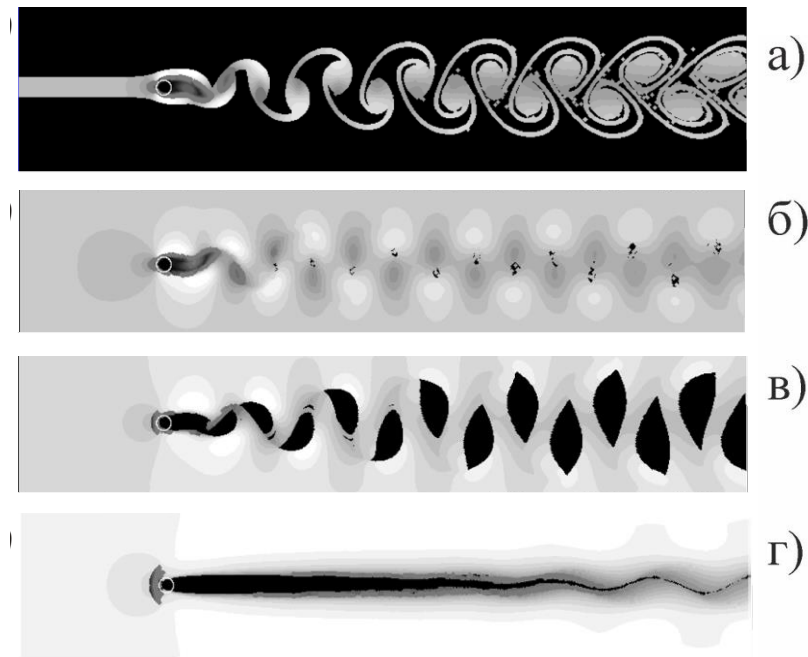


Рисунок 5.2 – Модуль скорости частиц примеси ($Re=100$): а) $H = D$, $Stk = 0,1$, $\beta = 6,3 \cdot 10^{-7}$; б) $H = 10D$, $Stk = 0,1$, $\beta = 6,3 \cdot 10^{-7}$; в) $H = 10D$, $Stk = 1,0$, $\beta = 6,3 \cdot 10^{-7}$; г) $H = 10D$, $Stk = 2$, $\beta_{\infty} = 3,2 \cdot 10^{-6}$

При увеличении числа Стокса ($Stk=1$) частицы обладают достаточной инерцией. После взаимодействия с поверхностью тела происходит отскок частиц. Затем они концентрируются на границах противоположно вращающихся

ся вихревых структур (рисунок 5.3 б). Наблюдается одно из наиболее интересных и сложных явлений, обусловленных взаимодействием частиц с вихревыми структурами – образование кластеров, представляющих собой компактные области с повышенной концентрацией дисперсной фазы [483, 489].

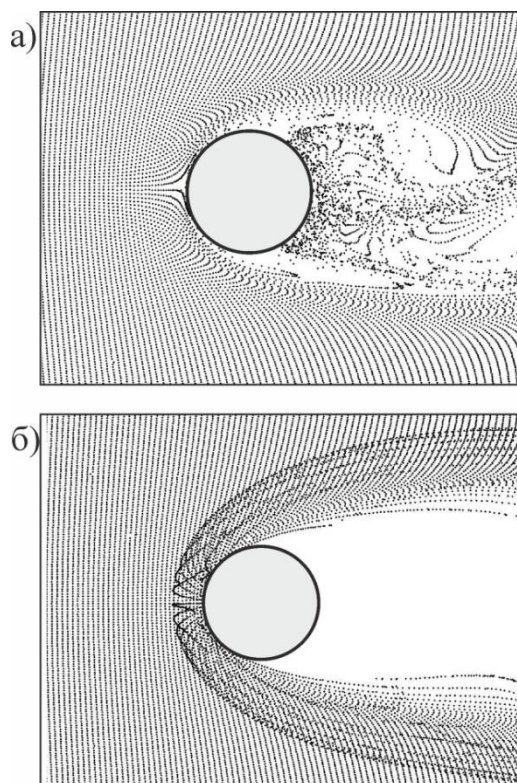


Рисунок 5.3 – Положение частиц в потоке при $Re=100$: $Stk=0,1$ (а); $Stk=1,0$ (б)

Типичное изменение коэффициентов C_D , C_L с течением времени иллюстрирует рисунок 5.4. В соответствии с этими результатами в зависимости от времени можно выделить следующие режимы обтекания цилиндра. В начальный момент времени однородная жидкость мгновенно приходит в движение, происходит своего рода гидравлический удар, характеризуемый большим всплеском значения коэффициента сопротивления C_D , затем C_D уменьшается, ориентировочно, до момента безразмерного времени 40. На этапе образования и роста пары вихревых областей за телом C_D увеличивается ($t=40\div 100$). Далее вихревая область теряет устойчивость, наблюдается

автоколебательный режим течения с образованием дорожки Кармана, сопровождающийся осцилляциями C_D и C_L . Среднее значение $\bar{C}_D$ равно 1,38, $\Delta C_L = 0,34$. После установления автоколебательного режима течения несущей среды частицы подаются в поток. В момент времени $t = 280$ частицы достигают поверхности цилиндра, это приводит к скачкообразному увеличению $\bar{C}_D$ и уменьшению амплитуды ΔC_L , после чего значения $\bar{C}_D$, ΔC_L вновь стабилизируются [490-492].

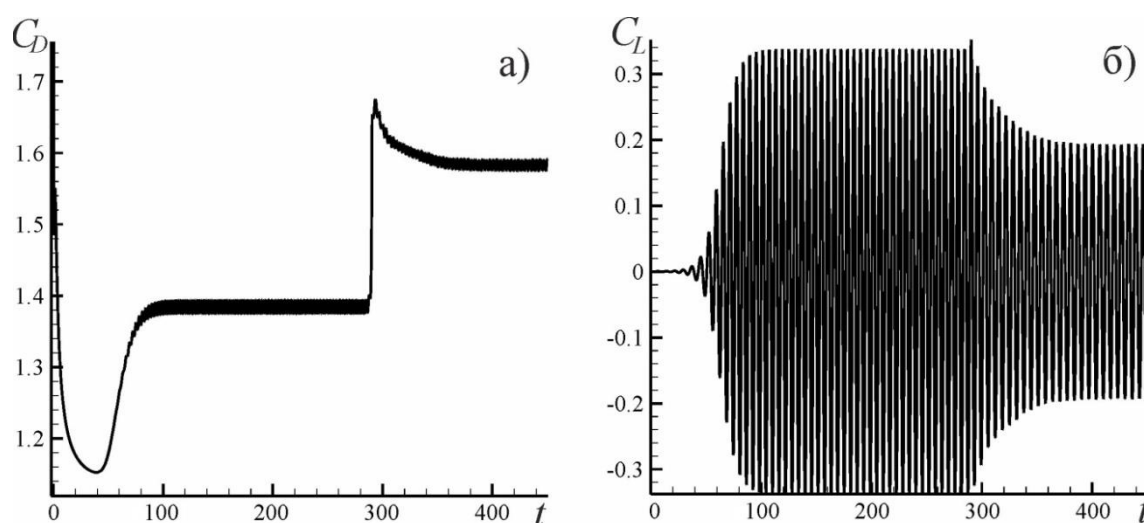


Рисунок 5.4 – Зависимость коэффициента сопротивления C_D (а) и коэффициента подъемной силы C_L (б) от безразмерного времени при $Re=100$, $\beta_\infty = 6,3 \cdot 10^{-7}$

Как отмечалось выше, один из основных определяющих параметров рассматриваемой задачи – число Стокса. Наибольший интерес представляют течения монодисперсной смеси, когда числа Стокса порядка единицы. Ниже приводятся результаты расчета характеристик потока при изменении числа Стокса от 0,1 до 10,0. Число Рейнольдса $Re=100$, плотность материала частиц остаются постоянными. Если объемная концентрация примеси на входе в расчетную область фиксируется, изменение числа Стокса Stk означает из-

менение размеров частиц, их количества в расчетной области. В ходе расчетов было установлено, что наличие примесей в жидкости ведет к изменению, главным образом, коэффициента давления с наветренной стороны тела. В то время как коэффициент трения меняется незначительно (не более 5%). Изменение среднего значения коэффициента гидродинамического сопротивления цилиндра, амплитуды коэффициента подъемной силы в зависимости от числа Стокса, объемной концентрации примеси β показывается на рисунке 5.5. Здесь пунктирная линия соответствует значениям $\bar{C}_D$, ΔC_L при обтекании цилиндра однородной жидкостью без примесей ($\beta = 0$).

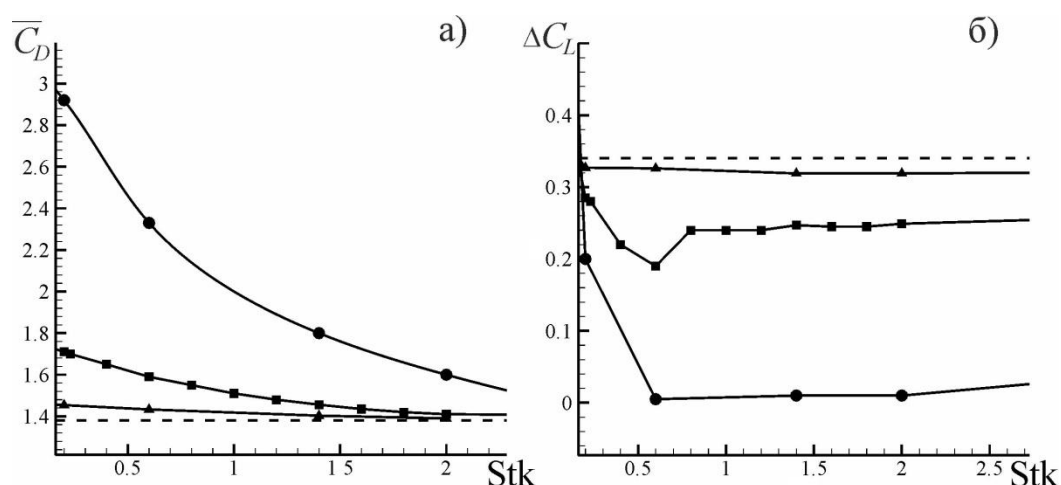


Рисунок 5.5 – Средний коэффициент сопротивления (а) и амплитуда подъемной силы (б): $\beta_\infty = 3,2 \cdot 10^{-6}$ (●), $6,3 \cdot 10^{-7}$ (■), $1,3 \cdot 10^{-7}$ (▲), пунктирная линия – $\beta_\infty = 0$

Анализируя эти результаты, можно отметить следующее. С ростом числа Стокса средний коэффициент сопротивления монотонно убывает, стремясь к значению $\bar{C}_D$ цилиндра в однородной жидкости [493]. При больших Stk , а значит больших размерах частиц, их сравнительно малом количестве в области течения, влияние частиц на коэффициент сопротивления тела мало.

Иначе число Стокса влияет на амплитуду подъемной силы [491]. Во-первых, ΔC_L при обтекании цилиндра монодисперсной смесью меньше, чем ΔC_L цилиндра в жидкости без примесей. Во-вторых, характер изменения ΔC_L при увеличении Stk существенно зависит от объемной концентрации примеси. При малой объемной концентрации β амплитуды ΔC_L цилиндра в смеси и в однородной жидкости близки. Отличие зависимостей $\Delta C_L(Stk)$ при $\beta = 6,3 \cdot 10^{-7}$ и $\beta_{\infty} = 3,2 \cdot 10^{-6}$ объясняется тем, что в последнем случае дорожка Кармана за обтекаемым телом подавляется, в результате уменьшается амплитуда коэффициента подъемной силы, изменение ΔC_L в зависимости от Stk становится более монотонным. По всей видимости, при $Stk \approx 0,6$ существует некоторый интервал изменения объемной концентрации примеси, при котором ΔC_L достигает минимума. Соответственно, вблизи $Stk=0,6$ число Струхала St также минимально (рисунок 5.6), поскольку частота схода вихрей с поверхности цилиндра мала [494].

Из представленных результатов следует, что наличие частиц примеси в жидкости заметно влияет на основные гидродинамические характеристики обтекаемых тел: на коэффициент сопротивления и амплитуду подъемной силы, число Струхала [486-496]. Механизмы этого влияния во многом зависят от поведения частиц вблизи обтекаемого тела, соударения с поверхностью, гидродинамического воздействия на структуру следа за телом. Одним из важных показателей взаимодействия частиц гетерогенной среды с обтекаемым телом является коэффициент осаждения частиц η , представляющий собой отношение числа частиц, столкнувшихся с поверхностью, к числу частиц, которые могли бы выпасть на тело, если бы их траектории были бы прямыми линиями.

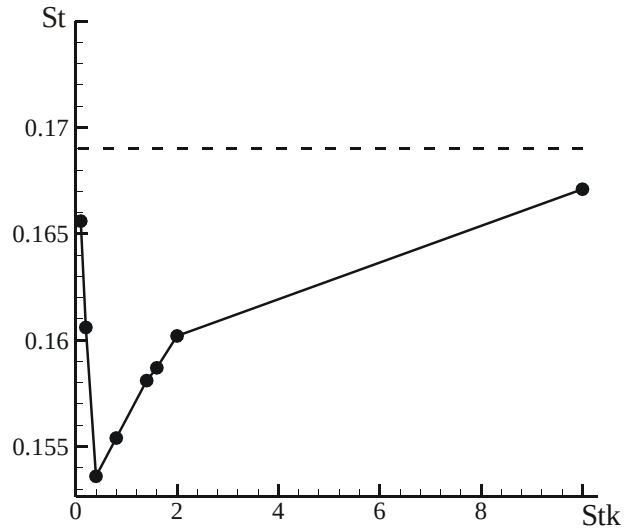


Рисунок 5.6 – Зависимость числа Струхала от числа Стокса при $Re=100$, $\beta_{\infty} = 6,3 \cdot 10^{-7}$

В общем случае при движении частиц вблизи поверхности тела действуют следующие механизмы осаждения: касание, инерция, гравитационное осаждение, диффузия, электростатическое осаждение, термофорез. В случае, когда осаждение связано с касанием, инерцией частиц, коэффициент осаждения зависит, в первую очередь, от чисел Рейнольдса, Стокса. Функция $\eta = \eta(Re, Stk)$ является нормально-логарифмической [82]. Рисунок 5.7 иллюстрирует влияние числа Стокса частиц Stk при поперечном обтекании монодисперсной смесью кругового цилиндра на коэффициент осаждения.

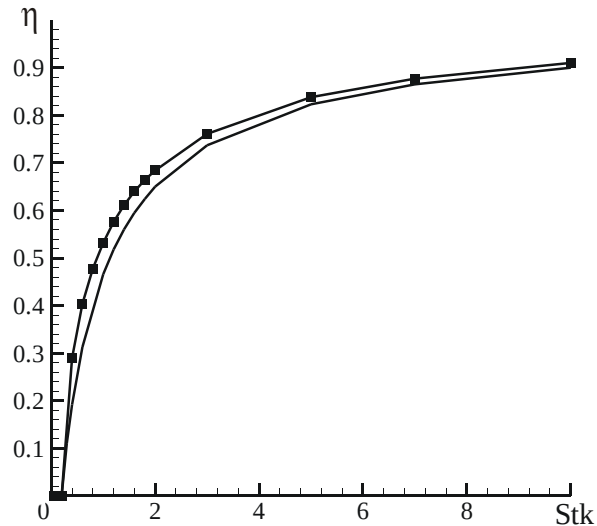


Рисунок 5.7 – Коэффициент осаждения частиц на поверхности цилиндра: сплошная линия – без учета влияния частиц на несущую среду; с учетом влияния при $\beta_{\infty} = 6,3 \cdot 10^{-7}$ (■)

Видно, что, в основном, малоинерционные частицы огибают цилиндр, двигаясь вдоль линий тока несущей среды, соответственно, η близко к нулю. С ростом размеров частиц, их массы, коэффициент осаждения монотонно увеличивается и при $Stk \approx 10$ приближается к асимптоте. Однако коэффициент осаждения частиц зависит не только от чисел Рейнольдса, Стокса, но и от концентрации частиц. Для фиксированных Re и Stk значение η будет минимальным, если частицы примеси не воздействуют на несущую среду ($\bar{f}_p = 0$). При учете влияния примеси на поток коэффициент осаждения увеличивается с ростом объемной концентрации частиц.

Далее зафиксируем число Стокса $Stk=1$ и рассмотрим влияние концентрации примеси в набегающем потоке на интегральные характеристики. На рисунке 5.8 приводятся средние значения коэффициента сопротивления и амплитуды коэффициента подъемной силы, полученные в данной работе и представленные в [454]. Качественное согласие результатов подтверждается увеличением коэффициента сопротивления цилиндра и уменьшением подь-

емной силы вследствие подавления дорожки Кармана с ростом массовой концентрации примеси γ_∞ . Количественное же различие объясняется разными числами Стокса, условиями подачи частиц в поток: равномерная подача частиц во входном сечении расчетной области в настоящей работе и неравномерное распределение со сгущением в средней части потока в статье [454], а так же тем, что коэффициент сопротивления C_D в работе [454] рассчитывался иным способом по формуле Хендерсона.

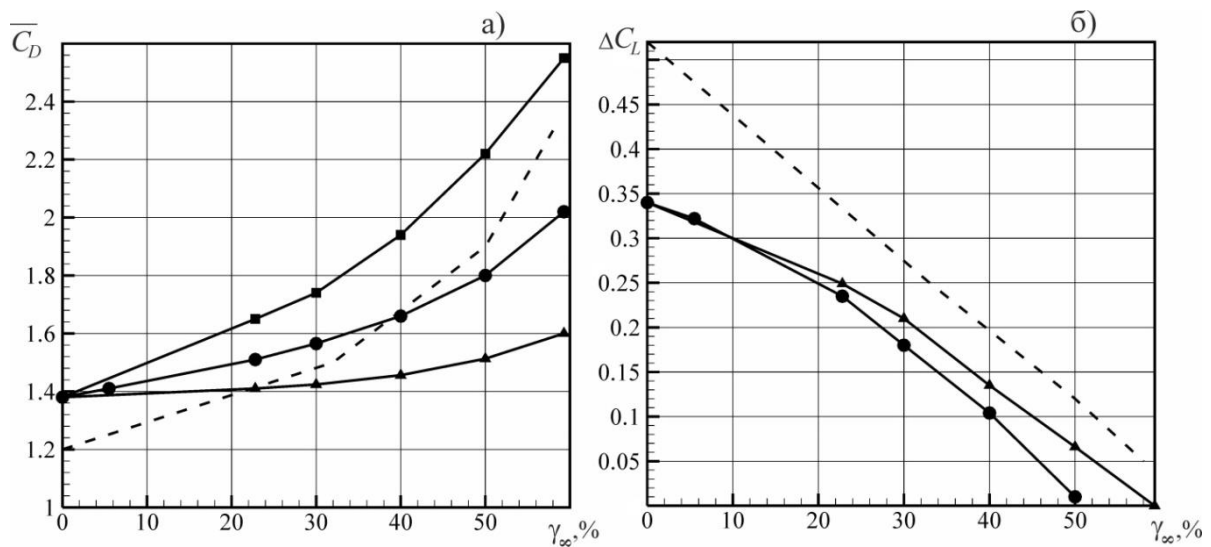


Рисунок 5.8 – Средние во времени коэффициент сопротивления (а) и амплитуда подъемной силы (б) цилиндра: сплошная линия – результаты настоящей работы: $Stk=0,4$ (■); $1,0$ (●); $2,0$ (▲); пунктирная – данные [454], $Stk = 0,0023$

Анализ показал, что в диапазоне объемной концентрации $0 \leq \beta_\infty \leq 3 \cdot 10^{-6}$ зависимости $\overline{C_D}(\beta_\infty)$, $\Delta C_L(\beta_\infty)$ близки к линейным и при $Stk=1$ их можно записать в следующем виде

$$C_D = \overline{C_{D0}} + \chi_1 \beta_\infty, \quad \Delta C_L = \Delta C_{L0} + \chi_2 \beta_\infty, \quad (5.15)$$

где $\overline{C_{D0}}$, ΔC_{L0} – значения соответствующих параметров $\overline{C_D}$, ΔC_L при обтекании цилиндра однородной жидкостью, когда $\beta_\infty = 0$; $\chi_1 = 2 \cdot 10^5$, $\chi_2 = -1,6 \cdot 10^5$

. Поскольку $\overline{C_D}$ и ΔC_L зависят от числа Стокса Stk , в соотношениях (5.15) положим $\chi_i = \chi_i(Stk)$ ($i=1,2$). Обобщая результаты вычислительных экспериментов получим следующие аппроксимации $\chi_1 = 1,5 \cdot 10^5 (1 - 0,01/Stk)$, $\chi_2 = 1,8 \cdot 10^5 (1 - 0,1 \cdot Stk)$, справедливые при $0,5 < Stk < 50$.

Известно, что при теплообмене тел с потоками жидкости температура их поверхности, как правило, не постоянна. Однако если тело обладает большой теплопроводностью, либо полое с тонкими стенками из хорошо проводящего тепло материала, внутри которого находится среда с постоянной температурой, то температура поверхности тела может считаться постоянной [497]. В [414] отмечается, что добавление в жидкость небольшой объемной доли пузырьков газа или твердых частиц, а в газ твердых частиц позволяет улучшить теплообмен. Увеличение теплоотдачи обусловлено уменьшением толщины вязкого подслоя. Изменение местных чисел Нуссельта $Nu = \alpha D / \lambda$ вдоль поверхности цилиндра в зависимости от окружной координаты φ ($\varphi = 0$ – лобовая точка на поверхности цилиндра) показывается на рисунке 5.9. Как и следовало ожидать, наибольшая теплоотдача наблюдается с наветренной стороны цилиндра.

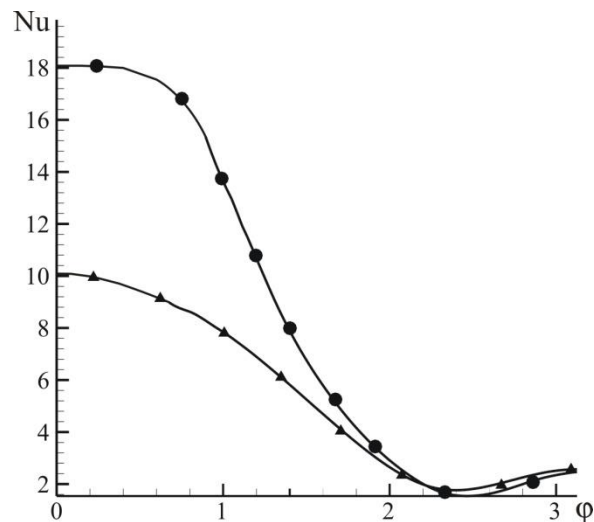


Рисунок 5.9 – Местные числа Нуссельта при $Stk=0,6$, $Re=100$, $Pr=0,75$:
 $\beta_{\infty} = 3,2 \cdot 10^{-6}$ (●), $1,3 \cdot 10^{-7}$ (▲)

При тепловом взаимодействии гетерогенной среды с обтекаемым телом на интенсивность теплообмена, характеризуемого средним по поверхности числом Нуссельта $\overline{Nu}$, влияет то обстоятельство, что вблизи поверхности цилиндра концентрация примеси может существенно увеличиться. Это приводит к изменению теплопроводности смеси, а также характера течения в области около обтекаемого тела.

При принятых выше теплофизических параметрах материала несущей среды и частиц в соответствии с формулой Максвелла [497] коэффициент теплопроводности смеси вблизи тела будет $\lambda_{см} \approx 0,4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Т.е. приблизительно в 1,7 раза больше коэффициента теплопроводности среды λ . Следовательно, если частицы на теле не оседают (отскакивают), то теплообмен на его поверхности при обтекании монодисперсной смесью будет более интенсивным, чем однородной жидкостью, что подтверждают также результаты расчетов среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}$, приведенные на рисунке 5.10.

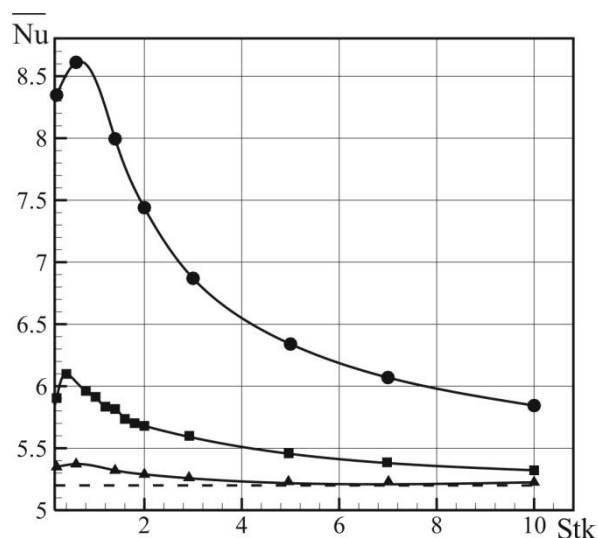


Рисунок 5.10 – Зависимость среднего числа Нуссельта от числа Стокса при $T_0 = 300 \text{ К}$, $T_w = 350 \text{ К}$, $Re = 100$, $Pr = 0,75$: $\beta_\infty = 3,2 \cdot 10^{-6}$ ($\bullet$), $6,3 \cdot 10^{-7}$ ($\blacksquare$), $1,3 \cdot 10^{-7}$ ($\blacktriangle$), пунктирная линия – $\beta_\infty = 0$

Действительно, увеличение массовой доли частиц в несущей среде ведет к усилению теплообмена [486, 495, 497]. Однако увеличение числа Стокса при неизменной концентрации частиц в потоке, наоборот, уменьшает теплоотдачу поверхности цилиндра. Последнее объясняется тем, что с ростом числа Стокса число частиц в расчетной области уменьшается, соответственно, уменьшается величина коэффициента λ_{CM} . Незначительное снижение $\overline{Nu}$ при $Stk < 0,6$ связано, скорее всего, с изменением частоты срыва вихрей с поверхности цилиндра (числа Струхала), структуры потока за телом. Нелинейный характер функции $\overline{Nu}(\gamma_\infty)$ иллюстрирует рисунок 5.11. Интересно, что при увеличении массовой концентрации примеси от 0 до 59% теплоотдача возрастает в 1,6 раза.

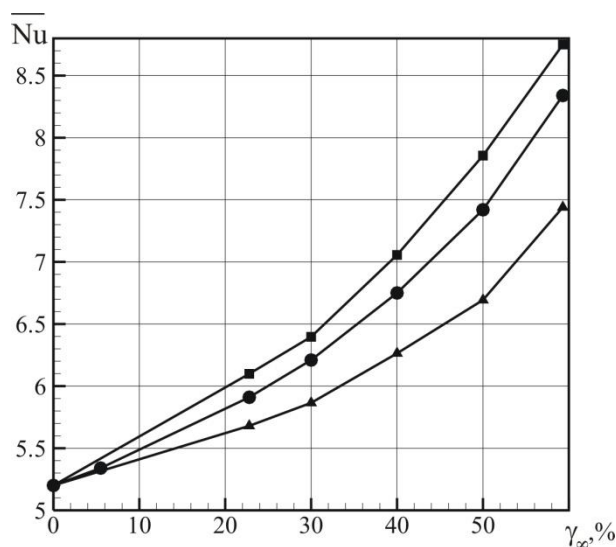


Рисунок 5.11 – Среднее значение числа Нуссельта в зависимости от массовой концентрации примеси при $Re=100$, $Pr=0,75$: $Stk=0,4$ (■), $Stk=1$ (●), $Stk=2$ (▲)

Показано [499, 500], что в случае обтекания монодисперсной смесью кругового неподвижного цилиндра с ростом массовой концентрации примеси гидродинамическое сопротивление увеличивается, амплитуда подъемной силы уменьшается. Теплоотдача цилиндра в зависимости от диаметра частиц,

концентрации, коэффициентов теплопроводности твердой и жидкой фаз и других факторов может, как увеличиваться, так и уменьшаться [465].

5.1.2 Неизотермическое обтекание монодисперсной смесью вращающегося цилиндрического тела

Рассмотрим влияние механической примеси в потоке вязкой несжимаемой жидкости на гидродинамические характеристики и теплообмен вращающегося кругового цилиндра при изменении его угловой скорости. За основу возьмем задачу, описанную в п. 5.1. Для учета вращательного движения цилиндрического тела вместо (5.14) реализуется условие

$$\Gamma_{\text{cyl}}: u_1 = -R\omega \sin(\phi), u_2 = R\omega \cos(\phi), u_3 = 0; \frac{\partial p}{\partial n} = 0; T = T_w. \quad (5.18)$$

Угол ϕ лежит в плоскости x_1Ox_2 и отсчитывается от оси Ox_1 против движения часовой стрелки, если смотреть с положительного конца Ox_3 . Здесь R – радиус цилиндра, ω – угловая скорость вращения цилиндра. Обозначим безразмерную относительную скорость вращения через $\alpha_\omega = v_0/u_\infty$, где $v_0 = \omega R$ – линейная скорость вращения, u_∞ – скорость набегающего потока.

Расчетная область имеет длину 0,50 м и ширину 0,40 м. Цилиндр диаметром $D=0,01$ м расположен на удалении 0,10 м от входного сечения, на равном расстоянии от верхней и нижней границ. Расчеты выполнены для случая, когда несущей фазой является вода ($\rho=10^3$ кг/м³, $\mu=\rho\nu=10^{-3}$ кг/(м·с), $c_p=4182$ Дж/(кг·К), $\lambda=0,6$ Вт/(м·К)). Число Рейнольдса $Re = Du_\infty/\nu$ устанавливается равным 200, соответственно, на входе скорость жидкости $u_1 = u_\infty = 0,02$ м/с; температура воды $T = T_0 = 300$ К; температура поверхности цилиндра $T_w = 350$ К. Безразмерная скорость вращения α_ω меняется от 0,0 до 5,0.

На начальном этапе расчетов примесь в несущую среду не вбрасывается. Частицы подаются в поток на входной границе расчетной области, начиная с безразмерного момента времени равного 100. Диаметр частиц $d_p = 10^{-3}$ м, плотность материала (сталь) $\rho_p = 8030$ кг/м³; удельная теплоемкость $c_p = 502,48$ Дж/(кг·К); коэффициент теплопроводности $\lambda_p = 16,27$ Вт/(м·К); температура частиц $T_p = T_0 = 300$ К. При этом на входе в расчетную область объемная концентрация примеси β_∞ составляет 1,5%, массовая концентрация $\gamma_\infty = 11,0\%$, число Стокса частиц $Stk = 0,9$.

Поведение основных гидродинамических и тепловых характеристик исследуемого процесса в зависимости от безразмерной скорости вращения поверхности цилиндра α_ω иллюстрируют рисунки 5.12-5.14. Как следует из рисунка 5.12, вбрасывание в поток частиц механической примеси приводит по сравнению со случаем обтекания вращающегося цилиндра однородным потоком [463, 464] к увеличению среднего коэффициента сопротивления цилиндра. Однако влияние примеси в зависимости от α_ω оказывается разным [309]. Если при $\alpha_\omega < \alpha_{\omega,1}^*$ коэффициент сопротивления увеличивается, в среднем, на 20%, то при $\alpha_{\omega,1}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$ уже на 165%, а при $\alpha_{\omega,2}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,3}^*$ – на 65%. Таким образом, наибольшее влияние примеси на сопротивление цилиндра наблюдается при таких скоростях его вращения, когда в следе за телом течение стационарно. Интересно, что именно при $\alpha_{\omega,1}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$ коэффициент сопротивления цилиндра при обтекании его как однородным, так и двухфазным потоком достигает минимума, причем наличие примеси приводит к смещению этого минимума в сторону меньших значений скорости α_ω .

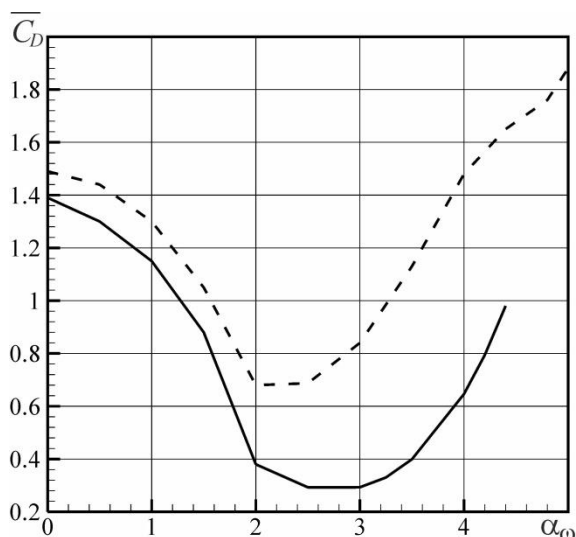


Рисунок 5.12 – Зависимость среднего коэффициента сопротивления цилиндра от относительной скорости вращения α_ω : сплошная линия – однородный поток, пунктирная линия – поток воды с частицами

Средний коэффициент подъемной силы $\overline{C_L}$ при наличии механической примеси в потоке уменьшается (рисунок 5.13 а). При этом влияние примеси оказывается тем значительнее, чем больше безразмерная скорость вращения цилиндра. Так при $\alpha_\omega = 5,0$ коэффициент $\overline{C_L}$ уменьшается по сравнению со случаем обтекания вращающегося цилиндра однородной жидкостью на 41%.

Что же касается амплитуды коэффициента подъемной силы ΔC_L , то в случае однородной среды она принимает наибольшие значения, когда поток неустойчив ($\alpha_\omega < \alpha_{\omega,1}^*, \alpha_\omega > \alpha_{\omega,3}^*$), и равняется нулю при $\alpha_{\omega,1}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$ (рисунок 5.13 б). Примеси в потоке оказывают заметное влияние на амплитуду ΔC_L при $3,0 < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$ и $\alpha_{\omega,2}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,3}^*$: в первом случае увеличивая ее, во втором – значительно уменьшая (приблизительно в 8 раз).

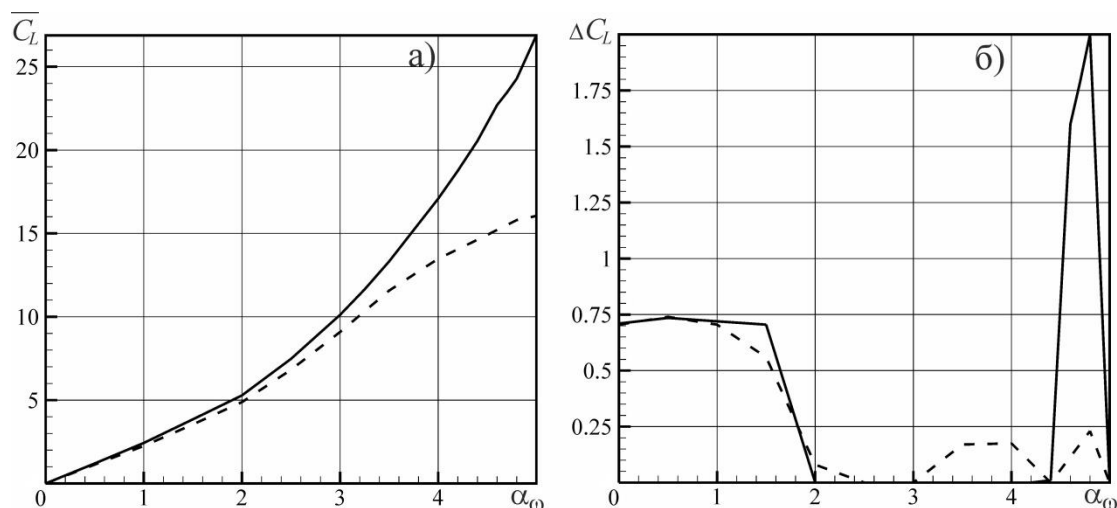


Рисунок 5.13 – Зависимость среднего значения коэффициента подъемной силы (а), амплитуды коэффициента подъемной силы цилиндра (б) от относительной скорости вращения α_ω : сплошная линия – однородный поток, пунктирная линия – поток воды с частицами

Изменение среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}$ при увеличении безразмерной скорости вращения цилиндра показывается на рисунке 5.14. Применительно к теплообмену цилиндра с двухфазным потоком можно выделить три характерных интервала изменения α_ω : $0 < \alpha_\omega < 3,0$, $3,0 < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$, $\alpha_{\omega,2}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,3}^*$. При $\alpha_\omega < 3,0$ вбрасывание примеси в однородный поток вязкой жидкости несколько интенсифицирует теплообмен, число Нуссельта $\overline{Nu}$ увеличивается, приблизительно, на 15%. Дальнейшее увеличение скорости вращения цилиндра ведет к тому, что при $3,0 < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,2}^*$ теплообмен резко ухудшается, $\overline{Nu}$ уменьшается до 55%. Это можно объяснить действием на твердые частицы центробежной силы, которая отбрасывает их от поверхности, что приводит к снижению концентрации частиц у поверхности и, соответственно, уменьшению числа соударений. При последующем росте α_ω ($\alpha_{\omega,2}^* < \alpha_\omega < \alpha_{\omega,3}^*$) темп снижения теплоотдачи уменьшается, значения числа

Нуссельта для потока с примесью приближаются к числу Нуссельта для однородного потока.

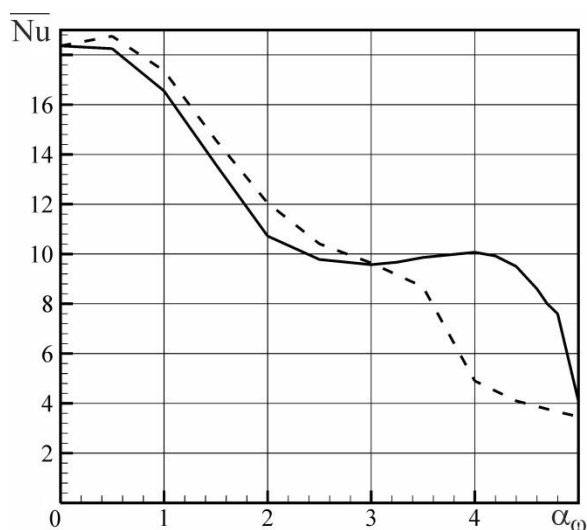


Рисунок 5.14 – Зависимость среднего числа Нуссельта цилиндра от относительной скорости вращения: сплошная линия – однородный поток, пунктирная линия – поток воды с частицами

В результате расчета неизотермического обтекания вращающегося кругового цилиндра вязкой несжимаемой жидкостью с твердыми частицами, плотность которых больше, чем плотность несущей фазы и с массовой концентрацией 11%, установлено, что наличие механической примеси приводит к увеличению среднего коэффициента сопротивления цилиндра, уменьшению среднего коэффициента подъемной силы, оказывает значительное влияние на амплитуду коэффициента подъемной силы и теплообмен цилиндра со средой. При этом степень влияния примеси существенно зависит от относительной скорости вращения цилиндра. Анализ этой зависимости позволил выделить характерные интервалы изменения относительной скорости, определяемые тремя критическими значениями скорости вращения и промежуточной величиной, равной 3,0.

5.2 Улавливание капель при охлаждении оборотной воды в испарительных градирнях

Для охлаждения оборотной воды в теплоэнергетике, химической, нефтехимической, других отраслях промышленности широко применяются башенные, вентиляторные, а также эжекционные градирни. При эксплуатации испарительных градирен охлаждение воды происходит при непосредственном контакте ее с атмосферным воздухом. Вследствие чего в рабочих областях этих градирен находится воздушно-капельная смесь. Для предотвращения капельного выброса воды в окружающую среду на пути восходящих воздушных потоков, содержащих капли воды диаметром около 30-300 мкм, над водораспределительной системой градирен размещаются водоулавливающие устройства [10].

Инерционные каплеуловители жалюзийного типа представляют собой решетки профилей с поперечным сечением в форме волны, уголка, трапеции и других. Лопатки профилей крепятся между собой соединительными элементами. При движении между лопатками воздушные потоки отклоняются от первоначального направления, огибают их. Под влиянием сил инерции капли сталкиваются с поверхностью и оседают на лопатках. Осевшие на лопатках каплеуловителя капли формируют пленку жидкости, которая под действием силы тяжести стекает вниз.

При разработке, эксплуатации каплеуловителей имеет место ряд проблем. В частности, необходимость повышения коэффициента улавливания, уменьшение добавочного сопротивления движению воздушных потоков. Кроме того, следует увеличить ресурс этих устройств при минимальных затратах материалов. Один из вариантов решения этих проблем – математическое моделирование движения воздушных потоков, капель воды с целью отыскания рациональных технических решений.

В градирнях охлаждаемая вода разбрызгивается форсунками. Холодный воздух и капли воды двигаются в противоположных направлениях. Ос-

новная масса воды под действием силы тяжести стекает вниз. Тем не менее, 5-7% от всей массы воды в виде капель уносится вместе с восходящими воздушными потоками, достигает решеток каплеуловителей. Чем выше скорость воздуха, тем больше доля увлекаемых воздухом капель. При эксплуатации градирен скорость воздуха обычно не превосходит 2,5-3 м/с. Следует отметить, что допустимый предел выноса воды составляет 0,05-0,2% от общего объема подаваемой воды.

Поскольку жалюзийный каплеуловитель представляет собой решетку профилей лопаток, для оценки эффективности их работы достаточно рассмотреть движение двухфазной среды в ячейке периодичности, образованной двумя смежными лопатками. Определим число Рейнольдса по формуле $Re = H_{\text{вод}} u_0 / \nu$ ($H_{\text{вод}}$ – шаг решетки, u_0 – скорость набегающего потока, ν – кинематическая вязкость воздуха). При характерных значениях параметров Re составляет порядка $10^3 \div 10^4$, что соответствует турбулентному характеру движения несущей среды. Для разработки новых форм лопаток каплеуловителей требуются знание аэродинамических характеристик течения сред. Важные теоретические аспекты эксплуатации водоуловителей, а также результаты технологических испытаний приводятся в работе [10]. В частности, найдены отношение капельного уноса к расходу воды, сопротивление каплеуловителей, максимально допустимая скорость эксплуатации их. Экспериментальные исследования показателей каплеуловителей, в основном, сетчатого и сотового типа приведены в [503]. В работе [504] подчеркивается, что потоки двухфазной среды между лопатками жалюзийного каплеуловителя являются турбулентными. Поэтому авторы достаточно подробно анализируют эффективность и вычислительные затраты различных подходов к моделированию турбулентности. В [505] оценка потерь воды в градирнях за счет испарения капель получена с использованием результатов численного исследования, базирующемся на эйлерово-лагранжевом подходе.

Далее приводятся результаты численного исследования работы каплеуловителей с известной конфигурацией поперечного сечения лопаток, формулируются рекомендации по проектированию их, предлагается новая форма лопаток инерционного каплеуловителя.

Схемы ячеек периодичности широко применяемых уголкового, трапециевидного каплеуловителей, а также предложенного каплеуловителя с V-образной формой лопаток представлены на рисунке 5.15. В ячейке периодичности снизу вверх движется поток воздуха с каплями воды. При моделировании движения двухфазных потоков необходимо знать закономерности процессов динамического взаимодействия частиц дисперсной фазы с несущей [62]. Данным проблемам посвящены экспериментальные и теоретические исследования [59, 138, 506, 507]. Достаточно низкая концентрация капель в несущем потоке воздуха и необходимость отслеживания траекторий движущихся капель делают предпочтительным выбор эйлерово-лагранжева подхода для моделирования движения сред, когда в рамках эйлерова описания характеристики несущей среды рассматриваются как функции пространственных координат и времени, а траектории отдельных капель рассчитываются в переменных Лагранжа. При эксплуатации испарительных градилен имеет место ряд теплофизических процессов, в том числе, гидроаэродинамические, теплообменные, массообменные, однако при математическом моделировании инерционного улавливания капель воды на лопатках процессы массообмена в не являются определяющими и ими можно пренебречь.

Поскольку профиль скорости воздуха в нижнем сечении решетки неизвестен, чтобы избежать неопределенности при постановке граничных условий в этом сечении, исходная расчетная область Ω дополняется подобластью непосредственно перед решеткой с границами Γ_{sym} и Γ_{in} . Данная процедура позволит точнее рассчитать картину течения сред.

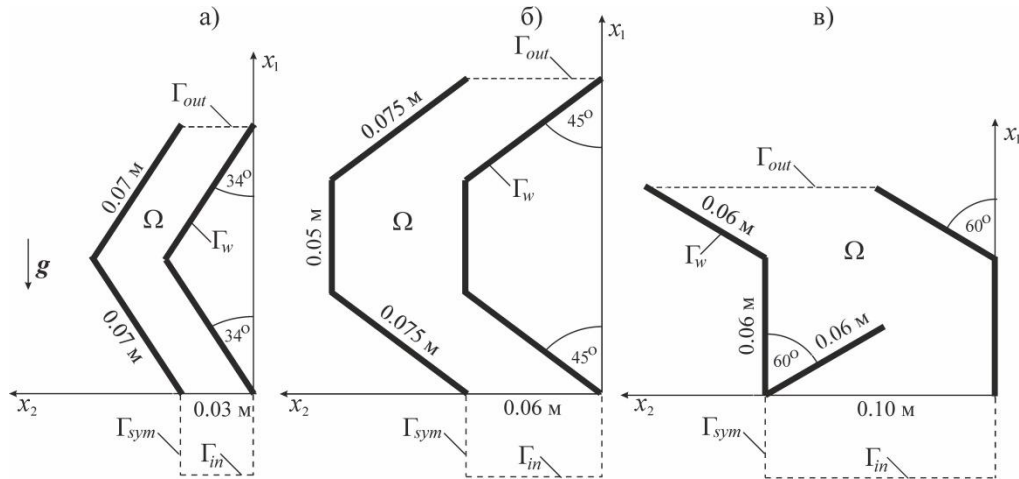


Рисунок 5.15 – Схемы ячеек периодичности каплеуловителей с лопатками разного профиля: (а) углового, (б) трапецевидного, (в) предложенного

Предположим, что потоки воздуха двумерны, сжимаемость его не учитывается. Течение считается изотермическим. Поскольку программный комплекс OpenFOAM ориентирован на решение задач в трехмерных областях, в направлении оси Ox_3 расчетные области имеют толщину в одну ячейку. В работе [504] показано, что при моделировании турбулентного режима движения воздуха в каплеуловителях, основанном на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (RANS), и на описании течения с помощью метода крупных вихрей (LES), когда большие вихри рассчитываются, а мелкие моделируются, вычислительные затраты для подхода LES в 7-10 раз выше, чем для RANS. Учитывая это обстоятельство, в данной работе при описании турбулентного движения воздуха (несжимаемой жидкости) в области Ω относительно локальной системы координат $x_1x_2x_3$ воспользуемся осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса. Уравнения (2.4), (2.5) перепишем в виде

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (5.16)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \\ = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right] - \bar{f}_{pi}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Здесь $\bar{u}_i, \bar{u}_j$ – компоненты осредненного вектора скорости $\bar{\mathbf{u}}$; $\bar{p}$ – осредненное давление, ρ – плотность жидкости, $\mu_{eff} = \mu + \mu_T$ – эффективная вязкость, $\mu = \rho \nu$ – коэффициент динамической вязкости жидкости, μ_T – турбулентная, или вихревая вязкость, δ_{ij} – символ Кронекера, k – кинетическая энергии турбулентности, $\bar{f}_{pi}$ – источниковый член, учитывающий влияние капель на движение воздуха. Уравнения (5.16), (5.17) замыкаются моделью турбулентности Ментера SST (2.7), (2.8), задаются следующие начальные и граничные условия.

В начальный момент времени $t=0$: среда покоится $\bar{u}_i = 0$, $\bar{p} = \bar{p}_0$. На входе в расчетную область Γ_{in} : $\bar{u}_1 = u_0$, $\bar{u}_2 = 0$, $\bar{u}_3 = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = 0$. При этом интенсивность турбулентности $Tu_0 = 5\%$ [505], масштаб турбулентности $L_f = 0,07 H_{vod}$, H_{vod} – расстояние между пластинами. Соответствующие значения кинетической энергии турбулентности $k = (3/2) Tu_0^2 u_0^2$, удельной турбулентной диссипации $\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} L_f}$ рассчитываются по заданным на входной границе Tu_0 , L_f ; здесь C_μ – эмпирическая постоянная ($C_\mu = 0,09$). На поверхностях лопаток Γ_w задаются условия прилипания: $\bar{u}_i = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = 0$, $k = 0$, $\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}$. Здесь $\beta_1 = 0,075$ – константа, d_1 – расстояние от центра пристеночной ячейки до границы расчетной области. В выходном сечении Γ_{out} :

$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n} = 0$, $\bar{p} = p_0$, $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n} = 0$. На ортогональных оси x_3 границах расчетной области: $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial n} = 0$, $\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial n} = 0$, $\bar{u}_3 = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = 0$, $\frac{\partial k}{\partial n} = 0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n} = 0$.

Обычно объемная концентрация дисперсной фазы при реальных гидравлических нагрузках градиент не превышает $2 \cdot 10^{-3}$. Следовательно, можно пренебречь взаимным влиянием отдельных капель в математической модели. Для простоты будем считать, что капли имеют сферическую форму с диаметром d_p , их дробление, слияние, вращение не учитывается. Траектория движения капли описывается соотношениями (2.9). Из всей совокупности сил, действующих на каплю и представленных в уравнении (2.10) выделим в качестве основных силу гидродинамического сопротивления и массовую силу тяжести. Согласно второму закону Ньютона уравнение движения центра масс капли имеет вид

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_g, \quad (5.18)$$

где сила гидродинамического сопротивления капли $\mathbf{F}_D$ и сила тяжести $\mathbf{F}_g$ определяются соотношениями

$$\mathbf{F}_D = C_D \rho_f \frac{\pi d_p^2}{8} |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u} - \mathbf{u}_p), \quad \mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g}. \quad (5.19)$$

Коэффициент сопротивления C_D зависит от числа Рейнольдса $Re_p = d_p |\mathbf{u} - \mathbf{u}_p| / \nu_f$. Если принять во внимание, что относительная скорость капель может варьироваться от 0 до некоторого максимального значения, равного модулю скорости воздуха в сечении решетки каплеуловителя (около 3 м/с) и ограничиться расчетом движения капель диаметром не больше 10^{-3} м, то получим, что числа Рейнольдса Re_p не превышают 250. В данном случае для расчета коэффициента сопротивления можно воспользоваться вы-

ражением $C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687})$, справедливым при $Re_p \leq 1000$. Обратное

влияние капель на поток несущей среды учитывается в уравнениях (5.17) на каждом временном шаге с использованием источникового члена

$$\mathbf{f}_p = - \sum_{k=1}^{N_p} \mathbf{F}_{D,k} / V_{cell}, \text{ где } N_p - \text{число капель в объеме ячейки сетки } V_{cell}.$$

Далее ради простоты считается, что капли на границе Γ_{in} распределены равномерно, компоненты векторов скоростей воздуха и капель совпадают: $u_{px} = u_0$, $u_{py} = 0$. Капля считается уловленной, если ее траектория достигает поверхности лопатки. В расчетах задаются свойства воздуха $\rho = 1,2 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 1,48 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и воды $\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu_p = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Исследование проводится при двух значениях скорости воздуха перед решеткой каплеуловителя u_0 : 1,25 и 2,5 м/с.

Поля модулей скорости его в ячейках периодичности в случае $u_0 = 2,5 \text{ м/с}$ показаны на рисунках 5.16 а, б, в. При движении через решетку уголкового каплеуловителя поток воздуха меняет свое направление дважды. При этом в ячейке периодичности наблюдаются области с пониженными скоростями слева в углу вогнутой стенки профиля и за поворотом выпуклой стенки (рисунок 5.16 а). Отмечается неравномерный профиль скорости на выходе.

Поток воздуха при прохождении через канал с трапецевидными лопатками меняет направление движения три раза: сначала отклоняется влево от вертикального направления движения, а затем прямо и направо (рисунок 5.16 б). Вдоль левой стенки поток замедляется, ускоряясь лишь ближе к выходному сечению. За углами правой стенки наблюдается отрыв потока.

Максимальный перепад модуля скорости в ячейке каплеуловителя достигается при V-образной конфигурации лопаток за счет сужения канала (рисунок 5.16 в), при этом поток дважды меняет направление движения. За вы-

ступом формируется вторичное течение. Отметим, что все конфигурации рассматриваемых решеток не имеют вертикального «просвета».

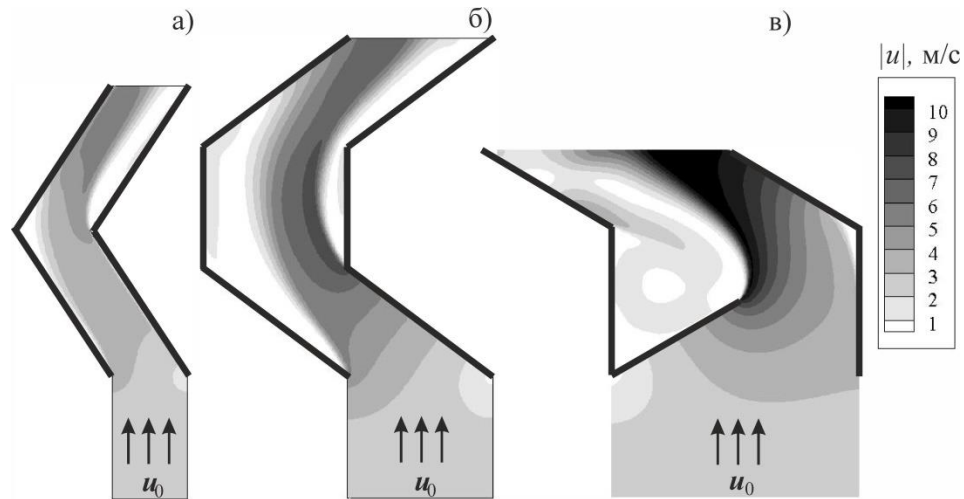


Рисунок 5.16 – Поля модуля скорости в ячейках периодичности каплеуловителей с различными профилями лопаток: (а) углового, (б) трапецевидного, (в) предложенного

Поскольку в инерционных улавливающих устройствах осаждение капель реализуется за счет изменения направления воздушного потока и его скорости, эффективность их работы во многом зависит от размера капель. В численных расчетах диаметр капель d_p варьируется от 10^{-5} до 10^{-4} м. Показано, что мелкие капли ($d_p < 2 \cdot 10^{-5}$ м) увлекаются потоком воздуха, двигаясь вдоль линий тока. Они практически не оседают на лопатках каплеуловителей. Достаточно крупные капли жидкости ($d_p > 6 \cdot 10^{-5}$ м), двигаясь по первоначальным траекториям, не успевают изменить направление движения, лишь незначительно отклоняясь вблизи поворотов решетки. В результате они осаждаются на поверхности лопаток, считаются уловленными.

Для иллюстрации на рисунке 5.17 представлены траектории движения капель диаметром $d_p = 4 \cdot 10^{-5}$ м в ячейках периодичности каплеуловителей с различными конфигурациями лопаток.

Из результатов расчетов следует, что широко применяемый уголкового каплеуловитель достаточно эффективен. Отмечается осаждение капель на нижней части правой стенки и на верхней части левой (рисунок 5.17 а). Однако данная конструкция обладает тем недостатком, что малый шаг решетки создает высокое аэродинамическое сопротивление.

Траектории капель в ячейке периодичности трапециевидного каплеуловителя показаны на рисунке 5.17 б. В области пониженных скоростей воздуха, где модуль скорости меньше u_0 , капли под действием гравитационной силы отклоняются от первоначального направления влево. Осаждение происходит в основном на нижней части правой стенки и на верхней части левой. Шаг и высота решетки этой конфигурации больше, чем у уголкового каплеуловителя. На практике отмечаются случаи, когда при возрастании расхода воздуха жесткость данной конструкции оказывается недостаточной и происходит нежелательное «схлопывание» решетки, приводящее к перекрытию восходящих потоков воздуха и нарушению производственного процесса.

Более высокие показатели улавливания можно достичь путем уменьшения шага решетки, однако, это повлечет за собой нежелательный рост аэродинамического сопротивления конструкции. Если увеличить расстояние между пластинами, то сопротивление решетки уменьшится, а капли свободно будут выдуваться воздухом в появившийся «просвет» между лопатками.

Таким образом, на основе результатов расчетов полей скорости воздуха и траекторий капель показано [509], что для обеспечения высокой эффективности улавливающих устройств необходимо, чтобы количество поворотов потока воздуха в ячейке периодичности было бы минимальным, а интенсивность движения воздуха в канале менялась бы, по возможности, максимально. Данным требованиям соответствует предложенная V-образная конфигурация лопаток (рисунок 5.15 в). Отметим, что у этого каплеуловителя шаг решетки $H_{vod} = 0,1$ м и сравнительно малая высота. Высота решетки трапециевидного каплеуловителя составляет $L_{vod} = 0,14$ м, уголкового – 0,08 м, V-

образного – 0,09 м. Как видно из приведенных результатов, в данном каплеуловителе за счет выступа поток воздуха с каплями разворачивается, далее под действием силы инерции капли оседают на наклонной части правой стенки.

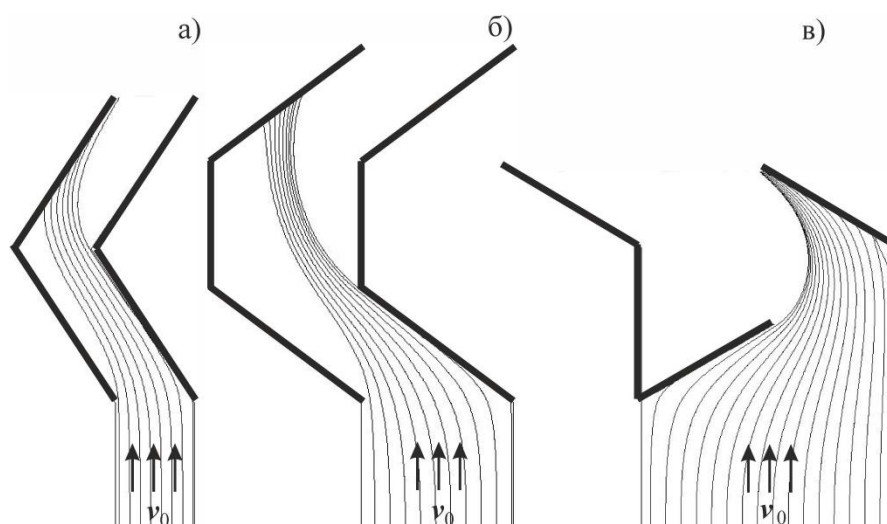


Рисунок 5.17 – Траектории капель диаметром $d_p = 40$ мкм в ячейках периодичности каплеуловителей: (а) уголкового, (б) трапециевидного, (в) предложенного при скорости воздуха перед решеткой $u_0 = 2,5$ м/с

В общем случае эффективность конструкции каплеуловителя определяется тремя показателями: степенью улавливания капель, величиной аэродинамического сопротивления и затратами на производство решеток.

На практике для оценки коэффициента уноса, определяемого как отношение массы жидкости, уносимой за пределы каплеуловителя, к общей массе жидкости, разбрызгиваемой форсунками, необходимо знать объемную долю оборотной воды, которая в виде капель выбрасывается вверх и долетает до решетки, а также долю капель, задержанную вследствие инерционного осаждения. Эффективность каплеуловителя, в целом, зависит от многих факторов: формы профиля лопаток, шага решетки, скорости воздушного потока, распределения капель по размерам, от угла, под которым капли пересекают сечение решетки и ряда других.

В данной работе акцентируется внимание на оценке эффективности улавливания ζ , определяемой как доля уловленных капель от общего количества капель на входе в ячейку периодичности, в зависимости от диаметра капель d_p . Результаты расчетов коэффициента эффективности ζ названных выше конструкций каплеуловителей для двух значений скорости набегающего потока u_0 приводятся на рисунке 5.18. Видно, что в целом все конструкции демонстрируют приемлемую эффективность работы, однако наиболее высокие показатели улавливания наблюдаются у каплеуловителя трапецевидной формы. Вместе с тем, у этого каплеуловителя малый шаг решетки, при его изготовлении велики затраты материалов. Показано, что V-образный каплеуловитель предпочтительнее использовать для сравнительно крупных капель $d_p > 55$ мкм при скорости воздуха $u_0 = 1,25$ м/с и для $d_p > 40$ мкм при $u_0 = 2,5$ м/с (рисунок 5.18 кривые 3, 6). Установлено, что увеличение скорости воздуха в два раза приводит к некоторому "выпрямлению" траекторий капель. При этом эффективность улавливания во всех случаях возрастает с увеличением скорости газа с $u_0 = 1,25$ м/с (рисунок 5.18 кривые 4, 5, 6) до $u_0 = 2,5$ м/с (рисунок 5.18 кривые 1, 2, 3), но при этом может иметь место вторичный унос, не учитываемый при моделировании [509].

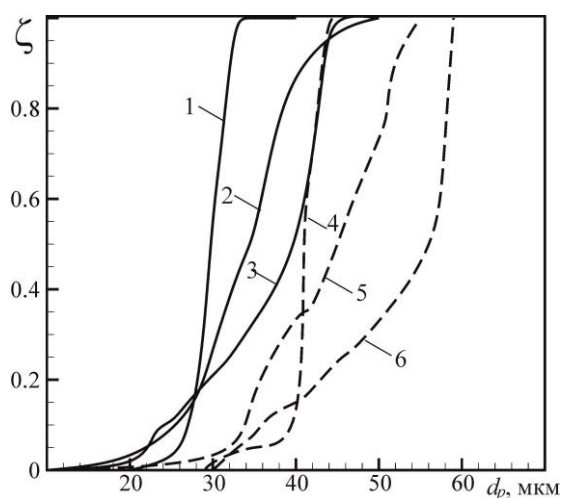


Рисунок 5.18 – Эффективность улавливания трапецевидного (1, 4), углового (2, 5), V-образного (3, 6) каплеуловителей в зависимости от диаметра

капель при скоростях набегающего потока воздуха 1,25 м/с (4, 5, 6) и 2,5 м/с (1, 2, 3)

Коэффициент аэродинамического сопротивления решеток каплеуловителей рассчитывается по формуле $C_k = \Delta p / 0,5 \rho u_0^2$, где Δp – перепад давления воздуха до решетки и после нее. В таблице 5.1 показано, что наименьший коэффициент сопротивления имеет уголкового каплеуловитель, наибольший – V-образный.

Таблица 5.1 – Коэффициент аэродинамического сопротивления решеток каплеуловителей

Форма лопаток	трапецевидная		уголковая		V-образная	
u_0 , м/с	1,25	2,5	1,25	2,5	1,25	2,5
C_k	6,94	6,24	3,44	3,06	15,77	15,71

Известно [10], что коэффициент аэродинамического сопротивления каплеуловителей жалюзийного типа варьируется от 3,0 до 16,0, а коэффициент сопротивления градирни может достигать 50,0 и выше. В результате внедрения и эксплуатации новой формы лопаток в градирнях вентиляторного типа показано, что мощности вентилятора достаточно для эффективной сепарации капель данным типом решетки.

Полагая, что основными затратами на производство решеток каплеуловителей являются затраты, связанные с приобретением материалов, оценим материалоемкость конструкций. Решетки каплеуловителей состоят из лопаток и соединительных элементов, однако основной расход материалов обусловлен производством лопаток. Рассчитаем материалоемкость конструкций с учетом шага решетки и длины лопаток при фиксированной толщине про-

филя лопаток. Выделим контрольный объем решетки $V_0 = 1 \text{ м} \times 1 \text{ м} \times L_{\text{вод}}$. При заданных параметрах на изготовление такой решетки уголкового каплеуловителя расходуются лопатки площадью $S = 4,67 \text{ м}^2$, трапецевидного – $3,33 \text{ м}^2$, V-образного – $1,80 \text{ м}^2$. Следовательно, при изготовлении решетки V-образного каплеуловителя показатель расхода материалов минимален, собранные блоки имеют меньшую массу.

Кроме того, наличие острого угла в сечении этой лопатки (рисунок 5.15 в) способствует повышению ее жесткости, предотвращает так называемое «схлопывание», когда под действием высокого напора воздуха пластины смещаются, перекрывая существующие просветы.

Таким образом, для общей оценки эффективности конструкции каплеуловителя можно воспользоваться комплексным показателем, учитывающим эффективность улавливания капель, коэффициент аэродинамического сопротивления, затраты на производство лопаток решеток [509]:

$$K = c_1(\zeta/\zeta_0) + c_2(C_k/C_{k,0}) + c_3(S/S_0),$$

где $\eta_0, C_{k,0}, S_0$ – характерные значения соответствующих показателей; c_1, c_2, c_3 – весовые коэффициенты, назначаемые экспертно в зависимости от

их значимости при условии, что $\sum_{i=1}^3 c_i = 1$. Названный показатель по форме

аналогичен т.н. обобщенному критерию оптимальности, широко применяемому, в частности при оптимизации производственных объектов и процессов. Он в полной мере характеризует эффективность конструкции каплеуловителя, поскольку содержит все основные параметры, а весовые коэффициенты позволяют гибко учитывать приоритеты заказчиков в каждом конкретном случае. На практике предпочтение V-образной форме лопаток будет отдано при необходимости сепарации относительно крупных капель в ситуации, когда первостепенное значение имеет повышенная жесткость конструкции, экономия материалов, а также возможность перекрытия уголка лопаток для конденсации паров воды.

5.3 Сепарация капель в сетчатых демистерах

На промышленных предприятиях энергетики, химической промышленности для разделения потоков газа и капель в зависимости от физических свойств газовой и жидкой сред, диапазона размеров капель, гидравлической нагрузки, возможности размещения крупногабаритных устройств и многих других факторов применяются отстойники, волокнистые фильтры, электростатические осадители, циклоны, жалюзийные каплеуловители, демистеры. Сетчатые демистеры представляют собой слой сплетенной проволоки из нержавеющей стали, стекловолокна, пластика или полимеров, таких как полипропилен или тефлон, размещенные на опорной конструкции. Они ориентированы, как правило, на улавливание достаточно мелких капель (от 5 до 50 мкм). Улавливание капель имеет место в ряде технологических операций, в частности, при дистилляции, фракционировании, очистке газа, испарительном охлаждении, кипячении и других. В таких случаях сепарация сред с помощью демистеров является составной частью некоторого многостадийного процесса, в котором нужно очистить газы от частиц, извлечь ценные продукты, очистить поток газа перед следующим технологическим этапом для защиты элементов оборудования от воздействия агрессивных сред.

Во время движения потока газа с диспергированной жидкостью через сетчатый демистер капли соударяются с поверхностью проволоки, объединяются в более крупные капли, которые по достижении достаточного размера под действием силы тяжести отрываются от поверхности проволоки и падают вниз. Уловленные капли могут формировать струйки и пленки жидкости, стекающие против потока воздуха. Как правило, диаметр проволоки d составляет от 0,2 до 0,32 мм, скорость набегающего потока воздуха u_0 может варьироваться от 1 до 7,5 м/с [510]. При этом нижнее значение соответствует скорости, при которой потоки воздуха увлекают капли жидкости. Макси-

мальное значение не должно превышать критическую скорость, при которой происходит «захлебывание» конструкции жидкой фазой.

Эффективность работы демистеров, как и каплеуловителей жалюзийного типа, оценивается по эффективности улавливания капель жидкости и перепаду давления до и после слоя. В последние годы не прекращаются работы по поиску способов повышения эффективности работы известных конструкций каплеуловителей и разработки новых устройств для улавливания капель. Для инерционного улавливания относительно крупных капель ($d_p > 40$) устанавливаются каплеуловители жалюзийного типа из лопаток с различными формами поперечного сечения. Далее для улавливания более мелких фракций на пути движения воздушного потока с каплями размещаются сетчатые демистеры. Они в свою очередь тоже могут быть многослойными. На слой сетки из проволоки большего диаметра накладывается слой проволоки с меньшим диаметром. В некоторых случаях для повышения эффективности улавливания используется специальная модификация, когда одновременно переплетаются толстые и тонкие проволоки.

Экспериментальные исследования эффективности промышленных сетчатых демистеров выполнено в работах [510, 511]. Показано [510], что эффективность сепарации капель увеличивается с ростом скорости воздуха, а также с уменьшением диаметра проволоки. Однако в экспериментальных работах отмечается, что чем тоньше проволока, из которой изготовлен демистер, тем раньше происходит «захлебывание» устройства при прочих равных условиях. Для предотвращения повторного уноса капель воды, захваченных сетчатой подушкой, скорость газовой фазы должна быть ограничена 4-5 м/с. Экспериментальные исследования перепада давления в сетчатом демистере в зависимости от пористости, удельной площади поверхности, толщины слоя проволоки приводятся в [510].

В [512] выделяют три подхода к математическому описанию движения среды через сетчатый демистер, установленный в рабочем пространстве тех-

нологического оборудования. Самая простая одномерная модель описывает демистер как тонкую пористую перегородку с известным перепадом давления на ней. Второй способ описания заключается в том, что демистер представляет собой пористую среду с известным коэффициентом проницаемости и предположением о связи величин пористости слоя и проницаемости. При таком подходе для расчета перепада давления учитывается толщина слоя проволоки, используются двухчленные эмпирические зависимости с учетом сил вязкости и инерции. Третий подход базируется на решении полной системы уравнений Навье-Стокса, описывающей движение среды при обтекании размещенных в потоке препятствий в форме лопаток или прутков. Данный подход более полно описывает исследуемые процессы, является более точным. Однако его реализация требует достаточного сеточного разрешения динамических пограничных слоев, и, следовательно, больших вычислительных мощностей.

Анализ литературных источников показал, что производительность сетчатых демистеров в зависимости от геометрических и эксплуатационных параметров обсуждалась в ограниченном количестве публикаций.

Как было отмечено в [510] процесс разделения в сепараторе из проволоочной сетки включает три этапа: первый – инерционное столкновение капля жидкости с поверхностью проволоки. Когда газовая фаза огибает препятствия в форме проволок, а достаточная кинетическая энергия капель жидкости способствует движению их по первоначально заданному направлению, вследствие чего, они ударяются о проволоки, находящиеся на их пути. На втором этапе процесса происходит коалесценция осажденных капель на поверхности проволок. На третьем этапе жидкость стекает вниз в форме крупных капель или струек в режиме перекрестного потока. Может наблюдаться вторичный унос.

Далее моделируется только первый этап – этап инерционного улавливания, анализируются особенности отрывного обтекания потоком воздуха слоя проволоки, оценивается эффективность инерционного улавливания сет-

чатых демистеров в зависимости от расстояния между проволокой, скорости набегающего потока воздуха, размера капель, оценивается перепад давления.

Следует отметить, что сетчатый демистер имеет сложную трехмерную структуру. Поскольку моделирование движения двухфазной среды через несколько слоев сетки требует значительных вычислительных мощностей и временных ресурсов, особенно при проведении параметрических численных экспериментов, выделим вертикальное сечение демистера. Допустим, что гидродинамические особенности течения в реальной трехмерной структуре и моделируемом двумерном сечении эквивалентны. Аналогичный подход применяется в [510], где для численного удобства исходная трехмерная модель была упрощена до структуры с переплетенными ортогональными проволоками. Прутки проволоки, имеющие круглое поперечное сечение диаметром d , располагаются в шахматном порядке. Кроме того, отметим, что сетка имеет периодическую структуру, что позволяет рассматривать некоторую ячейку периодичности (рисунок 5.19). Фактически это пористая структура из сетки, удерживающая капли жидкости, увлекаемые потоком воздуха. Обозначим через h_d – расстояние между проволокой в одном ряду, h_n – расстояние между соседними рядами, n – количество рядов.

Рассматривается три варианта сетчатого демистера, состоящего из 20 рядов проволоки диаметром $d = 2,8 \cdot 10^{-4}$ м, когда расстояние между рядами составляет $h_n = 2d$, а расстояние между проволокой в одном ряду h_d равно $2d$, $2,5d$, $3d$. Пористость сетчатого каплеуловителя ε определяется как доля объема пустот к общему объему сетчатого слоя. Другим важным показателем демистера является удельная поверхность S , которая определяется площадью поверхностей проволок в 1 м^3 устройства. Показатели рассматриваемых конструкций представлены в таблице 5.2.

Таблица 5.2 – Пористость ε и удельная поверхность S сетчатого демистера

Конфигурация	$h_d = 2d$	$h_d = 2,5d$	$h_d = 3d$
ε	0,804	0,843	0,869
$S, \text{ м}^2/\text{м}^3$	2801	2241	1867

При проведении численных экспериментов задаются плотность воздуха $\rho_a = 1,225 \text{ кг/м}^3$, воды $\rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$, диаметр каплей варьируется в диапазоне от 1 мкм до 20 мкм, скорость набегающего потока воздуха u_0 от 1 до 5 м/с. Число Рейнольдса $Re = u_0 d / \nu$, рассчитанное по диаметру проволоки ($d = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}$) и скорости набегающего потока, коэффициенту кинематической вязкости воздуха ($\nu = 1,46 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$) изменяется от 19,18 до 95,6.

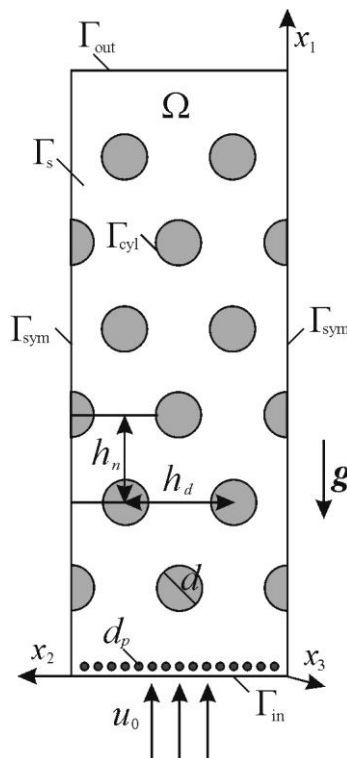


Рисунок 5.19 – Схема расчетной области

Математическое моделирование работы сетчатых демистеров осуществляется в рамках эйлерово-лагранжева подхода, который позволяет отслеживать движение отдельных капель между проволокой и соударение их с поверхностью. Принимается ряд допущений: несущая среда несжимаемая, режим ее движения нестационарный, турбулентный. Объемная концентрация дисперсной фазы мала. Капли представляются недеформируемыми сферическими частицами, их вращение, дробление, слияние не учитываются. Фазовые переходы отсутствуют. При расчете траекторий не учитывается также влияние капель друг на друга.

Движение воздуха в декартовой системе координат $x_1x_2x_3$ описывается уравнениями (5.19), (5.20), (2.7), (2.8) со следующими начальными и граничными условиями.

В начальный момент времени $t=0$: среда покоится $\bar{u}_i=0$, $\bar{p}=p_0$. На входе в расчетную область Γ_{in} задается равномерный профиль скорости $\bar{u}_1=u_0$, $\bar{u}_2=0$, $\bar{u}_3=0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_1}=0$, $Tu_0=5\%$, $L_f=0,07d$. На поверхности проволоки Γ_{cyl} имеет место условие прилипания жидкости $\bar{u}_i=0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n}=0$, $k=0$, $\omega=10\frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}$. На границах Γ_{sym} : условие симметрии $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial n}=0$, $\bar{u}_2=0$, $\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial n}=0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n}=0$, $\frac{\partial k}{\partial n}=0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n}=0$. На боковых границах Γ_s , перпендикулярных оси Ox_3 : $\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial n}=0$, $\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial n}=0$, $\bar{u}_3=0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n}=0$, $\frac{\partial k}{\partial n}=0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n}=0$. В выходном сечении канала Γ_{out} записываются условия $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n}=0$, $\bar{p}=p_0$, $\frac{\partial k}{\partial n}=0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n}=0$.

Положение капель в потоке воздуха осуществляется в рамках лагранжева подхода с помощью уравнений (5.21), (5.22). Капли подаются в поток на границе области Γ_{in} в момент времени $t=t_p$, когда движение несущей среды

можно считать установившимся. Предполагается, что капли распределены в сечении Γ_{in} равномерно, их скорость в момент времени $t = t_p$ совпадает со скоростью несущей среды $u_{p,i} = u_i$. Если капля ударяется о поверхность, то она считается уловленной, и расчеты траектории прекращаются.

Эффективность сепарации капель в устройстве зависит от многих параметров: диаметра проволоки d , расстояния между проволокой h_d , между рядами h_n , количества рядов проволоки n , скорости набегающего потока воздуха u_0 , диаметра капель d_p .

Вначале рассчитывается поток воздуха без капель. Одиночная проволока с круглым поперечным сечением является плохообтекаемым телом с нефиксированными точками отрыва потока. Спустя некоторое время после начала расчета при малых скоростях набегающего потока воздуха ($u_0 = 1$ м/с) обтекание тел происходит в установившемся режиме. Вниз по потоку за проволоками формируются симметричные отрывные вихревые области, в которых скорость движения воздуха ниже скорости набегающего потока (рисунок 5.20 а). Следует отметить, что обтекание решетки прутков проволоки отличается от обтекания одиночного цилиндрического тела. При наличии соседних прутков обтекание их происходит в стесненных условиях, когда вихревые структуры следа сужаются в поперечном потоку направлении. На характер обтекания проволоки влияет гидродинамический след от прутка, расположенного выше по потоку. При прохождении воздуха через сетчатый демистер сечение потока уменьшается. Шахматное расположение прутков определяет характер движения среды, его особенности. В частности, наблюдается формирование воздушных струй, движущихся вертикально через весь слой демистера. Струи несущей среды, огибая препятствия в виде проволоки, на каждом ряду попеременно меняют свое направление, отклоняясь, то вправо, то влево от вертикали. При этом скорость струи в 2 раза выше скорости набегающего потока.

Периодический отрыв вихревых структур с поверхности прутков, расположенных в верхних рядах демистера, наблюдается при скорости набегающего потока $u_0 > 2$ м/с. Режим течения несущей среды между проволокой становится нестационарным (рисунок 5.20 б). Чем больше расстояние между прутками проволоки, тем раньше наступает переход к нестационарному режиму обтекания. Отметим, что нестационарное обтекание в большей мере проявляется, начиная с третьего ряда проволоки.

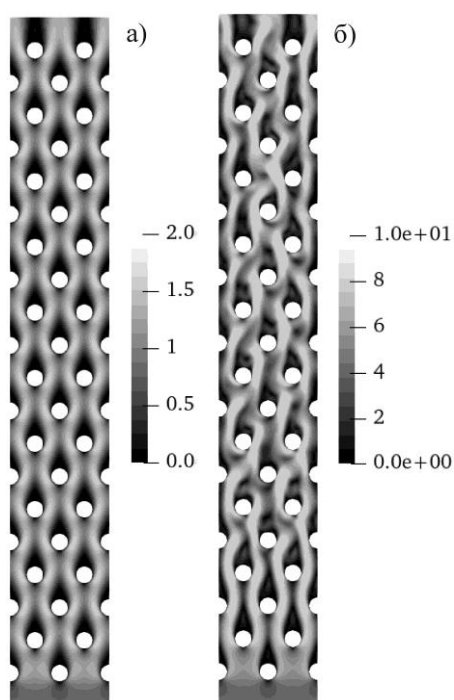


Рисунок 5.20 – Поля модуля скорости воздуха при $h_d = 3d$, $u_0 = 1$ м/с (а), $u_0 = 5$ м/с (б)

После достижения установившегося или автоколебательного режима движения воздуха во входное сечение расчетной области подаются капли диаметром от 1 до 20 мкм. При движении они вносят локальные возмущения в поля скорости и давления воздуха. Каждый пруток проволоки является для капель препятствием. Если инерция капли достаточно велика, и она не успевает отклониться вместе с потоком воздуха, то происходит соударение капли

воды с препятствием. Чем больше инерция капель, тем меньше они отклоняются от первоначального направления движения.

Расчетным путем показано, что при отсутствии сквозного «просвета» ($h_d = 2d$) и стационарном режиме обтекания рядов проволок основная масса крупных капель ($d_p \geq 5$ мкм) оседает на первом, втором или третьем ряду проволоки. В то время как мелкие капли ($d_p = 1$ мкм) после попадания в область восходящей струи воздуха, выносятся за пределы демистера.

Эффективность улавливания капель при наличии небольшого «просвета» ($h_d = 2,5d$) в решетке демистера находится на достаточно высоком уровне. В случае, когда обтекание прутков происходит в нестационарном режиме, и с поверхности проволок наблюдается периодический отрыв вихревых структур, сквозные струи, проходящие через весь слой демистера, не формируются. Даже при наличии просвета в слое проволоки благодаря непрерывной перестройки поля скоростей несущей среды за счет периодически образующихся микроструй постоянно меняется направление вектора скорости центра масс капли. Вследствие чего траектории капель отклоняются и по инерции оседают на поверхностях не только первого и второго ряда, но и на последующих рядах проволоки. Фактически, в данном случае для улавливания воды задействованы все ряды проволоки. Кроме того, при $u_0 = 5$ м/с периодически формирующиеся микроструи, скорость которых может достигать 19 м/с, способствуют сепарации 66% мелких капель диаметром $d_p = 1$ мкм. В целом, нестационарный режим движения несущей среды способствует более высоким показателям улавливания капель.

На рисунке 5.21 показано поле скоростей воздуха в стационарном режиме движения и положение уловленных капель. Максимальное значение скорости воздуха превышает u_0 в 2,35 раза. Видно, что большинство капель осели на нижней наветренной стороне проволок первого и второго ряда. По две капли задержаны на проволоках, расположенных на 3-6 рядах.

При наличии сравнительно большого «просвета» ($h_d = 3d$) в решетке демистера в целом эффективность улавливания снижается. Имеет место капельный унос, величина которого варьируется для различных фракций, и может достигать 27% от общего числа капель на входе в демистер.

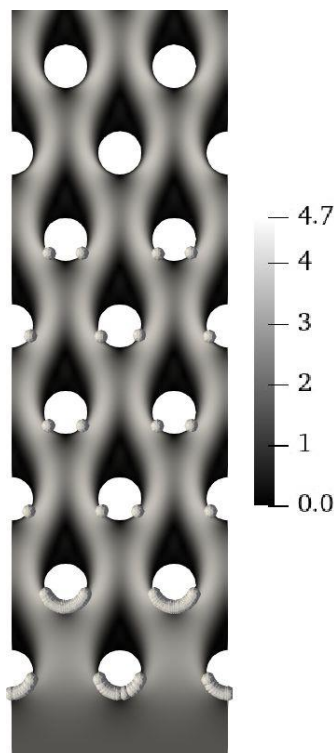


Рисунок 5.21 – Поле модуля скорости воздуха и положение капель диаметром $d_p = 10$ мкм при $u_0 = 2$ м/с, $h_d = 2,5d$

В силу того, что время динамической релаксации капля мало ($\tau < 5 \cdot 10^{-4}$), на движение капли через демистер значительно влияет локальная скорость воздушных потоков. Когда капля попадает в область высоких скоростей воздуха, она в результате действия силы сопротивления ускоряется, в областях с меньшими скоростями – замедляется. Наблюдается периодическое изменение скорости центра масс капли во времени по мере прохождения слоя проволоки (рисунок 5.22).

Перепад давления слоя проволоки является одним из важных параметров при выборе устройства. Падение давления среды обусловлено гидродинамическим сопротивлением расположенных в потоке препятствий, как силами трения среды о поверхность, так и потерями кинетической энергии из-за неоднократного изменения направления потока. На рисунке 5.23 показано, что давление воздуха при движении его сквозь ряды проволоки уменьшается немонотонно. Чем меньше расстояние между прутками проволоки в одном ряду, тем больше перепад давления воздуха до и после демистера.

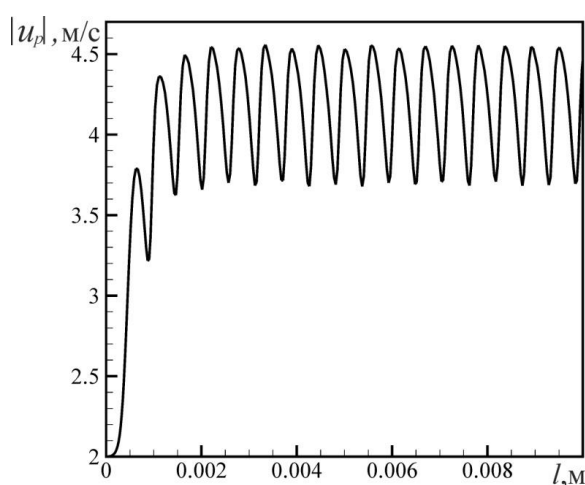


Рисунок 5.22 – Изменение скорости капли ($d_p=1$ мкм) при ее движении в демистере при $u_0=2$ м/с, $h_d=2,5d$

Рисунок 5.24 иллюстрирует монотонное увеличение перепада давления с ростом скорости набегающего потока. Видно, что чем больше расстояние между прутками проволоки, тем меньше перепад давления при прочих равных условиях.

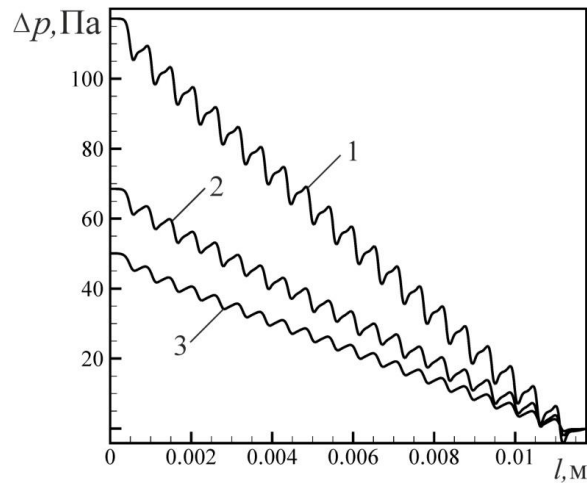


Рисунок 5.23 – Изменение перепада давления $\Delta p = p - p_0$ вдоль оси Ox_1 при $u_0 = 2$ м/с, 1 – $h_d = 2d$, 2 – $h_d = 2,5d$, 3 – $h_d = 3d$

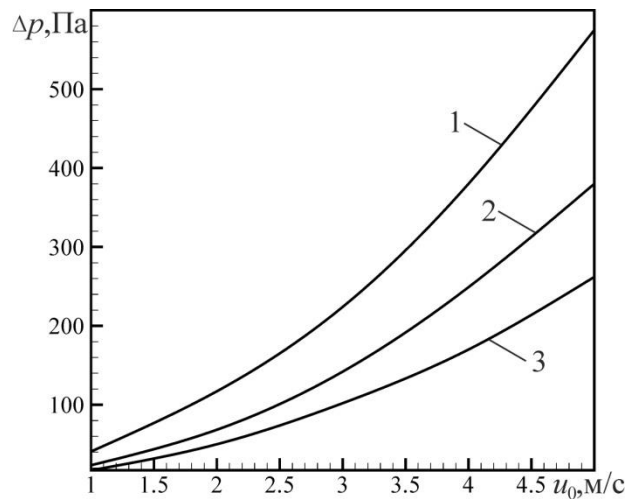


Рисунок 5.24 – Перепад давления Δp в зависимости от скорости набегающего потока u_0 : 1 – $h_d = 2d$, 2 – $h_d = 2,5d$, 3 – $h_d = 3d$

Данные оценки перепада давления были выполнены для «сухого» демистера. На практике по мере того, как капли жидкости оседают на поверхности проволоки, образуются стекающие струйки жидкости, доля пустот демистера уменьшается, увеличивается удельная поверхность. Следовательно, перепад давления до и после слоя сетки на практике будет выше, поскольку

используемая в данной работе математическая модель не учитывает образование пленки жидкости из сепарированных капель.

5.4 Формирование пленки жидкости на поверхности цилиндра

Распыливание жидкости широко применяется в различных процессах химической и других технологий. Течения тонких пленок реализуются, например, в испарителях, конденсаторах, абсорберах, дистилляционных колоннах. Нанесение металлических, диэлектрических и полупроводниковых покрытий используется при производстве интегральных схем. Керамические покрытия защищают детали и механизмы от коррозии, окисления и износа, повышают ресурс режущих инструментов. Применение современной вычислительной техники и методов математического моделирования позволяет сделать рациональный и научно обоснованный выбор технологического оборудования и режимов его работы [514].

Острая необходимость разработки новых высокоэффективных технологий и способов нанесения полимерных порошковых покрытий различного функционального назначения, совершенствования существующих с целью повышения качества покрытий путем обеспечения сплошности материала покрытия, полного смачивания им поверхности обрабатываемого тела, а также снижения затрат энергии отмечается в [35]. При струйном напылении порошков на поверхность деталей, изделий, конструкций струя, вытекающая из сопла распылительного устройства, помимо несущей среды (воздух, продукты сгорания топлива) содержит частицы порошка, которые могут быть в твердом состоянии, размягчены (оплавлены) либо полностью расплавлены. При этом важно получить равномерную толщину покрытия на обрабатываемой поверхности [515, 516].

Впервые пленочные течения были теоретически исследованы в работе [517], в которой получено точное решение уравнений Навье-Стокса для течения тонкого слоя вязкой жидкости по вертикальной стенке. В дальнейшем

было показано, что стекающая пленка жидкости покрыта волнами. Большинство экспериментальных исследований [518-521] посвящены определению толщины и скорости жидкости в пленках при различных режимах, анализу особенностей волнообразования.

Режим движения пленки по твердой поверхности зависит от числа Рейнольдса, физических свойств жидкости, шероховатости поверхности и других факторов. При малых числах Рейнольдса пленка по гладкой поверхности стекает в ламинарном режиме, ее поверхность гладкая, безволновая [522]. При определенных условиях на поверхности наблюдается рябь – короткие капиллярные волны. С увеличением числа Рейнольдса формируются гравитационные волны. При высоких скоростях течение в пленке становится турбулентным. Более того, тонкие пленки подвержены разрывам, образованию сухих пятен [523]. В случае малых расходов жидкости возможны режимы капельного, ривулетного течений [524, 525].

Сформулируем модельную задачу о формировании тонкой жидкой пленки на поверхности цилиндра и гравитационном стекании ее для выявления характерных особенностей процессов, эффектов, возникающих при осаждении капель в инерционных улавливающих устройствах, напылении полимерных порошковых материалов [526]. Рассмотрим часть горизонтально ориентированного цилиндра диаметром $D=0,1$ м длиной $L=0,1$ м, размещенного в воздушной среде (рисунок 5.25). Сверху на расстоянии 0,1 м от тела располагается распылительное устройство. Из его отверстий на цилиндр распыляется жидкость (вода). В результате на поверхности формируется тонкая жидкая пленка, которая стекает под действием силы тяжести. Система декартовых координат $x_1x_2x_3$ расположена таким образом, чтобы ось Ox_3 была параллельна оси цилиндра.

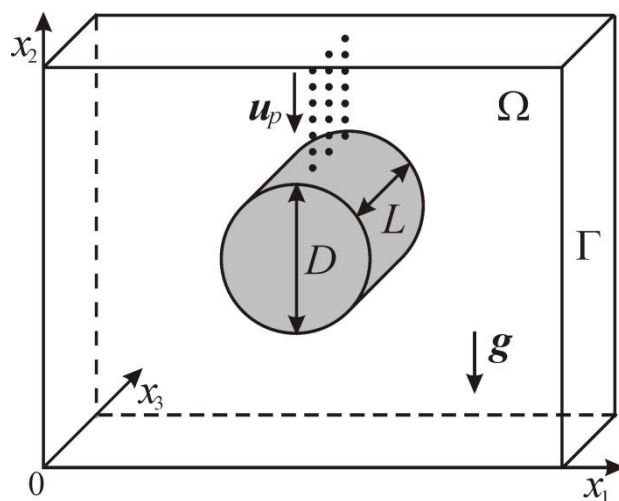


Рисунок 5.25 – Схема расчетной области

Следует отметить, что процесс напыления жидкости на поверхность цилиндрического тела включает большое количество взаимосвязанных физических процессов: образование капель, движение капель в газовой среде, взаимодействие капли со стенкой, с пленкой жидкости, движение жидкости в пленке, разбрызгивание, конденсация, испарение жидкости и других. Учет всех этих факторов в полном объеме при математическом моделировании вызывает большие трудности, поэтому делается ряд допущений. Капли имеют сферическую форму, одинаковый диаметр d_p , не учитываются вращение, дробление, слияние, испарение, конденсация, исследуемые процессы протекают в условиях изотермичности.

Расчетная область Ω занята средой, которая представляет собой вязкую несжимаемую жидкость, движение которой подчиняется уравнениям Навье-Стокса (5.1), (5.2). На границах области Γ задаются условия скольжения. В начальный момент времени среда неподвижна. Расчет траекторий капель осуществляется с помощью уравнений (5.18), (5.19).

Моделирование движения тонкой жидкой пленки выполняется при следующих допущениях. Режим течения жидкой пленки ламинарный. Профиль скорости по толщине пленки является параболическим. Касательная к

поверхности составляющая скорости жидкости в пленке во много раз превышает нормальную составляющую. Движение пленки жидкости толщиной δ описывается уравнениями сохранения массы и количества движения [527]

$$\frac{\partial \rho \delta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \delta \mathbf{u}_{film}) = S_{imp}, \quad (5.20)$$

$$\frac{\partial \rho \delta \mathbf{u}_{film}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \delta \mathbf{u}_{film} \mathbf{u}_{film}) = -\delta \nabla p + \mathbf{S}_{\rho \delta u}, \quad (5.21)$$

где $\mathbf{u}_{film} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \mathbf{u}_{film}^* dh$ – средняя по толщине скорость пленки, $S_{imp} = \sum_j m_{p,j}^*$ –

слагаемое, учитывающее падающие частицы, здесь $m_{p,j}^*$ – плотность потока массы j -ой падающей капли, т.е. масса вещества j -ой капли, которая протекает через единицу площади за единицу времени. В уравнении (2.21) давление $p = p_{imp} + p_\sigma + p_\delta + p_a$ включает влияние падающих капель p_{imp} , давление, обусловленное силами поверхностного натяжения $p_\sigma = -\sigma \nabla_s^2 \delta$, где $\sigma = 0,072$ Н/м – коэффициент поверхностного натяжения, $p_\delta = -\rho(\mathbf{n} \cdot \mathbf{g})\delta$, давление газовой среды на пленку p_a . Слагаемое

$\mathbf{S}_{\rho \delta u} = \mathbf{S}_{\rho \delta u, imp} + \boldsymbol{\tau}_a + \boldsymbol{\tau}_w + \rho \mathbf{g}_t \delta + \boldsymbol{\tau}_\theta$ учитывает влияние падающих капель

$\mathbf{S}_{\rho \delta u, imp} = \sum_j m_{p,j}^* \mathbf{u}_{p,t,j}$, касательное напряжение на поверхности пленки $\boldsymbol{\tau}_a$, си-

лу трения $\boldsymbol{\tau}_w = -\mu 3\mathbf{u}/\delta$, компоненту силы тяжести, направленную по касательной к поверхности $\rho \mathbf{g}_t \delta$, компоненту, учитывающую процесс смачивания и растекания $\boldsymbol{\tau}_\theta$.

В ходе численных экспериментов задаются следующие входные параметры: плотность газа $\rho = 1,2$ кг/м³, коэффициент динамической вязкости газа $\mu = 1,79 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), плотность жидкости $\rho_f = 10^3$ кг/м³, коэффициент динамической вязкости жидкости $\mu_f = 10^{-3}$ кг/(м·с), диаметр капель варьируется от $d_p = 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ м, скорость капель на выходе из распылительного

устройства постоянна $u_{p1}^0 = 0$ м/с, $u_{p2}^0 = -0,5$ м/с, $u_{p3}^0 = 0$ м/с. Диспергирование жидкости через отверстия начинается в момент времени $t = 0$ с и оканчивается $t = 0,3$ с. Массовый расход жидкости составляет 0,023 кг/с. Положение капель в потоке при движении их из разбрызгивающего устройства показано на рисунке 5.26.

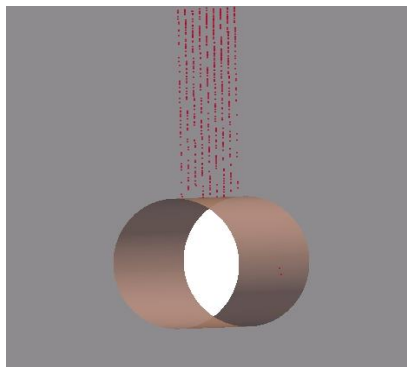


Рисунок 5.26 – Положение капель

Гидродинамический режим движения пленки определяется критерием Рейнольдса $Re = 4\Gamma/\mu_f$, рассчитанным по массовой плотности орошения Γ . Γ – масса жидкости, проходящая в единице времени через единицу длины периметра поверхности, по которой течет пленка. Число Рейнольдса пленки составляет $Re=460$, что соответствует ламинарному режиму течения с волнистой поверхностью раздела фаз, согласно классификации, приведенной в [522]. Расчетным путем подтверждено [528], что при стекании с цилиндра образовавшейся тонкой пленки жидкости под действием силы тяжести на ее поверхности наблюдаются волны. Волновое движение обусловлено возмущениями, которые возникают при взаимодействии падающих капель жидкости с поверхностью тонкой пленки и действием сил поверхностного натяжения. Кроме того установлено [529], что движение жидкой пленки происходит с образованием пальцеобразных структур (рисунок 5.27).

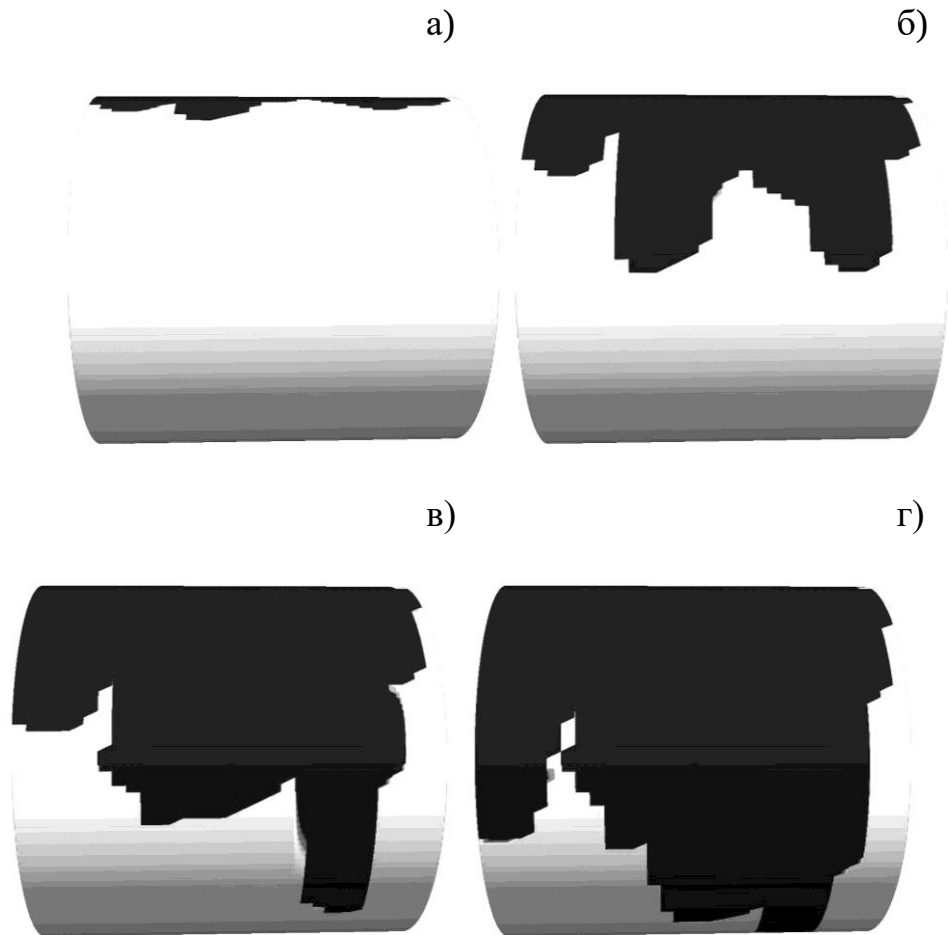


Рисунок 5.27 —. Формирование тонкой жидкой пленки на поверхности цилиндра в моменты времени $t = 0,13$ с (а), $t = 0,18$ с (б), $t = 0,22$ с (в), $t = 0,26$ с (г)

Установлено, что скорость пленки $|\mathbf{u}_{film}|$ вдоль поверхности цилиндра не постоянна (кривые 2, 3), значения $|\mathbf{u}|$ не превышают скорости капель на выходе из распылительного устройства $|\mathbf{u}_p^0|$. В момент времени $t = 0,13$ с максимальное значение скорости жидкости в пленке достигается в нижней ее части (рисунок 5.28) на участке поверхности цилиндра $\theta = 130 \div 140^\circ$. Здесь угол θ отсчитывается от верхней точки цилиндра. Отметим, что на этом же участке поверхности цилиндра наблюдается максимальная толщина жидкой пленки δ , которая составляет $8 \cdot 10^{-4}$ м.

В заключение отметим, что при заданных параметрах распылительного устройства образующаяся тонкая жидкая пленка покрывает поверхность горизонтальной трубы не полностью. Возникающая поперечная неустойчивость движущейся контактной линии пленки приводит к формированию вниз по потоку ривулетного течения.

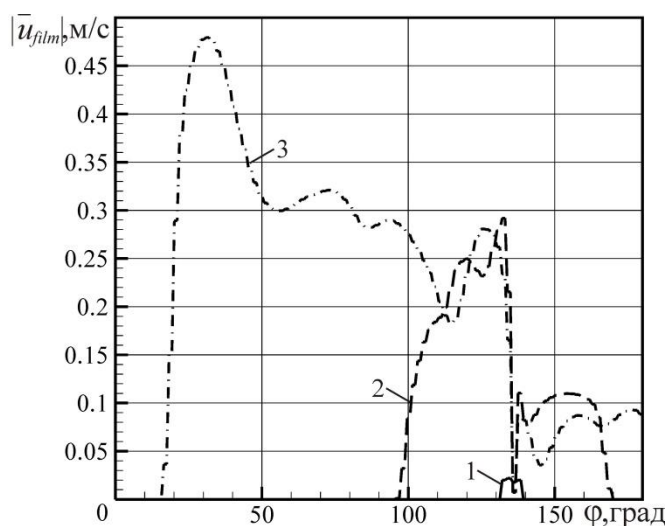


Рисунок 5.28 – Модуль скорости пленки жидкости вдоль поверхности цилиндра в разные моменты времени: 1 – $t = 0,13$ с, 2 – $t = 0,18$ с, 3 – $t = 0,26$ с

Выводы по главе 5

В данной главе математическое моделирование движения двухфазных систем основывается на эйлерово-лагранжевом подходе. Показано, что наличие в потоке примеси с плотностью много больше плотности несущей среды влияет на основные гидродинамические характеристики и теплообмен обтекаемых тел. С ростом массовой концентрации примеси увеличивается гидродинамическое сопротивление и теплоотдача, амплитуда подъемной силы уменьшается. Малоинерционные частицы локализуются в вихревых структурах гидродинамического следа за телом. Степень влияния примеси на коэффициент сопротивления, коэффициент подъемной силы, число Нуссельта

существенно зависит от относительной скорости вращения цилиндра вокруг своей оси.

На основе анализа результатов численных расчетов потоков воздуха, траекторий капель в ячейке периодичности инерционных каплеуловителей градирен сформулированы требования, которым должна удовлетворять форма их лопаток. В частности, для обеспечения высокой эффективности улавливания капель лопатками желательно максимально менять интенсивность движения воздуха в ячейке периодичности, минимизировать количество поворотов с одновременным увеличением модуля скорости воздуха в градиране. Для общей оценки эффективности конструкции каплеуловителя приведен комплексный показатель с весовыми коэффициентами, учитывающими величину улавливания капель, коэффициент аэродинамического сопротивления, затраты на производство решеток. Предложена V-образная конфигурация поперечного сечения лопаток, которую можно взять за основу при разработке новых систем улавливания, а также перспективных устройств конденсации паров воды, когда острый угол перекрывается стенкой, в лопатке образуется полость.

В отличие от каплеуловителей жалюзийного типа, сетчатые демистеры предназначены для инерционного улавливания более мелких капель. Показано, что при малых скоростях набегающего потока (≈ 1 м/с) обтекание прутков проволоки происходит в стационарном режиме. Крупные капли под влиянием сил инерции улавливаются, в основном, на первом и втором ряду прутков. Капли малых размеров (≈ 1 мкм) выносятся наружу возникшими сквозными струями воздуха, проходящими через весь слой демистера. При увеличении скорости набегающего потока воздуха до 2 м/с и более обтекание прутков проволоки носит нестационарный характер. При этом за счет периодически образующихся микроструй капли постоянно меняют направление движения и оседают на поверхностях проволоки не только первого и второго ряда, но и на более глубоко расположенных рядах.

Моделирование этапа образования тонкой жидкой пленки на поверхности обрабатываемых тел при отработке технологии напыления полимерных порошковых покрытий показало, что на движущемся фронте стекающей пленки поперечная неустойчивость контактной линии приводит к образованию ривулетов.

На основе результатов расчетов разработана оригинальная конструкция экспериментальной установки для исследования эксплуатационных характеристик каплеуловителей, оросителей градирен, которая смонтирована и запущена в эксплуатацию на предприятии «Полимерхолодтехника» ОАО «Нижнекамскнефтехим». С использованием полученных автором в составе научной группы результатов исследований в рамках НИР «Актуальные фундаментальные и прикладные задачи динамики многофазных сред» представлены эффективные технические решения по реконструкции градирен СК-400, модернизации градирен ВГ-70. Предложения реализованы ПИ «Союзхимпромпроект» в проектной документации по реконструкции этих и других градирен. В результате выполнения НИР «Разработка высокоэффективных фильтров и инерционных улавливающих устройств» с помощью методов математического моделирования осуществлена оптимизация их конструкторских параметров. Внедрение новой формы лопаток жалюзийного каплеуловителя позволяет уменьшить выбросы оборотной воды из градирен в окружающую среду (справки об использовании результатов НИР в Приложении).

Данные научно-технические результаты имеют важное практическое значение, поскольку позволяют с большой точностью оценить гидродинамические и тепловые нагрузки, действующие на элементы и детали технологических установок, обрабатываемые тела, а также на природные объекты. Вместе с тем, дают возможность рационального выбора технологических режимов, оптимизации их, обеспечения высокого качества выпускаемой продукции, экономии материалов и энергоресурсов.

Глава 6 Нестационарное течение жидких сред с поверхностями раздела фаз

Барботаж лежит в основе ряда технологических процессов нефтехимической и других отраслей, когда требуется развитая площадь контакта между газом и жидкостью: аэрация, флотация, абсорбция и другие. При этом газовая среда подается снизу через распределительные устройства и поднимается вверх в виде пузырьков через слой жидкости. Барботаж используется, главным образом, в процессах разделения сред и очистки их от химических и механических примесей. Кроме того, с помощью барботажа осуществляется перемешивание сред, выравнивание полей температуры и концентраций. При аэрации жидкость насыщается кислородом, который необходим для окисления и нейтрализации вредных примесей-загрязнителей, кроме того, на этапе биологической очистки воды кислород поддерживает жизнедеятельность микроорганизмов. Абсорбция применяется для очистки газов абсорбентами, например, удаление из углеводородных газов токсичных веществ. В нефтехимической отрасли флотация применяется для решения экологической задач очистки промышленных сточных вод, а также для разделения технологических эмульсий. Данный физико-химический метод позволяет удалять из воды тонкодисперсные примеси, для которых методы отстаивания не эффективны. При этом частицы загрязнений прилипают к пузырькам газа и всплывают на поверхность, в последующем удаляются.

Особенностью совместного движения несмешивающихся жидких сред является наличие межфазной поверхности, форма которой неизвестна, при этом движение вязкой жидкости, как правило, является нестационарным, трехмерным, сопровождается натеканием потока на различные препятствия, характеризуется сильной деформацией свободной поверхности вплоть до таких явлений, как опрокидывание волн, образование пузырей и брызг.

6.1 Обрушение столба жидкости в резервуаре

Классической тестовой задачей для течений с поверхностями раздела фаз является задача обрушения столба жидкости. Одни из первых результаты эксперимента по обрушению столба воды в прямоугольном канале после удаления перегородки опубликовали авторы работы [530]. Их данные используют обычно для верификации математических моделей и алгоритмов при расчете течений со свободной поверхностью. Кроме того, результаты аналогичных исследований представлены также в [531-533].

Для широкого класса течений с поверхностью раздела фаз проведение лабораторных экспериментов и получение аналитических решений затруднительно. В большинстве случаев именно численное моделирование оказывается информативным инструментом исследования, который позволяет, меняя входные параметры в широком диапазоне, изучать особенности движения сред, прогнозировать последствия крупномасштабных техногенных катастроф, связанных, например, с разрушением дамб и плотин. Математическое моделирование по сравнению с натурным экспериментом имеет такие преимущества, как экономичность, возможность воссоздания опасных и трудновоспроизводимых в натуре режимов, анализа и выявления общих закономерностей. К настоящему времени для математического моделирования движения несмешивающихся жидкостей в пакетах программ с открытым исходным кодом реализованы следующие методы [534]: Volume of Fluid (метод объема жидкости), Smoothed Particle Hydrodynamics (метод сглаженных частиц), Particle Finite Element Method (метод конечных элементов с частицами).

Математическое моделирование обрушения столба жидкости выполнено в работах [534-537]. Так, в работе [534] для расчета используются следующие пакеты программ: OpenFOAM, Gerris, pySPH, DualSPHysics, Kratos. В [535] расчет проводится на OpenFOAM с использованием $k - \varepsilon$ модели турбулентности. Необходимость учета

эффектов турбулентности при моделировании течений со свободной поверхностью обсуждается в [537].

На рисунке 6.1 приведена схема расчетной области, показан резервуар и столб жидкости. Геометрические параметры схемы соответствуют тем, что заданы в экспериментальной работе [530]. В заполненном воздухом кубическом резервуаре со стороной $H=0,584$ м за тонкой непроницаемой перегородкой в гидростатическом равновесии находится столб жидкости в форме гексаэдра высотой $b=0,292$ м, шириной $a=0,146$ м. В начальный момент времени вертикальная перегородка удаляется, а столб жидкости под действием силы тяжести начинает обрушаться. Для моделирования нестационарного движения вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью выбран метод объема жидкости (Volume of Fluid) [290]. Предполагается, что движение жидкости является турбулентным, а среды несжимаемыми.

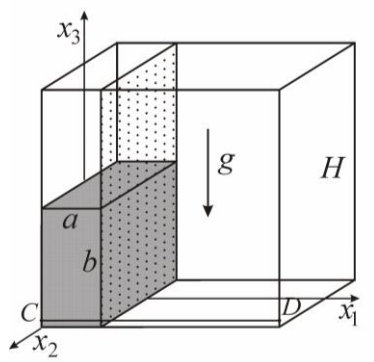


Рисунок 6.1 – Схема расчетной области

Рассматривается двухфазная среда, которая состоит из жидкой и газовой фаз. Обозначим через γ объемную долю жидкой фазы. Если контрольный объем занят жидкостью, то $\gamma=1$, если газом – $\gamma=0$, если через контрольный объем проходит фазовая граница, то $0<\gamma<1$. Плотность ρ , динамический коэффициент вязкости среды рассчитываются по

соответствующим значениям жидкости (индекс l) и газа (индекс g) с использованием маркерной функции γ :

$$\rho = \rho_l \gamma + \rho_g (1 - \gamma), \quad \mu = \mu_l \gamma + \mu_g (1 - \gamma).$$

Для описания нестационарного турбулентного движения вязкой несжимаемой жидкости запишем уравнение неразрывности (2.13) и уравнения сохранения количества движения (2.14) в трехмерной постановке следующим образом:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \sigma \kappa \frac{\partial \gamma}{\partial x_i}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Для определения положения поверхности раздела фаз записывается уравнение конвективного переноса

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial((1 - \gamma) \gamma \bar{u}_{r,i})}{\partial x_i} = 0. \quad (6.3)$$

По повторяющимся индексам предполагается суммирование. Необходимое сжатие поверхности осуществляется путем введения дополнительного искусственного члена сжатия по формуле (2.17). Уравнения (6.1)-(6.3) дополняются моделью замыкания, начальными и граничными условиями. Моделирование турбулентности осуществляется на основе зональной модели Ментера SST (2.7), (2.8) [229], которая обеспечивает качественные результаты расчета с разумной точностью.

На стенках резервуара задаются граничные условия $\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n} = 0$, $\frac{\partial \gamma}{\partial n} = 0$, $k = 0$, $\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}$, здесь $\beta_1 = 0,075$, d_1 – расстояние от центра пристеночной ячейки до границы, n – нормаль. В начальный момент

времени $t = 0$ значения компонент скорости равны нулю, движение отсутствует. Движение среды начинается после открытия перегородки.

Задача (6.1)-(6.3), (2.7)-(2.8) решается методом конечных объемов. Для решения системы линейных уравнений для давления используется алгебраический многосеточный метод, для скорости – метод бисопряженных градиентов. Шаг по времени Δt выбирается в процессе вычислений таким образом, чтобы число Куранта Co для всех ячеек расчетной области не превосходило 0,25.

При расчете задаются следующие параметры жидкости и газа: плотность $\rho_l = 10^3$ кг/м³, $\rho_g = 1,2$ кг/м³; коэффициент кинематической вязкости $\nu_l = 10^{-6}$ м²/с, $\nu_g = 1,48 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Коэффициент поверхностного натяжения σ равен 0,072 Н/м.

Результаты расчетов удобно представить в безразмерном виде. Для этого обозначим через $X = x_1/a$ безразмерное положение фронта жидкости, ее уровень $Y = x_3/a$, безразмерное время $\tau = t/\sqrt{a/g}$, скорость $U = |\bar{u}_1|/\sqrt{gH}$, давление $P = p/\rho gH$. Число Рейнольдса $Re = H\sqrt{gH}/\nu_l$, определяемое по характерному размеру H , скорости $\sqrt{gH}$ и вязкости жидкости ν_l составляет $Re = 1,4 \cdot 10^6$.

Дискретизация расчетной области осуществляется гексаэдральными элементами. Рисунок 6.2 иллюстрирует результаты численного расчета поля маркер-функции γ в центральном поперечном сечении области. Полагается, что форма свободной границы определяется изоповерхностью $\gamma = 0,5$. В начальный момент времени ($\tau = 0$) столб жидкости ограничен перегородкой и находится в гидростатическом равновесии. После удаления перегородки столб жидкости под действием силы тяжести начинает обрушаться, вода устремляется вправо к противоположной стенке резервуара. Отметим, что на межфазной границе «вода-воздух» наблюдаются волны. После взаимо-

действия с противоположной стенкой резервуара жидкость поднимается вверх ($\tau = 3,0$), затем гребень волны отклоняется влево и волна опрокидывается ($\tau = 6,56$).

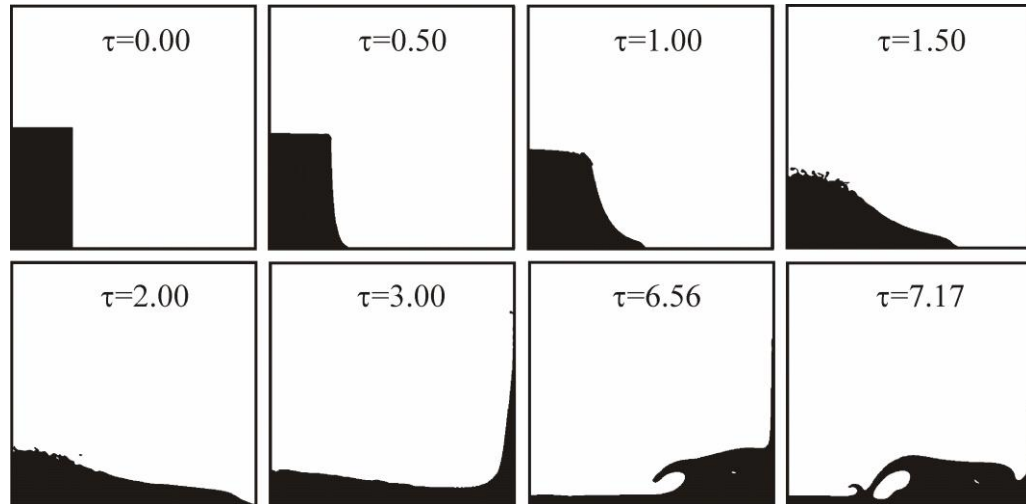


Рисунок 6.2 – Обрушение столба жидкости в кубическом резервуаре

Результаты проверки сеточной сходимости на последовательно сгущающихся сетках представлены в таблице 6.1. Оценивается влияние числа элементов расчетной области на безразмерное время τ^* , за которое волна жидкости достигает противоположную стенку резервуара, и максимальное безразмерное давление жидкости $P_{\max}$ при взаимодействии волны со стенкой резервуара, замеренное на высоте 0,12.

Таблица 6.1 – Исследование сеточной сходимости

№	Сетка	τ^*	$P_{\max}$
1	100x100x1	2,102	1,1171
2	250x250x1	2,104	1,1709
3	500x500x1	2,106	1,1927
4	1000x1000x1	2,106	1,1987

Видно, что для получения качественного решения достаточно 500 узлов по высоте области и 500 в направлении движения волны. Для дальнейших расчетов выбрана сетка № 3.

Далее проведены расчеты при следующих значениях безразмерной высоты столба жидкости в начальный момент времени $B = b/a = 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 3,5$. Установлено [538-540], что чем меньше высота столба жидкости B , тем позже фронт жидкости достигнет противоположной стенки резервуара (рисунок 6.3).

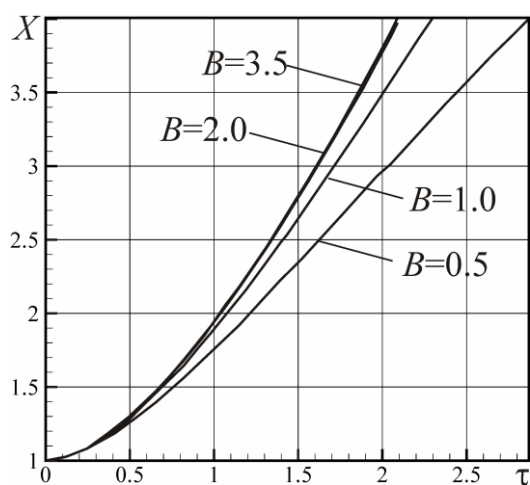


Рисунок 6.3 – Положение фронта жидкости с течением безразмерного времени при разной начальной высоте столба B

На рисунке 6.4 слева показано положение фронта жидкости X с течением времени τ . Наблюдается хорошее согласие расчетных значений и экспериментальных данных [530] и [533].

Функцию $X(\tau)$ можно аппроксимировать методом наименьших квадратов зависимостью вида $c \cdot \tau^r$:

$$X_h = 0,94 \cdot 2,02^\tau, \quad (6.4)$$

Следует отметить, что зависимость (6.4) справедлива при высоте столба $B \geq 1,5$ и плотности жидкости $\nu_l < 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$. Падение уровня жидкости с

течением времени $Y(\tau)$ показано на рисунке 6.4 (справа). При этом уровень жидкости замерялся на расстоянии 0,2 от левой стенки.

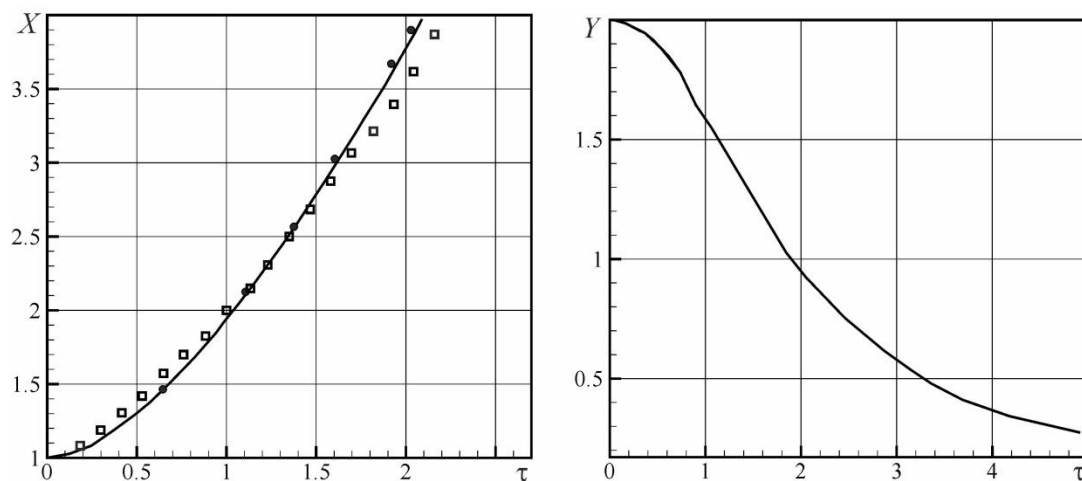


Рисунок 6.4 – Продвижение фронта жидкости: — – расчет, ● – эксперимент [527], ○ – [530], □ – [533] (слева) и изменение высоты столба с течением времени (справа)

Полученное аппроксимационное выражение (6.4) может быть полезно для инженерной практики при решении ряда прикладных задач в области экологии. Таким образом, показано согласие результатов расчетов задачи об обрушения столба жидкости в резервуаре с данными известных экспериментов. Данный подход с применением VoF позволяет достаточно точно определять положение межфазной поверхности, моделировать опрокидывание волн, образование газовых полостей.

6.2 Всплытие пузырьков газа в неподвижной вязкой жидкости

Двухфазные пузырьковые течения широко представлены не только в химической промышленности, но и в теплоэнергетике, металлургии, медицине, фармацевтике. Содержание в жидкости газовых пузырьков оказывает заметное влияние на характер и интенсивность технологических процессов.

6.2.1 Влияние начальной формы пузырька на динамику всплытия

Задачи о всплытии одиночного пузырька в неподвижной жидкости имеют важное значение в теории газожидкостных потоков, широко представлены на практике. На газовый пузырек, всплывающий в покоящейся жидкости, действуют несколько сил [541-542]: сила Архимеда, тяжести, гидродинамического сопротивления, поверхностного натяжения, инерции, сила, связанная с присоединенной массой, «наследственная» сила Бассе. В работе [543] отмечается, что основные трудности при математическом моделировании всплывающего пузырька и теоретического анализа возникают из-за сильного нелинейного взаимного влияния действующих на пузырек сил и деформации его формы. Кроме того, трехмерность процесса привносит дополнительные сложности.

В зависимости от объема газовые пузырьки в процессе всплытия в жидкости могут иметь различные формы [43]: сферу, сплюснутого сфероида, сферического сегмента, а при определенных условиях пузырьки претерпевают нерегулярные пульсационные изменения формы, которые сопровождаются колебаниями поверхности раздела фаз. Карты режимов деформации пузырьков можно найти в [541], [61, 544-546].

Ряд экспериментальных и численных работ [547-549] посвящен изучению траекторий всплытия одиночного пузырька и переходу от одного режима всплытия к другому. Установлено, что пузырек может всплывать прямолинейно вверх, по зигзагообразной и по спиральной траектории. Многие исследователи обращают внимание, что проблема связи динамики всплывающего пузырька и его следом мало изучена, а имеющиеся данные во многом противоречат друг другу.

Зависимость скорости подъема одиночного пузырька в жидкости от свойств сред найдена экспериментально еще в середине прошлого века [550]. Обобщенные данные о скорости всплытия одиночных пузырьков разных диаметров можно найти в [61, 551, 552].

На динамику подъема пузырька влияют наличие загрязнений, метод нагнетания газа в жидкость, взаимодействие пузырька со стенкой [553], наличие поверхностно-активных веществ [554, 555].

В промышленных установках в зависимости от конкретных условий технологического процесса генерирование пузырьков осуществляется с помощью отверстий в стенках или при диспергировании газа через пористые мембраны. Для достижения требуемых границ насыщения воды кислородом при равномерном его распределении по рабочему объему могут использоваться вихревые, ротационные воздуходувки, пластинчато-роторные сухие компрессоры. Безусловно, экспериментальные данные являются надежным источником информации, служат базой для получения эмпирических зависимостей. Тем не менее, не всегда на практике можно реализовать подачу пузырьков правильной сферической формы, не имеющих начальных деформаций, полностью исключить присутствие поверхностно-активных веществ. Поэтому методы вычислительной гидродинамики являются альтернативным инструментом для получения новых данных, в том числе, информации о распределении мгновенных характеристик течения.

Из анализа литературных данных следует, что к настоящему времени опубликовано много работ, посвященных динамике пузырьков, однако не все аспекты изучены в полной мере. В данной части работы приводятся результаты численного исследования влияние формы пузырька в начальный момент времени на процесс его подъема в неподвижной вязкой жидкости. Особое внимание уделяется динамике пузырька на начальном этапе его всплытия, когда его движение осуществляется в нестационарном режиме.

При моделировании процесса всплытия пузырька необходимо учитывать нестационарность движения обеих сред, иметь возможность проанализировать поля скорости, давления, завихренности как внутри пузырька, так и в окружающей его жидкости. Для этого требуется решение полных уравнений гидродинамики. В настоящей работе математическое моделирование всплытия одиночного пузырька в неподвижной вязкой жидкости осуществ-

ляется с помощью метода объема жидкости (VoF) [290], который позволяет отслеживать положение межфазной границы, а также естественным образом учесть все силы, действующие на пузырек. Предполагается, что обе фазы являются вязкими несжимаемыми жидкостями, поверхностно-активные вещества отсутствуют. Подчеркнем, моделирование данного трехмерного процесса требует значительных вычислительных ресурсов, поэтому для выявления гидродинамических особенностей задача решается в двумерной постановке. Следует заметить, что замена трехмерных (пространственных) объектов на двумерные (плоские) при математическом моделировании гидроаэродинамики, теплопереноса практикуется давно. Несмотря на то, что при двумерной постановке задачи области, в которых находится газовая среда, представляют собой, по существу, бесконечно протяженные полости в направлении, перпендикулярном к плоскости течения жидкости, далее будем называть их по-прежнему «пузырьками».

Начальное состояние системы показано на рисунке 6.5. Прямоугольный резервуар $[1 \times 2]$ заполнен жидкостью. Начало декартовой системы коор-

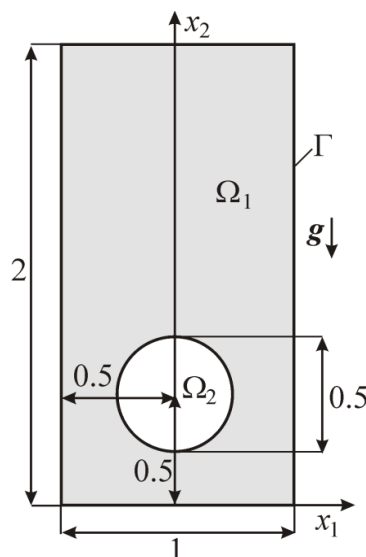


Рисунок 6.5 – Схема расчетной области

динат расположено на дне резервуара по центру, а ось ординат направлена вверх. В начальный момент времени центр масс поперечного круглого сечения пузырька Ω_g диаметром $d=0,5$ находится в точке $(0; 0,5)$. Вектор силы тяжести $\mathbf{g}$ направлен вертикально вниз противоположно оси x_2 .

Рассматривается ламинарное движение двух несмешивающихся несжимаемых сред: жидкости и газа. Записываются уравнения неразрывности, Навье-Стокса и уравнение для определения положения поверхности раздела фаз:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (6.5)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \sigma \kappa \frac{\partial \gamma}{\partial x_i}, \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial (\gamma u_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial ((1-\gamma) \gamma u_{r,i})}{\partial x_i} = 0. \quad (6.7)$$

В начальный момент времени $t=0$ среда находится в состоянии покоя

$$\Omega_1 \cup \Omega_2: u_i = 0 \quad p = \rho g(2 - x_2); \quad \Omega_1: \gamma = 1, \quad \Omega_2: \gamma = 0. \quad (6.8)$$

На поверхности стенок резервуара записываются граничные условия

$$\Gamma: u_n = 0, \quad \frac{\partial u_\tau}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial n} = 0. \quad (6.9)$$

Решение поставленной задачи (6.5)-(6.9) осуществляется методом конечных объемов. Используется решатель interFoam программного комплекса OpenFOAM. Дискретизация нестационарного слагаемого осуществляется с помощью схемы Кранка-Николсона, градиента – методом наименьших квадратов, конвективного слагаемого – схема минимизации полной вариации с ограничителем Ван-Лири, диффузионного слагаемого – схема Gauss linear corrected. Используется подход с раздельным решением уравнений для скорости и давления (segregated approach). Решение уравнений для давления осуществляется методом сопряженных градиентов с предобуславливанием. Уравнения для скоростей и маркер-функции решаются методом Гаусса-

Зейделя. Для согласования поля скорости с полем давления используется алгоритм PIMPLE, который приводит к удовлетворению уравнений неразрывности и сохранения импульса. Временной шаг в процессе счета выбирается таким образом, чтобы число Куранта Co во всех ячейках сетки не превосходило 0,05 для скорости и 0,01 для маркер-функции γ .

Типичный тест для двумерной задачи о всплытии одиночного пузырька приводится в работах [555-559]. Задача решается в безразмерном виде, при этом характерный масштаб длины составляет d , скорости $u_g = \sqrt{gd}$, времени $t = d/u_g$. В соответствии с [556], расчеты проводятся для двух наборов входных параметров (таблица 6.2).

Таблица 6.2 – Значения входных параметров для проведения тестовых расчетов

Параметр	Тест № 1	Тест № 2
ρ_l , кг/м ³	1000	1000
ρ_g , кг/м ³	100	1
ρ_l / ρ_g	10	1000
μ_l , кг/(м·с)	10	10
μ_g , кг/(м·с)	1	0,1
μ_l / μ_g	10	100
g , м/с ²	0,98	0,98
σ , Н/м	24,5	1,96
Re	35	35
Bo	10	125

Задача о всплытии одиночного пузырька в вязкой жидкости описывается четырьмя безразмерными параметрами, а именно: отношениями плотности ρ_l/ρ_g и вязкости μ_l/μ_g двух сред, числом Рейнольдса и числом Бонда [542]

$$\text{Re} = \frac{\rho_l g^{1/2} d^{3/2}}{\mu_l}, \quad \text{Bo} = \frac{\rho_l g d^2}{\sigma}.$$

Кроме того, разными авторами для анализа динамики пузырька используются числа Вебера We , Мортон Mo : $We = \frac{\rho_l du^2}{\sigma}$, $Mo = \frac{g \mu_l^4}{\rho_l \sigma^3}$ и другие безразмерные параметры.

Для оценки сходимости по пространству осуществляется моделирование на трех последовательно сгущающихся сетках M_1 [100×200], M_2 [200×400], M_3 [300×600]. В таблице 6.3 приводятся положения лобовой P_1 и кормовой P_2 точек полости на оси x_2 в момент времени $t = 3,0$, рассчитанные на сетках M_1 , M_2 и M_3 . При этом межфазная граница определяется изолинией $\gamma = 0,5$. Установлено, что для тестовой задачи № 1 расчетные данные различаются не более, чем на 1%. Тогда как, для задачи №2 положение точки P_2 , полученное на сетке M_1 отличается на 2,29% от значения, полученного на сетке M_3 . Для проведения дальнейших расчетов выбрана сетка M_2 .

Таблица 6.3 – Проверка сходимости по сетке

	Тест № 1				Тест № 2			
	P_1	Δ	P_2	Δ	P_1	Δ	P_2	Δ
M_1	1,2660	0,34%	0,9041	0,47%	1,3553	0,82%	1,0224	2,29%
M_2	1,2646	0,23%	0,9028	0,32%	1,3477	0,26%	1,0065	0,70%
M_3	1,2617	—	0,8999	—	1,3442	—	0,9995	—

Результаты расчета тестовой задачи №1 приведены на рисунках 6.6, 6.7. К моменту безразмерного времени $t=3,0$ поперечное сечение пузырька под влиянием действующих на него сил принимает форму, показанную на рисунке 6.6. Получено хорошее согласие формы пузырька и высоты подъема с данными [556]. Установлено, что при дальнейшем всплытии форма поперечного сечения пузырька не деформируется, подъем происходит с постоянной скоростью по прямолинейной траектории. Рисунки 6.7 а и 6.7 б демонстрируют неравномерное распределение скорости внутри пузырька. Частицы жидкости, расположенные непосредственно за пузырьком увлекаются вверх. Максимальные значения скорости жидкости наблюдаются между пузырьком и стенками резервуара, где жидкость перетекает сверху вниз. Максимальные значения завихренности принимает по бокам полости, за которыми формируется пара симметричных вихревых областей (рисунок 6.7 в). Наличие циркуляции в полости демонстрирует рисунок 6.7 г.

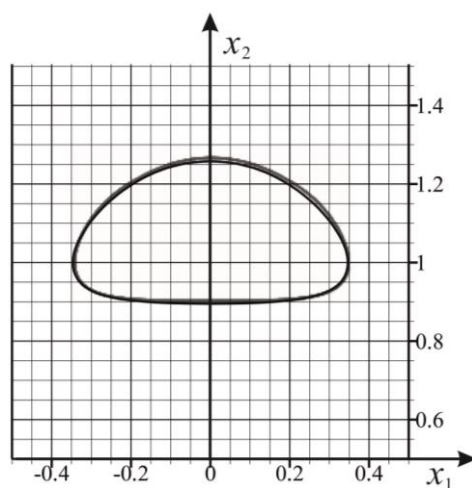


Рисунок 6.6 – Форма газового включения в момент времени $t=3$. Черная линия – расчет, серая линия – данные [557]

Согласно условиям тестовой задачи газовая полость всплывает в стесненных условиях. Чтобы продемонстрировать влияние граничных условий на решение, дополнительно проведен расчет задачи № 1 с условиями на стенках

резервуара не проскальзывания, а прилипания $\mathbf{u} = 0$. Установлено, что при реализации условия прилипания на стенке, нулевые значения вектора скорости на поверхности резервуара и силы вязкого трения способствуют более медленному всплытию пузырька в отличие от режима скольжения. Кроме того, при выполнении условия прилипания на стенке, пузырек при подъеме приобретает более узкую форму (рисунок 6.8).

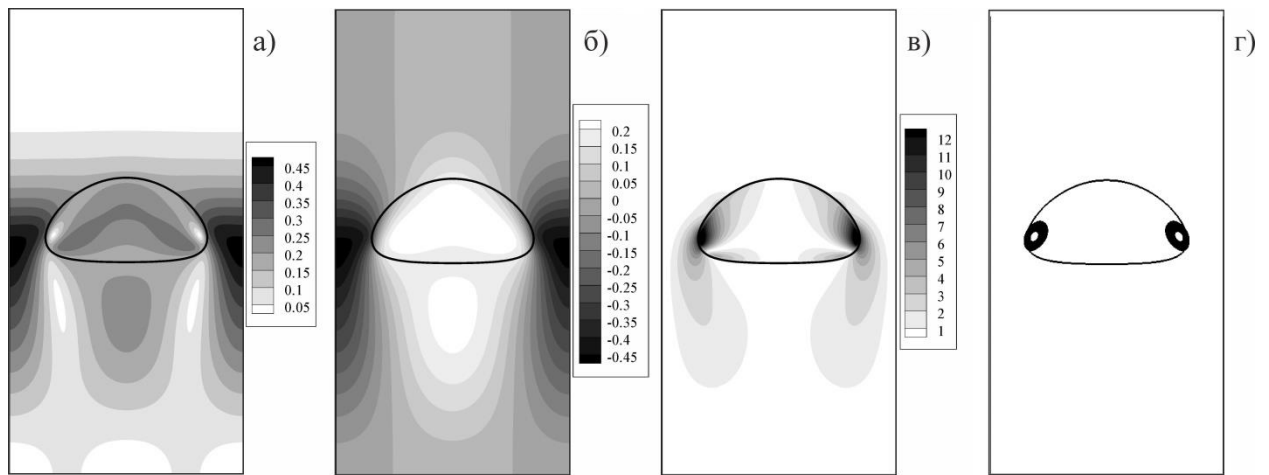


Рисунок 6.7 – Результаты расчета тестовой задачи № 1 в момент времени $t=3,0$. Поля модуля скорости $|\mathbf{u}|$ (а), компоненты скорости u_2 (б), завихренности ω (в), трейсеры (г)

На рисунках 6.9, 6.10 приводятся результаты расчета тестовой задачи № 2 в момент времени $t=3,0$. Первоначально круглый пузырек в процессе всплытия приобретает полукруглую форму. Коэффициент поверхностного натяжения в данном случае меньше, чем для задачи № 1, вследствие чего увеличивается межфазная поверхность, появляются вытянутые по бокам симметричные структуры с утолщениями на концах. В результате дальнейшей эволюции тонкие связывающие перемычки разрываются и образуются более мелкие включения, так называемые пузырьки-спутники. Формы пузырька, рассчитанные на сгущающихся сетках, показаны на рисунке 6.9. Видно, что основное отличие наблюдается в области тонких растянутых

структур. В области оторвавшихся мелких включений компонента скорости u_2 , меняет свое направление с отрицательного около стенки до положительного за пузырьком (рисунок 6.10 б), а завихренность (рисунок 6.10 в) имеет более высокие значения по сравнению с задачей №1 (рисунок 6.7 в), траектории трейсеров вытягиваются (рисунок 6.10 г). В пузырьке непрерывная циркуляция среды направлена вдоль его боковой поверхности вниз к кормовой части.

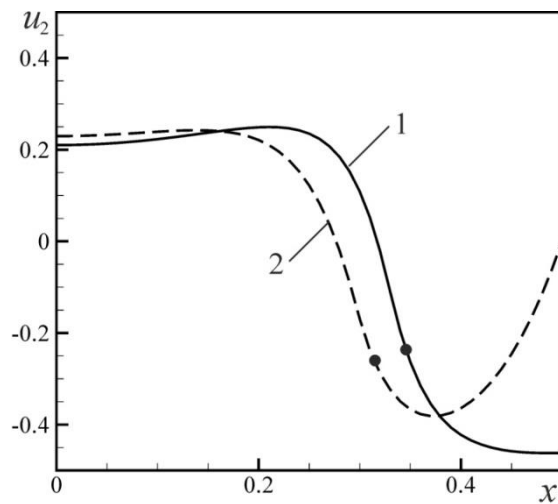


Рисунок 6.8 – Вертикальная компонента скорости u_2 в горизонтальном сечении ($x_2 = 1,00$ для 1, $x_2 = 0,93$ для 2) в момент времени $t = 3,0$: 1 – расчет тестовой задачи № 1 с условием проскальзывания, 2 – с условием прилипания на поверхности резервуара. Точкой показано положение межфазной поверхности

В работе [557] представлены результаты расчета тестовой задачи № 2, полученные с помощью таких программных комплексов как, CFX, Comsol, Fluent, TP2D, FreeLIFE, MooNMD. Как правило, форма основной самой крупной части пузырька хорошо согласуется для всех случаев. Однако, полученные в результате расчета с использованием разных программных комплексов, формы струек по бокам пузырька и оторвавшихся пузырьков-

спутников отличаются. Отметим, что положение межфазной границы в момент времени $t = 3,0$ для тестовой задачи № 2 лучше согласуются с данными расчета по программе FreeLIFE [557].

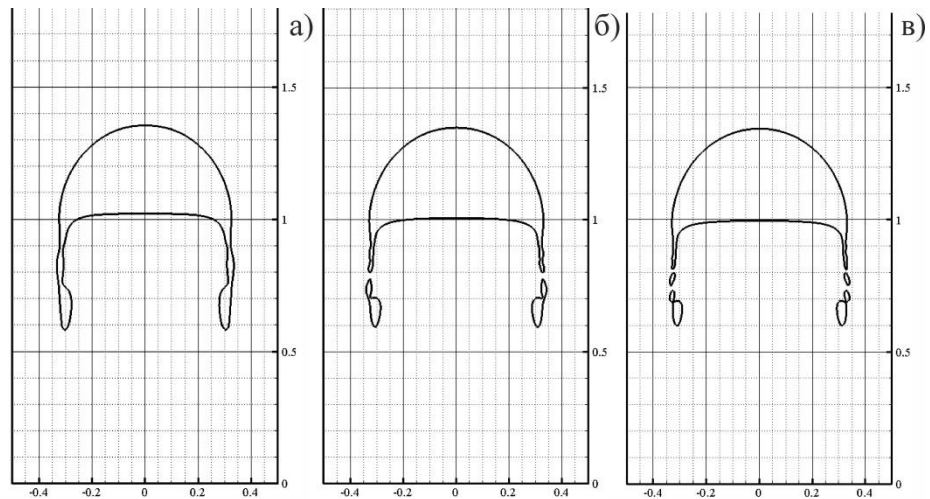


Рисунок 6.9 – Формы газовой полости в момент времени $t = 3,0$, рассчитанные на сетках M_1 (а), M_2 (б), M_3 (в)

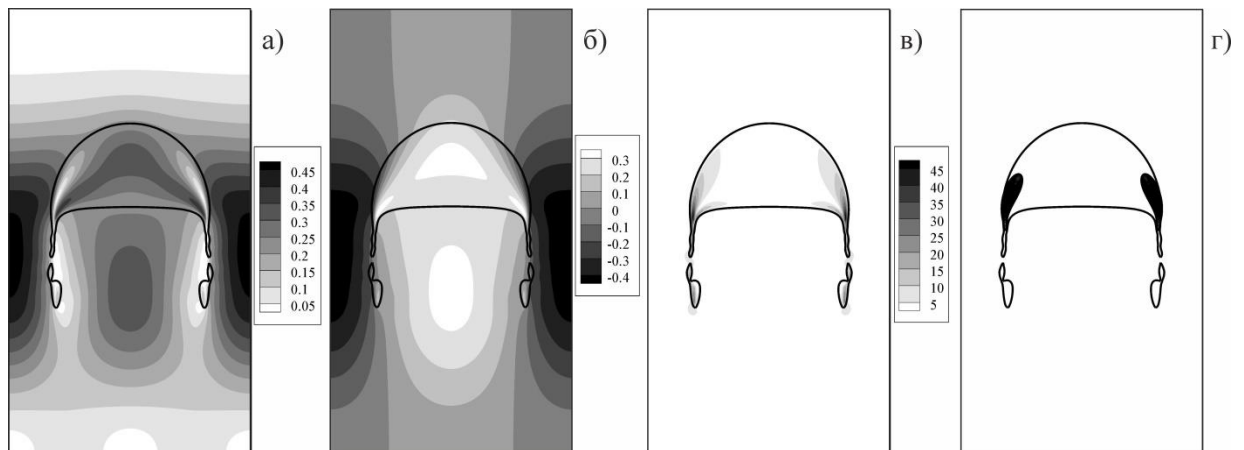


Рисунок 6.10 – Результаты расчета тестовой задачи № 2 в момент времени $t = 3,0$. Поля модуля скорости $|u|$ (а), компоненты скорости u_2 (б), завихренности ω (в), трейсеры (г)

В ходе проведения численных экспериментов скорость всплытия пузырька рассчитывается по формуле:

$$u_{rise} = \int_{\Omega_l \cup \Omega_g} (1-\gamma) u_2 ds / \int_{\Omega_l \cup \Omega_g} (1-\gamma) ds .$$

На начальном этапе подъема полость непрерывно меняет свою форму, соответственно, меняется и скорость всплытия. Сравнение значений максимальной скорости всплытия пузырька u_{rise}^{max} , и момента времени t^{max} , когда эта скорость достигается, представлено в таблице 6.4. Видно количественное согласие полученных расчетных данных с результатами других авторов для обеих тестовых задач.

Таблица 6.4 – Максимальная скорость всплытия пузырька u_{rise}^{max} и момент времени ее достижения t^{max}

	Тест №1		Тест №2	
	u_{rise}^{max}	t^{max}	u_{rise}^{max}	t^{max}
Расчет данная работа [560]	0,2377	0,9229	0,2488	0,7383
данные[556]	0,2348	0,9516	0,2474	0,7156
данные[557]	0,2419	0,9270	0,2514	0,7281
данные[558]	0,2457	0,9235	—	—

В тестовых задачах поперечное сечение полости в начальный момент времени имеет форму круга. Далее рассматривается всплытие полостей, имеющих в начальный момент форму эллипсов, сжатых по горизонтали или по вертикали. Для анализа влияния формы поперечного сечения пузырька в начальный момент времени на динамику его подъема в неподвижной вязкой жидкости фиксируется площадь пузырька из тестовой задачи $S = \pi d^2/4$, а

также положение центра масс в начальный момент времени (0; 0,5). Каноническое уравнение эллипса записывается в форме

$$\frac{x_1^2}{a^2} + \frac{x_2^2}{b^2} = 1,$$

где a, b – горизонтальная и вертикальная полуоси эллипса, которые подбираются таким образом, чтобы выполнялось равенство $S = \pi ab$. Обозначим через $\eta = a/b$ коэффициент сжатия эллипса, характеризующий отклонение формы поперечного сечения пузырька от круга. При проведении численных экспериментов коэффициент сжатия варьировался в диапазоне $0,309 \leq \eta \leq 3,24$. Кроме того, обозначим через ТС1 набор входных параметров ($\rho_l/\rho_g = 10$, $\mu_l/\mu_g = 10$, $Re = 35$, $Bo = 10$) для тестовой задачи № 1, и ТС2 ($\rho_l/\rho_g = 1000$, $\mu_l/\mu_g = 100$, $Re = 35$, $Bo = 125$) – для тестовой задачи № 2.

На рисунке 6.11 показано, что в зависимости от начальной формы динамика пузырька имеет свои особенности. Пузырек, поперечное сечение которого в начальный момент времени имеет форму эллипса с коэффициентом сжатия $\eta = 3,24$, расположенный горизонтально, под действием силы поверхностного натяжения на начальном этапе стремиться уменьшить длину межфазной поверхности и принять форму, близкую к круглой.

Пузырек, имеющий изначально круглую форму, при всплытии под действием массовых и поверхностных сил трансформируется. Изменение формы происходят в период нестационарного движения. Когда силы Архимеда, тяжести, гидродинамического сопротивления, поверхностного натяжения, действующие на пузырек, уравниваются, он принимает устойчивую энергетически выгодную при данных условиях форму полукруга, и дальнейшее всплытие происходит в стационарном режиме.

В случае, когда вертикальная полуось больше горизонтальной, сильно вытянутый эллипсоидальный пузырек ($\eta = 0,309$), под действием силы поверхностного натяжения, стремится к круглой форме за счет относительно

высоких скоростей в нижней его части, в то время как верхняя его часть остается малоподвижной. Соответственно, наиболее активная деформация межфазной поверхности наблюдается в кормовой части пузырька. Стационарную форму такой пузырек принимает позже, чем изначально круглый.

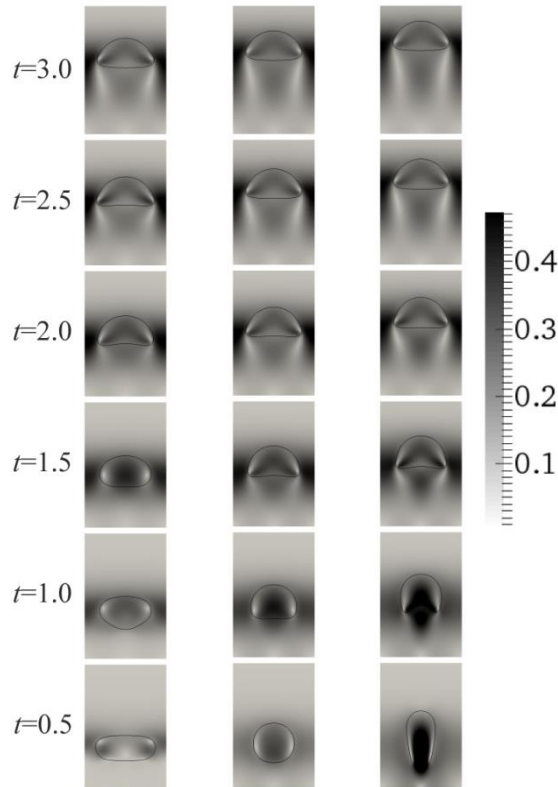


Рисунок 6.11 – Эволюция формы пузырька и поля модуля скорости в процессе его всплытия для набора входных параметров ТС1 при разных коэффициентах сжатия: слева – пузырек, растянутый по горизонтали ($\eta = 3,24$), по центру – круглый ($\eta = 1,00$), справа – растянутый по вертикали ($\eta = 0,309$)

Следует отметить, что подвижность межфазной поверхности выражается еще и в движении частиц вблизи этой поверхности в направлении от передней лобовой точки в сторону кормовой точки пузырька. При этом коэффициент сопротивления неравномерно распределяется вдоль поверхности раздела фаз. Сила сопротивления направлена против вектора скорости движения пузырька, ее величина пропорциональна поперечному сечению его

формы. Следовательно, сила сопротивления частицы ориентированной вертикально, меньше, чем ориентированной горизонтально. Это способствует более быстрому всплытию пузырька, расположенного изначально вертикально, чем вытянутого горизонтально.

Ниже представлены результаты численных экспериментов с набором входных параметров TC2. Рисунок 6.12 иллюстрирует деформацию поверхности и изменение поля скорости при всплытии пузырьков, имеющих разную форму поперечного сечения в начальный момент времени. Пузырек изначально вытянутый горизонтально ($\eta = 3,24$) в процессе всплытия постепенно деформируется в полукруг. Скорости относительно не велики.

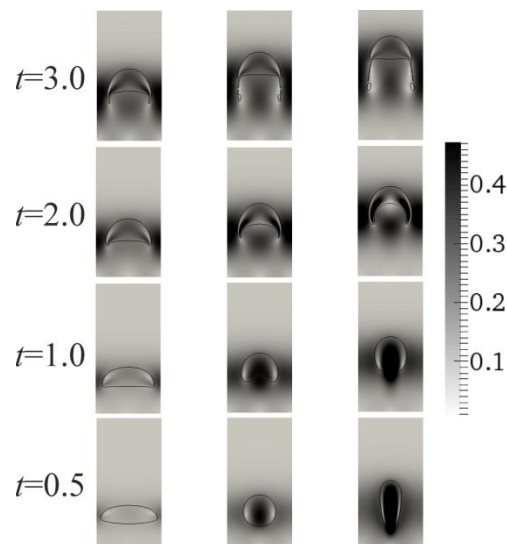


Рисунок 6.12 – Эволюция формы пузырька и поля модуля скорости в процессе его всплытия для набора входных параметров TC2 при разных коэффициентах сжатия: слева – пузырек, растянутый по горизонтали ($\eta = 3,24$), по центру – круглый ($\eta = 1,00$), справа – растянутый по вертикали ($\eta = 0,309$)

В случае, когда пузырек в начальный момент времени имеет форму вертикально вытянутого эллипса ($\eta = 0,309$), на первом этапе всплытия его кормовая часть быстро втягивается под влиянием силы поверхностного натяжения и образуется струя жидкости, направленная внутрь пузыря. Не-

устойчивость поверхности раздела между жидкостью и газом при ускоренном движении (неустойчивость Релея-Тейлора) приводит к искажению стенок пузырька и увеличению межфазной поверхности. Пузырек принимает подковообразную форму. В ходе дальнейшего подъема наблюдается трансформация к полукруглой форме с отрывом по бокам маленьких пузырьков-спутников, которые затем всплывают с меньшей скоростью, чем центральный крупный пузырек. Вертикально расположенный пузырек всплывает быстрее, его скорость больше. Нестабильность формы проявляется до некоторого момента времени, затем пузырек приобретает стабильную форму и дальнейший подъем происходит с постоянной скоростью.

Результаты расчетов скорости всплытия для условий ТС1 представлены на рисунке 6.13 а. В начальный момент времени пузырек из состояния покоя начинает движение. До некоторого момента времени $t^{\max}$ пузырек движется вверх с ускорением. Как отмечалось ранее, изменение скорости пузырька обусловлено деформацией его формы под влиянием действующих на него массовых и поверхностных сил. Показано, что при всплытии пузырька с параметрами ТС1 скорость всплытия имеет один максимум $u_{\text{rise}}^{\max}$. Он достигается в момент времени $t^{\max}$, когда нижняя часть межфазной поверхности деформируется с максимальной скоростью, а полость стремится принять форму полукруга. Установлено, что, чем меньше η , тем больше ускорение, тем выше максимальная скорость всплытия $u_{\text{rise}}^{\max}$ и раньше наступает момент $t^{\max}$, когда скорость максимальна. Так, максимальная скорость всплытия достигает $u_{\text{rise}}^{\max} = 0,3621$ при коэффициенте сжатия $\eta = 0,309$, $u_{\text{rise}}^{\max} = 0,2377$ при $\eta = 1,00$, $u_{\text{rise}}^{\max} = 0,2271$ при $\eta = 3,24$. Затем скорость пузырька монотонно снижается до постоянного значения $u_{\text{rise}}^{\text{const}} \approx 0,18$. Причем, величина $u_{\text{rise}}^{\text{const}}$ не зависит от начальной формы пузырька, а только от его диаметра, физических свойств обеих фаз и ускорения свободного падения.

Анализ численных результатов показал (рисунок 6.13 б), что в случае условий задачи ТС2 при $\eta = 0,309$ и $\eta = 1,00$, скорость всплытия пузырька u_{rise} имеет два локальных максимума, причем второй имеет меньшую величину. Первый максимум скорости всплытия достигается в момент времени $t^{\max}$, когда струя окружающей жидкости направлена по вертикали вверх на кормовую часть поверхности пузырька. В результате деформации пузырек приобретает подковообразную форму. Далее, боковые части утончаются, максимальные значения вертикальная компонента скорости принимает на боковых участках пузырька, а не в центральной ее части, как при достижении первого максимума. Затем наблюдается разрыв межфазной поверхности с образованием маленьких пузырьков-спутников. Стационарная скорость всплытия пузырька при условиях ТС2 составляет $u_{rise}^{const} \approx 0,20$.

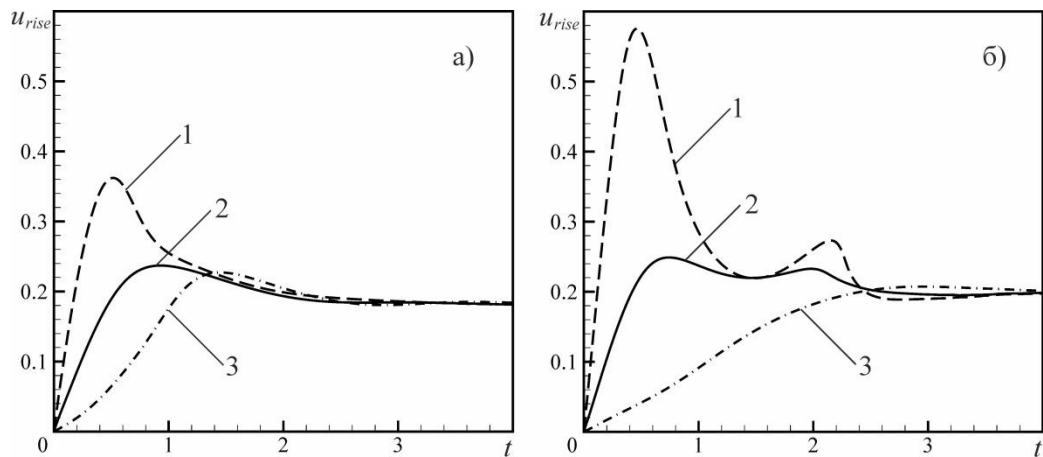


Рисунок 6.13 – Изменение скорости всплытия пузырька с течением времени: а) результаты расчета задачи с условиями ТС1, б) с условиями ТС2 при разных коэффициентах сжатия: $\eta = 0,309$ (1), $\eta = 1,00$ (2), $\eta = 3,24$ (3)

Кроме того, в ходе проведения численного эксперимента дополнительно замерялось время достижения кормовой точкой полости P_2 контрольной точки $K(0,00;1,69)$. Установлено, что время всплытия полости t^* монотонно

увеличивается с ростом соотношения полуосей эллипса η . На рисунке 6.14 показано, что при фиксированном числе Рейнольдса $Re=35$ полость всплывает быстрее в случае условий задачи ТС2, когда больше отношение плотностей сред ρ_l/ρ_g и число Бонда. Так, при условиях ТС1 безразмерное время всплытия до контрольной точки K увеличивается на 17,6% с 6,8 при $\eta=0,309$ до 8,0 при $\eta=3,24$, тогда как при ТС2 – увеличивается на 42,8% с 4,9 при $\eta=0,309$ до 7,0 при $\eta=3,24$.

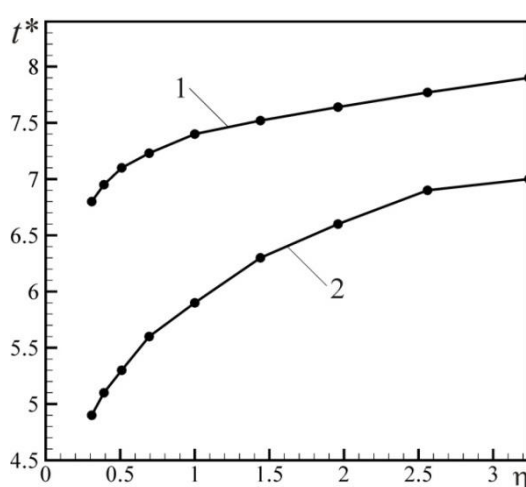


Рисунок 6.14 – Зависимость времени всплытия t^* пузырька до контрольной точки K от коэффициента сжатия эллипса для η : 1 – результаты расчета задачи с условиями ТС1, 2 – с условиями ТС2

6.2.2 Взаимодействие воздушных пузырьков при всплытии в поле силы тяжести

Для снижения техногенной нагрузки на окружающую среду промышленные газы очищаются от вредных компонентов, в том числе, с использованием абсорбции. Абсорбция является массообменным процессом, в котором для интенсификации процессов важно максимально развить поверхность контакта жидкой и газовой фаз. В работе ограничимся рассмотрением гидро-

динамических аспектов абсорбции в массообменных аппаратах, в случае, когда газовые пузырьки всплывают в слое жидкости. Кроме того, схожие процессы наблюдаются эксплуатации барботажных реакторов и барботажных фильтров.

В отличие от предыдущих задач (п. 6.2.1) ниже рассматривается всплытие нескольких пузырьков [561-564]. Взаимодействие между пузырьками происходит во многих технологических процессах, где рабочей средой является газожидкостной поток. Известно [565], что при повышении газосодержания до некоторого значения, происходит нежелательное увеличение размера пузырьков за счет коалесценции. Уменьшение площади контактной поверхности снижает эффективность технологических процессов, поэтому важно достичь требуемых границ насыщения воды кислородом при равномерном его распределении по рабочему объему. К настоящему времени взаимодействие деформируемых пузырьков мало изучено. Поведение пузырьков определяется многими факторами: физическими свойствами обеих фаз, действующими на пузырьки массовыми и поверхностными силами, полем давления, деформацией формы, а также взаимодействием гидродинамических следов, формируемых за пузырьками в процессе подъема.

Далее рассматривается всплытие пузырьков воздуха в прямоугольном резервуаре, наполненном водой. Свойства воздуха и воды приведены в таблице 6.5. В ходе численных исследований диаметр пузырьков варьируется от $2 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ м.

Два воздушных пузырька диаметром d , изначально расположены на одном уровне на расстоянии s друг от друга. Обозначим $S = s/d$ – безразмерное расстояние между центрами пузырьков. В ходе численных экспериментов показано, что в зависимости от расстояния S между ними в начальный момент времени, пузырьки при всплытии могут двигаться параллельно, объединяться в один крупный пузырек или отдаляться друг от друга.

Таблица 6.5 – Значения входных параметров для численных экспериментов

Параметр	Значение
ρ_l , кг/м ³	10 ³
ρ_g , кг/м ³	1
ρ_l/ρ_g	10 ³
μ_l , кг/(м·с)	10 ⁻³
μ_g , кг/(м·с)	1,48·10 ⁻⁵
μ_l/μ_g	67,6
g , м/с ²	9,8
σ , Н/м	0,07
Re	792
Bo	2,24

В случае, когда расстояние между пузырьками достаточно мало ($S < 1,3$ при $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м), при всплытии они объединяются в один крупный пузырек (рисунок 6.15 слева). Сначала между газовыми включениями формируется тонкая перемычка. Далее, под действием силы поверхностного натяжения происходит слияние. Затем вновь образованный крупный пузырек под действием силы Архимеда движется вверх. В процессе всплытия его форма непрерывно деформируется [561].

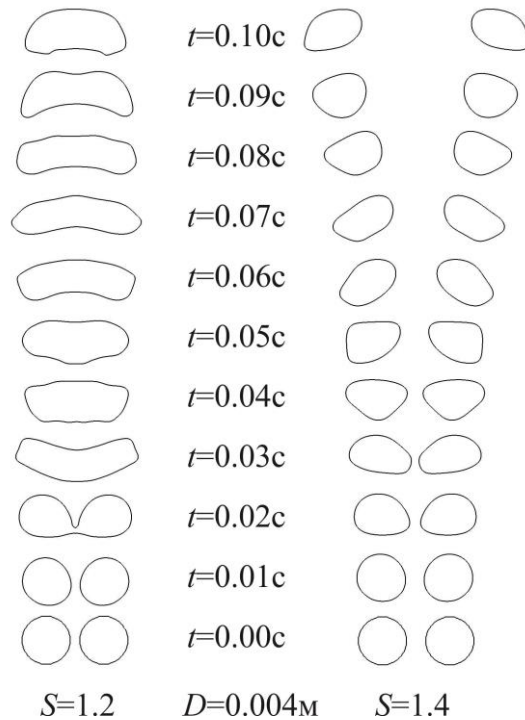


Рисунок 6.15 – Всплытие двух пузырьков воздуха, расположенных в начальный момент времени на одном уровне ($d = 4 \cdot 10^{-3}$ м)

Наблюдаемую коалесценцию можно объяснить тем, что скорость течения в зазоре между пузырьками на начальном этапе подъема относительно велика (рисунок 6.16 слева). Модуль скорости направленной вниз струи жидкости между пузырьками больше модуля скорости их всплытия. Согласно уравнению Бернулли, в области с высоким расходом давление низкое. Появившаяся разница давлений в горизонтальном сечении (рисунок 6.16 справа) заставляет пузырьки притягиваться друг к другу. При этом за ними образуется единый гидродинамический след (рисунок 6.17 а).

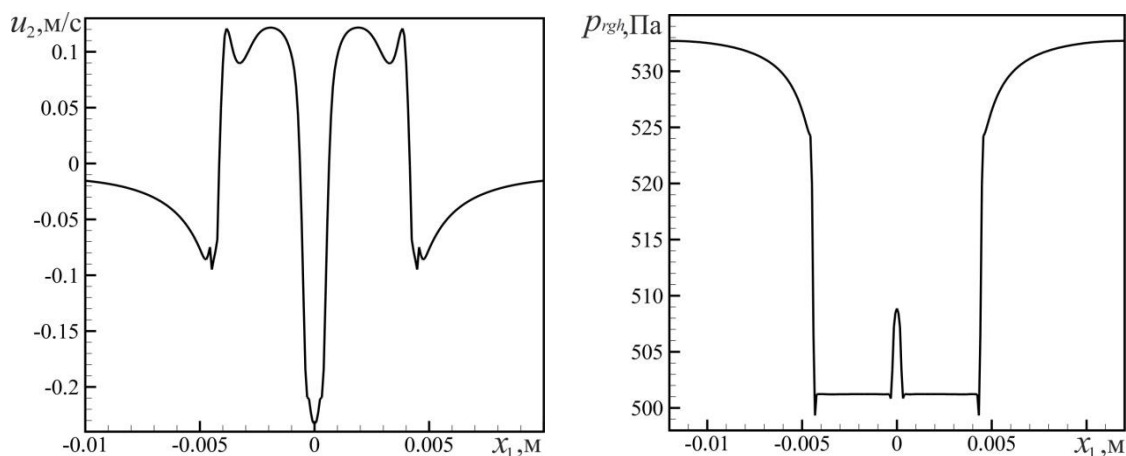


Рисунок 6.16 – Распределение компоненты скорости u_2 (слева) и давления (справа) в горизонтальном сечении $x_2 = 0,0051$ м при $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $S = 1,2$, $t = 0,015$ с

Когда начальное расстояние между пузырьками равно $S = 1,4$ ($d = 4 \cdot 10^{-3}$ м), при всплытии расстояние между ними постепенно увеличивается, а их форма непрерывно деформируется (рисунок 6.15 справа). Увеличение расстояния между пузырьками обусловлено силами вязкого трения. В данном случае происходит взаимодействие вихревых структур, оторвавшихся от поверхности пузырьков. При столкновении гидродинамических следов деформируются вихревые структуры (рисунок 6.17 справа) и, как следствие, траектории движения пузырьков отклоняются от вертикального направления. Сочетание подъема и миграции пузырьков в горизонтальном направлении зафиксировано также на фотографии в работе [566]. Следует также отметить, что взаимное влияние пузырьков ослабевает с увеличением расстояния между ними [567].

Результаты расчета поля завихренности при коалесценции пузырьков демонстрируют синхронный симметричный отрыв вихревых структур от межфазной поверхности справа и слева пузырька (рисунок 6.17 а). Иная картина наблюдается в случае отдаления пузырьков (рисунок 6.17 б). Отрыв

вихревых структур происходит от каждого пузырька попеременно, то справа, то слева. Гидродинамические следы взаимодействуют между собой.

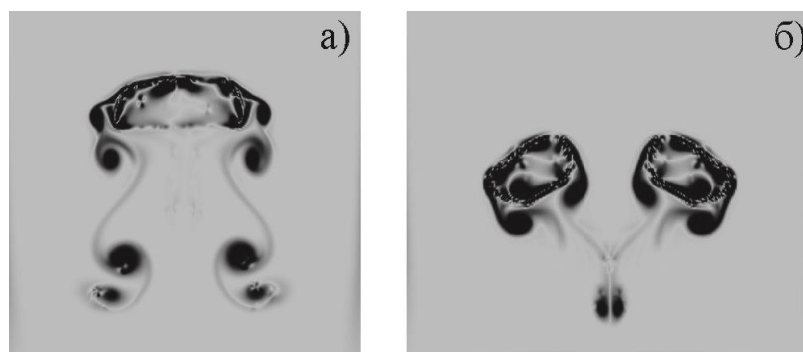


Рисунок 6.17 – Поле завихренности в случае слияния двух пузырьков (а), отдаления (б)

Коалесценция также имеет место при всплытии пузырьков друг за другом, когда нижний пузырек попадает в область гидродинамического следа пузырька, поднимающегося первым [562].

Далее основное внимание направлено на взаимодействие группы идентичных пузырьков диаметром $d = 4$ мм при одновременном подъеме в неподвижной вязкой жидкости. Пузырьки изначально расположены равномерно на одинаковом расстоянии друг от друга на одном уровне от дна резервуара. На рисунке 6.18 представлены три варианта расчета. Первый, когда безразмерное расстояние между пузырьками S равно 1,5, второй – 1,3 и третий – 1,1.

Видно, когда расстояние между пузырьками равно 1,5 (левый столбец), скорость всплытия пузырьков, расположенных с краю, больше, чем центральных. Пузырьки, находящиеся в стесненных условиях всплывают медленнее. При всплытии пузырьки стремятся разлететься. В дальнейшем регистрируется коалесценция периферийных пузырьков.

Центральный столбец рисунка 6.18 демонстрирует эволюцию форм поперечного сечения пузырьков, которые в начальный момент времени располагались на расстоянии $S = 1,3$ друг от друга. На раннем этапе подъема пу-

зырьки, находящиеся в центре объединяются в единую вытянутую структуру, края, которой сначала поднимаются быстрее центральной части, затем утолщаются. В это время перемычка утончается, и структура окончательно разрывается. Из семи пузырьков формируются четыре. В этом случае мы видим как слияние, так и дробление пузырьков. При относительно невысокой скорости сближения пузырьков при всплытии в жидкости создаются условия для коалесценции, когда есть необходимое время на истончение водяной пленки, формируемой между пузырьками. Дробление газового пузырька в жидкости наблюдается в случае, когда сила инерции становится больше силы поверхностного натяжения, на величину критического числа Вебера могут влиять турбулентные пульсации, наличие примесей, близость препятствия в потоке и другие факторы.



Рисунок 6.18 – Взаимодействие пузырьков в процессе всплытия

В случае, когда исходное расстояние между пузырьками мало $S=1,1$ (рисунок 6.18 справа), группа пузырьков фактически сразу сливается в единую вытянутую горизонтально структуру, которая в последствие дробится на крупные и мелкие включения, всплывающие с разными скоростями.

Генерирование близкорасположенных воздушных пузырьков в воде приводит к коалесценции, и как следствие, уменьшению контактной поверхности. Во многих технических приложениях, где имеют место газожидкостные течения, важно контролировать распределение пузырьков по пространству и по размерам. Следует отметить, что в случае слияния пары пузырьков одинакового диаметра площадь раздела фаз сокращается на 21%.

Кроме того преимущества метода объема жидкости позволяют использовать его при исследовании широкого класса течений двух и более несмешивающихся жидкостей или газожидкостных сред. Так, метод был применен для выявления режимов течения жидкости с газовыми включениями и оценки крутящего момента в кольцевых каналах в случае, когда внутренний цилиндр вращается с постоянной скоростью, а внешний – неподвижен [568].

6.3 Особенности волновых процессов при имплозии

6.3.1 Распространение волн давления в жидкости при схлопывании сферической газовой полости

Динамика газовой и парогазовой полости в жидкости представляет научный и практический интерес, который обусловлен использованием различных физических эффектов при разработке новых технологий. При схлопывании газовой полости плотность среды, давление и температура изменяются в широком диапазоне при малых характерных временных интервалах и достигают высоких значений в его центре во время финальной стадии сжатия, а в жидкости распространяются волны разрежения и сжатия.

Впервые схлопывание сферической полости в несжимаемой жидкости исследовал L. Rayleigh в 1917 г. [569], была разработана математическая модель для расчета радиуса полости в процессе ее сжатия. Позднее, J.D. Isaacs and A.E. Maxwell [570], R.J. Urick [571] предложили использовать имплозионное сигнализирующее устройство для измерения морских глубин. Задачей о схлопывании сферической полости в сжимаемой и несжимаемой жидкости занимались С. Hunter (1960) [572], И.Е. Забабахин (1988) [573], Я.В. Зельдович и Ю.П. Райзер [574] и другие. С. Hunter [572] построил автономное решение для течения после схлопывания в случае сферической симметрии.

Так, обширный пласт исследований посвящен коллапсу маленького парового пузырька диаметром порядка 50-500 мкм. Основной целью, которого является изучение условий возникновения сонолюминесценции, сонохимических реакций [575, 576]. Разогрев паров внутри пузырька и их ионизация используются для инициирования и ускорения химических реакций. Сходящиеся к четко определенному фокусу ударные волны позволяют синтезировать новые материалы с нужными характеристиками [577]. В [578] отмечается что, при распространении волн в пузырьковой жидкости возникает совокупность нелинейных, дисперсионных и диссипативных эффектов.

Кроме того, схлопывание парогазовой полости является одним из этапов кавитационного процесса [579, 580]. Эффекты кавитации используются при пайке, лужении, диспергировании, очистке поверхности деталей. Однако кавитация может приводить к разрушению элементов оборудования, изменению их гидродинамических характеристик, снижению производительности оборудования, эффективности его работы. При этом понимание протекающих процессов помогает минимизировать негативное влияние кавитации.

В медицине внедряются современные малоинвазивные методы лечения, например, литотрипсия [581] для разрушения камней, техника ударно-волновой терапии при опухолевых и инфекционных заболеваниях, ультразвуковая фактоэмульсификация катаракты [582].

Близкие по природе физико-химические эффекты имеют место и при целом ряде воздействий другой физической природы, таких как лазерная кавитация, гидродинамическая кавитация, электрогидравлический взрыв, ударное механическое воздействие на взвесь пузырьков в жидкости. При гидродинамической кавитации шум представляет собой совокупность выбросов давления, обусловленного захлопыванием каверн, образующихся в вихрях за обтекаемым телом.

По способу инициирования все процессы можно условно разделить на процессы с периодическим воздействием, например, акустическая кавитация и однократным воздействием, такие как гидродинамическая кавитация в потоке, лазерная кавитация, электрогидравлический взрыв, гидравлический удар. При однократном воздействии полость может создаваться как в процессе воздействия, так и вводиться в жидкость. В зависимости от содержания полости называют паровыми или газовыми.

В работе [583] наблюдали два типа поведения пузырька в зависимости от его начального радиуса и внешнего давления, а именно: поверхность пузырька испытывает относительно слабые радиальные колебания и коллапсирующий пузырек.

Задача о схлопывании парогазовой полости в жидкости неоднократно рассматривалась разными авторами в последнее столетие, остается актуальной и в настоящее время. Обзоры работ, в которых освещаются различные аспекты динамики пузырьков, опубликованы в [584, 585].

В настоящее время существует множество моделей, описывающих динамику сферического пузырька. Их можно разделить на два класса: динамика пузырька в несжимаемой жидкости и второй, учитывающий эффекты сжимаемости жидкости. В каждом классе могут учитываться дополнительные факторы, такие как вязкость, поверхностное натяжение, теплообмен и другие. Следует отметить, что большинство теоретических работ, посвященных динамике паровой полости, базируется на решении уравнения Релея-Плессета и его модификаций.

При исследовании динамики газовой полости относительно большого радиуса (порядка 0,01-0,1 м) основное внимание обычно уделяют не процессам внутри газовой полости, а распространению волн в окружающей жидкости. Быстрое разрушение твердой структурной оболочки, которое происходит в случае, когда гидростатическое давление превышает критическое давление деформации конструкции, называют подводной имплозией. При этом в окружающей жидкости генерируется импульс давления. Исследование имплозии оболочечных структур, которые заполнены газом низкого давления и расположены в жидких средах высокого давления, представляют практический интерес как для проектирования подводных сооружений, трубопроводов и гидрооборудования, устойчивых к имплозии, так и для оценки возможного повреждения близлежащих конструкций вследствие генерируемых имплозией волн давления в окружающей жидкости. Структурная оболочка играет ключевую роль в процессе коллапса [586]. Сложное взаимодействие оболочки и действующей на нее жидкости определяет динамику имплозии. Как правило, в физических экспериментах имплозионные камеры представляют собой тонкостенные стеклянные сферы [587] и оболочки цилиндрической формы из металла [588-591] или композитных материалов [592]. Результаты численных расчетов имплозионного процесса тонкостенной стеклянной сферы полученных с помощью программных комплексов AERO-F выполнены [593] и DYSMAS (Dynamic System Mechanics Advanced Simulation) [587].

Анализ литературы показывает, что, несмотря на большое количество работ по исследованию динамики газовой полости, некоторые аспекты, такие как распространение в жидкости волн давления, остаются малоизученными. Далее представлены результаты исследования динамики сферической полости, которая содержит газ, в вязкой сжимаемой жидкости и распространения волн сжатия и разрежения в жидкости при схлопывании полости под действием перепада давления. Геометрические параметры и условия исследования заданы по аналогии с экспериментальной работой [587]. Цилиндрический резервуар высотой $h = 3,65$ м и радиусом $r = 0,76$ м наполнен водой (при-

сунок 6.19 слева). Гидростатическое давление жидкости равно $p_{l,0} = 6,996$ МПа. В центр резервуара помещена полость сферической формы, которая содержит газ, ее радиус в начальный момент времени составляет $R_0 = 0,038$ м. Давление газа равно $p_{g,0} = 0,101$ МПа. В общем случае при моделировании имплозионного процесса нужно решать сопряженные задачи об упруго-пластической деформации или разрушении оболочки камеры низкого давления и гидроаэродинамическую задачу о сжатии газовой полости и распространении волн разрежения и сжатия в двухфазной среде. Свойства материала оболочки и конструкция имплозионной камеры значительно влияют на процесс распространения волн. Для того, чтобы выбрать для конкретного приложения нужную конструкцию оболочки, важно знать гидродинамические характеристики и детальные данные о процессе в отсутствие оболочки. Проведенное численное моделирование может восполнить недостатки экспериментальной техники, предоставив подробную информацию о процессе. При моделировании предполагается, что сфера разрушается мгновенно, и задача о разрушении оболочки камеры низкого давления не рассматривается. Кроме того, на межфазной границе не учитываются возможные испарение жидкости и конденсация пара.

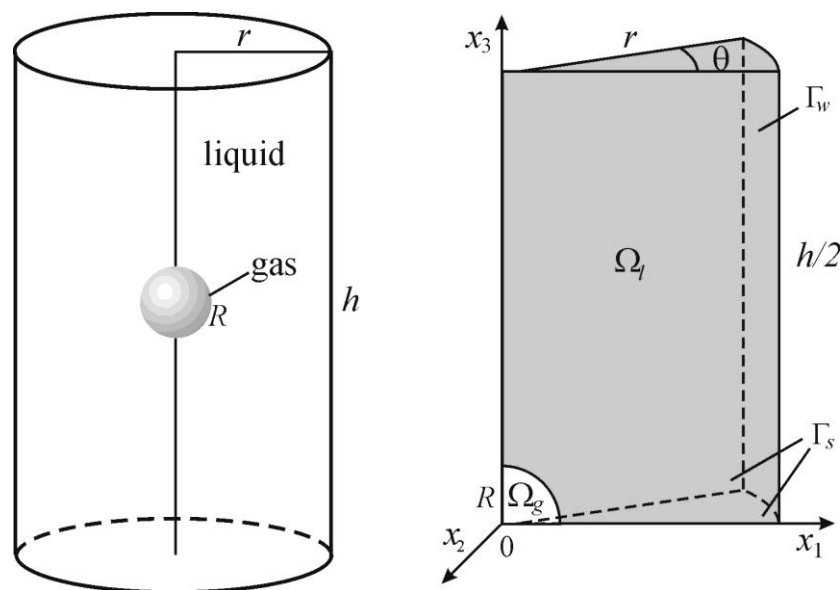


Рисунок 6.19 – Схемы физической и расчетной области

Как уже отмечалось ранее, большинство теоретических работ, посвященных динамике паровой полости, базируется на уравнении Релея-Плессета и его модификациях [594, 595]. Решение различных вариаций уравнения Релея-Плессета позволяет получить данные о давлении, плотности, температуре и изменении радиуса пузырька в процессе схлопывания.

Для описания имплозионного процесса предложена математическая модель, учитывающая наличие двух фаз, вязкие эффекты, сжимаемость газа, нестационарность, теплообмен, силу поверхностного натяжения, турбулентность и получить детальные данные в процессе коллапса, такие как скорость, давление, плотность, температуру, кинетическая энергия турбулентности в газе и жидкости, проанализировать распространение волн сжатия и разрежения, эволюцию формы полости [596, 597]. Математическое моделирование движения двухфазной среды основано на методе объема жидкости. Предполагается, что движение жидкости является турбулентным. Записываются уравнения состояния совершенного газа и слабосжимаемой жидкости [598]:

$$\bar{\rho}_g = \bar{p}_g / R_g \bar{T}_g, \quad \bar{\rho}_l = \bar{\rho}_{l,0} + \bar{p}_l / R_l \bar{T}_l, \quad (6.10)$$

где $\bar{\rho}_{l,0} = \bar{\rho}_l(\bar{p}_{l,0})$, $\bar{p}_{l,0}$ – давление жидкости в начальный момент времени, R_g , R_l – константы. Через γ обозначается объемная доля жидкой фазы в ячейке расчетной области: $\gamma=1$, если ячейка заполнена жидкостью; $\gamma=0$, если газом; $0 < \gamma < 1$ при прохождении через ячейку межфазной границы. Термодинамические характеристики $\mathcal{G}$ такие, как плотность, коэффициент динамической вязкости, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности, скорость, давление, температура среды рассчитываются по соответствующим значениям параметров жидкости (индекс l) и газа (индекс g) с использованием маркерной функции γ : $\mathcal{G} = \mathcal{G}_l \gamma + \mathcal{G}_g (1 - \gamma)$.

Математическая модель имплозионного процесса включает уравнения неразрывности, изменения количества движения, определения положения

межфазной поверхности, энергии, записанные относительно осредненных по Фавру величин:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \sigma \kappa \frac{\partial \gamma}{\partial x_i}, \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial((1-\gamma) \gamma \bar{u}_{r,i})}{\partial x_i} = -\frac{\gamma}{\rho_l} \frac{D \bar{\rho}_l}{Dt}, \quad (6.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{T})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{T} \bar{u}_i)}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_p}{c_v} \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \right) - \\ & - \left(\frac{\gamma}{c_{v,l}} + \frac{1-\gamma}{c_{v,g}} \right) \left(\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{K})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{K})}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{p})}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (6.14)$$

здесь $\bar{u}_i$ – компоненты осредненного вектора скорости среды $\bar{\mathbf{u}}$, t – время, $\kappa = -\nabla \cdot \mathbf{n}$ – кривизна свободной поверхности, $\mathbf{n} = \nabla \gamma / |\nabla \gamma|$ – единичная нормаль к поверхности раздела фаз, σ – коэффициент поверхностного натяжения, c_p , c_v – удельная теплоемкость при постоянном давлении, объеме, $\bar{K} = |\bar{\mathbf{u}}|^2 / 2$ – кинетическая энергия. Для предотвращения диффузии границ раздела фаз и улучшения четкости интерфейса в уравнение (6.13) вводится дополнительный член сжатия, в котором $u_{r,i} = \frac{1}{|\nabla \gamma|} \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \min(c_\gamma |\bar{\mathbf{u}}|, \max |\bar{\mathbf{u}}|)$, c_γ – коэффициент сжатия. Для замыкания системы уравнений (6.10)-(6.14) используется модель турбулентности Ментера SST.

Начальные и граничные условия для (6.10)-(6.14), (2.7)-(2.8) заданы следующим образом. В начальный момент времени $t=0$ движение отсутствует, значения компонент скорости равны нулю $\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$, темпера-

тура сред $\bar{T} = \bar{T}_0$. В области занятой жидкостью Ω_l : $\gamma = 1$, давление однородно и равно $\bar{p} = \bar{p}_{l,0}$, а в области Ω_g , заполненной газом: $\gamma = 0$, $\bar{p} = \bar{p}_{g,0}$.

На поверхности резервуара Γ_w записано условие прилипания, температура

$$\bar{u}_i|_{\Gamma_w} = 0, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial n}|_{\Gamma_w} = 0, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial n}|_{\Gamma_w} = 0, \quad \bar{T}|_{\Gamma_w} = \bar{T}_0, \quad k|_{\Gamma_w} = 0, \quad \omega|_{\Gamma_w} = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}, \quad \text{где}$$

$\beta_1 = 0,075$, d_1 – расстояние от центра пристеночной ячейки до границы. На

гранях цилиндрического сектора Γ_s поставлены условия второго рода:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0, \quad \frac{\partial \gamma}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0, \quad \frac{\partial \bar{T}}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0, \quad \frac{\partial \omega}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0.$$

В качестве расчетной области выбран цилиндрический сектор (рисунок 6.19 справа). Задача (6.10)-(6.14), (2.7)-(2.8) с начальными и граничными условиями решена методом конечных объемов. Для связывания скорости и давления применяется алгоритм PIMPLE. При решении системы уравнений для давления использован метод сопряженных градиентов PCG с многосеточным алгебро-геометрическим предобуславливателем GAMG. При решении уравнений для скорости – метод бисопряженных градиентов PBiCG. Шаг по времени Δt подбирается в процессе вычислений таким образом, чтобы число Куранта Co для всех ячеек расчетной области не превышало 0,01.

Заданы следующие теплофизические свойства газа: коэффициент кинематической вязкости $\nu_g = 1,46 \cdot 10^{-5}$ м²/с, удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_{p,g} = 1006$ Дж/(кг·К), коэффициент теплопроводности $\lambda_g = 0,024$ Вт/(м·К), а также свойства жидкости: $\bar{\rho}_{l,0} = 10^3$ кг/м³, $\nu_l = 10^{-6}$ м²/с, $c_{p,l} = 4182$ Дж/(кг·К), $\lambda_l = 0,6$ Вт/(м·К). Кроме того, задаются $R_g = 287$ Дж/(кг·К), $\sigma = 0,07$ Н/м – коэффициент поверхностного натяжения. В момент времени $t = 0$ давление газа в области низкого давления считается

однородным и равным $\bar{p}_{g,0} = 0,1013$ МПа. Давление жидкости составляет $\bar{p}_{l,0} = 6,996$ МПа; температура $\bar{T}_0 = 300$ К.

В экспериментальной работе [587] три датчика давления были расположены на расстоянии 0,1016 м от центра сферы в горизонтальной плоскости. До проведения основных расчетов для верификации численного решения задачи оценивается влияние числа разбиений расчетной области на локальные параметры в контрольной точке, которая расположена на таком же расстоянии от центра сферы, как и датчики давления в физическом эксперименте. Число разбиений области в радиальном, осевом и тангенциальном направлениях для различных сеток составляет $M_1 = 100 \times 200 \times 1$, $M_2 = 200 \times 300 \times 1$, $M_3 = 250 \times 340 \times 1$, $M_4 = 300 \times 400 \times 1$. Результаты численных исследований сеточной сходимости представлены в таблице 6.6. Здесь $\bar{p}_{\min}$, $\bar{p}_{\max}$ – минимальное и максимальное давление в контрольной точке, $\Delta t = t_2 - t_1$ – временной интервал между моментами времени t_1 и t_2 , когда в контрольной точке регистрируются минимальное и максимальное давление.

Таблица 6.6 – Сеточная сходимость

Сетка	$\bar{p}_{\min}$, МПа	$\bar{p}_{\max}$, МПа	Δt , мс
M_1	4,432	18,47	0,440
M_2	4,433	23,74	0,443
M_3	4,433	24,42	0,445
M_4	4,433	24,48	0,446

Представленные в таблице 6.6 локальные расчетные параметры, полученные на сетке M_3 отличаются менее, чем на 1% от соответствующих, по-

лученных на сетке M_4 . Для дальнейших расчетов выбрана сетка M_3 .

Для оценки достоверности результатов расчетные данные сравниваются с данными физического эксперимента [587] и численных расчетов других авторов, выполненных с помощью программных комплексов AERO-F [593] и DYSMAS [587] (таблица 6.7). Отметим, что полученные значения давлений $\bar{p}_{\min}$, $\bar{p}_{\max}$, а также интервала Δt лучше согласуются с численными результатами работы [593].

Кроме того, в ходе численного расчета дополнительно выводится давление в контрольной точке. Ее координаты соответствуют расположению датчика давления в натурном эксперименте. На рисунке 6.20 время на оси абсцисс смещено таким образом, чтобы пиковые значения давления совпадали. Моменты начала имплозии в физическом и численном экспериментах обозначим через t_{exp} , t_{num} . Видно, как в течение фазы сжатия воздушной полости давление жидкости снижается, в контрольной точке регистрируется волна разрежения. Длительность действия волны разрежения, наблюдаемая в эксперименте [587], больше, чем расчетная, а падение давления на начальном этапе происходит более плавно. Данное различие обусловлено тем обстоятельством, что при численном моделировании не учитывается время разрушения тонкостенной сферы.

Таблица 6.7 – Сравнение расчетных параметров с данными других авторов

Источник	$\bar{p}_{\min}$, МПа	$\bar{p}_{\max}$, МПа	Δt , мс
Эксперимент [587]		27,0; 25,3; 31,1	
Расчет (AERO-F) [593]	4,5	29,0	0,446
Расчет (DYSMAS) [587]	3,0	38,4	0,450
Расчет (OpenFOAM) данная работа [596]	4,43	24,4	0,445

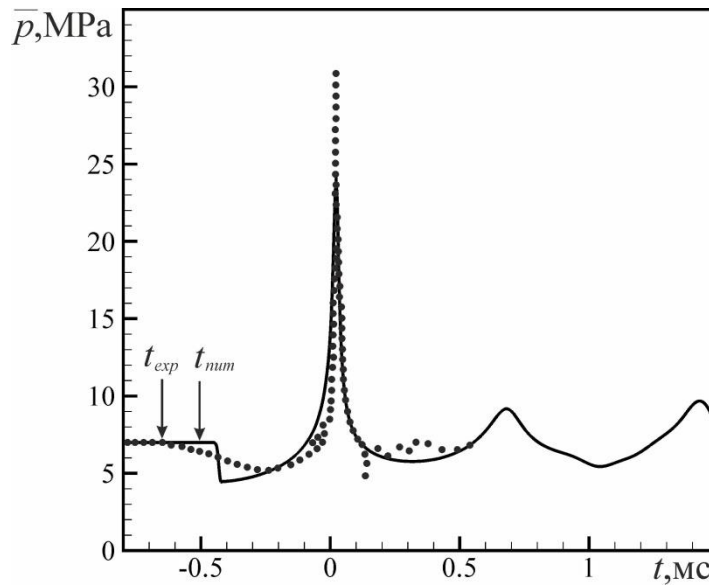


Рисунок 6.20 – Давление в контрольной точке на расстоянии 0,1016 м от центра воздушной полости с течением времени: — – расчет, ● – эксперимент [587]

Одной из важных характеристик динамики полости, которую можно проконтролировать экспериментально и расчетным путем, является продолжительность захлопывания полости. Динамика кавитационного пузырька описывается уравнением Релея-Плессета [594, 595]

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{1}{\rho} \left(p_g + p_v - p_0 - p(t) - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu_l}{R} \frac{dR}{dt} \right), \quad (6.15)$$

которое учитывает вязкость, поверхностное натяжение, давление газа p_g и пара p_v , внешнее переменное давление $p(t)$

Время схлопывания сферической полости определяется путем интегрирования уравнения (6.15). Согласно [585, 599] время схлопывания полости составляет

$$\tau = 0,915 R_0 \sqrt{\frac{\rho_{l,0}}{p_{l,0} - p_{g,0}}}. \quad (6.16)$$

При заданных входных параметрах время схлопывания полости, рассчитанное по формуле (6.16) составляет $\tau = 0,420$ мс, по данным численного эксперимента $\tau = 0,424$ мс. Таким образом, время схлопывания полости, рассчитанное с использованием метода объема жидкости и путем интегрирования уравнения Релея-Плессета хорошо согласуется.

Сравнение полученной зависимости безразмерного радиуса полости от безразмерного времени с данными работы [599] приведено на рисунке 6.21.

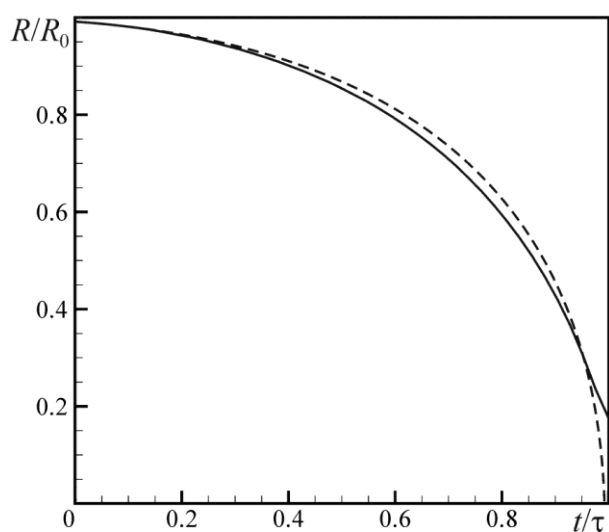


Рисунок 6.21 – Изменение радиуса полости в процессе коллапса. Сплошная линия – результаты расчета настоящей работы, пунктирная линия – данные [599]

При проведении расчетов получены поля скорости, давления, плотности, температуры [600-602]. Поля давления в процессе имплозии сферической газовой полости в жидкости показаны на рисунке 6.22. В начальный момент времени $t = 0$ мс среда покоится. Под действием перепада давления жидкость устремляется к центру сферической полости, вызывая сильную фокусировку энергии. В фазе сжатия газовой полости плотность, давление и температура газа возрастают. При этом от межфазной границы в жидкости распространяется волна разрежения ($t = 0,30$ мс). В момент, когда объем по-

лости достигает минимального значения, жидкость внезапно останавливается, генерируется сферическая волна сжатия. Содержимое полости действует как пружина, что приводит к расширению полости. В рассматриваемом процессе наблюдаются как распространение волн, так и движение жидкости. Волна сжатия распространяется радиально по жидкости к стенкам резервуара ($t = 0,45; 0,70; 1,00$ мс). Следует отметить, что при этом максимальное давление значительно превышает начальное гидростатическое $\bar{p}_{l,0}$. По мере движения волны от центра к периферии максимальное значение давления уменьшается. Достигнув стенки, волна сжатия отражается от нее ($t = 1,50$ мс).

Отметим, что за первым следует второй цикл имплозионного процесса. Давление вновь понижается, и затем наблюдается еще одна волна сжатия. Однако наиболее интересные эффекты происходят во время первого цикла сжатия-расширения воздушной полости. Вторичные пульсации являются менее интенсивными. Амплитуда колебаний термодинамических параметров уменьшается. В конце процесса система жидкость-газ приходит в гидростатическое равновесие.

Проведенные численные исследования, в отличие от физического эксперимента, позволили получить детальные данные о динамике полости, распространении волн разрежения и сжатия, рассчитать поля скоростей, давлений, температур, а также отследить положение межфазной границы в разные моменты времени.

Проведена серия численных расчетов, в которых начальный радиус сферической полости R_0 варьировался от 0,01 м до 0,09 м. Начальное давление газа $\bar{p}_{g,0}$ изменялось в диапазоне от 0,05 до 0,5 МПа при постоянном начальном давлении жидкости $p_{l,0}$.

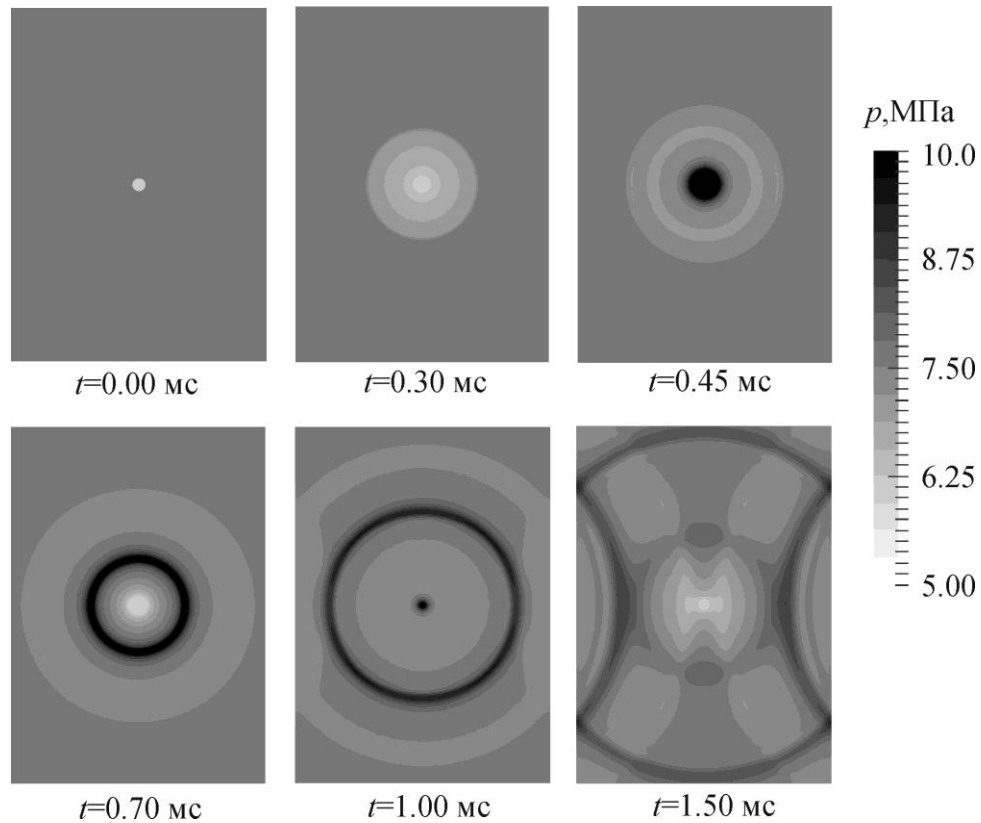


Рисунок 6.22 – Поля давления в сечении x_1Ox_3 в разные моменты времени

Е.И. Забабахин [603] определил критическое число Рейнольдса $Re_c \approx 8,4$, которое определяет переход от захлопывания вакуумной полости относительно медленного к быстрому за небольшой промежуток времени и с неограниченно возрастающей скоростью. В данной работе число Рейнольдса, рассчитанное по формуле $Re = \frac{R_0}{\nu_l} \sqrt{\frac{p_{l,0}}{\rho_{l,0}}}$ варьируется от $0,84 \cdot 10^6$ до $7,53 \cdot 10^6$ и существенно превышает критическое значение числа Рейнольдса $Re > Re_c$.

Известно [604], что процесс сжатия среды в пузырьке может быть как безударным, в частности, однородным или с образованием сходящихся волн, так и с образованием в пузырьке радиально сходящихся ударных волн, которые фокусируются вблизи центра пузырька. В тоже время, в работе [605] показано, что ударная волна имеет место только при специально подобранных

условиях, при которых обеспечивается очень высокое ускорение межфазной границы пузырька. На рисунке 6.23 показаны распределение плотности и давления в газовой полости и небольшой ее окрестности жидкости в финальной стадии коллапса. Изменение давления с течением времени в газовой полости показывает, что формирование ударной волны в газе при заданных условиях не происходит, газовая среда сжимается однородно.

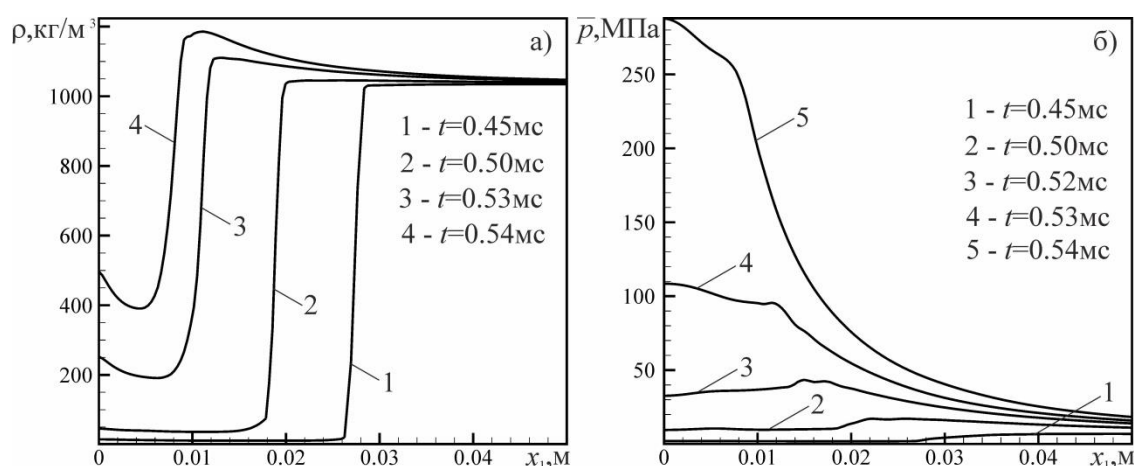


Рисунок 6.23 – Распределение плотности (а) и давления (б) вдоль оси Ox_3 в разные моменты времени при $R_0 = 0,05$ м

При проведении расчетов форма межфазной границы определяется изоповерхностью $\gamma = 0,5$. Эволюция радиуса газовой сферической полости в процессе имплозии показана на рисунке 6.24. Видно, что под действием перепада давления жидкость сжимает полость. После достижения минимального радиуса $R_{\min}$ начинается фаза отскока, которая сопровождается увеличением радиуса полости до некоторого значения не превышающего R_0 . Показано, что чем больше начальный радиус полости R_0 , тем больше время схлопывания τ . Для оценки глубины коллапса рассчитывается безразмерная величина минимального радиуса $R_{\min}/R_0$, которая при заданных параметрах составляет $0,168 \div 0,205$.

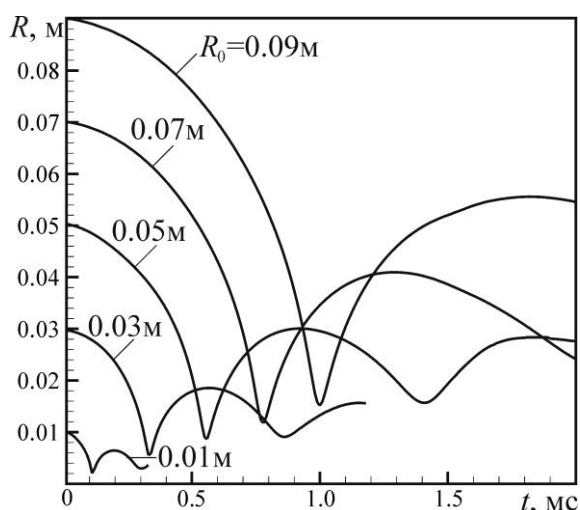


Рисунок 6.24 – Эволюция радиуса газовой полости для разных значений R_0

Радиальную компоненту скорости межфазной границы $\bar{u}_R$ во время процесса схлопывания иллюстрирует рисунок 6.25. При сжатии газа граница движется с ускорением к центру полости. Модуль скорости достигает максимального значения, затем скорость резко меняет знак на противоположный. Рост объема газовой полости происходит с одновременным уменьшением скорости $\bar{u}_R$. В [595] отмечено, что ускорение межфазной границы (стенки полости) вызвано двумя факторами. Одним из них является инерция окружающей жидкости, которая устремляется в направлении центра полости. Другой причиной свободно ускоряющегося коллапса является геометрия сферического коллапса. Из-за сохранения массы скорость жидкости к центру пузыря увеличивается с уменьшением расстояния от центра пузыря.

Сжимаемость жидкости не играет существенной роли только на начальном этапе эволюции полости [606], при малых скоростях захлопывания. Если скорость захлопывания сравнима со скоростью звука, то излучаемая акустическая энергия не мала и приближение несжимаемой жидкости становится неприменимым. На финальной стадии сжатия полости, когда ее радиус приближается к минимальному значению, учет сжимаемости среды

важен. В [607] установлено, что основное значение сжимаемости жидкости заключается не во влиянии, которое она оказывает на динамику полости или пузырька, а в том, какую роль она играет в формировании волн в фазе отскока, которая следует за коллапсом. Газ можно рассматривать как несжимаемую среду при числах Маха $Ma \ll 1$, при расчете инженерных задач $Ma < 0,3$ [608]. В данной работе числа Маха $Ma = |\bar{u}|/c_0$, рассчитанные по максимальному значению модуля скорости среды $|\bar{u}| \sim 300$ м/с, скорости звука в воде $c_0 = 1500$ м/с и в газе 331 м/с равны, соответственно, 0,2 и 0,9.

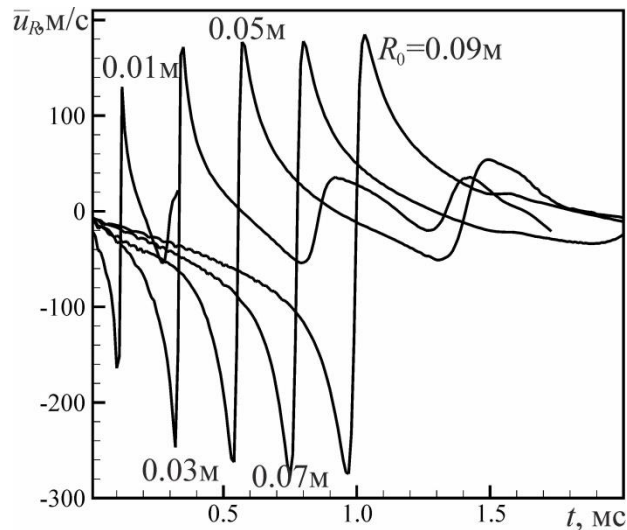


Рисунок 6.25 – Изменение скорости межфазной границы полостей с разными начальными радиусами R_0

Кинетическая энергия турбулентности k является одним из важнейших параметров, характеризующих турбулентное движение. Кинетическая энергия является суммой кинетических энергий флуктуационной составляющей скорости u'_i по направлениям пространства:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2_1} + \overline{u'^2_2} + \overline{u'^2_3} \right) = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}.$$

Расчеты показали, что кинетическая энергия турбулентности резко возрастает в финальной стадии коллапса полости на межфазной границе (рисунок 6.26). Турбулентные пульсации скорости, давления и температуры могут способствовать появлению искажений сферической формы полости. Малые отклонения от сферической формы в процессе эволюции увеличиваются и приводят к деформации межфазной границы в конце процесса.

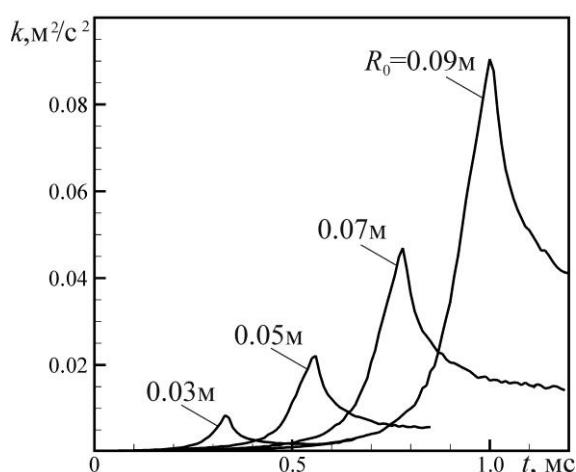


Рисунок 6.26 – Кинетическая энергия турбулентности в зависимости от времени на межфазной границе в случае разных начальных радиусов полости R_0

Изменение формы газовой полости в разные моменты процесса схлопывания показано на рисунке 6.27. Уменьшение объема полости, сопровождающееся ускоренным движением поверхности раздела сред с различной плотностью, заканчивается резким торможением межфазной границы. Возникает необходимое условие для развития неустойчивости Рэлея-Тейлора. Частицы жидкости устремляются к центру газовой полости, образуя струи, в то время как, частицы газовой среды оказываются вне границы среднего текущего радиуса полости. Возмущения интерфейса имеют тенденцию к увеличению со временем. На рисунке 6.27 видно, что к концу рассматриваемого процесса ($t = 2,0$ мс) полость имеет грибообразные выступы.

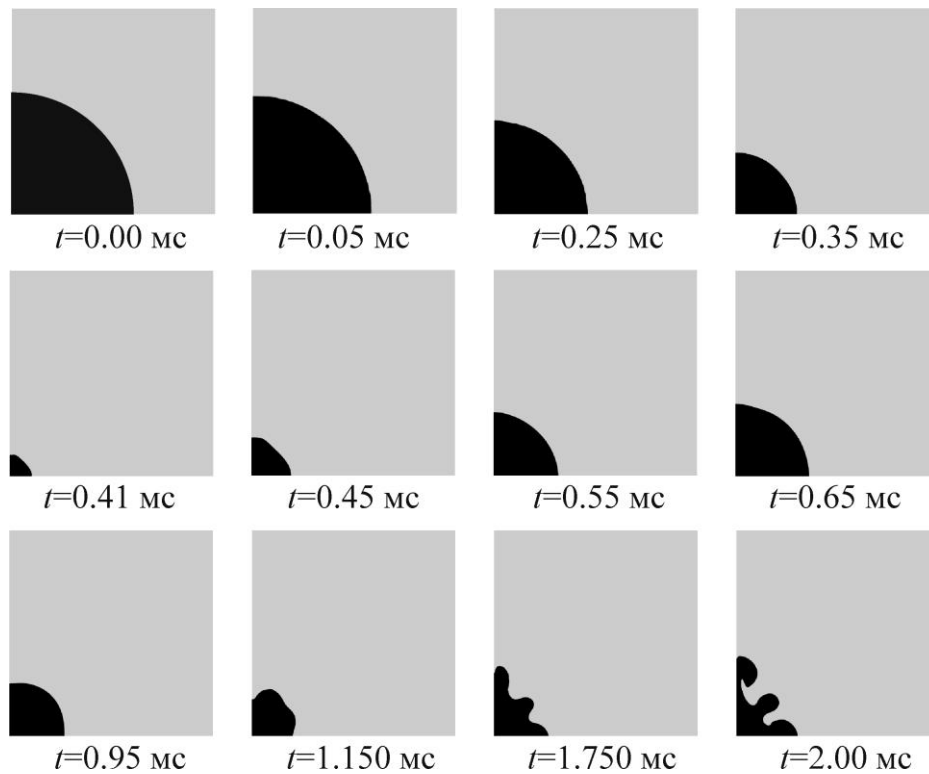


Рисунок 6.27 – Положение межфазной границы в разные моменты времени в сечении x_1Ox_3 для случая $R_0 = 0,038$ м

Подробный анализ развития неустойчивостей Биркгоффа-Плессета [609] и Рэлея-Тейлора [610], имеющих место при схлопывании паровоздушного пузырька, приведен в работе [604]. Следует отметить, что нарушение сферичности газовой полости может быть обусловлено и другими факторами, в том числе, мелкомасштабными возмущениями поля скорости вследствие турбулентных пульсаций, а также наличием стенки цилиндрического резервуара, вызывающим сферическую асимметрию поля скорости, распределения давления. Стабилизации сферической симметрии формы полости могут способствовать вязкость среды и сила поверхностного натяжения. Влияние вязкости жидкости на динамику одиночного пузырька обсуждается в работе [611].

Численное моделирование показало, что для более детального анализа формы полости следует моделировать процесс во всей области, а не только

ее сектора. Для этого потребуется применение сетки с существенно большим числом элементов и, соответственно, большее расчетное время.

На рисунке 6.28 показано распределение давления вдоль оси Ox_1 в разные моменты времени в течение первой фазы процесса, когда происходит сжатие газовой полости. Видно, как в жидкости волна разрежения движется от межфазной границы к стенке резервуара. Фронт волны с течением времени становится менее крутым.

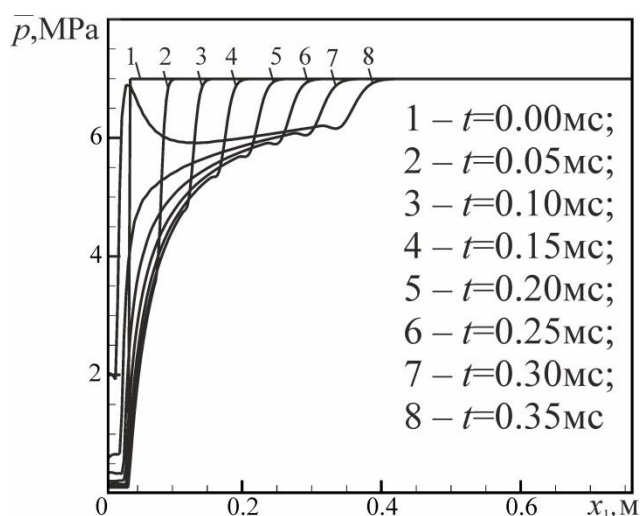


Рисунок 6.28 – Давление вдоль оси Ox_1 в разные моменты времени в случае $R_0 = 0,038$ м

Движение волны сжатия во вторую фазу процесса демонстрирует рисунок 6.29. Видно, что максимальное значение давления с течением времени убывает. Волна давления распространяется от полости в виде сферической оболочки. Площадь поверхности сферы составляет $4\pi a^2$, где a – радиус сферы. По мере увеличения расстояния от полости площадь поверхности оболочки увеличивается. Таким образом, для сферических волн максимальное давление уменьшается обратно пропорционально радиальному расстоянию. По мере распространения сферической волны сжатия увеличивается ее поверхность и количество вовлеченного в движение вещества, амплитуда

волны падает. Кроме того, часть энергии волнового движения расходуется на нагревание слоев среды, через которые она прошла [574]. Следует заметить, что фронт волны с течением времени становится более широким и менее крутым.

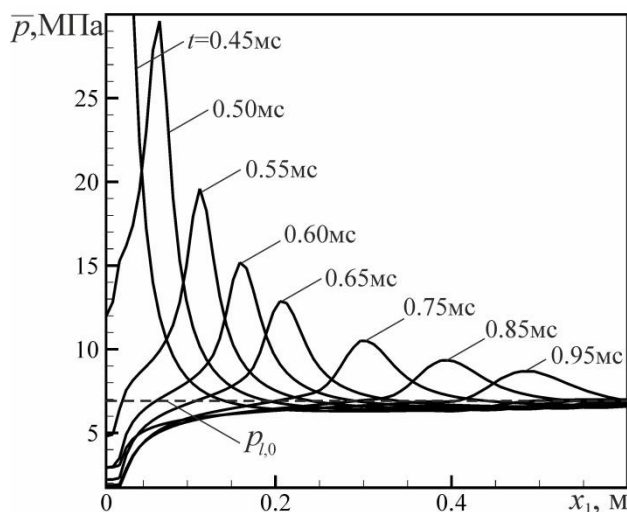


Рисунок 6.29 – Давление вдоль оси Ox_1 в разные моменты времени t в случае $R_0 = 0,038 \text{ м}$

В общем случае при распространении волны сжатия максимальное давление жидкости $\bar{p}_{\max}$ будет зависеть от ряда факторов, в том числе, от физических свойств газа и жидкости, расстояния от центра полости, начального радиуса полости R_0 , начальных давлений газа $\bar{p}_{g,0}$ и жидкости $\bar{p}_{l,0}$.

Выполнено исследование влияния начального давления в газовой полости на основные параметры имплозионного процесса, в случае, когда начальный радиус полости равен $R_0 = 0,038 \text{ м}$. Установлено, что увеличение начального давления газа $\bar{p}_{g,0}$ в полости с 0,05 до 0,5 МПа уменьшает максимальное давление $\bar{p}_{\max}$ в контрольной точке на 38% и увеличивает время t_2 , за которое оно достигается на 6%. Начальное давление газа в сферической полости влияет и на степень сжатия газа в момент внезапной остановки жид-

кости. Так, в момент максимального сжатия воздушной полости ее радиус составляет 15% при 0,05 МПа и 27% от начального при 0,5 МПа.

При увеличении начального радиуса сферической газовой полости в 9 раз с 0,01 до 0,09 м максимальное давление волны сжатия, регистрируемое в контрольной точке, на удалении от центра полости на расстояние 0,1016 м возрастает в 5,32 раза с 9,96 до 51,53 МПа, увеличивается время схлопывания полости.

Рисунок 6.30 показывает, что чем больше начальный радиус газовой полости, тем выше максимальное значение давления в контрольной точке. При прочих равных условиях для разных значениях начального давления газа эти зависимости $\bar{p}_{\max}(R_0)$ близки к линейным. Максимальное значение давления в контрольной точке монотонно уменьшается при возрастании начального давления газа и, соответственно, при уменьшении $\Delta\bar{p} = \bar{p}_{l,0} - \bar{p}_{g,0}$ (рисунок 6.33). Следовательно, чем больше начальный радиус R_0 газовой полости и больше перепад давления в начальный момент времени $\Delta\bar{p}$, тем выше значение максимального давления в контрольной точке.

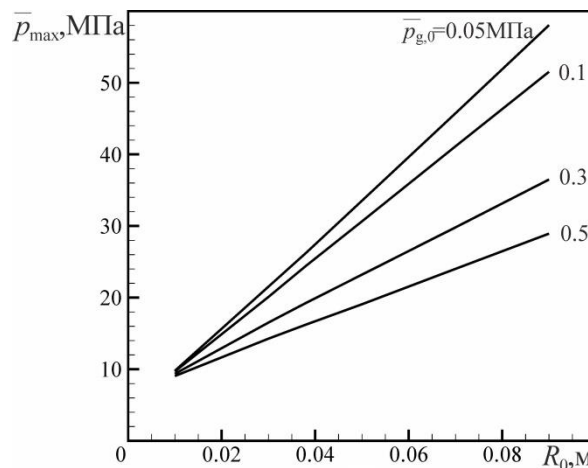


Рисунок 6.30 – Максимальное давление, регистрируемое в контрольной точке на удалении 0,1016 м от центра полости, в зависимости от начального радиуса газовой полости при разных значениях начального давления газа $\bar{p}_{g,0}$

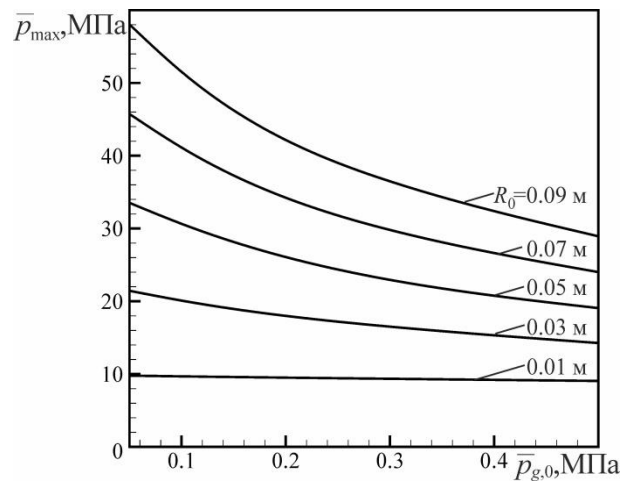


Рисунок 6.31 – Максимальное давление, регистрируемое в контрольной точке на удалении 0,1016 м от центра полости, в зависимости от начального давления газа $\bar{p}_{g,0}$ при разных значениях начального радиуса газовой полости R_0

В результате обработки численных результатов в рассматриваемом диапазоне расчетных параметров $0,01 \leq R_0 \leq 0,09$ м, $0,05 \leq \bar{p}_{g,0} \leq 0,5$ МПа при исходном давлении жидкости $\bar{p}_{l,0} = 6,996$ МПа предложена аппроксимационная формула для расчета максимального давления $\bar{p}_{max}$, МПа на удалении $l = 0,1016$ м от центра полости в зависимости от начального радиуса R_0 газовой полости и начального давления газа $\bar{p}_{g,0}$

$$\bar{p}_{max} = 200,8 \cdot (\bar{p}_{g,0})^{-0,4} R_0 + 8,6 \cdot (\bar{p}_{g,0})^{0,3}.$$

Ущерб, вызванный коллапсом, можно оценить, сравнив максимальное давление с максимальным напряжением, которое может выдержать поверхность подводного оборудования до разрыва.

Для описания динамики газовой полости в жидкости и распространения волн при ее схлопывании под действием перепада давления предложено использовать модель движения жидкости, основанную на физических законах сохранения массы, импульса, энергии с учетом вязкости, сжимаемости,

теплопроводности жидкости и турбулентности, а для отслеживания межфазной границы используется метод объема жидкости. Данный подход позволяет получить достаточно полную информацию о рассматриваемом гидроаэродинамическом процессе.

6.3.2 Особенности волновых процессов в обсадной колонне скважины при имплозии

В процессе эксплуатации нефтедобывающих скважин возникает необходимость в улучшении фильтрационных характеристик призабойной зоны пласта. Проблема повышения нефтеотдачи является достаточно актуальной [612-615]. В настоящее время существует различные методы воздействия на призабойную зону, такие как электрогидравлический, гидроимпульсный, химический и другие. Гидроимпульсное воздействие базируется на имплозионной технологии. Преимущество данного метода заключается в том, что его применение возможно там, где другие методы либо не эффективны, либо рискованны. Суть данного подхода заключается в следующем. Камера низкого давления цилиндрической формы заполняется воздухом и герметично закрывается с нижнего торца мембраной. Камера опускается в заполненную жидкостью колонну скважины на уровень пласта. После открытия мембраны, скважинная жидкость устремляется внутрь камеры низкого давления. При этом воздух, находившийся в камере, сильно сжимается. Имплозионный эффект состоит из двух стадий. На первой стадии происходит резкое снижение давления в призабойной зоне пласта, что должно способствовать очистке перфорационных и поровых каналов от крошки породы, механических примесей, а также высоковязких отложений и восстановлению проницаемости пласта. Вторая стадия имплозионного воздействия – это гидравлический удар падающего столба скважинной жидкости, способный создать в нижней части скважины и, в частности, в призабойной зоне пласта давление, значительно превышающее пластовое и способствующее, раскры-

тию существующих трещин и образованию новой разветвленной системы микротрещин в пласте [616, 617].

Гидроимпульсное воздействие на призабойную зону пласта остается малоизученным, поскольку выполнение натурных экспериментальных исследований на большой глубине и получение опытных данных сопряжено с техническими трудностями. Для прогнозирования параметров имплозионного процесса в стволе скважины к настоящему времени разработаны полуэмпирические математические модели и в некоторых случаях получены аналитические решения [616-619]. Однако наличие современных численных методов и высокопроизводительных компьютеров позволяет выполнять трудоемкие вычисления, в том числе, прогнозировать процессы, протекающие при имплозии с использованием математических моделей, основанных на законах сохранения. Следует заметить, что математическая модель должна достаточно полно отражать основные особенности процесса, учитывать нестационарность, трехмерность движения среды, наличие вязких эффектов, турбулентности, сжимаемости, а также отслеживать межфазную границу «жидкость-газ».

Рассмотрим имплозионный процесс, инициированный перепадом давления в камере низкого давления и окружающей ее скважинной жидкости, а также на основе результатов численного исследования оценим влияние высоты имплозионной камеры на генерируемые волны разрежения и сжатия в колонне на уровне призабойной зоны пласта. Скважина глубиной H заполнена жидкостью до уровня h_1 . Камера низкого давления цилиндрической формы с мембранной перегородкой на нижнем торце, заполненная газом, находится на глубине h_2 . Если считать колонну неперфорированной, то при построении математической модели можно пренебречь потоком нефти из породы в колонну, необходимостью учета свойств пластового флюида, гранулометрического состава породы, ее пористости, проницаемости и других факторов, которые в каждом конкретном случае специфичны и могут быть

неизвестны.

В качестве расчетной области $\Omega = \Omega_l \cup \Omega_g \cup \Omega_k$ выбран цилиндрический сектор с угловым размером $\theta = 5^\circ$ (рисунок 6.32). Центр прямоугольной системы координат $x_1x_2x_3$ разместим так, чтобы ось Ox_3 совпадала с осью обсадной колонны скважины. Газом заполнены область Ω_g и камера низкого давления Ω_k , в области Ω_l находится жидкость. На схеме, показанной на рисунке 6.32: Γ_c , Γ_k – границы обсадной колонны скважины, имплозионной камеры, Γ_m – мембрана, R , H – радиус и высота обсадной колонны, r_1 , r_2 – внутренний и внешний радиусы камеры низкого давления, h – ее высота.

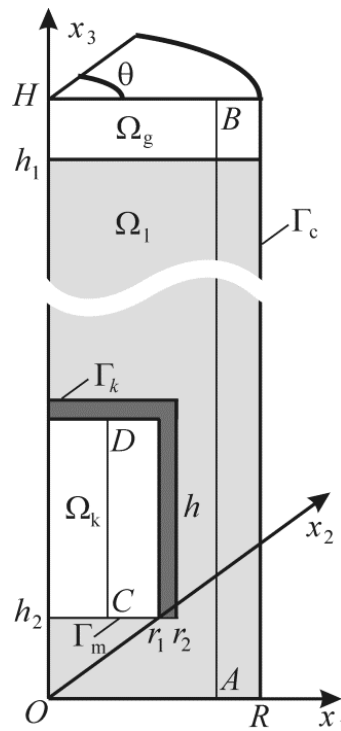


Рисунок 6.32 – Схема расчетной области

Нестационарное движение вязкой сжимаемой жидкости с границей раздела фаз описывается уравнениями (6.9)-(6.13), (2.7)-(2.8). Начальные условия заданы следующим образом. В момент времени $t = 0$ среда покоит-

ся $\bar{u}_i = 0$, ее температура постоянна $\bar{T} = \bar{T}_0$; в подобластях распределена объемная доля фаз Ω_l : $\gamma = 1$; Ω_g, Ω_k : $\gamma = 0$. Гидростатическое давления жидкости рассчитывается по формуле: $\bar{p} = \rho g(h_1 - x_3)$, давление газа Ω_k : $\bar{p} = \bar{p}_{g,0}$. Движение среды начинается после открытия мембраны Γ_m .

На границах $\Gamma = \Gamma_c \cup \Gamma_k$ ставятся условия: $\bar{u}_i|_{\Gamma} = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n}|_{\Gamma} = 0$, $\frac{\partial \gamma}{\partial n}|_{\Gamma} = 0$,

$\bar{T}|_{\Gamma} = \bar{T}_w$, $k|_{\Gamma} = 0$, $\omega|_{\Gamma} = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d_1^2}$, где $\beta_1 = 0,075$, d_1 – расстояние от центра

пристеночной ячейки до границы. На гранях цилиндрического сектора Γ_s

наложены условия Неймана: $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$, $\frac{\partial \gamma}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$, $\frac{\partial \bar{T}}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$,

$\frac{\partial k}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$, $\frac{\partial \omega}{\partial n}|_{\Gamma_s} = 0$.

Расчетная область в форме цилиндрического сектора покрывается сеткой гексаэдральных элементов. Уравнения в частных производных решаются методом конечных объемов. Для дискретизации производной по времени используется схема Эйлера. При решении системы уравнений для давления используется метод сопряженных градиентов PCG с многосеточным алгебро-геометрическим предобуславливателем GAMG. Для сглаживания предобуславливателя используется метод Гауса-Зейделя. При решении уравнений для скорости – метод бисопряженных градиентов. Шаг по времени Δt подбирается в процессе вычислений таким образом, чтобы выполнялось условие для числа Куранта $Co \leq 0,01$ для всех ячеек расчетной области.

Моделирование имплозионного процесса выполнено для случая, когда обсадная колонна скважины не перфорирована, имеет высоту $H = 2000$ м, радиус $R = 0,12$ м; высота столба скважинной жидкости $h_1 = 1800$ м. Внутрен-

ний радиус имплозионной камеры составляет $r_1 = 0,065$ м, внешний радиус – $r_2 = 0,07$ м, высота – $h = 50$ м, $h_2 = 2,5$ м, $\bar{p}_{g,0} = 0,1$ МПа.

Заданы следующие теплофизические свойства газа: коэффициент кинематической вязкости $\nu_g = 1,46 \cdot 10^{-5}$ м²/с, удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_{p,g} = 1006$ Дж/(кг·К), коэффициент теплопроводности $\lambda_g = 0,024$ Вт/(м·К), а также свойства жидкости: $\rho_{l,0} = 10^3$ кг/м³, $\nu_l = 10^{-6}$ м²/с, $c_{p,l} = 4182$ Дж/(кг·К), $\lambda_l = 0,6$ Вт/(м·К). Кроме того, заданы температура $\bar{T}_0 = 300$ К, удельная газовая постоянная $R_g = 287$ Дж/(кг·К), коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 0,07$ Н/м.

Для контроля сходимости решение поставленной задачи выполнено на трех разных по количеству узлов сетках M_1 ($1,3 \cdot 10^4$), M_2 ($3,1 \cdot 10^4$), M_3 ($5,9 \cdot 10^4$). Выбрана расположенная на уровне мембраны контрольная точка $E(0,03;0;2,5)$, в которой рассчитываются время окончания периода депрессии t_1 , максимальное давление $\bar{p}_{\max}$ и время его наступления t_2 . Влияние числа узлов расчетных сеток на локальные параметры нестационарного процесса в контрольной точке представлены в таблице 6.8. Параметры, полученные на сетке M_2 отличаются на 5,4; 2,9; 3,7% от соответствующих, полученных на сетке M_3 . Для дальнейших расчетов выбрана сетка M_3 .

Таблица 6.8 – Сеточная сходимость

Сетка	t_1 , с	t_2 , с	$\bar{p}_{\max}$
M_1	2,659	6,042	21,81
M_2	2,560	6,021	23,05
M_3	2,427	5,850	23,95

Распределение давления по длине обсадной колонны скважины в течение первой стадии имплозионного процесса показано на рисунке 6.33 а. В начальный момент времени мембрана имплозионной камеры закрыта. Жидкость находится в гидростатическом равновесии. Давление в жидкости распределено по линейному закону (рисунок 6.33 а, линия 1). С открытием мембраны под влиянием перепада давления жидкость приходит в движение. Жидкость, устремляясь в камеру, сжимает воздушную полость. В свою очередь, уменьшение объема полости сопровождается ростом давления, плотности и температуры газа. От межфазной границы в направлении устья скважины по жидкости распространяется волна разрежения (рисунок 6.33 а, кривые 2-6). Следует отметить, что волна разрежения имеет крутой передний фронт.

В момент времени, когда жидкость внезапно останавливается, генерируется импульс давления, который распространяется в жидкости вверх в обсадной колонне скважины (рисунок 6.33 б). Начинается вторая стадия процесса, в течение которой происходит падение столба жидкости и на уровне пласта фиксируется давление, превышающее гидростатическое. Процесс повышения давления в обсадной колонне скважины происходит относительно равномерно (рисунок 6.33 б), в отличие от продвижения волны разрежения в период депрессии (рисунок 6.33 а).

Для оценки эффективности имплозионного процесса в ходе численного расчета был дополнительно организован вывод давления в контрольной точке E , находящейся на уровне мембраны имплозионной камеры (рисунок 6.34).

В начальный момент времени давление в точке E составляет $\bar{p}_0 = 18$ МПа. После открытия мембраны величина давления резко падает. Период депрессии длится около 2,4 с. В данный период понижение давления $\bar{p} < \bar{p}_0$ в обсадной колонне скважины на уровне пласта будет способ-

ствовать очистке перфорационных каналов от механических примесей и восстановлению проницаемости пласта.

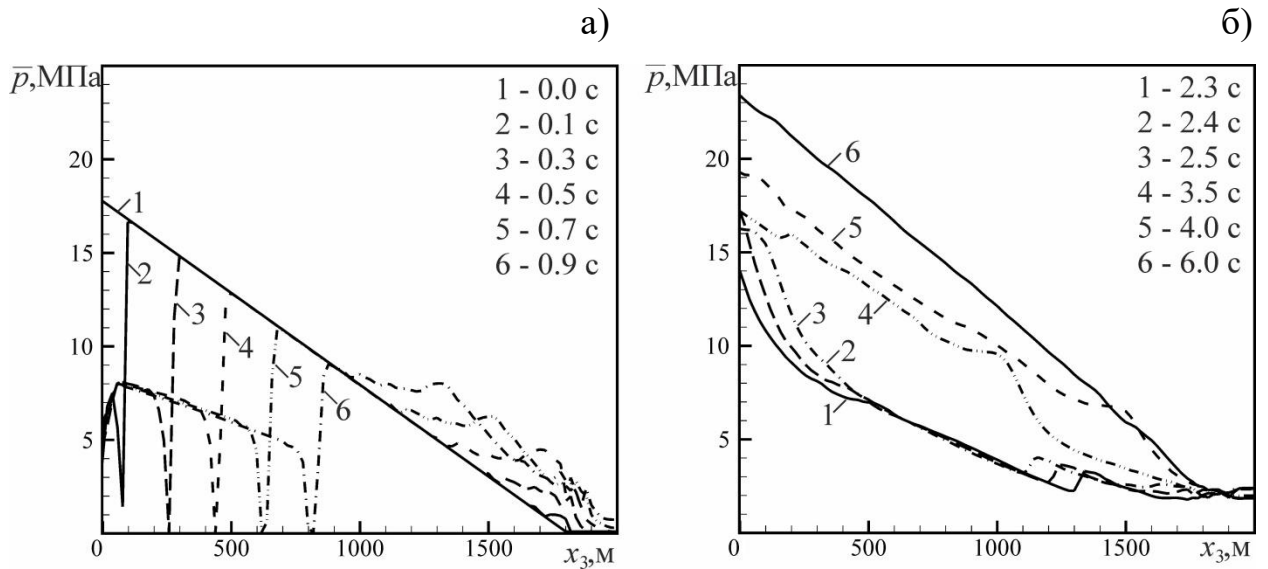


Рисунок 6.33 – Распределение давления в обсадной колонне скважины вдоль отрезка AB в разные моменты времени: (а) – первая стадия, (б) – вторая стадия процесса

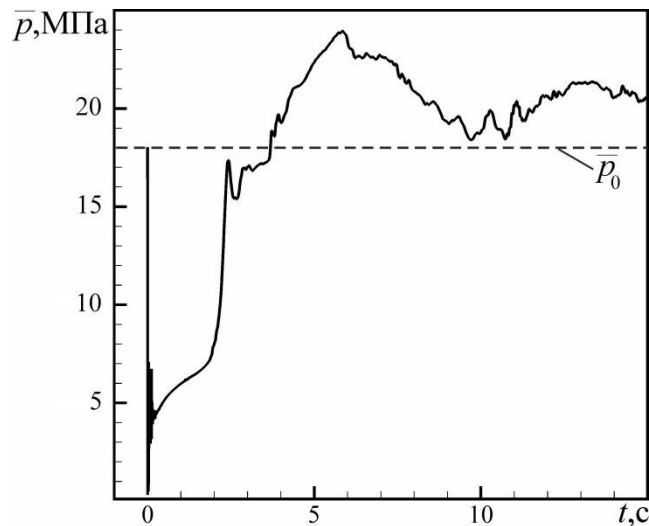


Рисунок 6.34 – Эволюция давления на уровне мембраны имплозионной камеры, p_0 – начальное гидростатическое давление в контрольной точке E

В начале второй стадии происходит рост давления за счет падающего столба жидкости. Максимальное давление в контрольной точке при этом превышает гидростатическое давление в 1,35 раза. Данный этап на практике будет сопровождаться образованием разветвленной системы микротрещин в нефтяном пласте.

Отметим, что за первым следует второй цикл имплозионного процесса. Давление вновь понижается, и затем наблюдается еще одна волна сжатия. Однако наиболее интересные эффекты происходят во время первого цикла сжатия-расширения воздушной полости. Вторичные пульсации являются менее интенсивными. В конце процесса система жидкость-газ приходит в гидростатическое равновесие. Результаты расчетов показали, что имплозионный процесс в обсадной колонне скважины характеризуется широким диапазоном изменения давления в течение короткого временного интервала [620, 621]. Установлено, что длительность типичного события имплозии при заданной глубине скважины составляет несколько секунд.

Распределение давления по высоте имплозионной камеры вдоль отрезка CD в течение первой стадии показано на рисунке 6.35. Видно, что при заполнении камеры водой, давление в жидкости максимально внизу камеры и линейно уменьшается до межфазной границы «жидкость-газ». Сжатие газовой полости происходит равномерно по объему. Ударных волн в газе при этом не наблюдается.

Изменение скорости среды на оси скважины показано на рисунке 6.36. Скорость скважинной жидкости максимальна практически сразу после открытия мембраны. По мере заполнения имплозионной камеры, движение жидкости замедляется до полной ее остановки. Так, компонента скорости жидкости u_z на оси Ox_z в момент времени $t = 1,5$ с составляет порядка 20 м/с; $t = 2,2$ с – 13 м/с; $t = 2,3$ с – 6 м/с (рисунок 6.36).

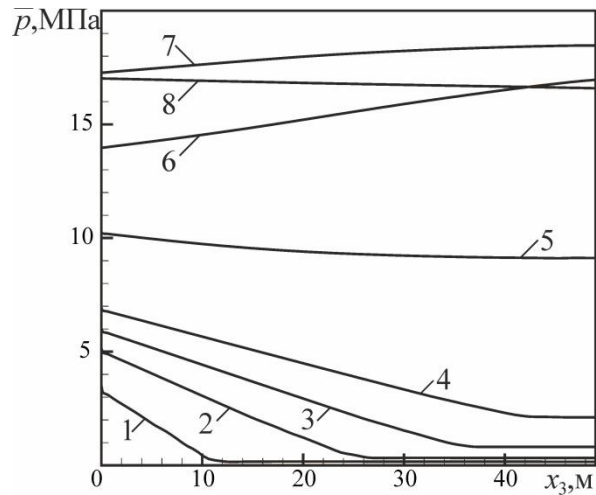


Рисунок 6.35 – Распределение давления в имплозионной камере вдоль отрезка CD в последовательные моменты времени: $t = 0,3$ с (1); $0,9$ (2); $1,5$ (3); $1,9$ (4); $2,2$ (5); $2,3$ (6); $2,4$ (7); $2,9$ с (8)

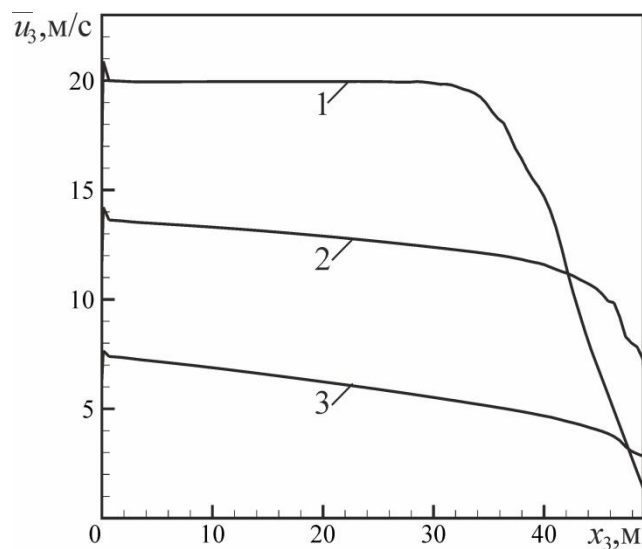


Рисунок 6.36 – Компонента скорости $\bar{u}_3$ в камере на оси Ox_3 в разные моменты времени: $t = 1,5$ с (1); $2,2$ (2); $2,3$ с (3)

Подъем уровня жидкости в имплозионной камере в течение первой стадии процесса демонстрируется на рисунке 6.37. В случае, когда высота камеры равна 50 м, ее заполнение жидкостью происходит за 2,4 с. Следует заметить, что при подъеме уровня жидкости наблюдается деформация меж-

фазной границы «жидкость-газ» с развитием неустойчивости Рэля-Тейлора [622].

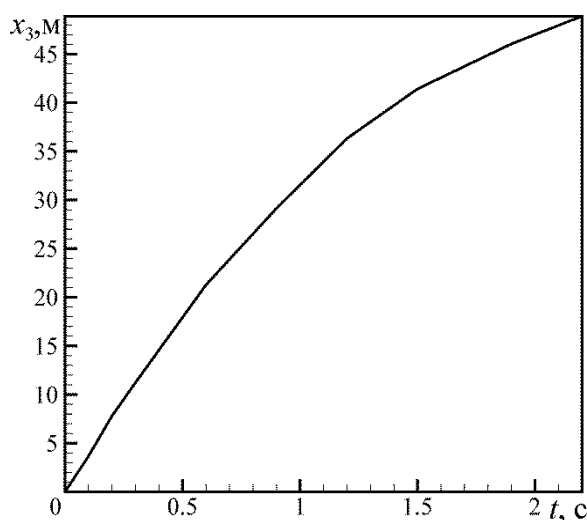


Рисунок 6.37 – Уровень жидкости в камере в зависимости от времени

В ходе численного эксперимента было исследовано влияние высоты камеры на имплозионный процесс. С этой целью рассчитаны варианты, когда высота камеры h составляла 10, 20, 30, 40, 50 м. Установлено [620, 621], что при уменьшении h с 50 до 10 м время депрессии на уровне мембраны сокращается в 8,3 раза, а максимальное давление увеличивается всего на 8,6%. Поскольку на практике эффективность имплозионного воздействия на призабойную зону пласта определяется длительностью периода депрессии в скважине и амплитудой последующего повышения давления, то выбор камеры высотой 50 м является при данных условиях предпочтительным, поскольку будет способствовать повышению нефтеотдачи.

Выводы по главе 6

В данной главе выполнено моделирование течений двух несмешивающихся сред с границей раздела фаз, форму которой необходимо

определять в процессе эволюции. Предложена математическая модель, которая основана на физических законах сохранения массы, импульса, энергии с учетом вязкости, сжимаемости, теплопроводности жидкости и турбулентности, для отслеживания межфазной границы используется метод объема жидкости. Верификация программного комплекса, применяемых алгоритмов и численных методов на известных тестовых задачах об обрушении столба жидкости в резервуаре и всплытии газовой полости в неподвижной жидкости продемонстрировала хорошее согласие результатов расчетов с данными других авторов.

Показано, что на скорость подъема пузырьков в вязкой жидкости при барботаже влияет их первоначальная форма. Пузырьки, которые в начальный момент времени вытянуты вертикально, всплывают быстрее круглых, и тем более, вытянутых горизонтально. Увеличение скорости всплытия обусловлено двумя факторами: уменьшением силы сопротивления за счет сокращения поперечного сечения и формированием струи жидкости, направленной снизу на кормовую часть межфазной поверхности в результате развития неустойчивости Рэлея-Тейлора.

Взаимодействие двухмерных газовых полостей в процессе всплытия зависит от пяти безразмерных параметров: отношения плотностей сред, отношения вязкости сред, числа Рейнольдса, числа Бонда, межцентрового расстояния. Причиной коалесценции параллельно всплывающих пузырьков является локальное понижение давления между ними. Отдаление пузырьков при всплытии обусловлено силами вязкого трения в процессе взаимодействия вихревых структур гидродинамического следа. Расположение фильер в барботажных устройствах на расстоянии друг от друга, меньших критического, приведет к нежелательной коалесценции пузырьков.

Выполнено математическое моделирование коллапса сферической газовой полости в жидкости. Показано, что при данных условиях ударных волн в газовой полости не наблюдается. Длительность типичного события имплозии составляет не больше одной миллисекунды. В процессе имплозии нару-

шается сферичность газовой полости. На межфазной границе развивается неустойчивость Рэлея-Тейлора. При схлопывании газовой полости в жидкости за волной разрежения следует волна сжатия, причем пиковое давление значительно превышает начальное гидростатическое. При увеличении начального радиуса сферической газовой полости в 9 раз с 0,01 до 0,09 м максимальное давление волны сжатия, регистрируемое в контрольной точке, на удалении от центра полости на расстояние 0,1016 м возрастает в 5,32 раза с 9,96 до 51,53 МПа, увеличивается время схлопывания полости. Получена аппроксимационная формула для расчета максимального давления при распространении сферической волны сжатия в жидкости.

Исследован имплозионный процесс в обсадной колонне скважины, инициированный перепадом давления в камере низкого давления и окружающей ее скважинной жидкости для прогнозирования основных параметров процесса, а также для оценки влияния высоты имплозионной камеры на генерируемые волны разрежения и сжатия в колонне на уровне призабойной зоны пласта. Установлено, что при уменьшении высоты камеры с 50 до 10 м время депрессии на уровне мембраны сокращается в 8,3 раза, а максимальное давление увеличивается только на 8,6%. Поскольку на практике эффективность имплозионного воздействия на призабойную зону пласта определяется длительностью периода депрессии в скважине и амплитудой последующего повышения давления, то выбор камеры высотой 50 м является при данных условиях предпочтительным, поскольку будет способствовать повышению нефтеотдачи.

Заключение

В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе развиты теоретические основы гидроаэродинамических и тепловых процессов, протекающих в технологических установках нефтехимической отрасли; с использованием математических моделей динамики многофазных систем и численных методов установлены закономерности, с помощью которых найдены рациональные конструкторские параметры, технологические режимы установок, разработаны новые научно обоснованные высокоэффективные технические решения.

В работе получены следующие основные результаты и выводы.

1. Показано, что для снижения гидродинамического сопротивления тела в потоке, интенсификации теплообмена в зависимости от специфики условий эксплуатации технологического оборудования можно использовать разные способы воздействия на структуру течения. Картина обтекания, коэффициенты сопротивления, подъемной силы, теплоотдача цилиндрических тел, размещенных в потоке вязкой жидкости, меняются в случае вращения их с постоянной скоростью вокруг своей оси, реализации вращательных колебаний цилиндров, турбулизации потока, размещении тел в потоке тандемом, нанесении на них пористого проницаемого слоя. Найдены скорости вращения цилиндра, размещенного в потоке вязкой жидкости, при которых наблюдается снижение коэффициента сопротивления тела в 4-5 раз; режимы вращательных колебаний цилиндра, при которых снижается сопротивление на 32%.
2. Подача твердых частиц в поток жидкости приводит к увеличению коэффициента сопротивления цилиндрического тела, подавлению дорожки Кармана. Степень влияния частиц зависит от числа Стокса и массовой концентрации дисперсной фазы. Число Нуссельта цилиндра тем больше, чем выше число Рейнольдса и теплопроводность материала частиц. На основе анализа движения газозвеси в ячейках периодичности каплеуло-

вителей градиент сформулированы требования к конфигурации лопаток решеток, предложена их новая форма. Показано, что в режиме нестационарного движения воздуха в сетчатых демистерах за счет формирования микроструй повышается эффективность инерционного улавливания капель.

3. Показано влияние начальной формы газового пузырька на динамику его всплытия в неподвижной жидкости, скорость подъема. Установлено, что причиной сближения параллельно всплывающих пузырьков и последующей коалесценции при барботаже является локальное понижение давления между пузырьками. Удаление пузырьков друг от друга обусловлено силами вязкого трения в процессе взаимодействия вихревых структур гидродинамического следа.
4. Построена трехмерная математическая модель, описывающая динамику имплозионного процесса, включающего схлопывание газовой полости в жидкости и последующего распространения волн давления. В отличие от одномерного уравнения Релея-Плессета, на котором базируются предыдущие исследования динамики пузырька, она основана на физических законах сохранения массы, импульса, энергии с учетом вязкости сред, сжимаемости, теплопроводности жидкости и турбулентности.
5. Показано, что в процессе имплозии газовой полости в окружающей жидкости за волной разрежения следует волна сжатия, причем пиковое давление значительно, в 3,5 раза, превышает начальное гидростатическое. Получена аппроксимационная формула для расчета максимального давления при распространении сферической волны сжатия в жидкости. Анализ результатов исследования имплозионного процесса в обсадной колонне скважины показал, что увеличение высоты камеры низкого давления до 50 м повышает эффективность гидроимпульсного метода воздействия на призабойную зону за счет увеличения длительности процесса.

Список сокращений и условных обозначений

CFD – (Computational Fluid Dynamics) вычислительная гидродинамика;
DDPM-KTGF – (Dense Discrete Phase Model incorporated with Kinetic Theory of Granular Flow) модель плотной дискретной фазы с кинетической теорией гранулированных потоков;
DEM – (Discrete Element Method) метод дискретных элементов;
DNS – (Direct numerical simulation) прямое численное моделирование;
DPM – (Discrete Phase Model) модель дискретной фазы;
DQMOM – (Direct Quadrature Method of Moments) прямой квадратурный метод моментов;
EQMOM – (Extended Quadrature Method of Moments) расширенный квадратурный метод моментов;
FDM – (Finite Difference Method) метод конечных разностей;
FEM – (Finite Elements Method) метод конечных элементов;
FVM – (Finite Volume Method) метод контрольных объемов или метод конечных объемов
GAMG – (Geometric agglomerated algebraic multigrid solver) геометро-алгебраический многосеточный метод;
LBM – (Lattice Boltzmann method) решеточный метод Больцмана;
LES – (Large eddy simulation) метод крупных вихрей;
MOM – (Method of Moments) метод моментов;
MP-PIC – (Multiphase Particle in Cell) метод многофазных частиц в ячейках;
MPI – (Message Passing Interface) программный интерфейс для передачи сообщений;
MUSIG model – (Multiple Size Group) модель групп разных размеров;
PBE – (Population Balance Equation) метод баланса популяции;
PBiCG – (Preconditioned bi-conjugate gradient) метод предобусловленных бисопряженных градиентов;

PBiCGStab – (Preconditioned bi-conjugate gradient stabilized method) метод предобусловленных бисопряженных градиентов со стабилизацией;

PCG – (Preconditioned conjugate gradient) метод предобусловленных сопряженных градиентов;

PISO – (Pressure Implicit With Splitting Operators);

QMOM – (Quadrature Method of Moments) квадратурный метод моментов;

RANS – (Reynolds Averaged Navier-Stokes) осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса;

SIMPLE – (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) полунявный метод для уравнений со связью по давлению;

SPH – (Smoothed particle hydrodynamics) метод гидродинамики сглаженных частиц;

TVD – (Total Variation Decrease) схемы минимизации полной вариации;

VoF – (Volume of Fluid) метод объема жидкости;

СЛАУ – система линейных алгебраических уравнений;

A – амплитуда;

a – скорость звука;

Bo – Число Бонда;

C_D – коэффициент сопротивления;

C_L – коэффициент подъемной силы;

c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении;

c_v – удельная теплоемкость при постоянном объеме;

Ca – капиллярное число;

Co – число Куранта;

D – диаметр;

d_p – диаметр частицы;

Da – число Дарси;

E – полная энергия;

e – внутренняя энергия;

F – сила;

f – частота;

Fr – число Фруда;

G – безразмерный момент сил; расстояние между цилиндрами;

g – ускорение свободного падения;

I – единичный тензор;

K – кинетическая энергия;

k – кинетическая энергия турбулентности;

L, l – длина;

L_f – масштаб турбулентности;

l – характерный размер;

M – момент сил;

m – масса;

Ma – число Маха;

Mo – число Мортон;

Nu – число Нуссельта;

p – давление;

Pe – число Пекле;

Pr – число Прандтля;

Pr_T – турбулентное число Прандтля;

Q – слагаемое, учитывающее межфазный теплообмен;

q – тепловой поток;

R – универсальная газовая постоянная, равная $8.3144 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$;

R – радиус;

r – радиус;

Re – число Рейнольдса;

S – источниковый член;

Stk – число Стокса;

St – число Струхала;

T – температура;

t – время;

Tu – интенсивность турбулентности;

$\mathbf{u}$ – вектор скорости;

u^+ – безразмерная скорость;

V – объем;

We – число Вебера;

$x_1x_2x_3$ – декартова система координат;

y^+ – безразмерное расстояние от стенки;

α – коэффициент теплоотдачи;

Γ – граница расчетной области;

γ – объемная доля фазы;

δ_{ij} – символ Кронекера;

ε – скорость диссипации турбулентной кинетической энергии; пористость;

η_k – колмогоровский масштаб длины;

K – проницаемость;

λ – коэффициент теплопроводности;

μ – коэффициент динамической вязкости;

μ_T – коэффициент турбулентной вязкости;

ν – коэффициент кинематической вязкости;

π – число пи (математическая постоянная);

ρ – плотность;

σ – коэффициент поверхностного натяжения;

τ – время, напряжение сдвига;

τ_{ij} – компоненты тензора рейнольдсовых напряжений;

τ_k – колмогоровский масштаб времени;

ϕ – диссипативная функция;

Ω – расчетная область;

ω – удельная скорость диссипации;

Δ – оператор Лапласа;

∇ – оператор набла.

Индексы

Нижние индексы:

0 – начальное значение параметра;

bot – нижняя граница расчетной области;

cyl – поверхность цилиндра;

eff – эффективный параметр;

f – жидкая фаза;

g – газ;

in – входное сечение расчетной области;

l – жидкость;

m – смесь;

out – выходное сечение расчетной области;

p – дискретная фаза многофазной системы;

s – твердая фаза;

T – параметр турбулентности;

top – верхняя граница расчетной области;

w – параметры среды на стенке.

Верхние индексы:

T – операция транспонирования матрицы.

Список литературы

1. Соу, С. Гидродинамика многофазных систем (часть I) / С. Соу /. М.: Мир, 1971. – 536 с.
2. Тарасевич, С.Э. Высокотемпературные теплотехнологические процессы и установки. Учебно-методическое пособие к курсовому проекту./ С.Э. Тарасевич, В.М. Гуреев, В.Л. Федяев /. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2006. – 98 с.
3. Шиляев, М.И. Аэродинамика и тепломассообмен многокомпонентных многофазных потоков и их приложения / М.И. Шиляев, Е.М. Хромова /. М.: Из-во АСВ, 2018. 300 с.
4. Нигматулин, Р.И. Основы механики гетерогенных сред / Р.И. Нигматулин /. М.: Наука, 1978. – 336 с.
5. Ha, C.T. Application of a high-order MP scheme to computation of multiphase flows with heat and mass transfer / C.T. Ha, S.Y. Lee, J.H. Lee // International Journal of Heat and Mass Transfer 183 (2022) 122055.
6. Panda, K. Design study of microchannel heat exchanger headers using experimentally validated multiphase flow CFD simulation / K. Panda, T. Hirokawa, L. Huang // Applied Thermal Engineering 178 (2020) 115585.
7. Луканин, В.Н. Теплотехника. Учебник для вузов / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер, С.Г. Нечаев, И.Е. Иванов, Л.М. Матюхин, К.А. Морозов /. М.: Высш. шк., 2000. – 671 с.
8. Лаптев, А.Г. Устройство и расчет промышленных градирен: Монография / А.Г. Лаптев, И.А. Ведьгаева /. Казань: КГЭУ, 2004. – 180 с.
9. Андреев, Е.И. Расчет тепло- и массообмена в контактных аппаратах / Е.И. Андреев /. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1985. – 192 с.
10. Пономаренко, В.С. Градирни промышленных и энергетических предприятий. Справочное пособие / В.С. Пономаренко, Ю.И. Арефьев /. М.: Энергоатомиздат, 1988. – 376 с.

11. Федяев, В.Л. Об эффективности работы промышленных градирен / В.Л. Федяев, А.Б. Мазо, И.В. Моренко, Р.Ф. Гайнуллин, Р.Ф. Гайнуллина // Проблемы энергетики. – 2009. – №1-2. – С. 15-24.
12. Федяев, В.Л. О модернизации градирен СК-1200 / В.Л. Федяев, Б.А. Снигерев, И.В. Моренко, Р.Ф. Гайнуллин, Р.Ф. Гайнуллина // Проблемы энергетики. – 2009. – №5–6. – С. 43–51.
13. Леонтьева, А.И. Общая химическая технология: Учеб. пособие. Ч. 1. / А.И. Леонтьева, К.В. Брянкин /. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. ун-та, 2004. – 108 с.
14. Кутепов, А.М. Общая химическая технология: Учеб. для техн. ВУЗов 2-е изд. / А.М. Кутепов, Т.И. Бондарева, М.Г. Беренгартен /. М.: Высш. шк., 1990. – 520 с.
15. Мухленов, И.П. Общая химическая технология: Учеб. для химико-техн. спец. ВУЗов 4-е изд. / И.П. Мухленов, А.Я. Авербух, Е.С. Тумаркина, И.Э. Фурмер /. М.: Высш. шк., 1984. – 256 с.
16. Пономарев, В.Б. Математическое моделирование скорости осаждения частиц с учетом динамической релаксации / В.Б. Пономарев, И.П. Фесун // Теоретические основы химической технологии. – 2020. – Т. 54. № 5. – С. 636–642.
17. Ахмадиев, Ф.Г. Математическое моделирование процесса разделения двухфазных смесей в центробежном сгустителе / Ф.Г. Ахмадиев, Н.Н. Зиннатуллин // Теоретические основы химической технологии. – 2014. – Т. 48. № 2. – С. 214–221.
18. Valdés, J.P. Current advances in liquid-liquid mixing in static mixers: A review / J.P. Valdés, L. Kahouadji, O.K. Matar // Chemical Engineering Research and Design. – 2022. – N. 177. – P. 694–731.
19. Sattari, A. Multiphase flow in microfluidics: From droplets and bubbles to the encapsulated structures / A. Sattari, P. Hanafizadeh, M. Hoorfar // Advances in Colloid and Interface Science. 282 (2020) 102208.

20. Aditya, N. Co-delivery of hydrophobic curcumin and hydrophilic catechin by a water-in-oil-in-water double emulsion / N. Aditya, S. Aditya, H. Yang, H.W. Kim, S.O. Park, S. Ko // Food Chem. – 2015. – N. 173. – P. 7–13.
21. Yoshida, K. Stability of vitamin a in oil-in-water-in-oil-type multiple emulsions / K. Yoshida, T. Sekine, F. Matsuzaki, T. Yanaki, M. Yamaguchi // J. Am Oil Chem Soc. – 1999. – V. 76. N. 2. – P. 1–6.
22. Митрофанова, О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах с завихрителями / О.В. Митрофанова // ТВТ – 2003. – Т.41. № 4. – С. 587-633.
23. Гупта, А. Закрученные потоки / Пер. с англ. / А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред / М.: Мир, 1987. – 588 с.
24. Халатов, А.А. Теория и практика закрученных потоков / А.А. Халатов / Киев: Наук. Думка, 1989. – 192 с.
25. Кутателадзе, С.С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках / С.С. Кутателадзе, Э.П. Волчков, В.И. Терехов / Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1987. – 282 с.
26. Щукин, В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. 2-е изд. / В.К. Щукин / М.: Машиностроение, 1980. – 331 с.
27. Щукин, В.К. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах / В.К. Щукин, А.А. Халатов / М.: Машиностроение, 1982. – 200 с.
28. Попов, И.А. Физические основы и промышленное применение интенсификации теплообмена: Интенсификация теплообмена: монография / под общ. ред. Ю.Ф. Гортышова / И.А. Попов, Х.М. Махьянов, В.М. Гуреев / Казань: Центр инновационных технологий, 2009. – 560 с.
29. Харламов, С.Н. Алгоритмы при моделировании гидродинамических процессов / С.Н. Харламов / Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – 80 с.
30. Лаптева, Е.А. Гидродинамика барботажных аппаратов / Е.А. Лаптева, А.Г. Лаптев / Казань: Центр инновационных технологий, 2017. – 190 с.

31. Шагапов, В.Ш. Распространение волн сжатия в пузырьковой жидкости, сопровождаемое образованием гидрата / В.Ш. Шагапов, С.А. Лепихин, И.А. Чиглинцев // Теплофизика и аэромеханика. – 2010. – Т. 17. № 2. – С. 247–260.
32. Pawlowski, L. The Science and Engineering of Thermal Spray Coatings. Second Ed. / L. Pawlowski /. John Wiley and Sons. 2008. – 627 p.
33. Chen, Y. Rapid curing and self-stratifying lacquer coating with antifouling and anticorrosive properties / Y. Chen, G. Zhang, G. Zhang, C. Ma // Chemical Engineering Journal. 421 (2021) 129755.
34. Sharma, N. Anticorrosive coating of polymer composites: A review / N. Sharma, S. Sharma // Materials Today: Proceedings. – 2021. – V. 44. – P. 4498–4502.
35. Галимов, Э.Р. Высокоэффективные технологии и оборудование для получения полимерных порошковых покрытий / Э.Р. Галимов, Э.Е. Тукбаев, В.Л. Федяев / Казань: Изд-во АН РТ, 2016. – 252 с.
36. Toschkoff, G. Mathematical modeling of the coating process / G. Toschkoff, J.G. Khanast // Int. J. Pharm. – 2013. – V. 457. N.2. – P. 407–22.
37. Хасуй, А. Техника напыления. Пер. с японского. / А. Хасуй /. М.: Машиностроение, 1975. – 288 с.
38. Панин, А.В. Методы нанесения защитных покрытий: учебное пособие / А.В. Панин, А.Р. Шугуров, А.Г. Колмаков /. Томск: Изд-во ООО «СПБ Графикс», 2020. – 109 с.
39. Коробов, Ю.С. Основные методы и материалы газотермического напыления Ч. 1. / Ю.С. Коробов, В.И. Панов, Н.М. Разиков /. Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2016. – 80 с.
40. Ильющенко, А.Ф. Процессы формирования газотермических покрытий и их моделирование / А.Ф. Ильющенко, А.И. Шевцов, В.А. Оковитый, Г.Ф. Громыко /. Минск: Беларус. навука, 2011. – 357 с.
41. Weinstein, S.J. Coating flows / S.J. Weinstein, K.J. Ruschak // Annual Rev. Fluid Mech. – 2004. – V. 36. – P. 29–53.

42. Ахмадиев, Ф.Г. Моделирование сопряженного тепломассообмена при пленочной конденсации / Ф.Г. Ахмадиев, М.И. Фарахов, А.А. Ахмитшин // Теоретические основы химической технологии. – 2020. – Т. 54. № 4. – С. 463–474.
43. Лабунцов, Д.А. Механика двухфазных систем. Учебное пособие для вузов / Д.А. Лабунцов, В.В. Ягов /. М.: Издательство МЭИ, 2000. 374 с.
44. Чисхолм, Д. Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках / Д. Чисхолм /. М.: Недра, 1986. – 204 с.
45. Быстров, Ю.А. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Ю.А. Быстров, С.А. Исаев, Н.А. Кудрявцев, А.И. Леонтьев /. СПб, Судостроение, 2005. – 398 с.
46. Воеводин, А.В. Управление обтеканием модели самолета в посадочной конфигурации с помощью аэродинамических гребней / А.В. Воеводин, В.Г. Судаков // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2019. – № 1. – С. 78–85.
47. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки (численное и физическое моделирование) / Под редакцией А.В.Ермишина и С.А.Исаева. М.: МГУ, 2003. – 360с.
48. Щукин, А.В. Интенсификация теплообмена сферическими выемками при воздействии возмущающих факторов / Под. ред. акад. В.Е.Алемасова / А.В. Щукин, А.П. Козлов, Р.С. Агачев, Я.П. Чудновский /. Казань: КГТУ, 2003. – 143 с.
49. Халатов, А.А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок) / А.А. Халатов /. Киев: ИТТФ, 2005. – 76с.
50. Кикнадзе, Г.И. Самоорганизация смерчеобразных струй в потоках вязких сплошных сред и интенсификация тепломассообмена, сопровождающая это явление / Г.И. Кикнадзе, И.А. Гачечиладзе, В.В. Алексеев /. М.: Издательство МЭИ, 2005. – 84 с.

51. Isaev, S.A. Numerical simulation of the turbulent air flow in the narrow channel with a heated wall and a spherical dimple placed on it for vortex heat transfer enhancement depending on the dimple depth / S.A. Isaev, A.V. Schelchikov, A.I. Leontiev, P.A. Baranov, M.E. Gulcova // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – V. 94. – P. 426–448.
52. Isaev, S.A. Vortex heat transfer enhancement in the narrow plane-parallel channel with the oval-trench dimple of fixed depth and spot area / S.A. Isaev, A.V. Schelchikov, A.I. Leontiev, Yu.F. Gortyshov, P.A. Baranov, I.A. Popov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – V. 109. – P. 40–62.
53. Исаев, С.А. Аномальная интенсификация турбулентного отрывного течения в наклоненных однорядных овально-траншейных лунках на стенке узкого канала / С.А. Исаев, М.С. Грицкевич, А.И. Леонтьев, И.А. Попов, А.Г. Судаков // *Теплофизика высоких температур*. – 2019. – Т. 57. № 5. – С. 797–800.
54. Терехов, В.И. Тепломассоперенос и гидродинамика в газокапельных потоках / В.И. Терехов, М.А. Пахомов /. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2009. – 284 с.
55. Whalley, P.B. Two-phase flow and heat transfer / P.B. Whalley /. New York, Oxford University Press, 1996. – 91 p.
56. Faghri, A. Fundamentals of Multiphase Heat Transfer and Flow / A. Faghri, Y. Zhang /. Springer, 2010. – 840 p.
57. Горбис, З.Р. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков / З.Р. Горбис /. М.: Энергия, 1970. – 424 с.
58. Вараксин, А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками / А.Ю. Вараксин // *ТВТ*. – 2018. – Т. 56. № 2. – С. 282–305.
59. Волков, К.Н. Течения газа с частицами / К.Н. Волков, В.Н. Емельянов /. Москва: Физматлит, 2008. – 598 с.
60. Губайдуллин, Д.А. Аэрогидродинамика дисперсной частицы / Д.А. Губайдуллин, П.П. Осипов /. М.: Физматлит, 2020. – 176 с.

61. Clift, R. Bubbles, drops, and particles / R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber /. Academic press, 1978. – 380 p.
62. Архипов, В.А. Динамическое взаимодействие частиц дисперсной фазы в гетерогенных потоках / В.А. Архипов, И.М. Васенин, А.С. Усанина, Г.Р. Шрагер /. Томск: Издательский Дом Томского госу. ун-та, 2019. – 328 с.
63. Диканский, Ю.И. О возможности магнитного упорядочения в коллоидных системах однодоменных частиц / Ю.И. Диканский, Д.В. Гладких, С.А. Куникин, А.А. Золотухин // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82. – С. 135–139.
64. Doron, P. Flow pattern maps for solid-liquid flow in pipes / P. Doron, D. Barnea // Int. J. Multiphase. – 1996. – V. 22. N. 2. – P. 273–283.
65. Кутателадзе, С.С. Гидродинамика газожидкостных систем / С.С. Кутателадзе, М.А. Стырикович /. М.: Энергия, 1976. – 296 с.
66. Витман, Л.А. Распыливание жидкости форсунками / Л.А. Витман, Б.Д. Кацнельсон, И.И. Палеев /. М.-Л.: Гос. энерго изд-во, 1962. – 265 с.
67. Sirignano, W. Fluid dynamics and transport of droplets and sprays / W. Sirignano /. Cambridge: Cambridge University Press. 1999. – 329 p.
68. Zaripov, D. On a mechanism of near-wall reverse flow formation in a turbulent duct flow / D. Zaripov, V. Ivashchenko, R. Mullyadzhyanov, R. Li, N. Mikheev, C.L. Kahler // Journal of Fluid Mechanics, 2021. 923. A20.
69. Mikheev, N.I. Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using smoke image velocimetry / N.I. Mikheev, A.E. Goltsman, I.I. Saushin, O.A. Dushina // Experiments in the fluids. – 2017. – V. 58. N. 8. – 10 p.
70. Nesic, S. Key issues related to modeling of internal corrosion of oil and gas pipelines – A review / S. Nesic // Corrosion Science. – 2007. – N. 49. – P. 4308-4338.

71. Tryggvason, G. Direct numerical simulations of gas-liquid multiphase flows / G. Tryggvason, R. Scardovelli, S. Zaleski /. Cambridge University Press, 2011. – 337 p.
72. Хаппель, Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса Дж. Хаппель, Г.Бреннер /. М.: Мир, 1976. – 630 с.
73. Занавескин, М.Л. Микрофлюидика и ее перспективы в медицине / М.Л. Занавескин, А.А. Миронова, А.М. Попов // Молекулярная медицина. – 2012. – № 5. – С. 1–8.
74. Shui, L. Multiphase flow in microfluidic systems – control and applications of droplets and interfaces / L. Shui, J.C. Eijkel, A. Berg // Adv. Colloid interface Sci. – 2007. – V. 133. N.1. – P. 35-49.
75. Хавкин, А.Я. Гидродинамические основы разработки залежей нефти с низкопроницаемыми коллекторами / А.Я. Хавкин /. М.: МО МАНПО, 2000. – 526 с.
76. Леонтьев, Н.Е. Основы теории фильтрации: учебное пособие. 2-е изд. / Н.Е. Леонтьев /. Москва: МАКС Пресс, 2017. – 88 с.
77. Stride, E. Novel microbubble preparation technologies / E. Stride, M. Edirisinghe // Soft Matter. – 2008. – V.4. N 12. – P. 2350–2359.
78. Klibanov, A.L. Ligand-carrying gas-filled microbubbles: ultrasound contrast agents for targeted molecular imaging / A.L. Klibanov // Bioconjug Chem. – 2005. – V. 16. N. 1. – P. 9–17.
79. Minier, J.P. Statistical descriptions of polydisperse turbulent two-phase flows / J.P. Minier // Physics Reports. – 2016. – V. 665. – P. 1–122.
80. Крайко, А.Н. Механика многофазных сред / А.Н. Крайко, Р.И. Нигматулин, В.К. Старков, Л.Е. Стернин // Итоги науки и техники. Гидромеханика. М.: ВИНТИ, 1972. Т. 6. – С. 93–174.
81. Стернин, Л.Е. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами / Л.Е. Стернин, Б.Н. Маслов, А.А. Шрайбер, А.М. Подвысоцкий /. М.: Машиностроение, 1980. – 172 с.

82. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред Часть 1 / Р.И. Нигматулин / М.: Наука, 1987. – 464 с.
83. Plesset, M.S. Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary / M.S. Plesset, R.B. Chapman // J. Fluid Mech. – 1971. – Vol. 47. N. 2. – P. 283–290.
84. Chahine, G.L. Interaction between an oscillating bubble and a free surface / G.L. Chahine // ASME J. Fluids Eng. – 1977. – N. 99. – P. 709–716.
85. Chahine, G.L. Dynamical interactions in a multibubble cloud / G.L. Chahine, R. Duraiswami // ASME J. Fluids Eng. – 1992. – N. 114. – P. 680–686.
86. Аганин, А.А. Динамика кавитационного пузырька вблизи твердой стенки / А.А. Аганин, М.А. Ильгамов, Л.А. Косолапова, В.Г. Малахов // Теплофизика и аэромеханика. – 2016. – Т. 23. № 2. – С. 219–228.
87. Гельфанд, Б.Е. Исследование разрушения пузырьков газа в жидкости ударными волнами / Б.Е. Гельфанд, С.А. Губин, С.М. Когарко, С.М. Симаков, Е.И. Тимофеев // Изв. АН СССР, МЖГ. – 1975. – № 4. – С. 51–55.
88. Воинов, О.В. Движение пузырей в жидкости / О.В. Воинов, А.Г. Петров // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ, – 1976. – Т. 10. – С. 86–147.
89. Яргаева, В.А. Дисперсные системы: Учеб. пособие / В.А. Яргаева, Л.В. Сеничева / Хабаровск: Изд-во Хабар. гос. техн. ун-та, 2003. – 135 с.
90. Клындюк, А.И. Поверхностные явления и дисперсные системы: учеб. пособие для студентов химико-технологических специальностей / А.И. Клындюк / Минск: БГТУ, 2011. – 317 с.
91. Теплопередача в двухфазном потоке. / Под ред. Д. Баттерворса и Г. Хьюитта. М.: Энергия, 1980. – 328 с.
92. Crowe, C.T. Multiphase Flows with Droplets and Particles / C.T. Crowe, J.D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld, Y. Tsuji / CRC Press. 1997. – 496 p.
93. Baker, O. Multiphase flow in pipelines / O. Baker // Oil gas J. Progress Rep. – 1958. – P. 156–167.

94. Scott, D.S. Properties of cocurrent gas-liquid flow / D.S. Scott // *Adv. Chem. Engng.* – 1963. – N 4. – P.199–277.
95. Schicht, H.H. Flow patterns for an adiabatic two-phase flow of water and air within a horizontal tube / H.H. Schicht // *Verfahrenstechnik.* – 1969. – V. 3. N. 4. – P. 153–161.
96. Hewitt, G.F. Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography / G.F. Hewitt, D.N. Roberts // *U. K. A. E. A. Rep.* – 1969. – N. AERE-M2159.
97. Чиннов, Е.А. Режимы двухфазного течения в плоском коротком микроканале / Е.А. Чиннов, О.А. Кабов // *Письма в ЖТФ.* – 2008. – Т. 34. Вып. 16. – С. 41–47.
98. Хьюитт, Дж. Кольцевые двухфазные течения / Дж. Хьюитт, Н. Холл-Тейлор / М.: Энергия, 1974. – 408 с.
99. Kleinstreuer, C. Two-Phase Flow Theory and Applications / C. Kleinstreuer / New York; London: Taylor & Francis, 2003. – 454 p.
100. Губайдуллин, Д.А. Волновая динамика газовзвесей и отдельных частиц при резонансных колебаниях / Д.А. Губайдуллин, Р.Г. Зарипов, П.П. Осипов, Л.А. Ткаченко, Л.Р. Шайдуллин // *ТВТ.* – 2021. – Т. 59. № 3. – С. 443–466.
101. Hossein, F. Application of acoustic techniques to fluid-particle systems – A review / F. Hossein, M. Materazzi, P. Lettieri, P. Angeli // *Chemical Engineering Research and Design.* – 2021. – N. 176. – P. 180–193.
102. Губайдуллин, Д.А. Динамика двухфазных парогазокапельных сред / Д.А. Губайдуллин / Казань: Издательство Казанского математического общества, 1998. – 156 с.
103. Губайдуллин, Д.А. Сферические и цилиндрические волны в парогазовых смесях с полидисперсными частицами и каплями / Д.А. Губайдуллин, Ю.В. Федоров // *ТВТ.* – 2012. – Т. 50. № 5. – С. 659–664.
104. Битюрин, В.А. Структура ударной волны в плотном электроотрицательном газе, содержащем проводящие макрочастицы / В.А. Битюрин,

- А.С. Добровольская, Н.И. Ключников // ТВТ. – 2013. – Т. 51. № 5. – С. 643–651.
105. Saffman, P.G. On the stability of laminar flow of a dusty gas / P.G. Saffman // J. Fluid Mech. – 1962. – V. 13. N.1. – P. 120–128.
 106. Drew, D.A. Lift-generated instability of the plane Couette flow of a particle-fluid mixture / D.A. Drew // The physics of fluids. – 1975. – V. 18. N. 8. – P. 935–938
 107. Rudyak, V.Ya. Instability of antisymmetric disturbances of the Poiseuille flow of inhomogeneous fluid / V.Ya. Rudyak, E.B. Isakov, E.G. Bord // Thermophysics and Aeromechanics. – 1996. – Vol. 3. N 1. – P. 51–56.
 108. Борд, Е.Г. Устойчивость ламинарных течений разреженных дисперсных сред / Е.Г. Борд, Е.Б. Исаков, В.Я. Рудяк // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 1997. – № 4. – С. 32–38.
 109. Boomkamp, P.A.M. Classification of instabilities in parallel two-phase flow / P.A.M. Boomkamp, R.H.M. Miesen // Int. J. Multiphase Flow. – 1996. – V. 22. – P. 67–88.
 110. Drazin, P.G. Hydrodynamic stability / P.G. Drazin, W.H. Reid /. Cambridge university press, 2004. – 605 p.
 111. Боронин, С.А. Устойчивость сдвиговых течений дисперсных сред / С.А. Боронин // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – № 4 (3). – С. 656–658.
 112. Архипов, В.А. Анализ механизма потери устойчивости одиночного пузырька при малых значениях числа Рейнольдса / В.А. Архипов, И.М. Васенин, А.С. Усанина // Прикладная и техническая физика. – 2011. – Т. 52. № 3. – С. 51–59.
 113. Дементьев, О.Н. Влияние конвекции на устойчивость движения жидкости с неравномерно распределенной тяжелой примесью / О.Н. Дементьев // ПМТФ. – 2000. – Т. 41. № 5. – С. 180–187.
 114. Meshkov, E.E. Some peculiar features of hydrodynamic instability development / E.E. Meshkov // Phil. Trans. R. Soc. A2013 371, 20120288

115. Качанов, Ю.С. Возникновение турбулентности в пограничном слое / Ю.С. Качанов, В.В. Козлов, В.Я. Левченко /. Новосибирск: Наука, Сиб. отделение, 1982. – 151 с.
116. Егорова, И.В. Глобальные экологические проблемы: учебное пособие / И.В. Егорова, Н.В. Петренко /. Зерноград: Азово-Черноморский инженерный институт ФГБОУ ВО Донской ГАУ, 2020. – 130 с.
117. Уоллис, Г. Одномерные двухфазные течения/ Г. Уоллис /. М.: Мир, 1972. – 440 с.
118. Мамаев, В.А. Гидродинамика газо-жидкостных смесей в трубах/ В.А. Мамаев, Г.Э. Одишария, Н.И. Семенов, А.А. Точигин /. М.: Недра, 1969. – 208 с.
119. Lahey, R.T. Progress in multiphase computational fluid dynamics / R.T. Lahey, E. Baglietto, I.A. Bolotnov // Nuclear engineering and design 374 (2021) 111018 – P. 1–36.
120. Lorentz, H.A. Thermodynamica / H.A. Lorentz /. Leiden: Brill, 1921. 173 p.
121. Лейбензон, Л.С. К теории эрлифта / Л.С. Лейбензон // Азерб. нефт. хозяйство. – 1923. – № 2-3. – С. 93–98.
122. Darcy, H. Les fontaines publiques de la ville de Dijon / H. Darcy /. Paris: Dalmont, 1856.
123. Стернин, Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах / Л.Е. Стернин /. М.: Машиностроение, 1974. – 212 с.
124. Телетов, С.Г. Уравнение гидродинамики двухфазных жидкостей / С.Г. Телетов // ДАН. СССР. – 1945. – Т. 50. – С. 99–102.
125. Телетов, С.Г. Вопросы гидродинамики двухфазных смесей / С.Г. Телетов // Вестник МГУ. – 1958. – № 2. – С. 15–27.
126. Телетов, С.Г. Новые исследования по общим направлениям гидродинамики и энергии двухфазных течений / С.Г. Телетов /. М.: Атомиздат, 1970. – 63 с.
127. Бусройд, Р. Течение газа со взвешенными частицами / Р. Бусройд /. М.: Мир, 1975. – 380 с.

128. Багдоев, А.Г. Линейные и нелинейные волны в диспергирующих сплошных средах / А.Г. Багдоев, В.И. Ерофеев, А.В. Шекоян /. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 320 с.
129. Рахматулин, Х.А. Основы гидродинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред / Х.А. Рахматулин // ПММ. – 1956. – Т. 20. вып. 2. – С. 184–195.
130. Рахматулин, Х.А. О распространении волн в многокомпонентных средах / Х.А. Рахматулин // ПММ. – 1969. – Т. 33. вып. 4.
131. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред Часть 2 / Р.И. Нигматулин /. М.: Наука, 1987. – 360 с.
132. Андерсон, Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Т. 1. Пер. с англ. / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер /. М.: Мир, 1990. – 384 с.
133. Андерсон, Д. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Т. 2. Пер. с англ. / Д. Андерсон, Дж. Таннехилл, Р. Плетчер /. М.: Мир, 1990. – 392 с.
134. Вараксин, А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (Обзор) / А.Ю. Вараксин // ТВТ. – 2013. – Т. 51. № 3. – С. 421–455.
135. Вараксин, А.Ю. Турбулентные течения газа с твердыми частицами / А.Ю. Вараксин /. М.: Физматлит, 2003. – 192 с.
136. Вараксин, А.Ю. Влияние частиц на турбулентность несущего потока газа / А.Ю. Вараксин // ТВТ. – 2015. – Т. 53. № 3. – С. 441–466.
137. Вараксин, А.Ю. Столкновения частиц и капель в турбулентных двухфазных потоках / А.Ю. Вараксин // ТВТ. – 2019. – Т. 57. № 4. – С. 588–608.
138. Вараксин, А.Ю. Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) / А.Ю. Вараксин // ТВТ. – 2020. – Т. 58. № 4. – С. 646–669.
139. Вараксин, А.Ю. Двухфазный пограничный слой газа с твердыми частицами / А.Ю. Вараксин // ТВТ. – 2020. – Т. 58. № 5. – С. 789–808.

140. Вараксин, А.Ю. О влиянии макро-, микро- и наночастиц на турбулентность несущего газа / А.Ю. Вараксин // ДАН. Физика, технические науки. – 2021. – Т. 497. № 1. – С. 36–39.
141. Крайко, А.Н. Математические модели для описания течений газа и инородных частиц и нестационарной фильтрации жидкости и газа в пористых средах / А.Н. Крайко // Вестн. ЮУрГУ. Сер. Матем. моделирование и программирование. – 2014. – Т. 7. № 1. – С. 34–48.
142. Левич, В.Г. Физико-химическая гидродинамика / В.Г. Левич /. М.: Физматгиз, 1959. – 700 с.
143. Киреев, В.И. Расчет стационарных сверхзвуковых течений с неравновесными химическими реакциями / В.И. Киреев, У.Г. Пирумов // Журнал вычислительной математики и матем. физики. – 1980. – Т. 20. № 1. – С. 182–190.
144. Стернин, Л.Е. Многофазные течения газа с частицами / Л.Е. Стернин, А.А. Шрайбер /. М.: Машиностроение, 1994. – 320 с.
145. Brennen, C.E. Fundamentals of Multiphase Flows / C.E. Brennen /. Cambridge University Press, 2005. – 410 p.
146. Зайчик, Л.И. Статистические модели движения частиц в турбулентной жидкости / Л.И. Зайчик, В.М. Алипченков /. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 312 с.
147. Дейч, М.Е. Газодинамика двухфазных сред. 2-е изд. Перераб. и доп. / М.Е. Дейч, Г.А. Филиппов /. М.: Энергоиздат, 1981. – 472 с.
148. Одишария, Г.Э. Прикладная гидродинамика газожидкостных смесей / Г.Э. Одишария, А.А. Точигин /. М.: ВНИИ природных газов и газовых технологий 1998. – 397 с.
149. Рудяк, В.Я. Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных сред. Т. 1. Кинетическая теория / В.Я. Рудяк /. Новосибирск: НГАСУ, 2004. – 320 с.

150. Блохин, А.М. Проблемы математического моделирования в теории многоскоростного континуума / А.М. Блохин, В.Н. Доровский /. Новосибирск: СО РАН, 1994. – 183 с.
151. Yeoh, G.H. Handbook of multiphase science and technology / G.H. Yeoh, J. Tu /. Springer nature Singapore Pte Ltd. 2016. – 444 p.
152. Crowe, C.T. Multiphase Flows Handbook / C.T. Crowe /. CRC Press. 2005. – 1128 p.
153. Elghobashi, S. On predicting particle-laden turbulent flows / S. Elghobashi // Appl. Sci. Res. – 1994. – N 52. – P. 309-329.
154. Balachandar, S. Turbulent dispersed multiphase flow / S. Balachandar, J.K. Eaton // Annu. Rev. Fluid Mech. – 2010. – N. 42. – P. 111–133.
155. Стасенко, А.Л. Физические аспекты многофазных течений в аэродинамике, летательной технике и авиационной экологии / А.Л. Стасенко // Труды МФТИ. – 2011. – Т.3. № 4. – С. 108–126.
156. Fan, L.-S. Principles of gas-solid flows / L.-S. Fan, C. Zhu /. Cambridge University Press, New York, 1998. – 557 p.
157. Naterer, G.F. Heat transfer in single and multiphase systems / G.F. Naterer /. CRC press, 2003. – 617 p.
158. Ishii, M. Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow / M. Ishii, T. Hibiki /. Springer Science+Business Media, LLC 2011. – 537 p.
159. Welty, J.R. Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer. 5th ed. / J.R. Welty, C.E. Wicks, R.E. Wilson, G.L. Rorrer /. Wiley&Sons, 2008. – 711 p.
160. Накоряков, В.Е. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред / В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев, И.Р. Шрейбер /. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с.
161. Хейфец, Л.И. Многофазные процессы в пористых средах / Л.И. Хейфец, А.В. Неймарк /. М.: Химия, 1982. – 320 с.

162. Сулейманов, Б.А. Особенности фильтрации гетерогенных систем / Б.А. Сулейманов /. М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. – 356 с.
163. Великанова, Ю.В. Гидромеханика многофазных сред: учеб. пособие / Ю.В. Великанова /. Самара: Самар. гос. техн. ун-т, 2009. – 166 с.
164. Снегирёв, А.Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: Учеб. пособие / А.Ю. Снегирёв /. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. – 143 с.
165. Белоусов, А.П. Оптическая диагностика многофазных потоков: учебное пособие / А.П. Белоусов /. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2011. – 227 с.
166. Малышев, А.А. Теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков хладагентов: Учеб.-метод. Пособие / А.А. Малышев, В.О. Мамченко, К.В. Киссер /. СПб.: Университет ИТМО, 2016. – 116 с.
167. Глазков, В.В. Динамика многофазных систем: Учебное пособие / В.В. Глазков /. СПб.: Изд-во «Лань», 2021. – 168 с.
168. Mauri, R. Transport Phenomena in Multiphase Flows / R. Mauri /. Springer International Publishing Switzerland, 2015. – 458 p.
169. Громаков, Н.С. Дисперсные системы и их свойства: Учебное пособие по коллоидной химии / Н.С. Громаков /. Казань: Изд-во Казанск. гос. архитектур.-строит. ун-та, 2015. – 91 с.
170. Bertola, V. Modelling and experimentation in two-phase flow / V. Bertola /. Springer-Verlag Wien, 2003. – 433 p
171. Курочкин, В.Е. Обзор математических моделей, описывающих процесс транспорта примесей и одиночных частиц в потоке жидкости / В.Е. Курочкин, Б.П. Шарфарец, Е.Б. Шарфарец // Научное приборостроение. – 2015. – Т. 25. № 4. – С. 36–42.
172. Рудяк, В.Я. Кинетическая теория и современная аэрогидромеханика / В.Я. Рудяк // Сиб. журн. индустр. матем. – 2005. – Т. 8. № 3. – С. 120–148.

173. Крисюк, Б.Э. Физическая и коллоидная химия: Учебное пособие / Б.Э. Крисюк /. М.: Изд-во Рос. экон. акад., 2007. – 150 с.
174. Матвиенко, О.В. Математическое моделирование движения сферической частицы по наклонной поверхности в сдвиговом потоке / О.В. Матвиенко, А.О. Андропова, А.В. Андриасян, Н.А. Мамадраимова // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. – 2018. – № 52. – С. 75–88
175. Клименко, А.П. Методы и приборы для измерения концентрации пыли / А.П. Клименко /. М.: Химия, 1978. – 208 с.
176. Ринкевичюс, Б.С. Лазерная доплеровская анемометрия: монография / Б.С. Ринкевичюс /. Москва: РУСАЙНС, 2017. – 160 с.
177. Hossein, F. Application of acoustic techniques to fluid-particle systems – A review / F. Hossein, M. Materazzi, P. Lettieri, P. Angeli // Chemical Engineering Research and Design. – 2021. – N. 176. – P. 180–193.
178. Аристов, С.Н. Точные решения трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса / С.Н. Аристов, А.Д. Полянин // Доклады АН. – 2009. – Т. 427. № 1. – С. 35–40.
179. Просвиряков, Е.Ю. Точные решения трехмерных потенциальных и завихренных течений Куэтта вязкой несжимаемой жидкости / Е.Ю. Просвиряков // Вестник НИЯУ МИФИ. – 2015. – Т. 4. № 6. – С. 501–506.
180. Ландау, Л.Д. Теоретическая механика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц /. М.: Наука, 1986. – 736 с.
181. Седов, Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. / Л.И. Седов /. М.: Наука, 1994. – 560 с.
182. Кочин, Н.Е. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. / Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе /. М.: Физматгиз, 1963. – 584 с.
183. Ковеня, В.М. Некоторые проблемы и тенденции развития математического моделирования / В.М. Ковеня // Прикладная механика и техническая физика. – 2002. – Т. 43. № 3. – С. 3–14.

184. Бердичевский, В.Л. Вариационные принципы механики сплошной среды. / В.Л. Бердичевский / М.: Наука, 1983. – 448 с.
185. Зайцев, Н.А. Об одной двумерной модели расчета двухфазных потоков / Н.А. Зайцев, Б.В. Критский, Ю.Г. Рыков // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2014. № 86. – 32 с.
186. Броунштейн, Б.И. Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах / Б.И. Броунштейн, В.В. Щеголев / Л.: Химия, 1988. 336 с.
187. Оран, Э. Численное моделирование реагирующих потоков: Пер. с англ. / Э. Оран, Дж. Борис / М.: Мир, 1990. – 660 с.
188. Кузнецов, В.В. Условия переноса тепла и массы на границе раздела жидкость-газ при диффузионном испарении / В.В. Кузнецов // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. – 2010. – V. 3. N. 2. – P. 216–227.
189. Kausik, S.D. Surface thermal capacity and its effects on the boundary conditions at fluid-fluid interface / S.D. Kausik, C.A. Ward // Physical review E. – 2007. – № 75. 065303. – P. 1–4.
190. Kon, M. Liquid temperature dependence of kinetic boundary condition at vapor–liquid interface / M. Kon, K. Kobayashi, M. Watanabe // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – N. 99. – P. 317–326.
191. Мэттьюз, Ф. Композитные материалы. Механика и технология / Ф. Мэттьюз, Р. Роллингс / М.: Техносфера, 2004. – 407 с.
192. Khan, I. Two-phase bubbly flow simulation using CFD method: A review of models for interfacial forces / I. Khan, M. Wang, M. Zhang, W. Tian, G. Su, S. Qiu // Progress in Nuclear Energy. – 2020. – 125. 103360.
193. Зайчик, Л.И. Проблемы моделирования газодисперсных турбулентных течений с горением и фазовыми переходами / Л.И. Зайчик, В.А. Першуков // МЖГ. – 1996. – № 5. – С. 3–19.
194. Лаптев, А.Г. Математические модели и методы расчетов тепломассообменных и сепарационных процессов в двухфазных средах / А.Г. Лаптев,

- М.М. Башаров, Е.А. Лаптева /. Казань, КГЭУ; Старый Оскол: ТНТ, 2025. – 288 с.
195. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа: Учебник для ВУЗов / Л.Г. Лойцянский /. М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
 196. Evans, H.L. Laminar boundary-layer theory / H.L. Evans /. Massachusetts: Addison-Wesley Publ. Comp., 1968. – 229 p.
 197. Фрик, П.Г. Турбулентность: модели и подходы. Ч.1. / П.Г. Фрик /. Пермь: Пермский гос. техн. ун-т, 1998. – 108 с.
 198. Гарбарук, А.В. Современные подходы к моделированию турбулентности: учеб. пособие / А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л. Шур /. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. – 234 с.
 199. Мазо, А.Б. Моделирование турбулентных течений несжимаемой жидкости. Учебное пособие / А.Б. Мазо /. Казань: КГУ, 2007. – 106 с.
 200. Абрамович, Г.Н. Турбулентные струи, несущие твердые или капельно-жидкие примеси. В книге Парожидкостные потоки / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович /. Минск: ИТМО им. А.В. Лыкова, 1977. – С. 155–176.
 201. Колесниченко, А.В. Турбулентность многокомпонентных сред / А.В. Колесниченко, М.Я. Маров /. М.: Наука, 1998. – 336 с.
 202. Волков, К.Н. Ускорение газодинамических расчетов на неструктурированных сетках / К.Н. Волков, В.Н. Емельянов, И.В. Тетерина // Супервычисления и математическое моделирование. – 2016. – № 8. – С. 66–73.
 203. Волков, К.Н. Методы ускорения газодинамических расчетов на неструктурированных сетках / К.Н. Волков, Ю.Н. Дерюгин, В.Н. Емельянов, А.Г. Карпенко, А.С. Козелков, И.В. Тетерина /. М.: Физматлит, 2014. – 536 с.
 204. Антонов, А.С. Технологии параллельного программирования MPI и OpenMP: Учебное пособие. Предисл.: В.А. Садовничий / А.С. Антонов /. М.: Изд-во Московского университета, 2012. – 344 с.

205. Рудяк, В.Я. Статистическая аэрогидромеханика гомогенных и гетерогенных сред. Т. 2. Гидромеханика / В.Я. Рудяк /. Новосибирск: НГАСУ, 2005. – 470 с.
206. Черный, Г.Г. Газовая динамика / Г.Г. Черный /. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 424 с.
207. Нигматулин, Р.И. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Метод построения / Р.И. Нигматулин, Р.Х. Болотнова // Теплофизика высоких температур. – 2008. - Т. 46. № 2. – С. 206–218.
208. Мазо, А.Б. Гидродинамика: учеб. Пособие для студентов нематематических факультетов / А.Б. Мазо, К.А. Поташев/. Казань: Казан. ун-т, 2013. 2-е изд. – 128 с.
209. Anderson, J.D. Modern compressible flow with historical perspective / J.D. Anderson /. Boston: McGraw-Hill, 1990. – 652 p.
210. Юн, А.А. Теория и практика моделирования турбулентных течений / А.А. Юн /. М.: URSS, 2009. – 272 с.
211. Zhu, C. Dynamics of multiphase flows / C. Zhu, L.S. Fan, Z. Yu /. Cambridge University Press, 2021. – 622 p.
212. Демьянов, А.Ю. Основы метода функционала плотности в гидродинамике / А.Ю. Демьянов, О.Ю. Динариев, Н.В. Евсеев /. М.: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2009. – 312 с.
213. Ariyaratne, W.K.H. CFD Approaches for Modeling Gas-Solids Multiphase Flows – A Review / W.K.H. Ariyaratne, E.V.P.J. Manjula, C. Ratnayake, M.C. Melaaen // Proceedings of the 9th EUROSIM & the 57th SIMS. September 12th-16th, 2016, Oulu, Finland. – P. 680–686.
214. Гиль, А.В. Подходы к численному исследованию топочных камер с циркулирующим кипящим слоем / А.В. Гиль, А.С. Заворин, О.М. Кокшарев // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. – 2020. - Т. 331. № 7. – С. 71–86.

215. Kuruneru, S.T. A coupled CFD–DEM approach to model the in-trough mixing in a multi-stage solar particle receiver / S.T. Kuruneru, J.S. Kim, Y.C.S. Too, D. Potter // *Energy Reports*. – 2021. – V. 7. – P. 5510–5526.
216. Белов, В.В. Компьютерная реализация решения научно-технических и образовательных задач: учебное пособие / В.В. Белов, И.В. Образцов, В.К. Иванов, Е.Н. Коноплев / Тверь: ТвГТУ, 2015. – 102 с.
217. Andrews, M.J. The multiphase particle-in-cell (MP-PIC) method for dense particulate flows / M.J. Andrews, P.J. O'Rourke // *Int. J. Multiphase Flow*. – 1996. – V. 22. N. 2. – P. 379–402.
218. Белоцерковский, О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред / О.М. Белоцерковский / М.: Физматлит, 1994. – 448 с.
219. Харлоу, Ф.Х. Численный метод частиц в ячейках для задач газовой динамики. Вычислительные методы в гидродинамике / Ф.Х. Харлоу / М.: Мир, 1967. – 460 с.
220. Кривцов, А.М. Метод частиц и его использование в механике деформируемого твердого тела / А.М. Кривцов, Н.В. Кривцова // *Дальневосточный математический журнал ДВО РАН*. – 2002. – Т. 3. № 2. – С. 254–276.
221. Reynolds, O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and the law of resistance in parallel channels / O. Reynolds // *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 174 (1883), 935.
222. Reynolds, O. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion / O. Reynolds // *Phil. Trans. Roy. Soc. London*. – 1895. – N. 186. – P. 123–164.
223. Колмогоров, А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса / А.Н. Колмогоров // *ДАН*. – 1941. – Т. 30, № 4. – С. 299–303.

224. Колмогоров, А.Н. К вырождению изотропной турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости / А.Н. Колмогоров // ДАН. – 1941. – Т. 31. № 6. – С. 538–541.
225. Prandtl, L. Uber ein neues Formel-system fur die ausgebildete Turbulenz / L. Prandtl // Nachr. Ges. Wiss. Gottingen. – 1945. – P. 6–19.
226. Лойцянский, Л.Г. Некоторые основные закономерности изотропного турбулентного потока / Л.Г. Лойцянский // Труды ЦАГИ. – 1939. – № 440. – С. 3–23.
227. Taylor, G.I. Statistical theory of turbulence / G.I. Taylor // Proceeding of the Royal Society of London, Ser. A. – 1935. - V. 151. № 873. – P. 421–478.
228. Ван-Дайк, М. Альбом течений жидкости и газа / М. Ван-Дайк /. М.: Мир, 1986. – 184 с.
229. Menter, F.R. Zonal two-equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows / F.R. Menter // AIAA. – 1993. – 93-2906. – 22 p.
230. Монин, А.С. Статистическая гидромеханика. Теория турбулентности. Т.1. / А.С. Монин, А.М. Яглом /. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. – 693 с.
231. Хинце, И.О. Турбулентность, ее механизм и теория / И.О. Хинце // М. Физматгиз, 1963. – 680 с.
232. Hopf, E. Statistical hydromechanics and functional calculus / E. Hopf // Journ. Ration. Mech. Anal. – 1952. – V. 1. № 1. – P. 87–123.
233. Белов, И.А. Моделирование турбулентных течений / И.А. Белов, С.А. Исаев /. СПб: Изд-во БГТУ, 2001. – 108 с.
234. Гольдштик, М.А. Гидродинамическая устойчивость и турбулентность / М.А. Гольдштик, В.Н. Штерн /. Новосибирск, 1977. – 368 с.
235. Гольдштик, М.А. Вязкие течения с парадоксальными свойствами / М.А. Гольдштик, В.Н. Штерн, Н.И. Яворский /. Новосибирск: Наука, 1989. – 336 с.
236. Кутателадзе, С.С. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа / С.С. Кутателадзе, А.И. Леонтьев /. Новосибирск, 1968. – 179 с.

237. Белоцерковский, О.М. Турбулентность: новые подходы / О.М. Белоцерковский, А.М. Опарин, В.М. Чечеткин /. М.: Наука, 2003. – 286 с.
238. Spalart, P.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows / P.R. Spalart, S.R. Allmaras // AIAA. – 1992. – 92–0439.
239. Юн, А.А. Расчет и моделирование турбулентных течений с теплообменом, смешением, химическими реакциями и двухфазных течений в программном комплексе Fastest-3D: Учебное пособие / А.А. Юн, Б.А. Крылов /. М.: Изд-во МАИ, 2007. – 116 с.
240. Колесниченко, А.В. Турбулентность многокомпонентных сред / А.В. Колесниченко, М.Я. Маров /. М.: Наука, 1999. – 336 с.
241. Хинце, И.О. Турбулентность, ее механизм и теория / И.О. Хинце /. М.: Физматгиз, 1963. – 680 с.
242. Kolev, N.I. Multiphase flow dynamics 3 Turbulence, gas absorption and release, diesel fuel properties / N.I. Kolev /. Springer, 2007. – 313 p.
243. Сентябов, А.В. Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений / А.В. Сентябов, А.А. Гаврилов, А.А. Дектярев // Теплофизика и аэромеханика. – 2011. – Т. 18. № 1. – С. 81–93.
244. Favre, J.A. Formulation of the statistical equations of turbulent flows with variable density / J.A. Favre // in Studies in turbulence. Springer, New York, 1992. – P. 324–341.
245. Spalding, D.B. A single formula for the “law of the wall” / D.B. Spalding // Applied mechanics. – 1961. – V. 28. N. 3. – P. 455–458.
246. Деревич, И.В. Гидродинамика и тепломассоперенос частиц при турбулентном течении газовзвеси в трубе и осесимметричной струе / И.В. Деревич // Теплофизика высоких температур. – 2002. – Т. 40. № 1. – С. 86–99.
247. Shi, P. Solid-liquid flow in stirred tanks: Euler- Euler/RANS modeling / P. Shi, R. Rzehak // Chemical Engineering science. – 2020. – 227 115875.

248. Зайчик, Л.И. Методы моделирования турбулентных дисперсных течений. Статистические модели / Л.И. Зайчик // Труды IV Российской национальной конференции по теплообмену. – 2006. – Т. 1. – С. 54–59.
249. Дробышевский, Н.И. Развитие и применение диффузионно-инерционной модели для расчета газодисперсных турбулентных течений / Н.И. Дробышевский, Л.И. Зайчик, Р.В. Мукин, В.Ф. Стрижов, А.С. Филиппов // Теплофизика и аэромеханика. – 2009. – Т. 16. № 4. – С. 553–572.
250. Алипченков, В.М. Моделирование движения частиц произвольной плотности в турбулентном потоке на основе кинетического уравнения для функции плотности вероятности / В.М. Алипченков, Л.И. Зайчик // Механика жидкости и газа. – 2000. – № 6. – С. 106–124.
251. Beishuizen, N.A. Evaluation of a Modified Reynolds Stress Model for Turbulent Dispersed Two-Phase Flows Including Two-Way Coupling / N.A. Beishuizen, B. Naud, D. Roekaerts // Flow Turbulence Combust. – 2007. – N. 79. – P. 321–341.
252. Зайчик, Л.И. Развитие диффузионно-инерционной модели для расчета пузырьковых турбулентных течений. изотермическое полидисперсное течение в вертикальной трубе / Л.И. Зайчик, Р.В. Мукин, Л.С. Мукина, В.Ф. Стрижов // Теплофизика высоких температур. – 2012. – Т. 50. № 5. – С. 665–675.
253. Bertodano, M.L. Development of a $k - \varepsilon$ model for bubble two-phase flow / M.L. Bertodano, R.T. Lahey, O.C. Jones // Transactions of the ASME. – 1994. – V. 116. – P. 128–134.
254. Sato, Y. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow – I. Theory / Y. Sato, M. Sadatomi, K. Sekoguchi // Int. J. Multiph. Flow. – 1981. – N. 7. – P. 167–177.
255. Губайдуллин, Д.А. Численное моделирование турбулентного восходящего потока газожидкостной пузырьковой смеси в вертикальной трубе.

- Сравнение с экспериментом / Д.А. Губайдуллин, Б.А. Снигерев // Теплофизика высоких температур. – 2018. – Т. 56. № 1. – С. 61–70.
256. Kataoka, I. Basic equations of turbulence in gas-liquid two-phase flow / I. Kataoka, A. Serizawa // International Journal of Multiphase Flow. – 1989. – V. 15. Issue 5. – P. 843–855.
257. Morel, C. Mathematical Modeling of Disperse Two-Phase Flow / C. Morel /. Springer, 2015. – 365 p.
258. Parekh, J. Euler–Euler multiphase CFD-simulation with full Reynolds stress model and anisotropic bubble-induced turbulence / J. Parekh, R. Rzehak // International Journal of Multiphase Flow. – 2018. – N. 99. – P. 231–245.
259. Зайчик, Л.И. Влияние следа за крупными частицами на интенсивность турбулентности несущего потока / Л.И. Зайчик, А.Ю. Вараксин // Теплофизика высоких температур. – 1999. – Т. 37. № 4. – С. 683–687.
260. Абрамович, Г.Н. О влиянии примеси твердых частиц или капель на структуру турбулентной газовой струи / Г.Н. Абрамович // ДАН СССР. – 1970. – Т. 190. № 5. – С. 1052–1055.
261. Gore, R.A. Effect of particle size on modulating turbulent intensity / R.A. Gore, C.T. Crowe // Int. J. Multiphase Flow. – 1989. – V. 15. N. 2. – P. 279–285.
262. Hetsroni, G. Particles-turbulence interaction / G. Hetsroni // Int. J. Multiphase Flow. – 1989. – V. 15. N. 5. – P. 735–746.
263. Cheng, B. Review of turbulent mixing models / B. Cheng // Acta Mathematica Scientia. –. 2009. – V. 29. N.B(6). – P. 1703–1720.
264. Lahey, R.T. Progress in multiphase computational fluid dynamics / R.T. Lahey, E. Baglietto, I.A. Bolotnov // Nuclear Engineering and Design. – 2021. – 374 111018.
265. Пахомов, М.А. Сравнение эйлера и лагранжева описаний при исследовании течения и теплообмена в газокапельном осесимметричном отрывном турбулентном потоке / М.А. Пахомов, В.И. Терехов // Прикладная механика и техническая физика. – 2013. – Т. 54, № 4. – С. 96–108.

266. Горбис, З.Р. Физическая модель и математическое описание процесса движения мелких частиц в турбулентном потоке газовзвеси / З.Р. Горбис, Ф.Е. Спокойный // Теплофизика высоких температур. – 1977. – Т. 15. вып. 2. – С. 399–408.
267. Наумов, В.А. Динамика дисперсной частицы в вязкой среде / В.А. Наумов // Матем. моделирование. – 2006. – Т. 18. № 5. – С. 27–36.
268. Бочаров, О.Б. О силах, действующих на неподвижный шар при обтекании потоком псевдопластической жидкости вблизи стенки / О.Б. Бочаров, Д.Ю. Кушнир // Теплофизика и аэромеханика. – 2016. – Т. 23, № 1. – С. 87–99.
269. Zeng, L. Wall-induced forces on a rigid sphere at finite Reynolds number / L. Zeng, F. Najjar, S. Balachandar, P. Fischer // J. Fluid Mech. – 2005. – V. 536. – P. 1–25.
270. Zeng L., Najjar F., Balachandar S., Fischer P. Forces on a finite-sized particle located close to a wall in a linear shear flow // Phys. Fluids. – 2009. – 21. 033302. – P. 1–19.
271. Khan, M. Thermo-physical characteristics of liquids and gases near a rotating disk / M. Khan, T. Salahuddin, S.O. Stephen // Chaos, Solitons and Fractals. – 2020. – V. 141. 110304. – P. 1–5.
272. Гупало, Ю.П. Массотеплообмен реагирующих частиц с потоком / Ю.П. Гупало, А.Д. Полянин, Ю.С.Рязанцев /. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1985. – 336 с.
273. Ranz, W.E. Evaporation from Drops / W.E. Ranz, W.R. Marshall // Chem. Eng. Prog. Part I. – 1952. – Vol. 48. № 3. – P. 141–146.
274. Whitaker, S. Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packet beds and tube bundles / S. Whitaker // AIChE journal. – 1972. – V. 18. N. 2. – P. 361–371.
275. Heyt, J.W. Heat transfer to binary mist flow / J.W. Heyt, P.S. Larsen // J. Heat Mass Transfer. – 1970. – V. 14. – P. 1149–1158.

276. Бхатти. Динамика испарения капель на внешнем ламинарном начальном участке прямого канала / Бхатти // Теплопередача. – 1977. – Т.99. № 4. – С. 75–80.
277. Osipov, A.N. Lagrangian modeling of dust admixture in gas flows / A.N. Osipov // *Astrophys. Space Sci.* – 2000. – V. 274, No 1. – P. 377–386.
278. Осипцов, А.Н. Лагранжев подход в механике дисперсных сред: преимущества и перспективы / А.Н. Осипцов // *Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского.* – 2011. – № 4 (3). – С. 1024–1026.
279. Соловьева, О.В. Течение газозвеси в периодическом ряду цилиндров: расчет полей концентраций частиц / О.В. Соловьева // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки.* – 2015. – Т. 157. книга 4. – С. 149–157.
280. Рудяк В.Я. О кинетико-гидродинамической модели описания газозвесей и суспензий // *Сибирский журнал индустриальной математики.* – 1999. – Т. 2. № 2. – С. 168–175.
281. Коган, В.Б. Теоретические основы типовых процессов химической технологии / В.Б. Коган / Л.: Химия, 1977. – 692 с.
282. Porombka, P. Drag and turbulence modelling for free surface flows within the two-fluid Euler–Euler framework / P. Porombka, T. Höhne // *Chemical Engineering Science.* – 2015. – N. 134. – P. 348–359.
283. Бураго, Н.Г. Обзор контактных алгоритмов / Н.Г. Бураго, В.Н. Кукуджанов // *Известия Росс. Академии наук. Механика твердого тела.* – 2005. – № 1. – С. 45–87.
284. Минаков, А.В. Численный алгоритм решения задач гидродинамики с подвижными границами и его тестирование / А.В. Минаков // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* – 2014. – Т. 54. № 10. – С. 1618–1629.
285. Гузей, Д.В. Численное моделирование газожидкостных потоков в мини- и микроканалах / Д.В. Гузей, А.В. Минаков, М.И. Пряжников, А.А. Дектерев // *Теплофизика и аэромеханика.* – 2015. – Т. 22. № 1. – С. 61–72.

286. Аганин, А.А. Численное моделирование контактного взаимодействия сжимаемых сред на эйлеровых сетках / А.А. Аганин, Т.С. Гусева // Ученые записки Казанского университета. Физ.-мат. науки. – 2012. – Т. 154. Кн. 4. – С. 74–99.
287. Tezduyar, T.E. Interface-tracking and interface-capturing techniques for finite element computation of moving boundaries and interfaces / T.E. Tezduyar // Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. – 2006. – N. 195. – P. 2983–3000.
288. Бугаго, Н.Г. Расчет сплошных сред с подвижными границами раздела / Н.Г. Бугаго /. 2003. – 253 с.
289. Scardovelli, R. Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow / R. Scardovelli, S. Zaleski // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1999. – N. 31. – P. 567–603.
290. Hirt, C.W. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries / C.W. Hirt, B.D. Nichols // Journal of Computational Physics. – 1981. – Vol. 39. N. 1. – P. 201–225.
291. Osher, S. Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations / S. Osher, J.A. Sethian // Journal of Computational Physics. – 1988. – V. 79. N. 1. – P. 12–49.
292. Gingold, R.A. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars / R.A. Gingold, J.J. Monaghan // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 1977. – V. 181. N. 3. – P. 375–389.
293. Shan, X. Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components / X. Shan, H. Chen // Phys. Rev. E. – 1993. – V. 47. N. 3. – P. 1815–1819.
294. Weller, H., A new approach to vof-based interface capturing methods for incompressible and compressible flow. OpenCFD Ltd. 2008. Report TR/HGW/04.
295. Cao, Y. Path instability of a compressible air bubble rising in quiescent water with consideration of variable thermophysical properties / Y. Cao,

- I.M. Canals, R. Macian-Juan // Int. J. Multiphase flow. – 2020. – 129. 103320.
296. Ubbink, O. Numerical prediction of two fluid systems with sharp interfaces. 1997.
<http://powerlab.fsb.hr/ped/kturbo/OpenFOAM/docs/OnnoUbbinkPhD.pdf>.
297. Nield, D.A. Convection in Porous Media / D.A. Nield, A. Bejan /. Springer, 1992. – 408 p.
298. Леонтьев, Н.Е. Основы теории фильтрации: учебное пособие. 2-е изд. / Н.Е. Леонтьев /. Москва: МАКС Пресс, 2017. – 88 с.
299. Darcy, H. Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon / H. Darcy /. Paris: Victor Dalman, 1856. – 647 p.
300. Forchheimer, P. Wasserbewegung durch Boden / P. Forchheimer // Z. Ver. Deutsch. Ing. – 1901. – V. 45. – P. 1782–1788.
301. Роуч, П. Вычислительная гидродинамика / П. Роуч /. М.: Мир, 1980. – 616 с.
302. Патанкар, С.В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости: Пер. с англ. / С.В. Патанкар /. М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
303. Самарский, А.А. Методы решения сеточных уравнений / А.А. Самарский, Е.С. Николаев /. М.: Гл. ред. Физ. мат. лит. Наука. 1978. – 592 с.
304. Moukalled, F. The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics An Advanced Introduction with OpenFOAM and Matlab / F. Moukalled, L. Mangani, M. Darwish /. Springer International Publishing Switzerland, 2016. – 791 p.
305. Ferziger, J.H. Computational Methods for fluid Dynamics. 3., rev. ed. / J.H. Ferziger, M. Peric /. Berlin: Springer. 2002. - 423 p.
306. Леонов, А.А. Методы прямого численного моделирования в двухфазных средах / А.А. Леонов, В.В. Чуданов, А.Е. Аксенова / Труды ИБРАЭ РАН 2013. Вып. 14. – 197 с.

307. Волков, К.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений / К.Н. Волков, В.Н. Емельянов / М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 368 с.
308. Patera, A.T. A Spectral Element Method for Fluid Dynamics: Laminar Flow in a Channel Expansion / A.T. Patera // Journal of Computational Physics. – 1984. – N. 54. – P. 468–488.
309. Флетчер, К. Вычислительные методы в динамике жидкостей / К. Флетчер / М.: Мир, 1991. – 504 с.
310. Годунов, С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики / С.К. Годунов // Математический сборник. – 1959. – Т. 47(89). № 3. – С. 271–306.
311. Li, S. Meshfree particle methods / S. Li, W.K. Liu / Springer Berlin, Heidelberg, 2004. – 502 p.
312. Лоханский, Я.К. Основы вычислительной гидромеханики и теплообмена / Я.К. Лоханский / М.: Фед. агентство по образованию, Московский гос. инд. ун-т, 2008. – 75 с.
313. Марчевский, И.К. Анализ эффективности итерационных методов решения систем линейных алгебраических уравнений, реализованных в пакете OpenFOAM / И.К. Марчевский, В.В. Пузикова // Труды института системного программирования. – 2013. – Т.24. – С. 71–85.
314. Козелков, А.С. Полностью неявный метод решения уравнений Навье-Стокса для расчета многофазных течений со свободной поверхностью / А.С. Козелков, Д.П. Мелешкина, А.А. Куркин, Н.В. Тарасова, С.В. Лашкин, В.В. Курулин // Вычислительные технологии. – 2016. – Т. 21. № 5. – С. 54–76.
315. Patankar, S.V. Calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows / S.V. Patankar, D.B.A. Spalding // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 1972. – V. 15. – P. 1787–1806.

316. Van Doormaal, J.P. Enhancements of the Simple Method for Predicting Incompressible Fluid Flows / J.P. Van Doormaal, G.D. Raithby // Numerical Heat Transfer. – 1984. – N. 7. – P. 147–163.
317. Issa, R.I. Solution of Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting / R.I. Issa // J. Comput. Phys. – 1986. – Vol. 62. – P.40–65.
318. Бондарев, А.Е. Сравнительный анализ точности солверов пакета OpenFOAM для задачи невязкого обтекания конуса / А.Е. Бондарев, А.Е. Кувшинников // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2017. № 12. – 16 с.
319. Yin, R. Comparison of four algorithms for solving pressure-velocity linked equations in simulating atrium fire / R. Yin, W.K. Chow // International Journal on Architectural Science. – 2003. – V. 4. N. 1. – P. 24–35.
320. Walter, H. Dynamic simulation of natural circulation steam generators with the use of finite-volume-algorithms – A comparison of four algorithms / H. Walter // Simulation Modelling Practice and Theory. – 2007. – N. 15. – P. 565–588.
321. Marshall, E.M. Computational fluid mixing / E.M. Marshall, A. Bakker / Lebanon, NH 03766, USA, 2002. – 171 p.
322. Жукаускас, А.А. Конвективный перенос в теплообменниках / А.А. Жукаускас / М.: Наука, 1982. – 472 с.
323. Занин, Б.Ю. Структура турбулентного отрыва на прямом крыле при различных условиях обтекания / Б. Ю. Занин, В.В. Козлов, В.Г. Проскрянов // Ученые записки ЦАГИ. – 1999. – Т. 30. № 1-2. – С. 77–83.
324. Исаев, С.А. Численный анализ влияния угла атаки на турбулентное обтекание толстого геттингеновского профиля с вихревыми ячейками / С.А. Исаев, П.А. Баранов, А.Г. Судаков, В.Б. Харченко // Теплофизика и аэромеханика. – 2007. – Т.14. № 2. – С. 175–193.
325. Корнилов, В.И. Управление турбулентным пограничным слоем путем вдува воздуха за счет ресурсов внешнего потока / В.И. Корнилов,

- А.В. Бойко, И.Н. Кавун // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – № 4. – С. 429–443.
326. Малахова, Т.В. Теплоотдача колеблющегося цилиндра в потоке вязкой несжимаемой жидкости / Т.В. Малахова // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – № 1. – С. 75–82.
327. Nobari, M.R.H. A numerical study of flow past a cylinder with cross flow and inline oscillation / M.R.H. Nobari, H. Naderan // Computers & Fluids. – 2006. – Vol. 35. – P. 393–415.
328. Seifert, J. A review of the Magnus effect in aeronautics / J. Seifert // Progress in Aerospace Sciences. – 2012. – V. 55. – P. 17–45.
329. Михненко, Л.В. Авиационная подъемно-транспортная система и ветро-энергетические устройства вихревого типа. / Л.В. Михненко /. М.: РИО МГТУ ГА. 2014. – 96 с.
330. Smaism, G.F. Investigation of Heat Transfer and Fluid Mechanics across a Heated Rotating Circular Cylinder in Crossflow / G.F. Smaism, O.M.H. Fatla, A. Valera-Medina, A.M. Rageb, N. Syred // AIAA Science and Technology Forum and Exposition, San Diego, U.S.A. Ref. AIAA-2016-0494. – 2016. – P. 1–16.
331. Мазо, А.Б. Численное моделирование вязкого отрывного обтекания вращающегося кругового цилиндра / А.Б. Мазо, И.В. Моренко // Инженерно-физический журнал. – 2006. – Т.79. № 3. – С. 75–81.
332. Моренко, И.В. Ламинарное неизотермическое обтекание вращающегося кругового цилиндра вязкой жидкостью с твердыми частицами / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Инженерно-физический журнал. – 2014. – Т. 87. № 3. – С. 549–555.
333. Калинин, Е.И. Стационарные и периодические режимы ламинарного обтекания вращающегося цилиндра / Е.И. Калинин, А.Б. Мазо // Ученые записки ЦАГИ. – 2011. – Т. 42. № 5. – С. 59–71.
334. Al-Maliky, R.F. Numerical Investigation of Laminar Flow over a Rotating Circular Cylinder / R.F. Al-Maliky // International Journal of Mechanical &

- Mechatronics Engineering IJMME-IJENS. – 2013. – Vol. 13. N. 3. – P. 32–44.
335. Sharma, V. Heat transfer from a rotating circular cylinder in the steady regime: effects of Prandtl number / V. Sharma, A.K. Dhiman // Thermal science. – 2012. – Vol. 16. N. 1. – P. 79–91.
336. Paramane, S.B. Heat and fluid flow across a rotating cylinder dissipating uniform heat flux in 2D laminar flow regime / S.B. Paramane, A. Sharma // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – Vol. 53. – P. 4672–4683.
337. Bouakkaz, R. Effect of rotation rates on the laminar flow and heat transfer past a circular cylinder / R. Bouakkaz, K. Talbi, M. Ouazzazi, Y. Khelili, F. Salhi // Brazilian Journal of Chemical Engineering. – 2015. – Vol. 32. N. 2. – P. 519–529.
338. Peller, H. Thermofluidynamic experiments with a heated and rotating circular cylinder in crossflow / H. Peller, V. Lippig, D. Straub, R. Waibel // Experiments in Fluids. – 1984. – Vol. 2. – P. 113–120.
339. Mittal, S. Flow past a rotating cylinder / S. Mittal, B. Kumar // J. Fluid Mech. – 2003. – Vol. 476. – P. 303–334.
340. Williamson, C.H.K. Vortex dynamics in the cylinder wake / C.H.K. Williamson // Annu. Rev. Fluid. Mech. – 1996. – No.28. – P. 477–539.
341. Posdziech, O. Numerical Simulation of the Flow Around an Infinitely Long Circular Cylinder in the Transition Regime / O. Posdziech, R. Grundmann // Theor. Comput. Fluid Dynamics. – 2001. – N. 15. – P. 121–141.
342. Ван-Дайк, М. Альбом течений жидкости и газа. / М. Ван-Дайк / М.: Мир, 1986. – 184 с.
343. Henderson, R.D. Details of the drag curve near the onset of vortex shedding / R.D. Henderson // Phys Fluids. – 1995. – Vol. 7. – P. 2102–2104.
344. Henderson, R.D. Nonlinear dynamics and pattern formation in turbulent wake transition / R.D. Henderson // J. Fluid Mech. – 1997. – Vol. 352. – P. 65–112.

345. He, J.W. Active control and drag optimization for flow past a circular cylinder I: Oscillatory cylinder / J.W. He, R. Glowinski, R. Metcalfe, A. Nordlander, J. Periaux // *Journal of Computational Physics*. – 2000. – Vol. 163. No. 1. – P. 83–117.
346. Homescu, C. Suppression of vortex shedding for flow around a circular cylinder using optimal control / C. Homescu, I.M. Navon, Z. Li // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. – 2002. – Vol. 38. – P. 43–69.
347. Bergmann, M. Optimal rotary control of the cylinder wake using proper orthogonal decomposition reduced-order model / M. Bergmann, L. Cordier, J.-P. Brancher // *Phys. Fluids*. – 2005. – Vol. 17. 097101.
348. Góis, E.R.C. An Eulerian Immersed Boundary Method for Flow Simulations over Stationary and Moving Rigid Bodies / E.R.C. Góis, L.F. Souza // *J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng. Special Issue*. – 2010. – Vol. 32. N. 5. – P. 477–484.
349. Braza, M. Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder / M. Braza, P. Chasaing, H. Minh // *J Fluid Mech*. – 1986. – Vol. 165. – P. 79–130.
350. Achenbach, E. Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$ / E. Achenbach // *J. Fluid Mech*. – 1968. – Vol. 34. – P. 625–639.
351. Etemad, G.A. Free convection heat transfer from a rotating cylinder to ambient air, with interferometric study of flow / G.A. Etemad // *Trans. ASME* – 1955. – Vol. 77. N. 8. – P. 1283–1289.
352. Morenko, I.V. Heat transfer from a heated cylinder rotating around its axis in laminar and turbulent crossflows of liquid / I.V. Morenko // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. – 2019. – Vol. 40 N. 6. – P. 776–781.
353. Kang, S. Laminar flow past circular cylinder / S. Kang, H. Choi, S. Lee // *Physics of Fluids*. – 2002. – V. 11. N. 11. – P. 3312–3321.

354. Stojkovič, D. Effect of high rotation rates on the laminar flow around a circular cylinder / D. Stojkovič, M. Breuer, F. Durst // *Physics of Fluids*. – 2002. – Vol. 14. No. 9. – P. 3160–3178.
355. Моренко, И.В. Поперечное обтекание вращающегося кругового цилиндра вязкой жидкостью / И.В. Моренко // *Известия вузов. Авиационная техника*. – 2018. – № 1. – С. 47–50.
356. Williamson, C.H.K. Vortex dynamics in the cylinder wake / C.H.K. Williamson // *Annu. Rev. Fluid. Mech.* – 1996. – Vol. 28. – P. 477–539.
357. Taneda, S. Visual Observations of the Flow past a Circular Cylinder Performing a Rotary Oscillation / S. Taneda // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 1978. – Vol. 45. – P. 1038–1043.
358. D’Adamo, J. Spatio-temporal spectral analysis of a forced cylinder wake / J. D’Adamo, R. Godoy-Diana, J.E. Wesfreid // *Physical Review E*. – 2011. – Vol. 84: 056308.
359. Thiria, B. The wake of a cylinder performing rotary oscillations / B. Thiria, S. Goujon-Durand, J.E. Wesfreid // *J. Fluid Mech.* – 2006. – Vol. 560. – P. 123–147.
360. Baek, S.J. Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder / S.J. Baek, H.J. Sung // *Physics of fluids*. – 1998. – Vol. 10. N. 4. – P. 869–876.
361. Bergmann, M. Optimal control of the cylinder wake in the laminar regime by trust-region methods and POD reduced-order models / M. Bergmann, L. Cordier // *Journal of Computational Physics*. – 2008. – Vol. 227. – P. 7813–7840.
362. Tokumaru, P.T. Rotary oscillation control of a cylinder wake / P.T. Tokumaru, P.E. Dimotakis // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1991. – Vol. 224. – P. 77–90.
363. Гувернюк, С.В. О стабилизации следа за круговым цилиндром, совершающим высокочастотные вращательные колебания / С.В. Гувернюк,

- Г.Я. Дынникова, Я.А. Дынников, Т.В. Малахова // Доклады академии наук. – 2010. – Т. 432. № 1. – С. 45–49.
364. Моренко, И.В. Ламинарное обтекание вязкой несжимаемой жидкостью цилиндра, совершающего вращательные колебания / И.В. Моренко // Теплофизика и аэромеханика. – 2017. – Т. 24. № 3. – С. 365–371.
365. Моренко, И.В. Воздействие вынужденных колебаний цилиндра на отрывное обтекание несжимаемой жидкостью / И.В. Моренко // Материалы докладов X школы-семинара молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова. – Казань: КазНЦ РАН, 2016. – С. 101 – 104.
366. Моренко, И.В. Численное моделирование вынужденных колебаний цилиндра в ламинарном потоке вязкой жидкости / И.В. Моренко // Труды X Всероссийской научной конференции «Нелинейные колебания механических систем» / Под редакцией Д.В. Баландина, В.И. Ерофеева, И.С. Павлова. Нижний Новгород: Издательский дом «Наш дом», 2016. – С. 557 – 561.
367. Kutateladze, S.S. Heat transfer and hydrodynamic resistance: The handbook / S.S. Kutateladze /. Moscow: Energoatomizdat, 1990.
368. Ko, S.C. Drag coefficient of cylinders in turbulent flow / S.C. Ko, W.H. Graf // ASCE Journal of the Hydraulic Division. – 1972. – V. 98. N. HY5. – P. 897-912.
369. Yeboah, E.N. The effects of external turbulence on mean pressure distribution, drag coefficient, and wake characteristics of smooth cylinders / E.N. Yeboah, H.R. Rahai, J.C. LaRue // ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting. – 1997. – FEDSM'97-3167. – P. 6.
370. Surry, D. Some effects of intense turbulence on the aerodynamics of a circular cylinder at subcritical Reynolds number / D. Surry // Journal of Fluid Mechanics. – 1972. – V. 52. – P. 543-563.
371. Younis N. The role of turbulent integral length scale on the drag of a circular cylinder in cross flow, Electronic Theses and Dissertations, Windsor, Ontario, Canada, 2010.

372. Arie, M. Characteristics of circular cylinders in turbulent flows / M. Arie, M. Kiya, Y. Suzuki, M. Hagino, K. Takahashi // Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers. – 1981. – V. 24. N. 190. – P. 640-647.
373. Savkar, S.D. Fluctuating lift and drag forces induced on large span bluff bodies in a turbulent cross flow / S.D. Savkar, R.M.C. So, T.A. Litzinger // American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division, (Publication) HTD. – 1980. – V. 9. – P. 19–26.
374. Blackburn, H.M. The effect of free-stream turbulence on sectional lift forces on a circular cylinder / H.M. Blackburn, W.H. Melbourne // J. Fluid Mech. – 1996. – V. 306. – P. 267–292.
375. Zukauskas, A. Analysis of influence of free stream turbulence intensity and integral length scale on skin friction and heat transfer of a circular cylinder / A. Zukauskas, P. Vaitiekunas, J. Ziugzda // Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. – 1993. – P. 591–596.
376. Sanitjai, S. Effects of free stream turbulence on local mass transfer from a circular cylinder / S. Sanitjai, R.J. Goidstein // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2001. – V. 44. – P. 2863–2875.
377. Kondjoyan, A. Effects of free stream turbulence intensity on heat and mass transfers at the surface of a circular cylinder and an elliptical cylinder, axis ratio 4 / A. Kondjoyan, J.D. Daudin // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1995. – V. 38. N. 10. – P. 1735–1749.
378. Дыбан, Е.П. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков / Е.П. Дыбан, Э.Я. Эпик /. Киев: Наук. Думка, 1985. – 296 с.
379. Smith, M.C. Effects of turbulence on laminar skin friction and heat transfer / M.C. Smith, A.M. Kuethe // Phys. Fluids. – 1966. – V. 9. N. 12. – P. 2337–2344.
380. Dydan, E.P. Some heat transfer features in the air flows of intensified turbulence / E.P. Dydan, E.Ya. Epick // Proc. 4th Heat Transfer Conf. F. C.5.7, Part 2, Paris-Versailles (1970).

381. Kestin, J. The influence of turbulence on mass transfer from cylinders / J. Kestin, R.T. Wood // *J. Heat Transfer*. – 1971. – V. 93. – P. 321-327.
382. Dydan, E.P. Combined influence of turbulence intensity and longitudinal scale and air flow acceleration on heat transfer of circular cylinder / E.P. Dydan, E.Ya. Epick, L.G. Kozlova // *Proc. 5th Heat Transfer Conf. F. C.8.4, Tokyo*. – 1974. – P. 310–314.
383. Boulos, M.I. Heat and mass transfer from cylinders to turbulent fluid stream / M.I. Boulos, D.C.T. Pei // *Can. J. Chem. Engng.* – 1973. – V. 51. N. 12. – P. 673–679.
384. Чжен, П. Отрывные течения. Т.1 / П. Чжен / М.: Мир, 1972. – 300 с.
385. Kondjoyan, A. Comparison of calculated and experimental heat transfer coefficients at the surface of circular cylinders placed in a turbulent cross-flow of air / A. Kondjoyan, H.C. Boisson // *Journal of Food Engineering*. – 1997. – Vol. 34. N. 2. – P. 123–143.
386. Sak, C. The role of turbulence length scale and turbulence intensity on forced convection from a heated horizontal circular cylinder / C. Sak, R. Liu, D.S.-K. Ting, G.W. Rankin // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2007. – Vol. 31 N. 4. – P. 279–289.
387. Lowery, G.W. The effect of turbulence on heat transfer from heated cylinders / G.W. Lowery, R.I. Vachon // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1975. – Vol. 18. – P. 1229–1242.
388. Mehendale, A.B. Influence of high mainstream turbulence on leading edge heat transfer / A.B. Mehendale, J.C. Han, S. Ou // *Journal of Heat Transfer*. – 1991. – Vol. 113. – P. 843–850.
389. Sikmanovic, S. Influence of the structure of turbulent flow on heat transfer from a single cylinder in a cross flow / S. Sikmanovic, S. Oka, S. Kondardjurdjevic // *Proceedings of the 5th International Heat Transfer Conference*. – 1974. – Vol. II – P. 320–324.
390. Morenko, I.V. Influence of turbulence intensity and turbulence length scale on the drag, lift and heat transfer of a circular cylinder / I.V. Morenko,

- V.L. Fedyaev // China ocean engineering. – 2017. – Vol. 31. N. 3. – P. 357–363.
391. Моренко, И.В. Влияние турбулентности потока вязкой жидкости на гидродинамические характеристики и теплообмен обтекаемых тел / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. – 2010. – №7-8. – С. 36–45.
392. Моренко, И.В. Интенсификация теплообмена кругового цилиндра в турбулентном набегающем потоке / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Материалы всероссийской научной конференции «Обратные краевые задачи и их приложения» Казань. 20-24 октября 2014. Казань: Изд-во Казан. Ун-та. Электронный ресурс. – С. 1–9.
393. Zdravkovich, M.M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements / M.M. Zdravkovich // ASME Journal of Fluids Engineering. – 1977. – Vol. 99. – P. 618–633.
394. Zdravkovich, M.M. Interference between two circular cylinders; series of unexpected discontinuities / M.M. Zdravkovich, D.L. Pridden // Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics. – 1977. – Vol. 2. – P. 255–270.
395. Sumner, D. Two staggered circular cylinders of equal diameter in cross-flow / D. Sumner, M.D. Richards, O.O. Akosile // Journal of Fluids and Structures. – 2005. – Vol. 20. N. 2. – P. 255–276.
396. Lee, T. Nonintrusive measurements of the boundary layer developing on a single and two circular cylinders / T. Lee, S. Basu // Experiments in Fluids. – 1997. – V. 23. – P. 187–192.
397. Lin, J.-C. Flow past two cylinders in tandem: instantaneous and averaged flow structure / J.-C. Lin, Y. Yang, D. Rockwell // Journal of Fluids and Structures. – 2002. – Vol. 16. N. 8. – P. 1059–1071.
398. Meneghini, J.R. Numerical simulation of flow interference between two circular cylinders in tandem and side-by-side arrangements / J.R. Meneghini, F. Saltara, C.L.R. Siqueira, Jr.J.A. Ferrari // Journal of Fluids and Structures. – 2001. – Vol. 15. – P. 327–350.

399. Patnaik, B.S.V. Finite element simulation of transient laminar flow past a circular cylinder and two cylinders in tandem / B.S.V. Patnaik, P.A.A. Narayana, K.N. Seetharamu // *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*. – 2000. – V. 10. N. 6. – P. 560–580.
400. Мазо, А.Б. Ламинарное обтекание тандема круговых цилиндров потоком вязкой жидкости / А.Б. Мазо, И.В. Моренко // *Ученые записки Казанского университета. Сер. физ-мат. наук*. – 2005. – Т. 147. Кн. 3. – С. 148–156.
401. Мазо, А.Б. Бифуркация обтекания тандема цилиндров при изменении расстояния между телами. / А.Б. Мазо, И.В. Моренко // *Актуальные проблемы механики сплошной среды. К 15-летию ИММ КазНЦ РАН. Казань: КГУ им. Ульянова-Ленина, 2006*. – С. 123–138.
402. Моренко, И.В. Ламинарное и турбулентное обтекание тандема круговых цилиндров / И.В. Моренко, А.Б. Мазо // «Гидродинамика больших скоростей и численное моделирование». Материалы III международной летней научной школы. 22-28 июня, Кемерово, Россия. Изд-во ГОУ ВПО «Кемеровский государственный университет», 2006. – С.433–440.
403. Мазо, А.Б. Ламинарное и турбулентное обтекание тандема затупленных тел / А.Б. Мазо, И.В. Моренко // *Материалы XV Межд. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2007)*. 2007., Алушта. – С. 347–348.
404. Travin, A. Detached-eddy simulations past a circular cylinder / A. Travin, M. Shur, M. Strelets, P. Spalart // *Flow, turbulence and combustion*. – 1999. – V. 63. – P. 293–313.
405. Catalano, P. Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high Reynolds numbers / P. Catalano, M. Wang, G. Iaccarino, P. Moin // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2003. – V. 24. – P. 463–469.
406. Вилли, К. В. Биология. / К. Вилли, В. Детье / М.: Мир, 1974. – 823 с.
407. Экологические очерки о природе и человеке / Под ред. Б. Гржимека / М.: Прогресс, 1988. – 639 с.

408. Budaraju, S. Prediction of forced ventilation in animal fur from a measured pressure distribution / S. Budaraju, W.E. Stewart, W.P. Porter // Proc. R. Soc. Lond. B. – 1994. - № 256. – P. 41–46.
409. Sobera, M.P. T-RANS Simulations of subcritical flow with heat transfer past a circular cylinder surrounded by a thin porous layer / M.P. Sobera, C.R. Kleijn // Flow Turbulence Combust. – 2008. – № 80. – P. 531–546.
410. Попов, И.А. Гидродинамика и теплообмен в пористых теплообменных элементах и аппаратах. Интенсификация теплообмена. / И.А. Попов /. Казань: Центр иннов. техн., 2007. – 240 с.
411. Факторович, Л.М. Краткий справочник по тепловой изоляции. / Л.М. Факторович /. Л.: Гостехиздат, 1962. – 452 с.
412. Богословский, В.Н. Строительная теплофизика. / В.Н. Богословский /. С.-Петербург: Изд-во «АВОК СЕВЕРО-ЗАПАД», 2006. – 400 с.
413. Теплотехника / Под ред. В.Н. Луканина /. М.: Высш. шк., 2000. – 671 с.
414. Кутателадзе, С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. / С.С. Кутателадзе /. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
415. Болгарский, А.В. Термодинамика и теплопередача. Учебн. для вузов. / А.В. Болгарский, Г.А. Мухачев, В.К. Щукин /. М.: Высшая школа, 1975. – 495 с.
416. Ozkan, G.M. Flow around a cylinder surrounded by a permeable cylinder in shallow water / G.M. Ozkan, V. Oruc, H. Akilli, B. Sahin // Exp. Fluids. – 2012. – № 53. – P. 1751–1763.
417. Gözmen, B. Vortex Control of Cylinder Wake by Permeable Cylinder / B. Gözmen, H. Akilli, B. Şahin // Journal of the Faculty of Engineering and Architecture. – 2013. – V. 28. № 2. – P. 77–85.
418. Naito, H. Numerical simulation of flow around a circular cylinder having porous surface / H. Naito, K. Fukagata // Physics of Fluids. – 2012. – V. 24. № 11. – P. 117102-19.

419. Nield, D.A. Convection in Porous Media. / D.A. Nield, A. Bejan / Springer, 1992. – 408 p.
420. Klausmann, K. Flow around circular cylinders with partial porous coating / K. Klausmann, B. Ruck // Fachtagung “Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik”. 9 – 11 September 2014. Karlsruhe, 2014. – P.15.1–15.8.
421. Deo, S. Slow viscous flow through a membrane built up from porous cylindrical particles with an impermeable core / S. Deo, P.K. Yadav, A. Tiwari // Applied Mathematical Modelling. – 2010. – № 34. – P. 1329–1343.
422. Mimeau, C. Passive flow control around a semi-circular cylinder using porous coatings / C. Mimeau, I. Mortazavi, G.-H. Cottet // Intern. Journal of Flow Control. – 2014. – № 6. – P. 43–50.
423. Taamneh, Y. Drag and separation flow past solid sphere with porous shell at moderate Reynolds number / Y. Taamneh, K.M. Bataineh // Transp Porous Med. – 2011. – № 90. – P. 869–881.
424. Atayılmaz, Ş.Ö. Experimental and numerical study of the natural convection from a heated horizontal cylinder wrapped with a layer of textile material / Ş.Ö. Atayılmaz, İ. Teke // International Communications in Heat and Mass Transfer. – 2010. – № 37. – P. 58–67.
425. Ahmed, N.J.S. Heat transfer in a conical cylinder with porous medium / N.J.S. Ahmed, I.A. Badruddin, Z.A. Zainal, H.M.T. Khaleed, J. Kanesan // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – № 52. – P. 3070–3078.
426. Rashidi, S. Numerical simulation of forced convective heat transfer past a square diamond-shaped porous cylinder / S. Rashidi, M. Bovand, I. Pop, M.S. Valipour // Transp porous med. – 2014. – № 102. – P. 207–225.
427. Rong, F.M. Numerical simulation of the flow around a porous covering square cylinder in a channel via lattice Boltzmann method / F.M. Rong, Z.L. Guo, J.H. Lu, B.C. Shi // Int. J. Numer. Meth. Fluids. – 2011. – № 65. – P. 1217–1230.

428. Jue, T. Numerical analysis of vortex shedding behind a porous square cylinder / T. Jue // *Int J Numer Methods Heat Fluid Flow*. – 2004. – V. 14. № 5. – P. 649–663.
429. Dhinakaran, S. Heat transfer from a permeable square cylinder to a flowing fluid / S. Dhinakaran, J. Ponmozhi // *Energy Conversion and Management*. – 2011. – № 52. – P. 2170–2182.
430. Perng, S.W. Unsteady convection heat transfer for a porous square cylinder varying cylinder-to-channel height ratio / S.W. Perng, H.W. Wu, R.H. Wang, T.C. Jue // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2011. – № 50. – P. 2006–2015.
431. Зейгарник, Ю.А. Теплообмен и гидродинамика двухфазных сред в условиях вынужденного движения в пористых структурах / Ю.А. Зейгарник, В.М. Поляев // *Инженерно-физический журнал*. – 2000. – Т. 73. № 6. – С. 1125–1134.
432. Басниев, К.С. Подземная гидравлика. / К.С. Басниев, А.М. Власов, И.Н. Кочина, В.М. Максимов /. Москва: Недра 1986. – 303 с.
433. Моренко, И.В. Неизотермическое обтекание кругового цилиндра с проницаемым слоем при умеренных числах Рейнольдса / И.В. Моренко, Б.А. Снигерев // *Инженерно-физический журнал*. – 2016. – Т. 89. № 4. – С. 895–900.
434. Yu, P. Steady flow around and through a permeable circular cylinder / P. Yu, Y. Zeng, T.S. Lee, X.B. Chen, H.T. Low // *Computers & Fluids*. – 2011. – V. 42. № 1. – P. 1–12.
435. Fornberg, B. A numerical study of steady viscous flow past a circular cylinder / B. Fornberg // *J Fluid Mech*. – 1980. – № 98. – P. 819–855.
436. Dennis, S.C.R. Numerical solution for steady flow past a circular cylinder at Reynolds numbers up to 100 / S.C.R. Dennis, G.Z. Chang // *J Fluid Mech*. – 1970. – № 42. – P. 471–489.

437. Takami, H. Steady two-dimensional viscous flow of an incompressible fluid past a circular cylinder / H. Takami, H.B. Keller // *Phys. Fluids*. – 1969. – Supplement II. № 12. – P. 51–56.
438. Nieuwstadt, F. Viscous flow past circular cylinders / F. Nieuwstadt, H.B. Keller // *Computers and Fluids*. – 1973. – № 42. – P. 471–489.
439. Bhattacharyya, S. Fluid motion around and through a porous cylinder / S. Bhattacharyya, S. Dhinakaran, A. Khalili // *Chemical Engineering Science*. – 2006. – № 61. – P. 4451–4461.
440. Valipour, M.S. Numerical investigation of fluid flow and heat transfer around a solid circular cylinder utilizing nanofluid / M.S. Valipour, A.Z. Ghadi // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2011. – № 38. – P. 1296–1304.
441. Моренко, И.В. Расчет ламинарного неизотермического обтекания кругового цилиндра с проницаемым слоем / И.В. Моренко, Б.А. Снигерев // *Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества*. – 2015. – № 2. – С. 71-76.
442. Моренко, И.В. Вынужденная теплоотдача кругового цилиндра с пористым проницаемым слоем / И.В. Моренко // VIII Международная научно-техническая конференция «Проблемы и перспективы развития авиации, наземного транспорта и энергетики (АНТЭ-2015)», 19-21 октября 2015 г. Казань: Изд-во «Бриг», 2015. – С. 491–495.
443. Sharma, A. Heat and fluid flow across a square cylinder in the two-dimensional laminar flow regime / A. Sharma, V. Eswaran // *Numer. Heat Transfer Part A*. – 2004. – № 45. – P. 247–269.
444. Morenko, I.V. Cross-flow and heat transfer of porous permeable cylinder / I.V. Morenko, V.L. Fedyaev, E.R. Galimov // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. – 2015. – 86. 012012 – P. 1–5.
445. Моренко, И.В. Поперечное обтекание и теплообмен пористого цилиндра квадратного сечения / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // XI Всероссийский

- съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов – Казань. 2015. – С. 2630–2632.
446. Моренко, И.В. О влиянии проницаемости бруса квадратного сечения на течение и теплообмен / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Проблемы энергетики. – 2015. – №3-4. – С. 68-75.
447. Моренко, И.В. Неизотермическое поперечное обтекание цилиндра квадратного сечения с непроницаемым ядром, покрытым пористым слоем / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Теплофизика высоких температур. - 2017. – Т. 55. № 3. – С. 426–432.
448. Моренко, И.В. Поперечное обтекание и теплообмен пористого проницаемого цилиндра / И.В. Моренко, В.Л. Федяев, Э.Р. Галимов // Материалы Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2014» (МНТК «ИМТОМ-2014»). Ч. I. Казань, 2014. – С. 271–277.
449. Урманчеев, С.Ф. Дисперсные среды: рассеяние звуковых волн, стратификация в закрученных потоках и процессы осаждения / С.Ф. Урманчеев // Многофазные системы. – 2022. – Т. 17. № 1-2. – С. 97–112.
450. Жуков, В.П. Комбинированная модель тепломассообмена в башенных градирнях / В.П. Жуков, М.Д. Фомичев, Е.В. Барочкин, Е.А. Шуина, С.И. Шувалов // Вестник Ивановского государственного энергетического университета. – 2023. – № 5. – С. 90–96.
451. Справочник по теплообменникам. Т.1/ Под ред. Б.С. Петухова, В.К. Шикова /. М.: Энергоатомиздат. 1987. – 560 с.
452. Эрозия / Под ред. К. Прис /. М.: Мир. 1982. – 464 с.
453. Yao, J. Numerical Simulation of Particle Dispersion in the Wake of a Circular Cylinder / J. Yao, Y. Zhao, G. Hu, J. Fan, K. Cen // Aerosol Science and Technology. – 2009. – No. 43. – P. 174–187.
454. Волков, А.Н. Влияние дисперсной примеси на структуру нестационарного двухфазного следа за поперечно обтекаемым цилиндром при уме-

- ренных числах Рейнольдса / А.Н. Волков, Ю.М. Циркунов // Математическое моделирование. – 2003. – Т. 15. №7. – С. 98–110.
455. Liu, L. Direct numerical simulation of particle dispersion in the flow around a circular cylinder / L. Liu, F. Ji, J. Fan, K. Cen // Journal of thermal science. – 2004. – Vol. 13. No. 4. – P. 344–349.
456. Brandon, D.J. A Numerical Investigation of Particle Deposition on a Square Cylinder Placed in a Channel Flow / D.J. Brandon, S.K. Aggarwal // Aerosol Science and Technology. – 2001. – No. 34. – P. 340–352.
457. Aggarwal, S.K. Numerical simulation of particle transport in planar shear layers / S.K. Aggarwal, J.B. Yapo, F.F. Grinstein, K. Kailasanath // Computers & Fluids. – 1996. – Vol. 25. No. 1. – P. 39–59.
458. Зиганшин, М.Г. Полуэмпирическая модель образования автослоя на тканых фильтрационных материалах. Часть 1. Исследование взаимодействия взвешенных частиц и препятствия в потоке / М.Г. Зиганшин, А.М. Зиганшин // Известия КазГАСУ. – 2009. – Т. 11. №1. – С. 181–185.
459. Moshfegh, A. Numerical simulation of particles dispersion and deposition in channel flow over two square cylinders in tandem / A. Moshfegh, M. Farhadi // Facta Universitatis Series: Mechanical Engineering. – 2008. – Vol. 6. No. 1. – P. 13–24.
460. Tian, Z.F. Numerical simulation of gas-particle flows over an in-line tube bank / Z.F. Tian, K. Inthavong, J.Y. Tu, G. Yeoh // ANZIAM J. – 2007. – No. 48. – P.509–526.
461. Zhao, Zh. Numerical simulation of scour around pipelines using an Euler-Euler coupled two-phase model / Zh. Zhao, H.J.S. Fernando // Environ Fluid Mech. – 2007. – № 7. – P. 121–142.
462. Huang, Y. Numerical study of particle dispersion in the wake of gas-particle flows past a circular cylinder using discrete vortex method / Y. Huang, W. Wu, H. Zhang // Powder Technology. – 2006. – V. 162. № 1. – P. 73–81.
463. Ковальногов, В.Н. Математическое моделирование и исследование термодинамических характеристик в пограничном слое демпфирующей по-

- верхности / В.Н. Ковальногов, Р.В. Федоров, А.В. Чукалин, А.В. Петров // Автоматизация процессов управления. – 2022. – № 3 (69). – С. 59–66.
464. Беляев, А.В. Гидродинамика и теплообмен при течении двухфазного потока в обогреваемом вертикальном мини-канале при высоких приведенных давлениях / А.В. Беляев, Н.Е. Сидельников, А.В. Дедов // Теплоэнергетика. – 2023. – № 12. – С. 47–64.
465. Al-Sumaily, G.F. The effect of porous media particle size on forced convection from a circular cylinder without assuming local thermal equilibrium between phases / G.F. Al-Sumaily, A. Nakayama, J. Sheridan, M.C. Thompson // Int. J. of Heat and Mass Transfer. – 2012. – V. 55. № 13. – P. 3366–3378.
466. Shih-Wen, H. Non-uniform porosity and thermal dispersion effects on natural convection about a heated horizontal cylinder in an enclosed porous medium / H Shih-Wen, P. Cheng, C. Chao-Kuang // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1992. – V. 35. № 12. – P. 3407–3418.
467. Nasr, K. Experimental investigation on forced convection heat transfer from a cylinder embedded in a packed bed / K. Nasr, S. Ramadhyani, R. Viskanta // J. Heat Transfer. – 1994. – V. 116. № 1. – P. 73–80.
468. Jiang, P.X. Experimental research of fluid flow and convection heat transfer in plate channels filled with glass or metallic particles / P.X. Jiang, Z. Wang, Z.P. Ren, B.X. Wang // Exp. Therm. Fluid Sci. – 1999. – V. 20. № 1. – P. 45–54.
469. Sarkar, S. Mixed convective heat transfer of nanofluids past a circular cylinder in cross flow in unsteady regime / S. Sarkar, S. Ganguly, G. Biswas // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – № 55. – P. 4783–4799.
470. Моренко, И.В. Особенности обтекания цилиндра двухфазным потоком / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. – 2010. – № 4. – С. 52–58.

471. Danilov, I. Shock wave in a bubble flow with high gas content / I. Danilov, E. Son // EPL. – 2011. – V. 94. – 54001.
472. Brennen, Ch.E. Fundamentals of Multiphase Flows. / Ch.E. Brennen / California Institute of Technology Pasadena, California. Cambridge University Press. 2005. ISBN 0521 848040. – 410 p.
473. Dhotre, M.T. Large Eddy Simulation for Dispersed Bubbly Flows: A Review / M.T. Dhotre, N.G. Deen, B. Niceno, Z. Khan, J.B. Joshi // International Journal of Chemical Engineering. – 2013. – Vol. 2013. Article ID 343276. – 22 p.
474. Tabib, M.V. Quantifying sub-grid scale (SGS) turbulent dispersion force and its effect using one-equation SGS large eddy simulation (LES) model in a gas-liquid and a liquid-liquid system / M.V. Tabib, P. Schwarz // Chemical Engineering Science. – 2011. – Vol. 66. № 14. – P. 3071–3086.
475. Sungkorn, R. Modeling of turbulent gas-liquid bubbly flows using stochastic Lagrangian model and lattice-Boltzmann scheme / R. Sungkorn, J.J. Derksen, J.G. Khinast // Chemical Engineering Science. – 2011. – Vol. 66. № 12. – P. 2745–2757.
476. Ohashi, H. Air/water two-phase flow test tunnel for airfoil studies / H. Ohashi, Y. Matsumoto, Y. Ichikawa, T. Tsukiyama // Experiments in Fluids. – 1990. – № 8. – P. 249–256.
477. Zhou, Y. Numerical Simulation of Vortex Shedding Frequency and the Oscillation Lift Based on Gas-liquid Two-phase Flow Around Circular Cylinders in the Vertical Pipeline / Y. Zhou, W. Hong, G. Wang, B. Sun, W. Liu // International Conference on Power Engineering-2007, October 23-27, 2007, Hangzhou, China. – P. 1361–1366.
478. Моренко, И.В. Гидродинамика и теплообмен кругового цилиндра в ограниченном ламинарном потоке вязкой жидкости с частицами примеси / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Теоретические основы химической технологии. – 2015. – Т. 49. № 6. – С. 708–716.

479. Моренко, И.В. Математическое моделирование движения дисперсных частиц вблизи обтекаемых тел / И.В. Моренко // Сб. статей XVII Международной научно-технической конференции «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» – Казань: Изд-во АН РТ, 2025. – С. 92–96.
480. Губайдуллин, Д.А. Теплоотдача кругового цилиндра в потоке суспензии / Д.А. Губайдуллин, И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Известия вузов. Авиационная техника. – 2015. – № 3. – С. 99–101.
481. Моренко, И.В. Неизотермическое обтекание кругового цилиндра вязкой жидкостью с газовыми включениями / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении: Материалы докладов IX шк.-семинар мол. уч. и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова. – Казань: Академэнерго, 2014. – С. 141–145.
482. Gubajdullin, D.A. Heat transfer of the circular cylinder in the viscous bubble flow / D.A. Gubajdullin, I.V. Morenko, V.L. Fedyaev // Сборник трудов Международной научной конференции «Гидродинамика больших скоростей и кораблестроение», посвященной 150-летию со дня рождения академика А.Н. Крылова. – Чебоксары: ЧПИ МГОУ, 2013. – С. 162–166.
483. Моренко, И.В. Неизотермическое обтекание кругового цилиндра монодисперсной смесью / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Тепловые процессы в технике. – 2011. – Т. 3. №6. – С. 242–252.
484. Мазо, А.Б. Теплообмен с испарением при падении капель в восходящем потоке воздуха / А.Б. Мазо // Исследования по прикладной математике. – 1997. – Вып. 22. – С. 91–106.
485. Young, D.L. Simulation of laminar vortex shedding flow past cylinders using a coupled BEM and FEM model / D.L. Young, J.L. Huang, T.I. Eldho // Comput. Methods appl. Mech. Eng. – 2001. – N. 190. – P. 5975–5998.
486. Федяев, В.Л. Обтекание кругового цилиндра вязкой жидкостью с примесями / В.Л. Федяев, И.В. Моренко, Н.З. Серазетдинов // Актуальные

- проблемы механики сплошной среды. К 20-летию ИММ КазНЦ РАН. Т. 1. Казань: Фолиант, 2011. – С.176–197.
487. Fedyaev, V.L. About the basic laws of non-isothermal cross-flow past of a circular cylinder with beads mix / V.L. Fedyaev, I.V. Morenko, E.R. Galimov // *Journal of Physics: Conference Series*. 567 (2014) 012012.
488. Федяев, В.Л. Об основных закономерностях неизотермического поперечного обтекания кругового цилиндра монодисперсной смесью / В.Л. Федяев, И.В. Моренко, А.Р. Сираев // Научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий». – Казань. – 2015. – С.34–38.
489. Gubaidullin, D.A. Investigation of the motion and heat transfer of water droplets in the swirling air flow in weightlessness / D.A. Gubaidullin, V.L. Fedyaev, I.V. Morenko, B.A. Snigerev, E.R Galimov // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering* 134 (2016) 012008.
490. Федяев, В.Л. Гидродинамика и теплообмен при обтекании тел жидкостью с примесями / В.Л. Федяев, И.В. Моренко, Н.З. Серазетдинов // Материалы докладов VI-й Международной молодежной научной конференции «Тинчуринские чтения» – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2011. – Т.1. – С.3.
491. Федяев, В.Л. О влиянии механических примесей в вязкой жидкости на устойчивость течения / В.Л. Федяев, И.В. Моренко, Н.З. Серазетдинов // Аналитическая механика, устойчивость и управление. Труды X Международной Четаевской конференции. Том. 2. – Казань, 2012. – С. 533–541.
492. Morenko, I.V. Mathematical modeling of the motion of dispersed particles near streamlined bodies / I.V. Morenko // *Technical Physics Letters*. – 2026. – Vol. 52. No. 3. – P. 130–132.
493. Моренко, И.В. Численное моделирование неизотермического отрывного обтекания цилиндрических тел / И.В. Моренко // Актуальные проблемы

- механики сплошной среды. К 25-летию ИММ КазНЦ РАН. Сборник научных трудов. – Казань: Изд-во «Фэн» АН РТ, 2016. – С. 271–284.
494. Fedyaev, V.L. Hydrodynamics and heat transfer at flow of monodisperse compound around a circular cylinders / V.L. Fedyaev, I.V. Morenko, N.Z. Serazetdinov // 16th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, ICMAR 2012, part I.–Kazan, 2012. – P. 88–89.
495. Моренко, И.В. О влиянии частиц примеси на сопротивление и теплоотдачу кругового цилиндра, обтекаемого вязкой жидкостью / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Вестник Казанского технологического университета. – 2014. – Т.17. №6. – С. 120–125.
496. Моренко, И.В. Об особенностях влияния частиц примеси в ламинарном потоке вязкой жидкости на теплообмен обтекаемого кругового цилиндра / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Инновационные пути модернизации базовых отраслей промышленности, энерго- и ресурсосбережение, охрана окружающей природной среды: Труды III Межотраслевой научно-практ. конф. молодых ученых и спец-ов, 26–27 марта 2014 г., г. Харьков / ГП «УкрНТЦ «Энергосталь». – Х.: НТМТ, 2014. – С. 52–60.
497. Лыков, А.В. Теплообмен (справочник). / А.В. Лыков /. М.: Энергия, 1971. – 560 с.
498. Дорфман, Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел / Л.А. Дорфман /. М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1960. – 260 с.
499. Губайдуллин, Д.А. Неизотермическое обтекание дисперсными средами вращающихся тел / Д.А. Губайдуллин, В.Л. Федяев, И.В. Моренко // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2015. – Т.16 (3). – С. 1–10.
500. Morenko, I.V. Nonisothermal viscous flow with particles past of the rotating circular cylinder / I.V. Morenko, V.L. Fedyaev // Сборник трудов Межд. науч. конф. «Гидродинамика больших скоростей и кораблестроение»,

посвященной 150-летию со дня рождения академика А.Н. Крылова. Чебоксары: ЧПИ МГОУ, 2013. – С. 193–197.

501. Morenko, I.V. Numerical simulation of viscosity separated flow past a rotating circular cylinder / I.V. Morenko, A.B. Mazo // Second International Summer Scientific School «High Speed Hydrodynamics» 2004. Cheboksary. – P. 307-311.
502. Мазо, А.Б. Взаимодействие потока вязкой жидкости с вращающимся круговым цилиндром / А.Б. Мазо, И.В. Моренко // Тр. Матем. центра им. Н.И.Лобачевского. Т. 27. Модели механики сплошной среды. Материалы XVII сессии Междунар. школы по моделям механики сплошной среды – Казань: Изд-во Казанского матем. об-ва, 2004. – С. 161-171.
503. Ruiz, J. Experimental study on pressure loss and collection efficiency of drift Eliminators / J. Ruiz, C.G. Cutillas, A.S. Kaiser, B. Zamora, H. Sadafi, M. Lucas // Applied Thermal Engineering. – 2019. – V. 149. – P. 94–104.
504. Ruiz, J. CFD analysis of drift eliminators using RANS and LES turbulent Models / J. Ruiz, A.S. Kaiser, B. Zamora, C.G. Cutillas, M. Lucas // Applied Thermal Engineering. – 2016. – V. 105. – P. 979–987.
505. Pedraza, O.J.G. Numerical study of the drift and evaporation of water droplets cooled down by a forced stream of air / O.J.G. Pedraza, J.J.P. Ibarra, C. Rubio-Maya, S.R.G. González, J.A.R. Arista // Applied Thermal Engineering. – 2018. – V. 142. – P. 292–302.
506. Архипов, В.А. Анализ режимов гравитационного осаждения капли / В.А. Архипов, С.А. Басалаев, К.Г. Перфильева, В.И. Романдин, А.С. Усанина // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2023. – № 86. – С. 21–34.
507. Вараксин, А.Ю. Двухфазные потоки с твердыми частицами, каплями и пузырями: проблемы и результаты исследований (обзор) / А.Ю. Вараксин // Теплофизика высоких температур. – 2020. – Т. 58. Вып. 4. – С. 646–669.

508. Моренко, И.В. Численное исследование влияния турбулентности потока жидкости на гидродинамические характеристики и теплообмен тел сложной формы / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Труды пятой Российской национальной конференции по теплообмену. В 8 томах. Т.2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. – М.: Издательский дом МЭИ, 2010. – С. 209–212.
509. Моренко, И.В. Улавливание капель при охлаждении оборотной воды в испарительных градирнях / И.В. Моренко, В.Л. Федяев // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2025. – № 97. – С.130–142.
510. El-Dessouky, H.T. Performance of wire mesh mist eliminator / H.T. El-Dessouky, I.M. Alatiqi, H.M. Ettouney, N.S. Al-Deffeeri // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. – 2000. – Vol. 39. № 2. – P. 129–139.
511. Setekleiv, A.E. Dry pressure drop in spiral wound wire mesh pads at low and elevated pressures / A.E. Setekleiv, H.F. Svendsen // Chemical engineering research and design. – 2016. – Vol. 109. – P. 141–149.
512. Kouhikamali, R. Numerical study of performance of wire mesh mist eliminator / R. Kouhikamali, S.M.A. Noori Rahim Abadi, M. Hassani // Applied Thermal Engineering. – 2014. – Vol. 67. N. 1-2. – P. 214–222.
513. Sun, H. A high-precision method for calculating the pressure drop across wire mesh filters / H. Sun, S. Bu, Y. Luan // Chemical Engineering Science. – 2015. – Vol. 127. – P. 143–150.
514. Губайдуллин, Д.А. Математическое моделирование неизотермических процессов струйного напыления полимерных порошковых композиций и формирования защитных покрытий / Д.А. Губайдуллин, В.Л. Федяев, И.В. Моренко // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2016. – Т.17. вып. 4. – С. 1–14.
515. Губайдуллин, Д.А. Математическое моделирование процессов, протекающих при получении пористых композитных материалов, формиро-

- вании покрытий / Д.А. Губайдуллин, В.Л. Федяев, И.В. Моренко // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2017. – Т.18. вып. 2. – С. 1–12.
516. Федяев, В.Л. Моделирование процессов, протекающих в проточной части распылителя, при нанесении полимерных порошковых покрытий / В.Л. Федяев, И.В. Моренко, А.Р. Сираев, Э.Р. Галимов, И.Р. Гимранов, Л.Р. Фазлыев, И.А. Абдуллин // Вестник Казанского технологического ун-та. – 2014. – Т. 17. № 21. – С. 287–289.
517. Nusselt, W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes / W. Nusselt // Zeitschrift VDI. – 1916. – V. 60. – P. 541–546.
518. Алексеенко, С.В. Волновое течение пленок жидкости / С.В. Алексеенко, В.Е. Накоряков, Б.Г. Покусаев /. Новосибирск: «Наука», 1992. – 256 с.
519. Huppert, H.E. The propagation of two-dimensional and axisymmetric viscous gravity currents over a rigid horizontal surface / H.E. Huppert // Journal of Fluid Mechanics. – 1982. - Т. 121. – С. 43–58.
520. Craster, R.V. Dynamics and stability of thin liquid films / R.V. Craster, O.K. Matar // Reviews of modern physics. – 2009. – Т. 81. вып. 3. – С. 1131–1198.
521. Чиннов, Е.А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости / Е.А. Чиннов, О.А. Кабов // Прикладная механика и техническая физика. – 2003. – Т. 44. № 5. – С. 128–137.
522. Касаткин, А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии / А.Г. Касаткин /. М.: ООО ТИД «Альянс», 2004. – 753 с.
523. Мальцев, Л.И. Математическое моделирование пленочных течений жидкости с «сухими» пятнами / Л.И. Мальцев, Д.С. Заварзин // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т. 19. № 6. – С. 711–718.
524. Алексеенко, С.В. Регулярные волны на вертикально стекающих ривулетах при разных углах смачивания / С.В. Алексеенко, А.В. Бобылев,

- В.В. Гузанов, Д.М. Маркович, С.М. Харламов // Теплофизика и аэромеханика. – 2010. – Т. 17. № 3. – С. 371–384.
525. Morenko, I.V. Calculation of the film flowing over horizontal tube surface / I.V. Morenko // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 789 (2017) 012036.
526. Моренко, И.В. Расчет пленочного течения по поверхности горизонтальной трубы / И.В. Моренко // Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий. VIII Всероссийская (с международным участием) научно-техническая конференция: сборник статей. – Казань: Отечество, 2017. – С. 192–196.
527. Meredith, K.V. A numerical model for partially-wetted flow of thin liquid films / K.V. Meredith, A. Heather, J. Vries, Y. Xin // Computational Methods in Multiphase Flow. – 2011. – V.70. – P. 239–250.
528. Губайдуллин, Д.А. Математическое моделирование процессов, протекающих при получении пористых композитных материалов, формировании покрытий / Д.А. Губайдуллин, В.Л. Федяев, И.В. Моренко // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2017. – Т.18. вып. 2.
529. Моренко, И.В. Моделирование процесса натекания диспергированной жидкости на твердую поверхность / И.В. Моренко // Материалы международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2016» (МНТК «ИМТОМ-2016») г. Казань 7-9 декабря 2016г. Ч. 2. Казань. – 2016. – С. 99–103.
530. Martin, J.C. An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane / J.C. Martin, W.J. Moyce // Phil. Trans. Roy. Soc. London. – 1952. – Vol. 244. No. 882. – P. 312–324.
531. Lobovsky, L. Experimental investigation of dynamic pressure loads during dam break / L. Lobovsky, E. Botia-Vera, F. Castellana, J. Mas-Soler, A. Souto-Iglesias // J. Fluids Struct. – 2014. – V. 48. – P. 407–434.

532. Koshizuka, S. Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid / S. Koshizuka, Y. Oka // Nuclear Science and Engineering. – 1996. – N. 123. – P. 421–434.
533. Hu, C. Numerical Simulation and Experiment on Dam Break Problem / C. Hu, M. Sueyoshi // Journal of Marine Science and Application. – 2010. – N. 9. – P. 109–114.
534. Давыдова, Е.В. Свободное программное обеспечение для моделирования жидкости со свободной поверхностью / Е.В. Давыдова, В.Н. Корчагова // Труды института системного программирования РАН. – 2016. – Т. 28. № 1. – С. 243–258.
535. Жайнаков, А.Ж. Верификация открытого пакета OpenFOAM на задачах прорыва дамб / А.Ж. Жайнаков, А.Ы. Курбаналиев // Теплофизика и аэромеханика. – 2013. – Т. 20. № 4. – С. 461–472.
536. Афанасьев, К.Е. Моделирование процесса разрушения плотины методом SPH / К.Е. Афанасьев, А.Ю. Попов // Вестник НГУ. Серия: Математика, механика, информатика. – 2009. – Т. 9. вып. 3. – С. 3–22.
537. Храбрый, А.И. Влияние модели турбулентности на результаты расчета обтекания препятствия потоком воды после обрушения дамбы / А.И. Храбрый, Е.М. Смирнов, Д.К. Зайцев // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2013. – №1 (165). – С. 182–187.
538. Моренко, И.В. Моделирование течений слабосжимаемой вязкой жидкости с помощью OpenFOAM / И.В. Моренко // IX Всероссийская (с международным участием) научно-техническая конференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» 5-8 ноября 2017 г. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 2018. – С. 156–160.
539. Моренко, И.В. Численное моделирование обрушения столба жидкости в резервуарах разной формы / И.В. Моренко // Вестник Томского государственного ун-та. Математика и механика. – 2019. – № 60. – С. 119–131.

540. Моренко И.В. Математическое моделирование обрушения столба жидкости в каналах разной формы // Материалы VIII международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2017» (МНТК «ИМТОМ-2017») г. Казань 6-8 декабря 2017г. Ч. 2. Казань. – 2017. – С. 195–199.
541. Архипов, В.А. О нестационарном всплытии пузырька в вязкой жидкости при малых числах Рейнольдса / В.А. Архипов, И.М. Васенин, А.С. Ткаченко, А.С. Усанина // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2015. – № 1. – С. 88–94.
542. Hua, J. CFD simulations of the effects of small dispersed bubbles on the rising of a single large bubble in 2D vertical channels / J. Hua // Chemical Engineering Science 123 (2015) – P. 99–115.
543. Козелков, А.С. Численное моделирование свободного всплытия пузырька воздуха / А.С. Козелков, А.А. Куркин, В.В. Курулин, С.В. Лашкин, Н.В. Тарасова, Е.С. Тятюшкина // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2016. – № 6. – С. 3–14.
544. Архипов, В.А. Анализ механизма потери устойчивости одиночного пузырька при малых значениях числа Рейнольдса / В.А. Архипов, И.М. Васенин, А.С. Усанина // Прикладная механика и техническая физика. – 2011. – Т. 52. № 3. – С. 51–59.
545. Zahedi, P. Influence of fluid properties on bubble formation, detachment, rising and collapse. Investigation using volume of fluid method / P. Zahedi, R. Saleh, R. Moreno-Atanasio, K. Yousefi // Korean J. Chem. Eng. – 2014. – N. 31(8). – P. 1349–1361.
546. Siriano, S. Numerical Simulation of High-Density Ratio Bubble Motion with interIsoFoam / S. Siriano, N. Balcázar, A. Tassone, J. Rigola, G. Caruso // Fluids. – 2022. – V. 7. N. 5. 152. – P. 1–22.
547. Прибатурин, Н.А. Многоиформационная методика для экспериментального изучения двухфазных пузырьковых течений / Н.А. Прибатурин,

- В.Г. Меледин // Eurasian physical technical journal. – 2013. – Vol. 10. No. 2(20). – С. 288–292.
548. Cano-Lozano, J.C. Paths and wakes of deformable nearly spheroidal rising bubbles close to the transition to path instability / J.C. Cano-Lozano, C. Martinez-Bazan // Physical review fluids 1. 053604 (2016) – P. 1–30.
549. Vries, A.W.G. Notes on the path and wake of a gas bubble rising in pure water / A.W.G. Vries, A. Biesheuvel, L. Wijngaarden // International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – N. 28. – P. 1823–1835.
550. Davies, R.M. The mechanics of large bubbles rising through liquids in tubes / R.M. Davies, G.I. Taylor // Proc. of Roy. Soc., London. – 1950. – 200. Ser. A. – P. 375–390.
551. Козелков, А.С. Исследование особенностей всплытия пузырьков воздуха и твердых сфер / А.С. Козелков, В.Р. Ефремов, С.М. Дмитриев, А.А. Куркин, Е.Н. Пелиновский, Н.В. Тарасова, Д.Ю. Стрелец // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. – 2018. – Т. 11. № 4. – С. 73–80.
552. Baz-Rodríguez, S. Rising velocity for single bubbles in pure liquids / S. Baz-Rodríguez, A. Aguilar-Corona, A. Soria // Revista Mexicana de Ingeniería Química. – 2012. – V. 11. N. 2. – P. 269–278.
553. Heydari, N. Three-dimensional analysis of the rising dynamics of individual ellipsoidal bubbles in an inclined column / N. Heydari, F. Larachi, S.M. Taghavi, F. Bertrand // Chemical Engineering Science 258 (2022) 117759.
554. Архипов, В.А. Динамика всплытия пузырька в присутствии поверхностно-активных веществ / В.А. Архипов, И.М. Васенин, А.С. Усанина // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2016. – № 2. – С. 142–151.
555. Архипов, В.А. Динамика всплытия кластера пузырьков в присутствии поверхностно-активного вещества / В.А. Архипов, А.С. Усанина, С.А. Басалаев, Л.Е. Каличкина, В.С. Мальков // Известия РАН. Механика жидкости и газа. – 2020. – № 1. – С. 104–112.

556. Klostermann, J. Numerical simulation of a single rising bubble by VOF with surface compression / J. Klostermann, K. Schaake, R. Schwarze // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. – 2013. – V. 71. – P. 960–982.
557. Hysing, S. Quantitative benchmark computations of two-dimensional bubble dynamics / S. Hysing, S. Turek, D. Kuzmin, N. Parolini, E. Burman, S. Ganesan, L. Tobiska // *Int. J. Numer. Meth. Fluids*. – 2009. – N. 60. – P. 1259–1288.
558. Štrubelj, L. Simulations of free surface flows with implementation of surface tension and interface sharpening in the two-fluid model / L. Štrubelj, I. Tiselj, B. Mavko // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2009. – N. 30. – P. 741–750.
559. Чжан, И. Численное исследование подъема пузырька в вертикальном клинообразном канале модифицированным методом функции уровня / И. Чжан, Б. Лян, Ц. Ни // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. – 2020. – № 2. – С. 99–110.
560. Моренко, И.В. Влияние начальной формы пузырька на динамику всплытия в неподвижной вязкой жидкости / И.В. Моренко // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. – 2023. – №3. – С. 83–93.
561. Моренко, И.В. Математическое моделирование движения двух несмешивающихся сред с подвижными поверхностями раздела фаз / И.В. Моренко // *Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки*. – 2026. – Т. 168, кн. 1. – С. 77–88.
562. Morenko, I.V. Interaction of two gas bubbles rising one after another in a liquid / I.V. Morenko // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. – 2024. – Vol. 45. N. 5. – P. 2094–2102.
563. Morenko, I.V. Comparison of the results of 2D and 3D numerical simulations of the rising bubble in stagnant viscous liquid / I.V. Morenko // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. – 2023. – Vol. 44. N. 5. – P. 1752–1757.
564. Моренко, И.В. Математическое моделирование движения двух несмешивающихся сред с подвижными поверхностями раздела фаз /

- И.В. Моренко // Материалы Всероссийской научной конференции с международным участием «Актуальные проблемы механики сплошной среды – 2025» – Казань: Казанский ун-т, 2025. – С. 395–399.
565. Антонова, Е.С. Исследование процесса диспергирования водовоздушной смеси, генерируемой эжекционной системой аэрации / Е.С. Антонова // Инженерный вестник. – 2015. – № 6. – С. 62–69.
566. Wenyan, F. Numerical Study on Interaction Between Two Bubbles Rising Side by Side in CMC Solution / F. Wenyan, Y. Xiaohong // Chinese Journal of Chemical Engineering. – 2013. – Vol. 21. N. 7. – P. 705–713.
567. Моренко, И.В. Численное исследование нестационарного всплытия пузырьков при аэрации / И.В. Моренко // Материалы XI-й Международной научно-технической конференции «Инновационные машиностроительные технологии, оборудование и материалы – 2022» (МНТК «ИМТОМ–2022»). Ч. 1. Казань, 2022. – С. 85–89.
568. Моренко, И.В. Математическое моделирование структур газожидкостного течения в кольцевом канале с внутренним вращающимся цилиндром / И.В. Моренко // Теоретические основы химической технологии. – 2022. – Т. 56. № 1. – С. 103–110.
569. Rayleigh, L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity / L. Rayleigh // Phil. Mag. – 1917. – Vol. 34. No. 200. – P. 94–97.
570. Isaacs, J.D. The ball-breaker, a deep water bottom signalling device / J.D. Isaacs, A.E. Maxwell // J. Marine Res. – 1952. – No. 11. – P 63–68.
571. Urick, R.J. Implosions as sources of underwater sound / R.J. Urick // Journal of the Acoustical Society of America. – 1963. – Vol. 35. No. 12. – P. 2026–2027.
572. Hunter, C. On the collapse of an empty cavity in water / C. Hunter // J. Fluid Mech. – 1960. – Vol. 8. No. 2. – P. 241–263.
573. Забабахин, И.Е. Явления неограниченной кумуляции. / И.Е. Забабахин, Е.И. Забабахин / М.: Наука, 1988. – 163 с.

574. Зельдович, Я.В. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. / Я.В. Зельдович, Ю.П. Райзер /. М.: Физматлит, 2008. – 653 с.
575. Маргулис, М.А. Сонолюминесценция / М.А. Маргулис // Успехи физических наук. – 2000. – Т. 43. № 3. – С. 263–287.
576. Brenner, M.P. Single-bubble sonoluminescence / M.P. Brenner, S. Hilgenfeldt, D. Lohse // Reviews of Modern Physics. – 2002. – Vol. 74. No. 2. – P. 425–484.
577. Okitsu, K. Sonochemical Production of Nanomaterials. / K. Okitsu, F. Cavalieri /. Springer. 2018. – 61 p.
578. Галимзянов, М.Н. Взаимодействие волны давления в цилиндрическом канале со сферическим пузырьковым кластером / М.Н. Галимзянов, И.К. Гималтдинов, Е.Ю. Кочанова // Прикладная механика и техническая физика. – 2023. – Т. 64. № 2 (378). – С. 96-104.
579. Yasui K. Acoustic Cavitation and Bubble Dynamics. / K. Yasui /. Springer. 2018. – 124 p.
580. Mao, Y. Study of Cavitation Bubble Collapse near a Wall by the Modified Lattice Boltzmann Method / Y. Mao, Y. Peng, J. Zhang // Water. – 2018. – No. 10. – P. 1439.
581. Pishchalnikov, Y.A. Cavitation Bubble Cluster Activity in the Breakage of Kidney Stones by Lithotripter Shock Waves / Y.A. Pishchalnikov, O.A. Sapozhnikov, M.R. Bailey, J.C. Williams, R.O. Cleveland, T. Colonius, L.A. Crum, A.P. Evan, J.A. McAteer // J. Endourol. – 2003. – Vol. 17. No. 7. – P. 435–446.
582. Brennen, C.E. Cavitation in medicine / C.E. Brennen // Interface Focus. – 2015. 5: 20150022.
583. Kamran, K. A compressible Lagrangian framework for the simulation of the underwater implosion of large air bubbles / K. Kamran, R. Rossi, E. Oñate, S. Idelsohn // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. – 2013. – Vol. 255. No. 1. – P. 210–225.

584. Neppiras, E.A. Acoustic cavitation / E.A. Neppiras // Physics Reports. – 1980. – Vol. 61. No. 3. – P. 159–251.
585. Avdeev, A.A. Bubble Systems. / A.A. Avdeev /. Springer Intern. Publ., 2016. – 466 p.
586. Gupta, S. Mechanics of the implosion of cylindrical shells in a confining tube / S. Gupta, J.M. LeBlanc, A. Shukla // International Journal of Solids and Structures. – 2014. – No. 51. – P. 3996–4014.
587. Turner, S.E. Underwater implosion of glass spheres / S.E. Turner // J. Acoust. Soc. Am. – 2007. – Vol. 121. No. 2. – P. 844–852.
588. Shukla, A. Dynamic Collapse of Underwater Metallic Structures – Recent Investigations: Contributions after the 2011 Murray Lecture / A. Shukla, S. Gupta, H. Matos, J.M. LeBlanc // Exp. Mech. – 2018. – No. 58. – P. 387–405.
589. Ikeda, C.M. The implosion of cylindrical shell structures in a high-pressure water environment / C.M. Ikeda, J. Wilkerling, J.H. Duncan // Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci. – 2013. – Vol. 469. No. 2160. – P. 20130443.
590. Farhat, C. Dynamic implosion of underwater cylindrical shells: Experiments and Computations / C. Farhat, K.G. Wang, A. Main, S. Kyriakides, L.-H. Lee, K. Ravi-Chandar, T. Belytschko // Int. J. Solids Struct. – 2013. – No. 50. – P. 2943–2961.
591. Gupta, S. Sympathetic underwater implosion in a confining environment / S. Gupta, J.M. LeBlanc, A. Shukla // Extreme Mechanics Letters. – 2015. – No. 3. – P. 123–129.
592. Pinto, M. Dynamic collapse mode evolution in carbon composite tubes / M. Pinto, A. Shukla // Extreme Mechanics Letters. – 2015. – No. 3. – P. 55–58.
593. Farhat, C. A higher-order generalized ghost fluid method for the poor for the three-dimensional two-phase flow computation of underwater implosions / C. Farhat, A. Rallu, S. Shankaran // J. Comput. Phys. – 2008. – No. 227. – P. 7674–7700.

594. Plesset, M.S. The dynamics of cavitation bubbles / M.S. Plesset // ASME J. Appl. Mech. – 1949. – No. 16. – P. 228–231.
595. Yasui, K. Dynamics of acoustic bubbles. In: Grieser F, Choi PK, Enomoto N, Harada H, Okitsu K, Yasui K (eds) Sonochemistry and the acoustic bubble. / K. Yasui /. Elsevier, Amsterdam, 2015. – 299 p.
596. Morenko, I.V. Numerical simulation of the propagation of pressure waves in water during the collapse of a spherical air cavity / I.V. Morenko // Ocean Engineering 215 (2020) 107905.
597. Моренко, И.В. Численное моделирование имплозионного процесса в цилиндрическом резервуаре / И.В. Моренко // Теплофизика высоких температур. – 2019. – Т. 57. № 5 – С. 755–763.
598. Hu, J. Numerical and experimental investigations on the jet and shock wave dynamics during the cavitation bubble collapsing near spherical particles based on OpenFOAM / J. Hu, X. Lu, Y. Liu, J. Duan, Y. Liu, J. Yu, X. Zheng, Y. Zhang, Y. Zhang // Ultrasonics Sonochemistry. – 2023. – 99. 106576. – P. 1–18.
599. Kyriazis, N. Numerical investigation of bubble dynamics using tabulated data / N. Kyriazis, P. Koukouvini, M. Gavaises // International Journal of Multiphase Flow. – 2017. – No. 93. – P. 158–177.
600. Morenko, I.V. Propagation of compression wave in the liquid at collapse of a spherical gas cavity under non-isothermal conditions / I.V. Morenko // IOP Conf. Series: Journal of Physics, 2019. 1328 012051 (doi:10.1088/1742-6596/1328/1/012051)
601. Morenko, I.V. Numerical simulation based on the volume-of-fluid approach for compressible two-phase flow in the cylindrical reservoir / I.V. Morenko // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1158 (2019) 032036 doi:10.1088/1742-6596/1158/3/032036
602. Моренко, И.В. Распространение волны сжатия в жидкости при схлопывании сферической газовой полости в условиях неизотермичности / И.В. Моренко // X Юбилейная международная научно-техническая кон-

ференция «Низкотемпературная плазма в процессах нанесения функциональных покрытий» 5-8 ноября 2018 г. Казань: Изд-во Казанского университета, 2019. – С. 251–254.

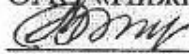
603. Zababakhin, E.I. The collapse of bubbles in a viscous liquid / E.I. Zababakhin // *Appl. Math. Mech.* – 1960. – No. 24. – P. 1714–1717.
604. Nigmatulin, R.I. Evolution of deviations from the spherical shape of a vapor bubble in supercompression / R.I. Nigmatulin, A.A. Aganin, M.A. Il'gamov, D.Yu. Toporkov // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* – 2014. – Vol. 55. No. 3. – P. 444–461.
605. Toegel, R. Phase diagrams for sonoluminescing bubbles: A comparison between experiment and theory / R. Toegel, D. Lohse // *J. Chem. Phys.* – 2003. – Vol. 118. No. 14. – P. 1863–1875.
606. Koch, M. Numerical modeling of laser generated cavitation bubbles with the finite volume and volume of fluid method, using OpenFOAM / M. Koch, C. Lechner, F. Reuter, K. Köhler, R. Mettin, W. Lauterborn // *Computers and Fluids*. – 2016. – No. 126. – P. 71–90.
607. Kamran, K. A compressible Lagrangian Framework for the Simulation of Underwater Implosion Problems. / K. Kamran, E. Oñate, S.R. Idelsohn, R. Rossi /. Barcelona, Spain. 2014. – 127 p.
608. Zucker, R.D. Fundamentals of gas dynamics / R.D. Zucker, O. Biblarz /. 2nd edn. Wiley. Hoboken, New Jersey. 2002. – 493 p.
609. Plesset, M.S. On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid / M.S. Plesset, T.P. Mitchell // *Quart. Appl. Math.* – 1956. – No. 13. – P. 419–430.
610. Kull, H.J. Theory of the Rayleigh–Taylor Instability // *Phys. Rep.* – 1991. – No. 206. – P. 197–325.
611. Aghdama, A.H. Effect of the viscosity on the behavior of a single bubble near a membrane / A.H. Aghdama, S.W. Ohl, B.C. Khoo, M.T. Shervani-Tabar, M.R.H. Nobari // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2012. – No. 47. – P. 17–24.

612. Аббасов, Э.М. Интегральное моделирование процесса вытеснения нефти водой / Э.М. Аббасов, Т.С. Кенгерли // Инженерно-физический журнал. – 2019. – Т. 92. № 2. – С. 459–467.
613. Шагапов, В.Ш. К проблеме разработки месторождений с высоковязкой нефтью тепловыми методами / В.Ш. Шагапов, Ю.А. Тазетдинова, А.А. Гизатуллина // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91. № 5. – С. 1242–1249.
614. Храмченков, М.Г. Математическое моделирование многофазной фильтрации в пористых средах с химически активным скелетом / М.Г. Храмченков, Э.М. Храмченков // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91. № 1. – С. 225–233.
615. Бауманн, К. Инновации в перфорации: совершенствование программ моделирования / К. Бауманн, А. Фаярд, Б. Гров, Д. Харви, В. Ян, Э. Говил, Э. Мартин, Р. Гарсия, А. Родригес, Д. Манро, С. Террасас, Л. Чжань // Нефтегазовое обозрение. Сборник III: избранные статьи из журнала «Oilfield Review». – 2014. – Т. 26. № 1. – С. 48–69.
616. Волков, Ю.А. Математическое моделирование имплозионного воздействия на пласт / Ю.А. Волков, В.М. Конюхов, А.В. Костерин, А.Н. Чекалин / Казань: «Плутон», 2004. – 78 с.
617. Попов, А.А. Импульзия в процессах нефтедобычи / А.А. Попов / Москва: Недра, 1996. – 192 с.
618. Косолапов, А.Ф. Энергетические, гидродинамические и волновые характеристики имплозионного источника ДСК-1 / А.Ф. Косолапов, А.Г. Корженевский, Т.А. Корженевская // Научно технический вестник «Каротажник». – 2015. – № 247. – С. 92–100.
619. Конюхов, В.М. Компьютерное моделирование имплозионных процессов в системе «нефтяной пласт – скважина – подвижная имплозионная камера» / В.М. Конюхов, С.В. Краснов, И.В. Конюхов // Научно-технический журнал «Автоматизация, телемеханизация и связь в нефтяной промышленности». – 2016. – № 5. – С. 32–37.

620. Моренко, И.В. Расчет неизотермического движения двухфазной среды с учетом сжимаемости при имплозии / И.В. Моренко, Ю.А. Волков // Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики. – 2018. – Т.20. №1-2. – С. 128–137.
621. Моренко, И.В. Особенности волнового процесса в обсадной колонне скважины при имплозии / И.В. Моренко // Инженерно-физический журнал. – 2021. – Т. 94. № 2. – С. 513-519.
622. Taylor, G.I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes / G.I. Taylor // Proc. R. Soc. London. – 1950. – Ser. A1364-5021. № 201. – P. 192–196.

Приложение

УТВЕРЖДАЮ
Директор предприятия
Полимерхолодтехника
ОАО «Нижнекамскнефтехим»



Михайлов В.В.

3.12.2006г.



СПРАВКА
об использовании результатов НИР

Федяевым В.Л., Моренко И.В. проведено математическое моделирование, расчет и оптимизация параметров новой конструкции каплеуловителя для градирен. Найдены рациональные режимы ее эксплуатации.

В соответствии с представленными рекомендациями на предприятии «Полимерхолодтехника» ОАО «Нижнекамскнефтехим» начато производство данных каплеуловителей.

Справка дана для представления в Совет по защите диссертации.

УТВЕРЖДАЮ



Директор ПИ «Союзхимпромпроект»

И.И. КГТУ

Ильясов Ш.Х.

СПРАВКА

об использовании результатов

Федяевым В.Л., Мазо А.Б., Снигеревым Б.А., Моренко И.В. в результате выполнения НИР «Актуальные фундаментальные и прикладные задачи динамики многокомпонентных сред» проведено обследование градирен СК-400 и ВГ-70 ОАО «Казаньоргсинтез», выполнены натуральные и лабораторные эксперименты, теоретический анализ процессов тепломассообмена, протекающих в них. На основе полученных данных предложены эффективные технические решения по реконструкции градирен СК-400, модернизации градирен ВГ-70.

Предложения, представленные названным коллективом авторов, реализованы в проектной документации по реконструкции градирен СК-400 тит. 77И, насосной станции 906, а также при выполнении проектных работ по строительству оборотной системы водоснабжения завода ПНД ОАО «Казаньоргсинтез».

УТВЕРЖДАЮ

Директор ПИ «Союзхимпромпроект»



Ильясов Ш.Х.

СПРАВКА

об использовании результатов

Оборотная вода при циркуляции в системах водоснабжения промышленных предприятий засоряется механическими примесями. Федяевым В.Л., Мазо А.Б., Снигириным Б.А., Моренко И.В. в результате выполнения НИР «Разработка высокоэффективных фильтров и инерционных улавливающих устройств» предложены новые эффективные конструкции систем тонкой очистки оборотной воды. С помощью методов математического моделирования проведен анализ работы этих систем, осуществлена оптимизация их конструкторских параметров.

Данные предложения были использованы при выполнении работ по проектированию системы оборотного водоснабжения завода ПНД ОАО «Казаньоргсинтез». Они могут также применяться при решении аналогичных проблем на других предприятиях.

УТВЕРЖДАЮ
 Директор НИИ «Союз» «Промпроект» КГТУ
 Ильясов Ш.Г.
 29.10.2013 г.



СПРАВКА
 об использовании результатов
 НИР «Разработка систем очистки оборотной воды
 от механических примесей»

Творческим коллективом в составе: в.н.с., доктор физ.-мат. наук Мазо А.Б.; с.н.с., кандидат техн. наук Снигерев Б.А., м.н.с. Моренко И.В. под руководством зав. лабораторией, доктора техн. наук Федяева В.Л. разработаны оригинальные конструкции магистральных фильтров грубой очистки воды от механических примесей. Предложены математические модели для описания движения многофазных сред в рабочих полостях этих фильтров, осуществлена численная реализация их, проведены вычислительные эксперименты, в результате которых найдены оптимальные параметры данных устройств.

Представленные творческим коллективом предложения использованы при проектировании систем очистки оборотной воды заводов ОАО «Казаньоргсинтез» и ОАО «НКНХ».

Реализация этих результатов на ОАО «Казаньоргсинтез» позволит предотвратить отказы ответственного теплообменного оборудования, продлит срок его службы, повысит эффективность работы, что, в конечном счете, приведет к увеличению выхода продукции, уменьшению выбросов вредных веществ в атмосферу.

Главный инженер проекта



Фатыхов Г.Г.

УТВЕРЖДАЮ

Заместитель генерального директора по
проектированию энергообъектов –
директор Приволжского филиала ОАО
«ВНИПИэнергопром»

Богачев В.И.

25.12.2019

СПРАВКА



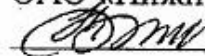
об использовании результатов НИР

«Разработка и расчет теплотехнических характеристик комбинированной
градирни»

Федяевым В.Л., Моренко И.В., Власовым Е.М. в результате выполнения настоящей НИР проанализированы особенности работы испарительных вентиляторных, башенных и эжекционных градирен; предложены совместно со специалистами Приволжского филиала ОАО «ВНИПИэнергопром» варианты реконструкции исходной вентиляторной градирни типа ВГ-70 в комбинированную (безвентиляторную), в которой продвижение атмосферного воздуха осуществляется за счет естественной тяги и эффекта эжекции капель охлаждаемой воды. С помощью разработанной авторами методики проведены теплогидроаэродинамические расчеты, показавшие высокую эффективность работы комбинированной градирни.

Данные предложения использованы при разработке проектной документации по реконструкции градирни оборотной системы водоснабжения ОАО «Нижекамский завод технического углерода», реализованы на этом предприятии.

УТВЕРЖДАЮ
Директор предприятия
Полимерхолодтехника
ОАО «Нижекамскнефтехим»



Михайлов



СПРАВКА
об использовании результатов НИР

На основе анализа имеющихся данных, результатов расчетов Федяевым В.Л., Моренко И.В., Гайнуллиным Р.Ф. разработана оригинальная конструкция экспериментальной установки для исследования эксплуатационных характеристик оросителей, каплеуловителей, систем разбрызгивания воды градилен, а также определения параметров многофазных потоков в рабочем пространстве установки.

Данная экспериментальная установка смонтирована на предприятии «Полимерхолодтехника» ОАО «Нижекамскнефтехим» и запущена в эксплуатацию.

Справка дана для представления в Совет по защите диссертации.

УТВЕРЖДАЮ

Директор ООО «Водопад»

Казилин Е.Н.

**СПРАВКА****об использовании результатов НИР**

В результате выполнения Федяевым В.Л., Мазо А.Б., Снигеревым Б.А., Моренко И.В. НИР «Актуальные фундаментальные и прикладные задачи динамики многокомпонентных сред» разработаны математические модели, алгоритмы и программы расчета гидравлических сетей; предложены оригинальные конструкции водораспределительных систем, оросителей промышленных градирен. Отличительная особенность их состоит в том, что они обеспечивают более равномерное распределение воды по сечению градирни, экономию энергии при транспортировке ее, максимальный теплосъем при минимальных гидравлических потерях.

Названные разработки реализованы при реконструкции градирен СК-400, строительстве новой системы оборотного водоснабжения завода ПНД ОАО «Казаньоргсинтез». Применение их обеспечит эффективную работу технологического оборудования, позволит сократить потери сырья и затраты электроэнергии.

Казанский национальный
исследовательский технический
университет им. А.Н. Туполева-КАИ»
(КНИТУ-КАИ)



**ЦЕНТР
КОМПОЗИТНЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ**

ул. Толстого, д. 15, Казань, 420015,
3-е уч. здание КНИТУ-КАИ
Тел.: (843) 231-03-68
Тел/Факс: (843) 231-03-55
E-mail: pla.kai@mail.ru
<http://cet-kai.com>

Исх. _____ от _____
На _____ от _____

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по научной и инновационной
деятельности ФГБОУ ВО «Казанский
национальный исследовательский
технический университет им. А.Н.
Туполева»
В.М. Бабушкин
_____ 2024 г.



СПРАВКА

о внедрении НИР «Математическое моделирование процессов, протекающих при вакуумном формовании полимерных композиционных материалов с применением семипрегов»

В технологиях вакуумного формования изделий из полимерных композиционных материалов с использованием семипрегов выделяются две основные стадии: вакуумирование сухого пакета семипрегов и пропитка его расплавом связующего. В рамках названной НИР В.И. Халиулиным, В.Л. Федяевым, И.В. Моренко, А.В. Беляевым разработаны математические модели процессов, протекающих на каждой из этих стадий, получены оценки динамики их, времени реализации, обеспечивающие требуемое качество изделий, а также определены оптимальные технологические режимы.

Данные результаты внедрены при выполнении следующих НИР:

- Договор № 631 между КНИТУ-КАИ и НИЦ «Курчатовский институт» - ВИАМ по теме «Моделирование процесса вакуумного формования семипрегов на основе углеродных наполнителей (ленты и ткани) и расплавленного эпоксидного связующего»;
- Договор № 663 между КНИТУ-КАИ и ООО «НИК» по теме «Разработка технологии и изготовление сетчатых композитных панелей тип 2 ДИК»;
- Договор № 634 между КНИТУ-КАИ и ПАО «ОДК-Сатурн» по теме «Разработка технологии изготовления корпуса вентилятора из ПКМ для ДДТ».

Руководитель НОЦ «ЦКТ» - НИЛ №6 КНИТУ-КАИ,
заведующий кафедрой
производства летательных аппаратов

В.И. Халиулин

ВСТ-Реконструкция

Общество с ограниченной ответственностью «Высшие Строительные Технологии - Реконструкция»

420088, Казань, ул. Журналистов 54, пом. 1200 Р/с 40702810123010002489 в КБЭР «БАНК КАЗАНИ»
 тел./факс (843) 2733-733, 272-76-88 К/с 30101810100000000844 БИК 049205844
 www.vst.ru e-mail: vst@vst.ru ИНН 1660147749 КПП 166001001

№478 от 18.07.2025г.

СПРАВКА

об использовании НИР «Модернизация технологических систем охлаждения оборотной воды промышленных градирен»

В результате выполнения НИР сотрудниками Института механики и машиностроения ФИЦ КазНЦ РАН Федяевым В.Л., Моренко И.В., доцентом КНИТУ-КАИ Беляевым А.В. были предложены технические решения по интенсификации процессов тепломассообмена, протекающих при охлаждении оборотной воды в оросителях градирен, минимизации их аэродинамического сопротивления, затрат материалов, а также по оптимизации водораспределительных систем.

Применительно к каждому конкретному случаю рациональные характеристики оросителей, ВРС определялись расчетным путем с применением разработанных авторами методик.

Представленные предложения были реализованы в период 2022 – 2025 гг. при модернизации башенных градирен производства Электротеплогенерации ООО «Запсибнефтехим» (г. Тобольск), Ульяновской ТЭЦ-1, Хабаровской ТЭЦ-1, Барнаульской ТЭЦ-3, что позволило повысить эффективность работы данных градирен, обеспечить требуемые показатели по глубине охлаждения оборотной воды.

Директор



ВСТ-Реконструкция

М.М. Сафин