

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе Сибирского отделения
Российской академии наук

На правах рукописи

Старинская Елена Михайловна

**ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ИСПАРЕНИИ КАПЕЛЬ БИНАРНЫХ
СМЕСЕЙ И НАНОЖИДКОСТЕЙ**

1.3.14 – теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор РАН
Терехов Владимир Викторович

Новосибирск – 2022

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Современное состояние исследований тепло- и массообменных процессов при испарении капель. Обзор литературы.....	9
1.1 Процессы тепло- и массообмена при испарении капель.....	9
1.2 Испарение капель водно-спиртового раствора.....	13
1.3 Испарение капель наножидкостей.....	15
Заключение к главе 1.....	19
Глава 2. Экспериментальная установка и методы исследования.....	20
2.1 Постановка задачи.....	20
2.2 Описание экспериментального стенда.....	20
2.3 Методика проведения эксперимента.....	23
2.4 Неопределенности измерений.....	24
2.5 Экспериментальное измерение динамики испарения капель.....	25
2.5.1 Сопоставление с другими авторами.....	25
2.5.2 Влияние числа Рейнольдса на скорость испарения.....	26
2.6 Описание математической модели.....	29
2.6.1 Сопоставление расчетной модели с обобщенными экспериментальными данными.....	32
2.7 Оценка компонентов тепловых потоков в каплю в процессе испарения.....	33
2.7.1 Баланс тепловых и массовых потоков на поверхности испаряющейся капли.....	34
2.7.2 Влияние свободной конвекции на скорость испарения.....	35
2.7.3 Влияние лучистого теплообмена на испарение капель.....	36
2.7.4 Теплоприток к капле через поддерживающие ее элементы.....	38
2.7.5 Влияние различных подвесов.....	40
2.7.6 Сопоставление с учетом компонентов теплового потока.....	42
2.8 Сопоставление экспериментальных и теоретических данных.....	44
2.8.1 Тестирование разработанной модели.....	44
Заключение к главе 2.....	52
Глава 3. Изучение тепломассообмена при испарении капель бинарных растворов этанол-вода.....	53
3.1 Постановка задачи.....	53
3.2 Испарение капель раствора этанол–вода в условиях свободной конвекции.....	53
3.2.1 Скорость испарения капель раствора этанол-вода. Обобщение данных.....	55

3.2.2 Сопоставление динамики температуры капли с другими авторами.....	58
3.3 Динамика испарения капель раствора этанол-вода в слабоподвижной среде.....	58
3.3.1 При температуре 50 °С.....	59
3.3.2 При температуре 100 °С.....	61
3.3.3 Скорость испарения капель раствора этанол-вода в слабоподвижной среде.....	62
3.4 Динамика испарения капель раствора этанол-вода при скорости 1,5 м/с.....	63
3.4.1 При температуре 29 °С.....	63
3.4.2 При температуре 50 °С.....	65
3.4.3 При температуре 100 °С.....	67
3.4.4 Скорость испарения капель раствора этанол-вода при скорости 1,5 м/с.....	68
Заключение к главе 3.....	69
Глава 4. Исследование тепломассопереноса испаряющихся капель наножидкостей.....	71
4.1 Постановка задачи.....	71
4.2 Подготовка наножидкостей.....	72
4.3 Испарение капли наножидкости с концентрацией 2–7 wt. % в слабоподвижной среде.....	74
4.3.1 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при комнатной температуре	74
4.3.2 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при температуре 50 °С... ..	75
4.3.3 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при температуре 100 °С..... ..	77
4.4 Динамика испарения капли наножидкости с концентрацией 0,1 wt. % в слабоподвижной среде.....	78
4.4.1 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при комнатной температуре.....	78
4.4.2 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при 50 °С.....	80
4.4.3 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при 100 °С.....	81
4.5 Скорость испарения капель наножидкостей с высокой концентрацией 2–7 wt. %...83	
4.6 Скорость испарения капель наножидкостей с низкой концентрацией.....84	
4.7 Оценка теплофизических свойств наножидкости.....86	
4.8 Механизм испарения наножидкостей SiO ₂93	
Заклучение к главе 4.....	95
Заклучение	97
Список условных обозначений.....	98
Список литературы.....	100

Введение

Актуальность темы диссертации. Исследования в области испарения капель различных жидкостей проводятся десятилетиями и в настоящее время вызывают все возрастающий интерес. Это связано с важной ролью, которую этот процесс играет в многочисленных технологических приложениях, например, при капельном охлаждении поверхностей, при распыле жидких топлив, в тепло- и массообменных аппаратах и т.д. Несмотря на огромное количество исследований в данной области, остается множество нерешенных задач. Анализ имеющихся работ по исследованию скорости испарения, показал, что результаты экспериментов зачастую противоречивы и разрознены. Несмотря на значительное число работ, рассматривающих задачу испарения многокомпонентных капель, не создана единая теория испарения капель сложного состава, которая отражала бы все эффекты, полученные исследователями в экспериментах. Особое внимание уделяется исследованиям, направленным на изучение бинарных систем, представляющих собой коллоидные растворы или наножидкости.

Наножидкости интересны для современной науки, что обусловлено растущим кругом приложений, в которых такие жидкости могут быть использованы. В последнее время актуальной задачей является создание новых видов топлив для двигательных установок высокой мощности. Так, в традиционные жидкие топлива добавляют наночастицы различных материалов для улучшения их характеристик. С испарением капель наножидкостей связаны процессы окраски, нанесения покрытий, формирования рисунка на поверхности, осаждении частиц и т. д. Однако, следует отметить, что имеющиеся данные о влиянии концентрации наночастиц на эффективность испарения капель обладают крайней противоречивостью. Показана как значительная интенсификация, так и существенное уменьшение скорости испарения при добавлении наночастиц в жидкость. На сегодняшний день в мире нет исчерпывающего объяснения этим результатам, что является следствием исключительно сложной физики явлений и многофакторности изучаемого процесса.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование испарения одиночных подвешенных капель бинарного раствора этанол-вода и наножидкостей для широкого диапазона концентраций компонентов, а также скоростей и температур окружающей среды.

Задачи, поставленные в соответствии с целью работы:

1. Создать стенд для проведения экспериментов по изучению испарения капель различных жидкостей в условиях свободной и вынужденной конвекции. Выделить основные параметры, влияющие на неопределенность получаемых данных.
2. Изучить процессы тепломассообмена, сопутствующие процессу испарения капель бинарного раствора этанол-вода в широком диапазоне условий (скорость и температура окружающей среды, концентрация летучего компонента в растворе).
3. Исследовать зависимость эффективности испарения от температуры и скорости окружающей среды для капель бинарного раствора этанол-вода и наножидкости с частицами SiO_2 .
4. Оценить влияние концентраций наночастиц в жидкости и/или летучего компонента в бинарном растворе на скорость испарения подвешенных капель в различных условиях окружающей среды

Научная новизна

1. Получены новые данные о динамике испарения подвешенных капель неидеального раствора этанол-вода в широком диапазоне концентраций летучего компонента при вариации скорости потока воздуха и его температуры. Проведен параметрический анализ влияния основных факторов на тепло- и массообмен в процессе испарения капель бинарных растворов. Установлено слабое влияние начальной концентрации этанола на изменение температуры поверхности капли во времени. Показано, что скорость испарения имеет немонотонный характер в зависимости от концентраций летучего компонента в растворе.
2. Впервые получены данные о динамике испарения подвешенных капель коллоидных систем вода/наночастицы SiO_2 . Представлены зависимости скорости испарения от концентрации наночастиц при различных температурах и скоростях воздуха, обтекающего каплю. Показано, что при малых концентрациях наночастиц SiO_2 в жидкости (0,1 wt. %) испарение происходит менее интенсивно по сравнению с базовой жидкостью. В области концентраций свыше 2 wt. % обнаружено немонотонное влияние содержания наночастиц в жидкости на скорость испарения.
3. Предложен механизм испарения наножидкости с низкой концентрацией наночастиц. Уменьшение интенсивности испарения жидкости в капле обусловлено накоплением частиц вблизи поверхности. Показано, что лимитирующим фактором является диффузия наночастиц в жидкости. Данный механизм может быть использован для построения физико-математических моделей.

Научная и практическая значимость работы

Получена база экспериментальных данных о тепло- и массообмене в процессах испарения подвешенных капель неидеального раствора этанол-вода в условиях вынужденной конвекции для различных концентраций летучего компонента. Знание закономерностей тепломассообмена необходимо для прогнозирования скорости испарения капель бинарных растворов, проверки теоретических моделей, и повышения эффективности систем охлаждения, теплообменных аппаратов высокой производительности и т.п.

Впервые получены данные о скорости испарения и динамике температуры в случае подвешенной капли наножидкости в широком диапазоне концентраций наночастиц и условий окружающей среды (температуры и скорости набегающего потока). Представленные в диссертации данные могут быть использованы при разработке и оптимизации теплообменных аппаратов, при проектировании устройств, использующих капельное охлаждение и т.д. Полученные результаты важны как фундаментальная основа для развития методов осаждения наночастиц за счет испарения капель коллоидных растворов, а также могут применяться для уточнения современных математических моделей.

На защиту выносятся

1. Методика учета тепловых потерь в подвешенную каплю жидкости при проведении экспериментальных исследований, моделирующих испарение капли, обтекаемой потоком воздуха;
2. Результаты экспериментального исследования скорости испарения неидеальных растворов этанол-вода в широком диапазоне концентраций летучего компонента от 0 до 94 %;
3. Влияние концентрации летучего компонента на эффективность испарения подвешенных капель бинарного раствора этанол-вода при вариации скорости обтекания капли;
4. Влияние концентрации наночастиц в жидкости на эффективность испарения подвешенных капель коллоидных систем вода/наночастицы SiO_2 при вариации скорости обтекания капли;
5. Механизм испарения подвешенных капель наножидкостей с наночастицами SiO_2 , объясняющий уменьшение интенсивности испарения несущей фазы.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных методов диагностики температур и размеров испаряющейся капли, анализом неопределенностей измерений, проведением калибровочных и тестовых измерений. Результаты моделирования качественно описывают полученные экспериментальные данные. Выбранные экспериментальные режимы характеризуются воспроизводимостью и согласуются с результатами работ других авторов в верификационных опытах.

Личный вклад соискателя состоит в разработке новых и модификации имеющихся экспериментальных стендов, адаптации измерительного оборудования к условиям экспериментов, проведении экспериментальных исследований по тепло- и массообмену испаряющихся капель, обработке, анализе и интерпретации экспериментальных данных, а также подготовке научных докладов и публикаций. Все опытные данные, включенные в диссертацию, получены при непосредственном участии автора. Постановка задачи и основные методы исследования сформулированы руководителем диссертационной работы д.ф.–м.н. В.В. Тереховым.

Апробация работы

Материалы диссертации были представлены на следующих международных и всероссийских конференциях: Российской национальной конференции по теплообмену РНКТ (Москва, 2014, 2018); Всероссийской школе–конференции молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Новосибирск, 2014, 2016, 2020); Школе–семинаре молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева (Звенигород, 2015, Санкт–Петербург, 2017, Москва, 2019, Екатеринбург, 2021); Сибирском теплофизическом семинаре, (Новосибирск, 2015, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021); Научно–практической конференции "Энергетика–Экология–Энергосбережение" (Калуга, 2016); XV Минский международный форум по тепломассообмену (Минск, 2016); International seminar with elements of scientific school for young scientists (Новосибирск, 2016); 2nd Int. School of Young Scientists “Interfacial Phenomena and Heat Transfer” (Новосибирск, 2017); Международная конференция «Современные проблемы теплофизики и энергетики» (Москва, 2017); International Heat Transfer Conference, IHTC 16 (Beijing, China, 2018); International seminar with elements of scientific school for young scientists, ISHM–VII (Новосибирск, 2018); V Всероссийская конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, Республика Крым, 2020); SWEP Workshop 2021 (Brighton, UK (online), 2021); The Second Sino–Russian Bilateral Symposium on Nano Surface Technology and Surface Effect (Новосибирск, 2021).

Публикации

По теме диссертации опубликовано 33 работы, включая 13 статей, в том числе 12 статей – в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка сокращений и списка литературы. Работа изложена на 114 листах машинописного текста, включая 78 рисунков, библиографического списка из 176 наименований работ.

Глава 1. Современное состояние исследований тепло- и массообменных процессов при испарении капель. Обзор литературы

1.1 Процессы тепло- и массообмена при испарении капель

Исследования в области испарения капель различных жидкостей проводятся десятилетиями и в настоящее время сохраняют свою актуальность [1–8]. Это связано с важной ролью, которую этот процесс играет в многочисленных технологических приложениях, например, при спрейном охлаждении поверхностей, при распыле жидких топлив в двигателях внутреннего сгорания, в теплообменных аппаратах и т.д. [9]. Исследования в данном направлении не потеряли своей актуальности и по сегодняшний день в силу необходимости решения новых задач в энергетике, химической технологии, биологии и медицине.

Во многих практических приложениях, таких как химическая технология и энергетика, используется испарение капель в качестве эффективного метода отвода тепла от высокотемпературных поверхностей или из объема газа. Например, для поглощения энергии на существующих водоохлаждаемых реакторах используются локализирующие системы безопасности – спринклерные системы [10, 11]. Однако, решение проблем, возникающих при проектировании устройств, использующих охлаждение за счет капель, весьма трудоемко, т.к. требует решения сопряженной задачи газодинамики и тепломассопереноса в двухфазном потоке с фазовыми превращениями. Обобщение расчетных и экспериментальных данных при подобных условиях представляет сложную теплофизическую задачу. Так, для исследования течений с фазовыми переходами необходимо представлять механизмы тепло- и массообмена при испарении многокомпонентных жидкостей, в том числе неидеальных растворов.

Работы по испарению капель можно сгруппировать по методу их исследования: левитирующие и падающие [12–14], капли, испаряющиеся с твердой поверхности (сидячие) [15–19] или подвешенные на нити [20–23]. С помощью левитирующих капель исследуют тепломассоперенос на поверхности капли, однако акустическая левитация приводит к акустическому течению около поверхности капли, что может повлиять на скорость испарения. Так, в работе [13] экспериментально-теоретически исследована скорость испарения микролитовых (0,2–3 мкл) капель различных чистых жидкостей (вода, этанол, метанол, гептан, декан) в акустическом поле. Авторы дали теоретическое описание ультразвукового поля вокруг акустически левитирующей жидкой капли и его

влияние на тепломассоперенос между каплями и окружающим воздухом. Важными результатами данной работы являются форма капли, а также скорость ее испарения в зависимости от времени. Авторы показали, что в акустических левитаторах капли чистой жидкости испаряются в основном за счет конвективного эффекта акустического течения, возникающего вблизи свободной поверхности капли. Эта же группа авторов [12] экспериментально и теоретически изучала бинарные жидкости (вода-этанол и вода-метанол с массовыми концентрациями летучего компонента 25–75 %). Авторы показали, что испарение капель бинарной смеси включает две стадии, на первой из которых преобладает более летучая жидкость.

Испарение капель с твердых поверхностей является важным процессом, используемым в различных приложениях, включая охлаждение поверхностей при фазовом переходе, струйную печать, контролируемое нанесение самоорганизующихся поверхностных покрытий и многие другие [24]. Испарение капли с твердой поверхности – сложный процесс, управляемый механизмами переноса, которые включают в себя диффузию пара, охлаждение за счет испарения, сопряженную теплопередачу и конвекцию жидкости. Авторы исследуют влияние температуры поверхности [18] и угла смачивания [25] на скорость испарения различных жидкостей. Исследуются капли различных объемов как чистых жидкостей [26], так и многокомпонентных [27], включая наножидкости [28]. Множество работ посвящено зависимости ориентации поверхности [29–31], структуры и материала стенки [32] на скорость осаждения при испарении капель наножидкостей.

Изучение аэродинамики и тепломассопереноса непосредственно на движущихся в потоке каплях жидкости сопряжено с большими трудностями. Поэтому, как правило, эти процессы моделируются на подвешенных неподвижных каплях при их обдуве потоком газа. Таким методом были получены классические данные по законам тепломассообмена при испарении чистых жидкостей [8], в том числе и в высокотемпературной среде [33]. При этом, как отмечается в большом числе работ [4, 33, 34], могут возникнуть значительные погрешности измерения, обусловленные влиянием кондуктивного теплопритока через термопарный провод или специальные поддерживающие нити, а также свободную конвекцию и радиационный теплоперенос. Наличие дополнительных тепловых потоков приводит к тому, что процесс испарения становится не адиабатическим. Поэтому полученные для адиабатических условий известные критериальные соотношения для законов тепло- и массообмена [33] становятся непригодными. Авторы [35] представили экспериментальные измерения динамики испарения *n*-гептановых капель в конфигурации, ранее изученной Номура [36]. В работе [35] показано, что вертикальный

способ подвеса капли более точный, поскольку он уменьшает теплопроводность через волокно и сохраняет сферичность капли до последних стадий испарения. Время испарения, измеренное в работе [35] было намного больше, чем у авторов [36] или [37]. Эту разницу, можно объяснить тем, что в экспериментах [36] и [37] использовался подвес с меньшей теплопроводностью. Йанг и Вонг [38] провели численное исследование опыта, проведенного группой Номура [36], для оценки влияния лучистого и кондуктивного теплообмена. Обнаружено, что при отсутствии излучения и теплового потока от державки расчетная скорость испарения до 50% медленнее в зависимости от условий (давления и температуры). При этом наиболее сильное влияние кондуктивный поток оказывает в условиях низкой температуры газа.

Впервые, в работах [39, 40] было установлено, что основной причиной повышенной теплоотдачи является наличие дополнительного теплопритока к испаряющейся поверхности через поддерживающие конструкции. Дело в том, что в процессах испарения вследствие малых значений потоков пара, абсолютные значения тепловых потоков также малы, поэтому в экспериментах сложно обеспечить условия адиабатичности. Подтверждением этому служат результаты исследований [41, 42], где были приняты специальные меры по снижению тепловых потерь.

Вопрос о несоблюдении адиабатичности при испарении жидкости возник давно. В ряде экспериментальных работ [3, 43, 44] было установлено, что коэффициенты теплообмена значительно (примерно вдвое) выше, чем массоотдача. Эта проблема активно обсуждалась в литературе, и был выдвинут ряд гипотез относительно причин не подобия тепло- и массообмена, в частности, о влиянии объемного испарения микро-капель жидкости, вырывающихся с испаряющейся поверхности [43].

Температура испаряющейся поверхности при наличии тепловых потерь отличается от значения адиабатического насыщения [42, 45] а эта разница может служить мерой оценки неадиабатичности процесса испарения [40, 42]. Очевидно, что подобная картина развития тепловых процессов будет иметь место и при испарении подвешенных капель жидкости.

В настоящее время существует огромное количество работ, посвященных испарению чистых жидкостей [2, 46, 47] и исследованиям одиночной капли в потоке газа [38, 48–56]. Так, в работе [2] проведено исследование тепло- и массообмена при испарении подвешенной капли воды в потоке воздуха со скоростью 1 м/с при различных температурах 50–200 °С. Экспериментально определены коэффициенты теплообмена для одиночных подвешенных капель воды. Показано, что колебания капли (за счет обдува) и

ее несферичность не увеличивают скорость тепломассопереноса. Авторы в работе [47] исследовали скорость испарения и внутренние течения в подвешенной капле различных чистых жидкостей, таких как вода, этанол, метанол и т.п. В работе показано, что масштаб скорости внутренней циркуляции в основном определяется конвекцией Марангони, которая может быть использована при моделировании процесса испарения. В работе [48] авторы изучали скорость испарения при различных начальных температурах подвешенных капель воды, этанола, метанола и ацетона в условиях свободной и вынужденной конвекций. Авторы показали, что в течение длительного времени капля сохраняет сферическую форму, а затем по мере уменьшения ее массы за счет сил поверхностного натяжения принимает форму эллипсоида.

Большое количество работ посвящено математическому моделированию испаряющейся капли жидкости в различных условиях окружающей среды [49, 57–59]. Так, в работе [60] авторы разработали модель испарения капли, которая позволяет учитывать различия теплофизических свойств, отличие числа Льюиса от единицы, влияние Стефановского потока на тепло- и массоперенос между каплей и газом, влияния внутренней циркуляции и нестационарного нагрева жидкости. Также была сформулирована упрощенная одномерная модель эффективной теплопроводности, описывающая нестационарный процесс нагрева жидкости с внутренней циркуляцией. В работе [61] рассматривается диффузионная модель процесса испарения одиночной капли, которая учитывает понижение температуры капли, упругость пара вблизи поверхности капли при различных коэффициентах конденсации и поверхностного натяжения. Авторы получили общие аналитические выражения для времени полного испарения капли в зависимости от ее начального размера. Также, было найдено точное решение задачи испарения капли в широкой окрестности точки росы и в ходе исследования были получены выражения для интегрального времени жизни капли, которые можно измерить и в эксперименте. В работе [62] авторами рассматривалась модель, которая описывает процесс испарения спрея в поперечном потоке. Были сравнены корреляции, используемые для испарения одиночной капли как неподвижной, так и движущейся в конвективном потоке. Сравнения расчетных результатов показали, что различные соотношения для определения числа Нуссельта и числа Шервуда накладывают существенное влияние на время жизни капли. В работе [57] проведен анализ математических моделей, описывающих процесс испарения капель жидкостей. Показаны основные достижения в данном направлении исследования и определены основные факторы, которые необходимо учитывать при моделировании задачи испарения.

В настоящее время имеется значительное число работ, рассматривающих задачу испарения многокомпонентных капель [7, 53, 54, 57, 63–65]. В основном исследования посвящены испарению и горению капель различных топлив [66–69]. Так авторы исследовали влияние различных компонент на скорость испарения и горения капель [66]. При этом не создана единая теория испарения капель сложного состава, которая отражала бы все эффекты, полученные исследователями в экспериментах.

Анализ имеющихся работ по исследованию процессов тепло- и массообмена при испарении капель [10, 38, 56, 57, 61, 62, 70, 48–55], показал, что результаты экспериментов зачастую противоречивы и разрознены. Динамика испарения двухкомпонентных капель как правило описывается зависимостями, установленными эмпирическим путем. Во многом это обусловлено тем, что исследование скорости испарения является достаточно сложной задачей, включающей в себя необходимость решения сопряженной задачи газодинамики и тепломассопереноса, как в газовой, так и в жидкой фазах.

1.2 Испарение капель водно-спиртового раствора

Испарение капель водно-спиртового раствора представляет научный интерес и имеет широкое практическое применение [71–76]. Этот класс жидкостей является весьма перспективным, поскольку может применяться как многокомпонентное жидкое биотопливо [77]. Поскольку для эффективного сгорания с низким содержанием загрязняющих веществ также требуется сбалансированная газовая смесь топлива и окислителя, необходимо полное понимание процессов испарения капель, чтобы обеспечить дальнейшую оптимизацию двигателя [78]. Несмотря на широкий спектр приложений, полное понимание процесса испарения капель еще не достигнуто, и оптимальные режимы процессов тепломассопереноса часто определяются эмпирическим путем. Большинство экспериментальных работ в этой области связано с испарением сидячих капель на подложках. В настоящее время влияние концентрации летучего компонента [76, 79–83], условий окружающей среды [74, 75, 84] и теплопроводности подложек [85, 86] на изменение размера, углов смачивания и диаметра контактного пятна испаряющейся капельки детально изучены.

Группа авторов [71] проводила сопоставление скорости и температуры испарения для подвешенных капель и сидячих на поверхности. Было показано, что для капель раствора этанол-вода зависимости квадрата безразмерного диаметра от времени имеют нелинейный характер. Кроме того, полученные данные свидетельствуют о том, что

подвешенные водно-спиртовые капли испаряются медленнее, чем сидячие при тех же условиях окружающей среды. Время испарения уменьшается как для сидячих, так и для подвешенных капель с увеличением концентрации этанола. Вместе с испарением летучего компонента важно учитывать конденсацию водяного пара из воздуха [87]. В работе [50] авторы экспериментально и теоретически исследовали испарение одиночной капли спирта (этанола и метанола) в воздухе с различной степенью влажности. Результаты показали, что испарение летучего спирта сопровождается одновременно конденсацией водяного пара на поверхности капель и последующей диффузией внутри капли.

Процесс испарения водно-спиртовых капель не может быть описан без учета взаимовлияния входящих в нее компонентов. Так, с помощью численного моделирования испарения одиночной капли бинарного состава [88] было показано, что градиент концентрации одного компонента может изменяться за счет увеличения градиента концентрации другого, ввиду увеличения вклада потока Стефана в суммарный массовый поток на поверхности капли. Однако, эта модель была подвергнута критике [89].

В настоящее время существует большое число моделей, описывающих процессы тепломассопереноса при испарении капель многокомпонентного состава [49, 50, 55, 56, 88, 89]. Основы их были заложены в работах Сполдинга [90], Сириньяно [60,91], Сажина [57] и др. Главным образом эти работы были продиктованы необходимостью создания надежных методов расчета испарения и горения капель в спреях многокомпонентных топлив. Скорость испарения существенно зависит от температуры [53] и влажности среды вокруг капли [70], а также состава среды, в которую происходит испарение жидкости [51, 52]. В работе [62] было обнаружено, что условия окружающей среды и градиенты концентрации влекут изменения в физико-химических свойствах жидкости во время испарения. Эффективность процесса испарения сильно зависит также от скорости обтекания капли газовым потоком. Как было показано в работе [48], динамика испаряющейся капли многокомпонентной смеси может отличаться от классического закона испарения d^2 и при преобладании конвективного переноса реализуется закон изменения диаметра капли $d^{1,5}$.

Анализ проведенных в этом направлении исследований показывает, что единого подхода к решению столь сложной многофакторной задачи в настоящее время не существует, а используемые модели либо весьма ограничены по диапазонам параметров, либо предполагают существенные допущения и упрощения задачи. Большинство имеющихся моделей используют диффузионное приближение, хотя для мелких капель

такое представление может приводить к существенным ошибкам [3, 92] и для данных условий лучшее совпадение с экспериментом дает использование кинетического подхода.

Экспериментальные исследования испарения многокомпонентных капель или бинарных растворов весьма ограничены [12–14, 54, 78, 93]. Кроме известных трудностей измерения скорости испарения чистых жидкостей, связанных с влиянием свободной конвекции и радиационного теплопереноса [3], а также кондуктивного теплопритока от поддерживающей каплю нити [38], важное значение для многокомпонентных растворов имеет определение изменения концентраций компонентов внутри капли и на ее поверхности по времени. В последнее время предложены различные экспериментальные методики измерения концентраций компонентов бинарной смеси [94, 95], однако точность этих методов остается еще не очень высокой. Знание особенностей тепломассообмена одиночных капель бинарных и многокомпонентных растворов является необходимым при численном и экспериментальном исследованиях газокapельных струй и спреев [96, 97].

1.3 Испарение капель наножидкостей

Заметное внимание уделяется исследованию испаряющихся капель наножидкостей [29, 98–102]. Хорошо известно, что добавление наночастиц в лакокрасочные изделия улучшают их свойства. Также за счет испарения можно переносить наночастицы на поверхность, тем самым формировать рисунок. Стоит отметить, что за счет изменения концентрации нелетучего компонента (наночастиц) можно контролировать процесс осаждения [103]. В этих вопросах крайне важно контролировать динамику испарения. Еще большее внимание уделяется созданию новых видов топлива для двигательных установок высокой мощности. В традиционные жидкие топлива добавляют наночастицы различных материалов для улучшения их характеристик. Наножидкости могут применяться в качестве эффективных теплоносителей во многих системах тепловой энергетики для повышения термического КПД системы [104].

Известно, что наличие нано- или микродисперсной фазы в жидкости влияет на ее теплофизические свойства, такие как теплопроводность, теплоемкость, вязкость и т.д. [105]. Наиболее сильные эффекты наночастицы могут оказывать в двухфазных газожидкостных системах и, особенно, при наличии фазовых превращений [106]. В этом случае наночастицы, находящиеся на межфазной границе, оказывают существенное влияние на поверхностные силы. В результате сильно изменяется величина критических

тепловых потоков и скорости парообразования при испарении наножидкостей по сравнению с чистыми жидкостями. Об этом свидетельствуют имеющиеся в литературе опытные данные [107–109].

Стоит отметить, что имеющиеся данные о влиянии наночастиц на эффективность испарения капель обладают крайней противоречивостью. Исследователи наблюдают как значительную интенсификацию испарения [110], так и существенное торможение процесса [111]. А в ряде работ отмечается отсутствие влияния добавки наночастиц к базовой жидкости на скорость испарения [100, 112], либо это влияние весьма слабое [102, 113]. В настоящее время достаточно сложно дать исчерпывающие объяснения этим результатам, что является следствием исключительно сложной физики явлений и многофакторности изучаемого процесса. В свою очередь, прямое экспериментальное наблюдение за кинетикой движения наночастиц затруднено или невозможно. Воздействующими параметрами на процесс испарения являются состав базовой жидкости, материал, размер, форма и концентрация наночастиц, геометрия капель и их поверхностное натяжение; условия окружающей среды (скорость, температура и относительная влажность окружающего потока); особенности лучистого теплопереноса при наличии наночастиц в жидкой фазе и многое другое.

Существует большое количество работ по исследованию испаряющихся капель наножидкостей с различных твердых поверхностей [28, 99, 103, 108, 110, 114–116]. Гораздо меньше работ по подвешенным каплям [102, 112], несмотря на актуальность исследований в данной области. Из проанализированных работ следует, что испарение капель наножидкости, как правило, отклоняется от линейного закона d^2 [98, 117, 118] справедливого для испарения капель чистых жидкостей. Авторы объясняют этот эффект повышением концентрации наночастиц на поверхности капли, в следствии чего происходит уменьшение эффективной площади жидкости для испарения. Авторы отмечают, что при повышении температуры окружающей среды скорость испарения хорошо согласуется с законом d^2 . Однако с увеличением концентрации наночастиц скорость испарения замедляется [98]. В других работах показано, что некоторые типы наночастицы способны замедлять скорость испарения, а некоторые наоборот увеличивать [113, 119]. Авторы [111] показали, что замедление скорости испарения за счет наночастиц, находящихся на поверхности, зависит от условий окружающей среды. Это указывает на оптимальную начальную концентрацию наночастиц в базовой жидкости для определенных условий испарения капли. Начальная концентрация и внешние условия

испарения влияют на эволюцию размера капли наножидкости, скорость испарения перед образованием осадка [5, 115].

Отметим, что имеющиеся в литературе немногочисленные данные о влиянии скрытой теплоты испарения сильно отличаются между собой. Возможно, это обусловлено большим числом факторов, влияющих на свойства наножидкостей. Основными из них являются размер частиц и их форма, способность к коагуляции, концентрация наночастиц в растворе, технология изготовления наночастиц и еще целый спектр факторов. Наиболее исследованным коллоидным раствором является наножидкость с частицами Al_2O_3 . Что касается наножидкости с наночастицами двуокиси кремния SiO_2 , то данных по ней значительно меньше, и они являются во многом противоречивыми. Изменение теплоты испарения, по имеющимся в литературе данным, может быть существенным [101, 113, 120–127]. Однако, данная проблема начала рассматриваться исследователями недавно. Причем различные частицы могут приводить к противоположному эффекту. По данным работы [128] частицы графита (1 vol. %, 80 нм) приводят к более чем полуторному увеличению скрытой теплоты парообразования, а частицы серебра (1 vol. %, 25–35 нм) к такому же снижению по сравнению с чистой водой. Добавление 3 wt. % наночастиц Ag и Fe в воду приводит к снижению теплоты парообразования на 25% и 17% соответственно. Однако добавление частиц Al такой же массовой концентрации приводит к небольшому увеличению скрытой теплоты парообразования [128]. Авторы [127] показали изменение теплоты парообразования вплоть до $\pm 30\%$ в зависимости от типа наночастиц в жидкости. В работах [124, 125] сообщается, что добавление наночастиц может как увеличивать так и снижать скрытую теплоту парообразования. Снижение скрытой теплоты парообразования на 21,96% авторы [126] наблюдали для наножидкостей с частицами SiO_2 (5 ~ 15 нм) на основе дистиллированной воды. Эксперименты для наножидкостей с наночастицами Al_2O_3 (13 нм, 20 нм, 80 нм) и TiO_2 (21 нм) [101] показали общую тенденцию к повышению скрытой теплоты испарения примерно на 10% по сравнению с чистой водой при росте концентрации до 1% по объему. Подобная картина наблюдается и для давления насыщения, однако при малых содержаниях наночастиц давление насыщения слабо отличается от чистой жидкости. Теплота испарения наножидкостей также незначительно отличается от воды для малых концентраций (0,01%). О сложном характере изменения теплоты фазового перехода говорится и в работе [120]. Авторы [120] показали, что при небольших температурах для наножидкостей с наночастицами Al (0,05–3 vol. %, 50 – 75 нм), Ag (0,05–3 vol. %, 30 – 65 нм), Ni (0,05–3 vol. %, 25 – 65 нм) не наблюдается сильного изменения в скрытой теплоте парообразования по сравнению с чистой водой. Результаты исследования [124] показывают, что добавление наночастиц в воду может увеличивать

или уменьшать скрытую теплоту в зависимости от типа и концентрации наночастиц. Максимальное увеличение скрытой теплоты на 48,7% достигается добавлением 0,3 vol. % наночастиц TiO_2 (15–40 нм). При любой температуре и концентрации, наночастицы Ni (25–65 нм) уменьшают теплоту испарения не более чем на 5%. Добавление наночастиц Au (45–85 нм) 0,3 vol. % в среднем увеличивает теплоту испарения на 7%. Однако при испарении в высокотемпературной среде (150 °C) это значение возрастает до 28,8%. При более низких температурах насыщения (до 120 °C) увеличение скрытой теплоты испарения по сравнению с чистой водой было в пределах 5%. В статье [121] рассматривался численный метод, основанный на моделировании молекулярной динамики (МД) для оценки скрытой теплоты парообразования наножидкостей. Показано, что добавление наночастиц Al_2O_3 увеличивает скрытую теплоту на 14 %. Однако при концентрациях до 1 vol. % увеличение скрытой теплоты испарения не превышает 5 % по сравнению с чистой водой. Результаты исследования [126] показали, что скрытая теплота наножидкостей с наночастицами Al_2O_3 (13 и 50 нм), SiO_2 (5 ~ 15 и 10 ~ 20 нм), и TiO_2 (21 нм) уменьшается с увеличением объемных концентраций (0.05, 0.1, 0.15, 0.2 and 0.25 vol.%). Наибольшее снижение теплоты испарения на 21,96% наблюдалось в наножидкостях SiO_2 (5 ~ 15 нм), тогда как наножидкости с наночастицами TiO_2 снижают теплоту испарения на 12,38% при объемной концентрации 0,25 %. В работе [113] показано, что теплота испарения зависит от скорости испарения капли и от изменения концентрации наночастиц в жидкости. Наночастицы Fe_2O_3 (20–40 нм) и Ag (20–35 нм) с добавлением поверхностно-активного вещества PVP (Polyvinylpyrrolidone) замедляют испарение и увеличивают теплоту парообразования. Авторы [122] показали, что графитовая наножидкость (0.1 vol.%, 30 нм) демонстрирует повышение теплоты испарения, а серебряная наножидкость (0.1 vol.%, 20 нм размер частиц) показывает снижение теплоты испарения по сравнению с чистой водой [123]. Результаты [127] также показывают, что скрытая теплота в графитовой наножидкости может быть существенно увеличена, в то время как скрытая теплота в серебряной наножидкости может быть существенно уменьшена. Таким образом, зачастую относительно низкие концентрации наночастиц слабо влияют на теплоту испарения.

Несмотря на большое количество работ по испарению капель наножидкостей, систематических экспериментальных данных по данной тематике в настоящий момент недостаточно. Накопленного исследовательского материала не хватает для ответов на существующие вопросы и устранения противоречий. Поэтому необходимы экспериментальные исследования в широком диапазоне параметров, таких как концентрация наночастиц, тип наночастиц, форма и размер.

Заключение к главе 1

Процессы испарения капель исследовались не одно десятилетие, первые работы появились еще в конце XIX века. Однако, наибольшее развитие наука о теплообмене (ТО) капель получила в середине прошлого столетия. Исследования тепло- и массообмена (ТМО) при испарении капель не потеряли актуальности и в настоящее время и данному вопросу уделяется немало исследований по всему миру. Испарение капель различных жидкостей является весьма актуальным научным направлением поскольку может применяться для формирования твердых покрытий, создания перспективных топливных систем, биотоплива, в фармакологии и медицине, в теплообменных аппаратах, как способ охлаждения поверхностей, в химической и пищевой промышленности и т.д.

Несмотря на огромное количество работ в данной области, в имеющихся данных отсутствуют систематические исследования в широком диапазоне параметров, а также есть противоречия и некоторая разрозненность. Стоит отметить, недостаточность данных по водно-спиртовым растворам, и отсутствие единого подхода к описанию процессов испарения наножидкостей. Проведенный обзор литературы по тематике исследования показал, что существует множество расчетных моделей [49, 63, 66, 68, 129, 130], но в большинстве используются те или иные допущения, поскольку теплообмен при испарении капель жидкостей представляет собой сложное явление, связанное с одновременным переносом теплоты и массы вещества и изменением фазового состояния. Для уточнения математических моделей также необходима база экспериментальных данных.

Глава 2. Экспериментальная установка и методы исследования

2.1 Постановка задачи

Существует несколько способов экспериментального моделирования процесса испарения движущейся капли жидкости: падающие капли, левитирующие или подвешенные на нити. Первые два способа весьма сложны в реализации и требуют создания уникальных экспериментальных стендов [131]. Метод подвешивания капли гораздо проще, и многие исследователи во всем мире используют именно такой подход [7,8]. Однако, и такой способ имеет ряд факторов, которые приводят к неадиабатичным условиям. К таковым можно отнести влияния кондуктивного теплового потока в каплю за счет ее подвеса и лучистого теплообмена. Стоит отметить, что при проведении экспериментов по подвешенным каплям необходимо учитывать следующие параметры: влияние состава жидкости, концентрации летучего компонента или наночастиц, тип и материал подвеса капли, режимы испарения (влажность, скорость и температура среды вокруг капли).

Учитывая все вышеописанные сложности и нюансы был создан экспериментальный стенд, представленный в разделе 2.2. Установка позволяет проводить эксперименты по изучению испарения подвешенной капли в потоке воздуха, при этом варьируя скорость и температуру набегающего потока, контролируя влажность за счет закрытого короба.

2.2 Описание экспериментального стенда

Экспериментальное исследование тепло- и массообмена испаряющейся подвешенной капли жидкости проводилось на стенде, схематично изображенном на Рисунке 2.1. Данная установка позволяет проводить эксперименты, как в неподвижной среде, так и при обтекании капли потоком газа в диапазоне скоростей потока $U_0 = 0,1\text{--}3 \pm 0,05$ м/с. В экспериментах капля фиксируется на держателе, который представляет собой перекрестие из нитей толщиной 100 мкм. Материал подвеса обладает достаточно низкой теплопроводностью $\lambda \approx 0,15$ Вт/мК [132] и высокой теплостойкостью, позволяя проводить эксперименты в широком диапазоне температур. Выбор такого способа подвеса обусловлен тем, что державка из перекрещенных тонких нитей практически не подводит избыточное тепло к капле [34]. При этом капля имеет сферическую форму и не теряет ее в

процессе испарения. Так же при таком способе подвеса капля меньше подвержена вибрации под действием обдувающего потока [38].

Для создания низкотурбулентного течения в области подвешивания капли, в конструкции установлена система стабилизации потока. Поток газа поступает из баллона со сжатым воздухом в нагревательный участок диаметром 150 мм, выполненный в виде цилиндрического канала, затем проходит через сужающийся канал с диаметром 60 мм. Входная скорость потока регулируется редуктором. Для уменьшения возмущений в потоке газ проходит через систему из двух хонейкомбов с шагами сетки 0.5 мм и 0.2 мм, расположенных на расстоянии 380 мм друг от друга. На выходе из рабочего участка установлен конфузор с выходным диаметром 12 мм и степенью поджатия потока $n \approx 17$, окончательно выравнивающий поток. Расстояние между конфузуром и держателем капли составляет 20 мм.

Нагревательный участок протяженностью 480 мм позволяет изменять температуру потока T_{0g} в диапазоне от комнатной температуры (~ 20 °C) до 200 °C с неопределенностью ± 0.2 °C. Выделяемая мощность нихромового нагревателя задается тиристорным регулятором мощности с неопределенностью 0.5%. Температура потока регулируется через заданный уровень опорного напряжения на тиристорном регуляторе мощности. Ее регистрация осуществляется двумя платиновыми термометрами сопротивления, установленными в верхней и нижней частях рабочего участка. Перед началом эксперимента в области подвешивания капли температура окружающей среды измеряется термопарой. Неопределенность измерения температуры датчиков составляет 1.5 %.

Скорость воздушного потока температурой измеряется анемометром KIMO instruments VT110 на выходе из конфузора, а также ротаметром, установленным перед нагревателем. В режимах, когда значение температуры потока $T_{0g} \geq 50$ °C превышает допустимую температуру нормальной работы анемометра, скорость потока контролируется только ротаметром, в показаниях которого учитывается изменение физических параметров воздуха от температуры. Анемометр и ротаметр в диапазоне измерения скорости 0,1–3 м/с имеют неопределенность ± 3 %. Для определения относительной влажности воздуха ϕ в области подвешивания капли на стенде использовался зонд гигрометра (model 872) с неопределенностью измерения $\pm 4\%$.

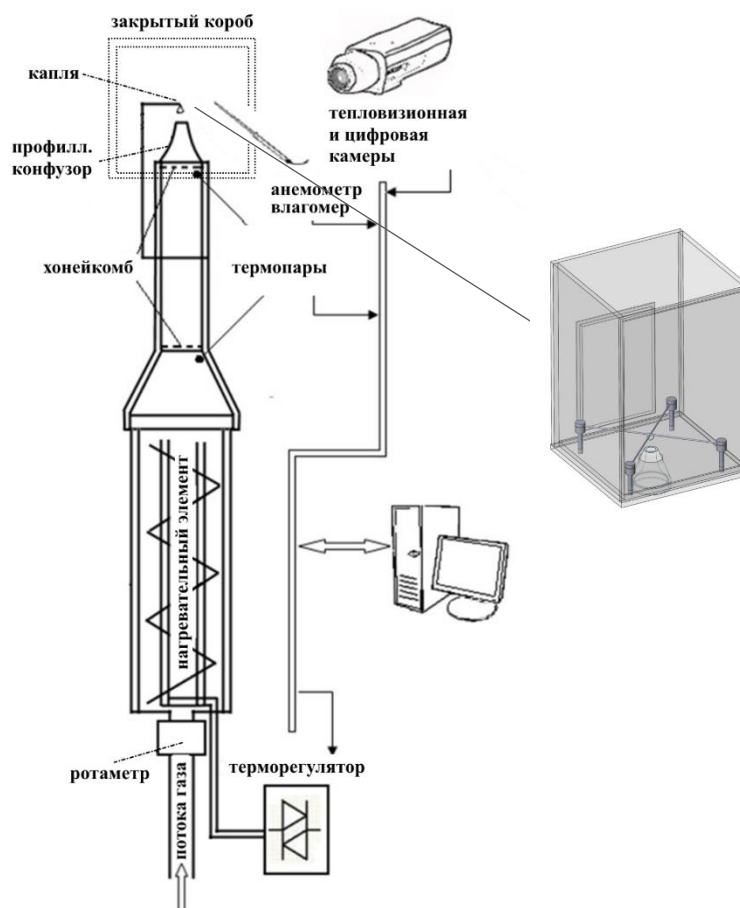


Рисунок 2.1. Схема экспериментальной установки. Основные блоки – аэродинамическая труба с подогревом и выравниванием потока, система подвеса капель, измерительный блок, система сбора и обработки экспериментальных данных.

Хорошо известно, что влажность окружающей среды может очень сильно влиять на скорость испарения [115]. Поэтому для создания равномерных и стабильных условий окружающей среды, эксперименты проводились в закрытом коробе (Рисунок 2.1). Визуализация потока на выходе из сопла представлена на Рисунке 2.2.

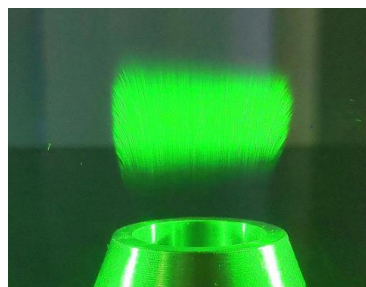


Рисунок 2.2. Поток газа на выходе из сопла.

2.3 Методика проведения эксперимента

Динамика размера капли в процессе испарения фиксировалась цифровым микроскопом DigiScopeIIv3. Полученные данные с микроскопа обрабатывались с помощью программы ImageJ (Рисунок 2.3). Оптическая камера позволяет делать серию снимков с различным интервалом. Так, для случая интенсивного испарения интервал задавался 5 с, для свободно-конвективного режима этот интервал был увеличен до 20 с. Как видно из Рисунка 2.3 со временем капля принимает эллиптическую форму, такое поведение свойственно всем исследуемым жидкостям. Данное явление обусловлено тем, что площадь контакта капли с державкой увеличивается, поскольку силы поверхностного натяжения начинают превалировать над гравитационными. В виду того, что в процессе испарения форма капли теряет сферичность, эффективный диаметр капли d определялся из объема эллипсоида, определенного по диаметрам осей эллипса:

$$d = (a^2 \cdot b)^{1/3}, \quad (2.1)$$

где a и b – длины осей эллипсоида. Измерения проводились до размера капли $d < 0.3 \cdot d_0$. Изменение диаметра капли по времени аппроксимировалось кубическим полиномом, в результате чего определялись массовый и тепловой потоки на поверхности капли за счет фазового перехода:

$$j_w = -\left(\frac{\rho_l}{2}\right) \cdot \left(\frac{dd}{dt}\right), \quad (2.2)$$

$$q_j = j_w \cdot L, \quad (2.3)$$

где ρ_l – плотность жидкости капли, а L – скрытая теплота парообразования. Значения j_w и q_j использовались в дальнейшем для определения коэффициентов тепло- и массообмена. Точность измерения размера капель составляла $\sim 0,05$ мм.



Рисунок 2.3. Динамика испарения капли воды.

Регистрация размеров выполнялась синхронно по времени с измерением температуры поверхности капли. Для определения динамики температуры капли использовалась тепловизионная камера NEC TH7102IR (длина волны $\varepsilon = 8\text{--}14$ мкм) с макрообъективом TH 71–377. Тепловизионная камера устанавливалась от исследуемого объекта на фокусном расстоянии 6 см [133], [134], [3]. В работе [133] авторы описали спектральную зависимость средней глубины проникновения инфракрасного излучения в воду в диапазоне длин волн 8–14 мкм. Эта величина (не более 9 мкм) определяет максимальную толщину приповерхностной области капли, в которой измерялась температура. Температура поверхности капли определялась усреднением данных по области вблизи центральной части теплового изображения капли (см. Рисунок 2.4). Полученные данные обрабатывались программным обеспечением ThermoTracer. Приборная точность измерения температуры в низкотемпературном диапазоне до 120 °С составляет 0,08 °С. Неопределенность измерений – 0,3 °С. В процессе обработки данных учитывался коэффициент черноты исследуемого вещества, который брался из справочных данных [132].

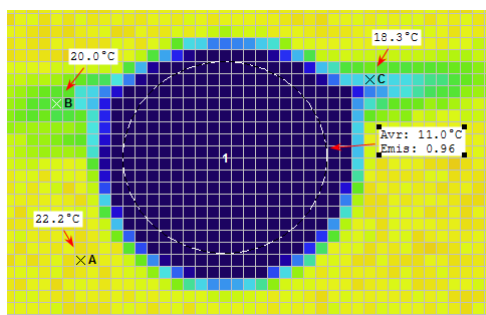


Рисунок 2.4. Тепловизионное изображение капли воды.

2.4 Неопределенности измерений

Неопределенность измерения размера капли: $\delta_m = 0,05$ мм. Разрешение снимков 1600×1200 px. Разрешение матрицы камеры 2 Мрх. Размер каждого пикселя 0,01 мм. Погрешность захвата изображения составляет: $\delta_c = 0,005$ мм. Следовательно, неопределенность измерения размера капли: $\delta_d = \sqrt{(\delta_m)^2 + (\delta_c)^2}$; $\delta_d = 0,05$ мм.

Неопределенность измерения температуры капли: $\delta_m = 0,3$ °С. Приборная точность измерения температуры поверхности капли – $\delta_c = 0,08$ °С. Следовательно, неопределенность измерения температуры капли: $\delta_T = \sqrt{(\delta_m)^2 + (\delta_c)^2}$; $\delta_T = 0,3$ °С.

Для определения конечной неопределенности используем формулу (2.4), которая включает погрешности всех параметров [135], способных повлиять на результат определения диаметра капли D : скорость (U), температура (T) влажность (ϕ) воздушного потока и диаметр (d), полученный обработкой цифровой фотографии.

$$\frac{\delta D}{D} = \sqrt{\left(\frac{\delta U}{U}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\delta \phi}{\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta d}{d}\right)^2}, \quad (2.4)$$

По правилу пренебрежения малыми составляющими при суммировании погрешности величин U , T , ϕ можно отбросить. Так как суммирование под корнем производится над квадратами этих величин, то их вклад в общую погрешность невелик. Следовательно, погрешность определения диаметра испаряющейся капли равна погрешности определения диаметра (0,05 мм), а погрешность температуры поверхности капли – погрешности обработки тепловизионного изображения (0,3 °C).

2.5 Экспериментальное измерение динамики испарения капель

2.5.1 Сопоставление с другими авторами

На первом этапе исследовались чистые жидкости (вода и ацетон) в различных условиях окружающей среды. Такие опыты необходимы для тарировки экспериментальной методики и сопоставления с другими авторами. Полученные данные об изменении размера капель ацетона и воды от времени, представленные на Рисунке 2.5, хорошо согласуются с результатами работы [48].

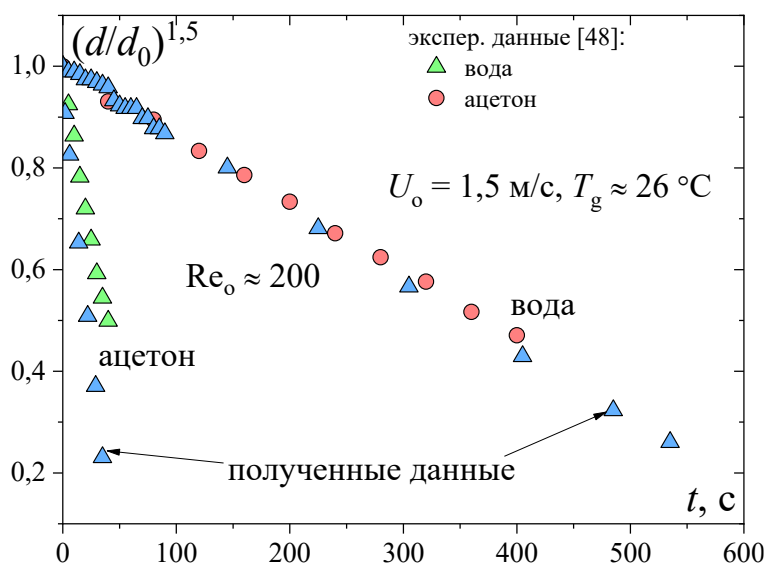


Рисунок 2.5. Сопоставление динамики испарения капли воды и ацетона с экспериментальными данными [48].

2.5.2 Влияние числа Рейнольдса на скорость испарения

На следующем этапе исследований проводились опыты о влиянии различных скоростей набегающего потока на испарение капель чистой воды. Значение относительной скорости обтекания капли в этой серии экспериментов изменялась в диапазоне $U_0 = 1\text{--}3$ м/с, что соответствовало числам Рейнольдса, рассчитанным по относительной межфазной скорости и начальному диаметру капли $Re = 100\text{--}400$. На Рисунке 2.6 представлено изменение размера капли воды в процессе ее испарения при различных скоростях набегающего потока с температурой $T_{0g} = 26$ °С. Можно видеть некоторое отличие опытных точек друг от друга, обусловленное разными скоростями обдува и начальными размерами капли d_0 .

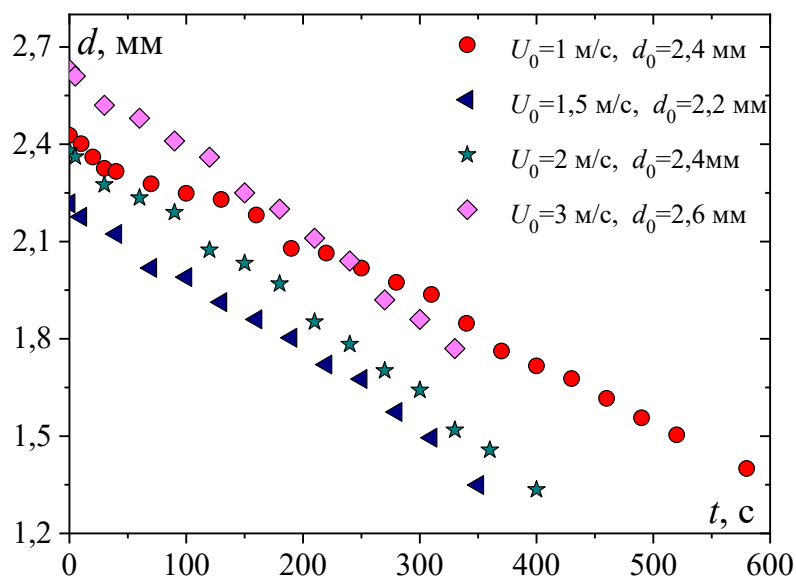


Рисунок 2.6. Изменение размера испаряющейся капли воды со временем.

Для капель, подвешенных в подвижной среде, результаты измерений принято обобщать с использованием закона $(d/d_0)^{1,5}$ [56]. Опытные данные, обработанные в таком представлении, демонстрируются на Рисунке 2.7. Отметим линейный характер изменения данных для воды в условиях высокой скорости набегающего потока ($U_0 \geq 1,5$ м/с). Для капли воды, обтекаемой потоком газа со скоростью $U_0 = 1$ м/с, наблюдается некоторое отличие от этой зависимости.

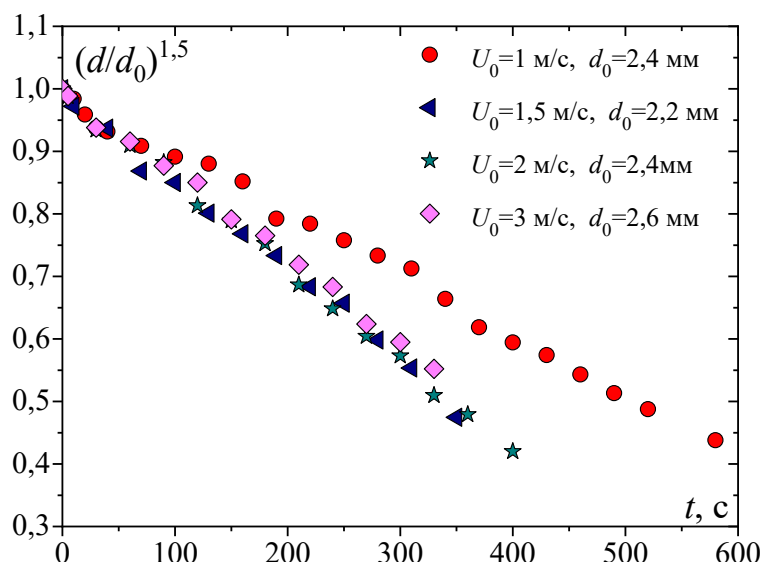


Рисунок 2.7. Динамика испарения каплей воды при различных скоростях обдува.

На Рисунке 2.8 представлено изменение температуры поверхности T_s капли воды в процессе испарения при разных скоростях набегающего потока. Здесь можно наблюдать резкое снижение температуры поверхности капли на начальном этапе испарения до температуры близкой к температуре адиабатического насыщения. При этом величина скорости обтекания практически не влияет на динамику температуры поверхности. В то же время следует отметить, что начальный размер капли, оказывает сильное влияние на интенсивность испарения (Рисунок 2.6).

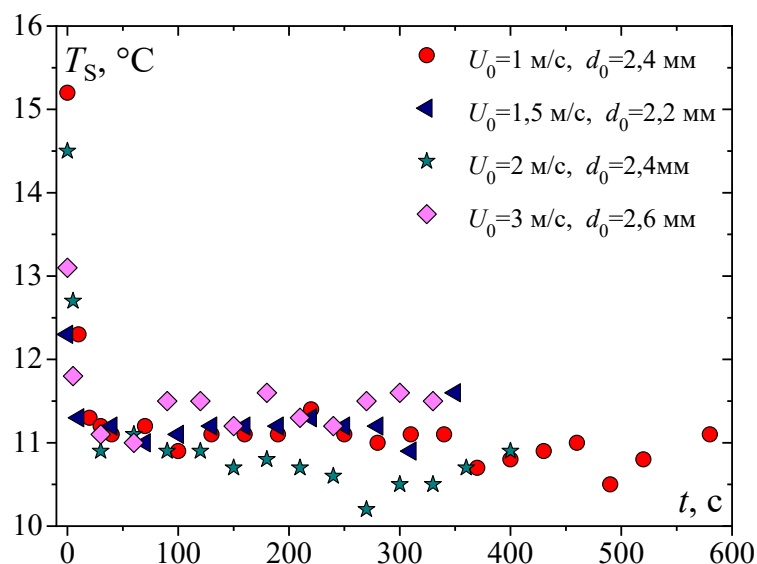


Рисунок 2.8. Изменение температуры поверхности капли воды со временем.

Обобщение экспериментальных данных в критериальном виде представлено на Рисунке 2.9. Использовался подход, предложенный в работе [48], где в качестве

определяющего параметра принимался комплекс Ko , величина которого определялась следующим образом:

$$Ko = Re^{0,5} \cdot \frac{Fo}{Ku} \cdot \frac{c_{pl} \cdot \nu_g}{c_{pg} \cdot \nu_l}, \quad (2.5)$$

здесь c_{pl} и c_{pg} – удельная теплоемкость жидкости и газа, а ν_g и ν_l – кинематическая вязкость газа и жидкости соответственно, Re – число Рейнольдса.

Число Фурье Fo :

$$Fo = t \cdot \frac{a}{d_0^2}, \quad (2.6)$$

где t – это время, a – коэффициент температуропроводности.

В формуле (2.5) параметр Ku – критерий Кутателадзе, рассчитанный как:

$$Ku = \frac{L}{c_{pl} \cdot (T_g - T_s)}, \quad (2.7)$$

где c_{pl} – удельная теплоемкость жидкости. Как видно из Рисунка 2.9 опытные данные в такой обработке хорошо обобщаются между собой и совпадают с результатами экспериментов [48]. Изменение $(d/d_0)^{1,5}$ от параметра Ko носит линейный характер, что и предсказывает элементарная теория испарения капель чистых жидкостей в конвективном потоке [8].

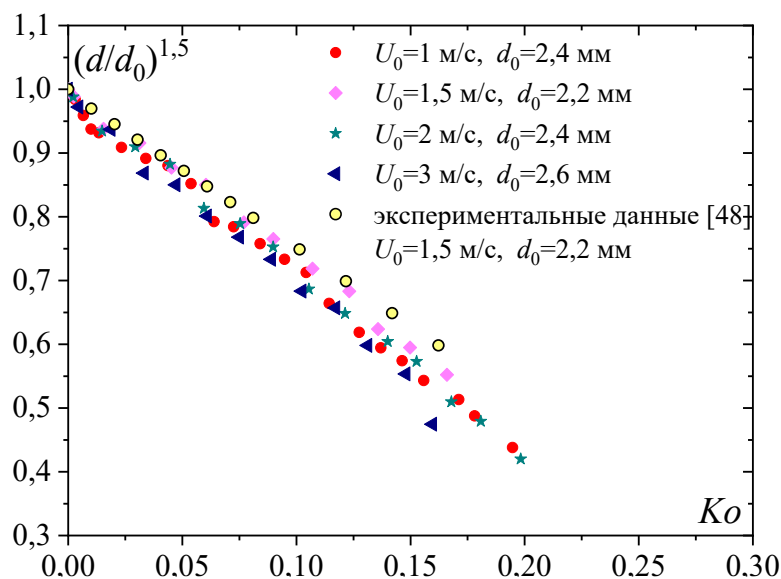


Рисунок 2.9. Динамика испарения капель воды в зависимости от коэффициента Ko .

При испарении многокомпонентных капель использование комплекса (2.5) для обобщения опытных данных затруднительно из-за отсутствия данных по компонентному составу капель, который изменяется в процессе испарения. Для обобщения полученных экспериментальных данных, как правило, используется выражение для изменения размера капли, полученного из диффузионной теории испарения [48]:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{1,5} = 1 - K \cdot \frac{t}{d_0^2}, \quad (2.8)$$

Значение параметра K , характеризующего скорость испарения капли в зависимости от исходных условий экспериментов, определялось как угол наклона опытных точек на Рисунке 2.10, а.

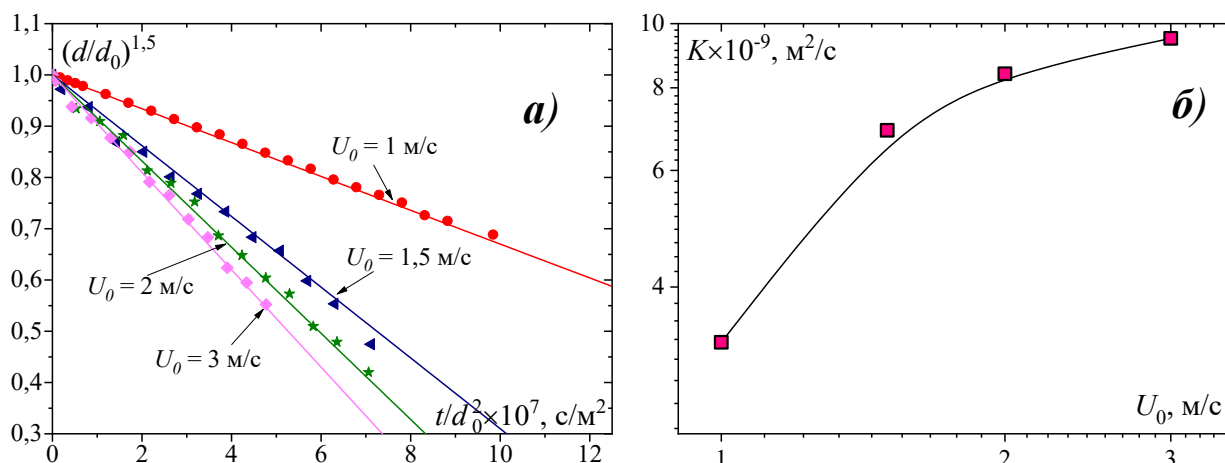


Рисунок 2.10. Влияние скорости набегающего потока на процесс испарения капель воды. а) определение параметра K из динамики испарения; б) параметр K для разных скоростей набегающего потока.

Проведя обобщение экспериментальных данных, можно заметить, что с увеличением скорости набегающего потока скорость испарения также растет, однако изменение параметра K является не линейным и с увеличением значения скорости темп его прироста заметно понижается (Рисунок 2.10, б). Этот вывод особенно важен при инженерных оценках скорости испарения капель, а также свидетельствует о необходимости учета начального размера испаряющихся капель. Стоит отметить, что при испарении растворов этанол-вода, число факторов, влияющих на скорость испарения, возрастает, что осложняет проведение обобщения данных и проведения расчетных исследований.

2.6 Описание математической модели

Точный прогноз нагрева и испарения капли — это ключевой компонент в исследованиях моделирования спрея при впрыске жидких топлив, пожаротушении, многих других инженерных приложений и экологических явлений. В этих случаях, должно быть, рассмотрено очень большое количество капель. Однако, требуется упрощенное моделирование переноса массы и энергии в газовой и в жидкой фазах. Для

одиной капли, моделирование газовой фазы основано на аналитических решениях уравнений сохранения массы и энергии пара [60]. Эти решения получены при условии сферической симметрии и дают явные выражения для скорости испарения капли. На Рисунке 2.11 схематично продемонстрирован баланс вещества и энергии на поверхности капли в процессе ее испарения.

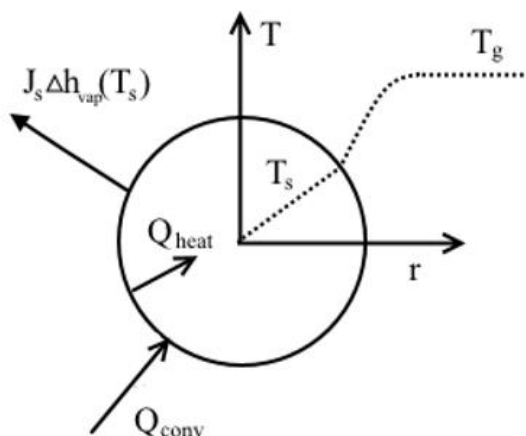


Рисунок 2.11. Баланс вещества и энергии на поверхности капли.

Математическая модель базируется на подходе, предложенном Абрамзоном и Сириньяно [60]:

- Принимается сферическая симметрия, так, что задача является одномерной
- Изменение поверхностного натяжения на поверхности капли из-за изменений температуры поверхности не велико.
- Влияние лучистого теплообмена пренебрежимо мало.
- Предполагается, что газ идеальный.
- Фазовое равновесие устанавливается на границе раздела капля-газ.
- Плотность газовой фазы и теплофизические параметры считаются переменными.
- В случае отсутствия скорости набегающего потока движение жидкости сводится к конвекции Стефана в радиальном направлении.

Моделирование жидкой фазы включает в себя полный тепловой баланс испаряющейся капли. Скорость испарения определяется динамикой температуры поверхности капли, которая может быть отлична от средней по объему температур. В тоже время, учитывая существенно более высокую теплопроводность жидкости по сравнению с паром и воздухом, при моделировании может предполагаться равномерное распределение температуры внутри капли. Таким образом, уравнение теплового баланса на поверхности капли может быть представлено:

$$Q_{heat} = Q_{conv} - \sum J_s \cdot \Delta h_{vap}(T_s), \quad (2.9)$$

где $\Delta h_{vap}(T_s)$ – теплота испарения при температуре капли T_s . Конвективный поток вокруг капли учитывается путем введения чисел Шервуда и Нуссельта, которые оценивают эмпирические соотношения в зависимости от числа Рейнольдса в потоке. Последние соотношения необходимы для учета испарения капель жидкости, обтекаемых потоком газа.

$$Q_{conv} = \frac{\Sigma J_s \cdot c_{pg} \cdot (T_g - T_s)}{B_T}, \quad (2.10)$$

где B_T – тепловое число Сполдинга:

$$B_T = \frac{c_{pg} \cdot (T_g - T_s)}{\Delta h_{vap}(T_s) - Q_{heat}/\dot{m}}, \quad (2.11)$$

Массовый поток испаряющегося вещества определяется как:

$$J_s = 2\pi \cdot R \cdot (\rho \cdot D) \cdot Sh \cdot \ln(1 + B_M), \quad (2.13)$$

где B_M – диффузионное число Сполдинга:

$$B_M = \frac{Y_{vap,s} - Y_{vap,g}}{1 - Y_{vap,s}}, \quad (2.14)$$

Уравнения (2.9)-(2.13) в случае $Nu=Sh=2$ допускают следующее решение. Уравнение баланса массы:

$$\frac{dm}{dt} = -\dot{m}, \quad (2.15)$$

Скорость убыли массы:

$$\dot{m} = 4\pi \cdot R \cdot \rho \cdot D \cdot \ln(1 + B_M), \quad (2.16)$$

Скорость парообразования:

$$\dot{m}_{vap} = 4\pi \cdot R \cdot \frac{\lambda}{c_{pvap}} \ln(1 + B_T), \quad (2.17)$$

Зависимость квадрата диаметра капли от времени:

$$\frac{dd^2}{dt} = -\frac{8}{\rho_l} \rho \cdot D \cdot \ln(1 + B_M), \quad (2.18)$$

или

$$\frac{dd^2}{dt} = -\frac{8}{\rho_l} \frac{\lambda}{c_{pvap}} \ln(1 + B_T), \quad (2.19)$$

Решением этих уравнений будет закон d^2 :

$$d^2 = d_0^2 - K \cdot t, \quad (2.20)$$

Число Нуссельта определялось по известным зависимостям для сферы [63]:

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}, \quad (2.21)$$

Идентичные зависимости использовались для определения интенсивности массообмена:

$$Sh = 2 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3}, \quad (2.22)$$

Система уравнений замыкается с помощью предположения о подобии процессов тепло- и массопереноса и заданием закона равновесия жидкость пар.

$$B_T = (1 + B_M)^\phi - 1, \quad (2.23)$$

где ϕ :

$$\phi = \frac{c_{pg} \cdot Sh}{c_p \cdot Nu \cdot Le}, \quad (2.24)$$

Давление паров насыщения находилось согласно [136], из этого же источника взяты данные о теплофизических свойствах исследуемых веществ. При выполнении расчета испарения капли необходимо знать начальную температуру капли, ее скорость, теплофизические свойства и коэффициенты переноса. Дальнейшее изменение температуры и массы капли при ее испарении можно определить из уравнений баланса массы и энергии. Таким образом, на первом этапе вычисляется давление и массовая доля насыщенного пара. На втором этапе вычисляются эффективные свойства, числа подобия, числа Сполдинга, убыль массы, и количество тепла, поглощенного каплей в единицу времени. В случае учета прогрева капли, последнее может выступать граничным условием для уравнения теплопроводности в жидкой фазе.

Следует отметить, что формулы Ранца-Маршалла (2.21) и (2.22) являются хорошим первым приближением для описания конвективного тепло- и массопереноса. Однако, для более точного учета ряда факторов вполне допустимо использовать и более сложные зависимости, учитывающие, например, влияние свободной конвекции или высокого числа Рейнольдса.

Математическая модель также допускает расширение на многокомпонентные смеси. В этом случае задача решается сходным образом, за исключением следующих аспектов. Во-первых, необходимо учитывать распределение компонентов в жидкой фазе. Это может быть как подход, основанный на приближении быстрой диффузии, так и на прямом решении уравнения диффузии. Во-вторых, следует выбрать модель равновесия жидкость-пар. В нашей работе рассматривалась и идеальная смесь (т.е. закон Рауля) и неидеальная, для которой необходима информация о поведении коэффициентов активности в зависимости от концентрации и температуры.

Также модель позволяет интегрально учесть влияние теплопритоков и теплопотерь (излучение, теплопроводность от держателя) в виде дополнительных слагаемых в уравнении теплового баланса (2.9).

2.6.1 Сопоставление расчетной модели с обобщенными экспериментальными данными

Для обобщения экспериментальных данных использовался комплекс Ко формула

(2.5), рассмотренный в п. 2.4.2. На Рисунке 2.12 показаны данные при испарении в слабоподвижном потоке со скоростью 0,1 м/с и температурой 50 °С, т.е. испарение происходит в условиях вынужденной конвекции. Для такого режима лучше работает закон $d^{1,5}$, поэтому экспериментальные данные представлены в таком обобщении [137]. Как видно из Рисунка 2.12 изменение $(d/d_0)^{1,5}$ от параметра Ko носит линейный характер, что и предсказывает элементарная теория испарения капель чистых жидкостей в конвективном потоке.

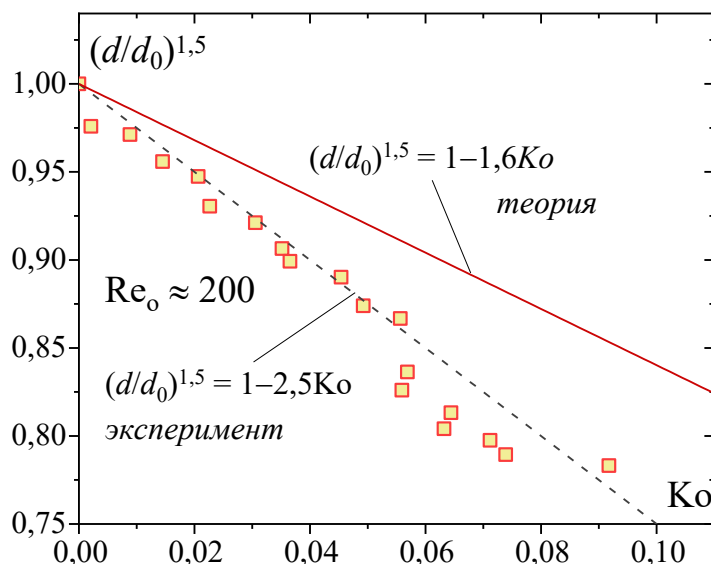


Рисунок 2.12. Обобщение экспериментальных данных в критериальном виде.

Начальные условия: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0s} = 25$ °С, $T_{0g} = 50$ °С, $\phi = 0$ %. Точки – экспериментальные данные, линии – расчет.

По приведенной модели было проведено сопоставление с обобщенными экспериментальными данными и обнаружено существенное расхождение. Таким образом можно сделать вывод, что испарение подвешенных капель в реальных условиях является не адиабатным процессом. Поэтому необходимо оценить влияние всех компонентов теплового потока. Используя достаточно известные зависимости для определения свободной и вынужденной конвекций, а также кондуктивного и лучистого теплового потока, была проведена оценка тепловых потерь, представленная в разделе 2.7.

2.7 Оценка компонентов тепловых потоков в каплю в процессе испарения

Процесс испарения капли является нестационарным [48] в силу уменьшения размера капли, а также чрезвычайно малыми значениями тепловых потоков. Если теплотери через державку капли можно минимизировать, используя нити микронного размера или

термостатирования капилляра, на котором подвешивается капля [138], то влияние свободной конвекции на теплоперенос устранить невозможно. Числа Рейнольдса для подвешенных капель, как правило, невелики ($Re < 500$), поэтому капля находится в условиях смешанно-конвективного теплообмена с различным соотношением компонентов свободной и вынужденной конвекций. Вклад радиационного теплового потока и, особенно в высокотемпературных средах, может быть значителен, что также требует аккуратного учета его вклада [139, 140].

2.7.1 Баланс тепловых и массовых потоков на поверхности испаряющейся капли

В общем случае при не адиабатическом испарении баланс тепловых потоков на поверхности капли можно записать в виде:

$$q_{fc} = q_j + q_\lambda, \quad (2.25)$$

q_{fc} , q_j и q_λ – компоненты вынужденного конвективного теплового потока, расходуемого на фазовый переход и дополнительные потоки теплоты, соответственно. При отсутствии дополнительных притоков (оттоков) теплоты ($q_\lambda = 0$) реализуется режим адиабатического испарения $q_{fc} = q_j$. Величина q_λ включает в себя все виды тепловых источников за исключением вынужденной конвекции:

$$q_\lambda = q_{nc} + q_r + q_{cond}, \quad (2.26)$$

где q_{nc} , q_r , q_{cond} – тепловые потоки за счет свободной конвекции, излучения и теплопроводности через державку. Поскольку температура испаряющейся капли всегда ниже температуры окружающей среды, то все компоненты дополнительного теплового потока имеют один и тот же знак и направлены они к капле.

При записи уравнения баланса тепловой энергии в форме (2.26) не учитывались затраты тепловой энергии, расходуемые на охлаждение капли до температуры насыщения. Потоки тепла внутрь капли могут быть значительными, однако этот период занимает небольшой промежуток времени [11], поэтому суммарный вклад его невелик и в оценочных расчетах оправданным является использование квазистационарного приближения.

2.7.2 Влияние свободной конвекции на скорость испарения

Теплообмен одиночной сферы в условиях свободной конвекции, как правило, описывается эмпирическим соотношением по структуре подобным выражению для числа Нуссельта при вынужденной конвекции:

$$Nu_{nc} = 2 + A \cdot Gr^k \cdot Pr^m, \quad (2.27)$$

Здесь Nu_{nc} , Gr и Pr – критерии Нуссельта, Грасгофа и Прандтля. Коэффициент A (или в общем случае функция от числа Pr) и показатели степени k и m в соотношении (2.27), согласно экспериментальным и численным данным [141–143] могут изменяться в широких пределах в зависимости от числа Грасгофа. Для испаряющихся капель в области умеренных температур ($T_g < 1000$ К) хорошее согласие с экспериментами [3,8] дает формула:

$$Nu_{nc} = 2 + 0.6 \cdot Gr^{1/4} \cdot Pr^{1/3}, \quad (2.28)$$

В более общем случае испарения капли при смешанной конвекции вклад свободной конвекции будет определяться величиной числа Ричардсона Ri , представляющим собой соотношение между силами гравитации и инерции. Однако, кроме числа Ri интенсивность теплообмена зависит и от угла между направлением скорости вынужденного течения и силы тяжести [3, 144–147]. Случаи спутного, встречного и перекрестного движений заметно отличаются между собой и приводят к различным уровням теплообмена [147]. Наиболее сильное влияние свободной конвекции наблюдается в режиме спутного движения потоков, поэтому он и выбран в качестве максимальной оценки [3].

В расчетах теплообмена при смешанной конвекции широко используется метод суперпозиции, дающий предельные переходы для чисто вынужденной ($Gr = 0$) и свободной ($Re = 0$) конвекций. Наибольшее распространение получила формула, описывающая теплообмен сферы при смешанной конвекции:

$$Nu = 2 + 0.6 \cdot \left[Re \cdot \left(1 + Ri^{1/2} \right) \right]^{1/2} \cdot Pr^{1/3}, \quad (2.29)$$

Выражение (2.29) может быть использовано и в случае испарения капли, если величина параметра вдува пара на ее поверхности невелика. При температурах окружающей среды $T_g < 600$ К влиянием вдува можно пренебречь [4, 33].

Результаты расчета свободно-конвективной компоненты теплового потока при испарении капель воды различного диаметра при обтекании их сухим воздухом представлены на Рисунке 2.13. Расчеты проведены при различных скоростях потока и его температуры. При этом предполагалось, что температура поверхности капли T_s соответствует значению при адиабатическом насыщении. Результаты представлены в

относительном виде, а в качестве масштаба принималось значение теплового потока при вынужденной конвекции с учетом теплопроводности, определяемое из соотношения [4, 8, 33].

$$\frac{q_{nc}}{q_{fc}} = \frac{0.6 \cdot Gr^{1/4} \cdot Pr^{1/3}}{[2 + 0.6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}]}, \quad (2.30)$$

Здесь стоит отметить общие тенденции поведения компоненты теплового потока в условиях свободной конвекции. Компонента q_{nc} ослабевает по мере испарения капли. Естественное, что наибольший вклад она вносит при отсутствии вынужденного потока газа. Это влияние для крупных капель ($d \approx 3$ мм) может быть сравнимо с потоком тепла за счет теплопроводности. Однако и для относительно мелких капель ($d \approx 0.1$ мм) влияние свободной конвекции остается ощутимым и не учет этого фактора при организации экспериментальных исследований может привести к принципиальным ошибкам.

С ростом скорости обтекания вклад свободной конвекции, как это следует из Рисунка 2.13, постепенно ослабевает и для капель малых размеров его величина находится на уровне погрешности эксперимента.

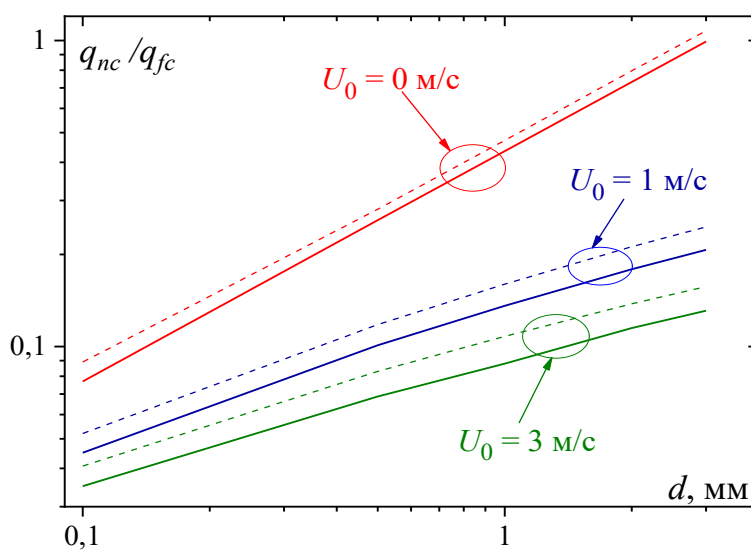


Рисунок 2.13. Величина свободно-конвективного потока тепла при испарении капель воды в сухой воздух. Сплошные линии температура воздуха $T_{0g} = 20$ °C, пунктирные – $T_{0g} = 100$ °C.

2.7.3 Влияние лучистого теплообмена на испарение капель

Теория теплопереноса излучением с поверхности одиночных капель разработана к настоящему времени достаточно основательно [140, 147, 148]. Интенсивность радиационного теплового потока зависит от большого числа факторов, главным из

которых является излучательная способность, которая зависит от размеров капли, длины волны и толщины слоя излучения (поглощения) энергии. Как показано в работе [38] для капель воды размером $d > 50$ мкм степень их черноты практически не изменяется и равна $\varepsilon = 0.94$, что позволяет достаточно просто оценить величину теплопритока к капле за счет излучения, воспользовавшись для этого формулой Стефана-Больцмана:

$$q_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_s^4), \quad (2.31)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана.

Относительная величина радиационного теплового потока записывается как:

$$\frac{q_r}{q_{fc}} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_g^4 - T_s^4)}{(2 + 0.6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3}) \cdot (T_g - T_s) \cdot \lambda g / d}, \quad (2.32)$$

Как и ранее, температура T_s на поверхности капли определялась из условия адиабатичности испарения капли. Значения относительных тепловых потоков излучением при испарении капель различного диаметра демонстрируются на Рисунке 2.14.

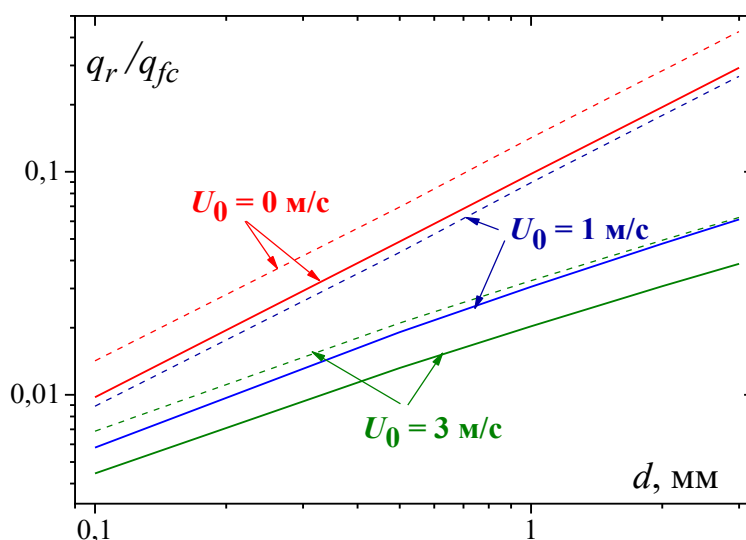


Рисунок 2.14. Лучистая составляющая теплового потока при испарении капли воды в сухом воздухе. Сплошные линии – $T_{0g} = 20$ °C, пунктир – $T_{0g} = 100$ °C.

Как и для свободно-конвективного теплового потока, вклад излучения увеличивается по мере роста размера капли. Для капель с $d < 0.5$ мм он пренебрежимо мал при любых условиях процесса испарения. Для крупных капель и при слабой вынужденной конвекции ($Re \rightarrow 0$), а также высокой температуре газа радиационный тепловой поток может достигать больших значений, составляющих половину от конвективной составляющей $q_r/q_{fc} \rightarrow 0.5$.

2.7.4 Теплоприток к капле через поддерживающие ее элементы

Этот вопрос активно обсуждается в литературе, начиная с пионерской работы [149]. Определение вклада данной компоненты теплового потока при испарении каплей является предметом исследований большого числа работ. Специальное внимание было уделено анализу теплотерь для капель, подвешенных на термопарном проводе, который использовался и для измерения температуры внутри капли [3, 150]. Практически во всех работах использовался численный метод решения задачи о смешанном кондуктивно-конвективном теплопереносе через поддерживающие нити, которые нагреваются окружающим каплю потоком. Выводы авторов во многом совпадают и, как показал анализ, хорошо коррелируют с аналитическим решением Фукса [149]. После некоторых преобразований выражение для относительного теплового потока через поддерживающие нити записывается в виде:

$$\frac{q_r}{q_{fc}} = n \cdot \left(\frac{b}{d} \cdot Nu \right) \cdot \left[2 \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_g} \cdot \frac{1}{\ln(l/b)} \right]^{0.5}, \quad (2.33)$$

где n , b , λ_m и l – число нитей, их диаметр, теплопроводность и характерная длина нагреваемой части нити. Результаты расчета величины теплопритока через поддерживающие нити показаны на Рисунке 2.15. Расчеты проведены для распространенных в экспериментальных исследованиях материалов нитей с сильно отличающейся теплопроводностью – хромель ($\lambda_m = 16$ Вт/м·К) и полиэтилен ($\lambda_m = 0,3$ Вт/м·К). Диаметр нитей был минимальный и равный, $b = 100$ мкм.

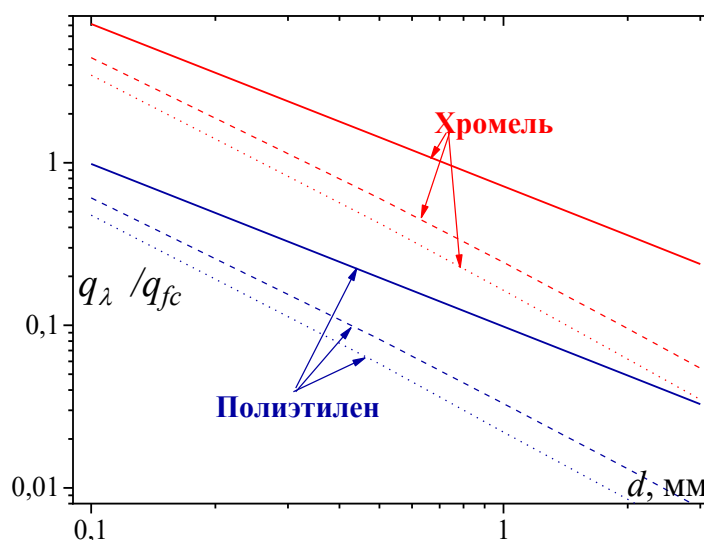


Рисунок 2.15. Величина теплопритока к капле через поддерживающие нити. Сплошные линии – $U_0 = 0$ м/с, пунктир – $U_0 = 1$ м/с, точки – $U_0 = 3$ м/с.

Величина теплового притока через нити, как это следует из Рисунка 2.15, может изменяться в очень широких пределах – более чем на три порядка. В отличие от свободной конвекции и радиации дополнительный теплоприток за счет теплопроводности максимален для мелких капель. Это обусловлено уменьшением объема капли практически при неизменном уровне подводимой к капле теплоты. Как видно из Рисунка 2.15, теплоприток, особенно для металлической державки, может во много раз превышать конвективную составляющую, что кардинально изменяет физику процесса испарения, переводя тепловой баланс на стенке в условия, далекие от адиабатических.

При использовании материалов с низкой теплопроводностью тепловые потери значительно снижаются, однако, и при столь миниатюрных державках ($b = 100$ мкм) для капель с диаметром $d < 0,5$ мм и, особенно при отсутствии конвективного обдува, их уровень остается ощутимым. Поэтому проведение строго контролируемого эксперимента по скорости испарения подвешенных капель жидкости размером $d < 0,5$ мм представляется проблематичным.

Как уже отмечалось, все компоненты теплового потока направлены к поверхности капли. Их суммарное значение, отнесенное к потоку от вынужденной конвекции, в зависимости от размера капли показано на Рисунке 2.16. Расчетные кривые при всех динамических и тепловых условиях имеют при $d = 0,7-0,9$ мм характерный минимум, обусловленный превалирующим влиянием теплопроводности в области малых размеров капли и свободной конвекцией совместно с радиационным переносом для крупных капель.

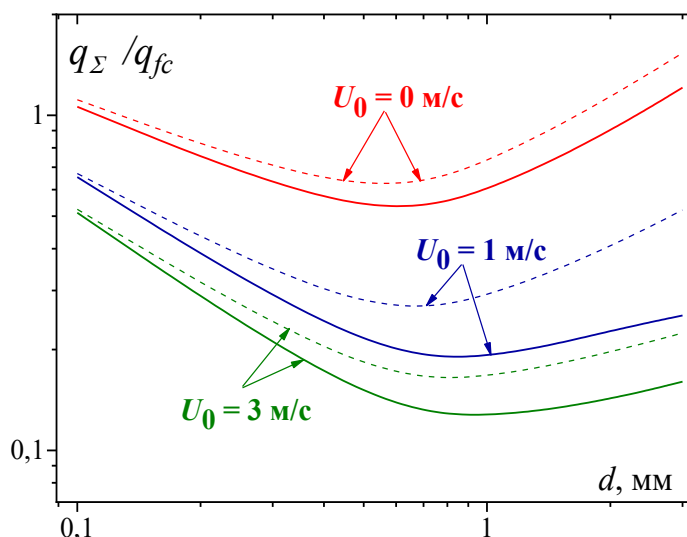


Рисунок 2.16. Суммарные тепловые потери при испарении капель воды. Сплошные линии – $T_{0g} = 20$ °C, пунктир – $T_{0g} = 100$ °C. Державка капли – полиэтиленовая нить диаметром $b = 100$ мкм.

По данным Рисунка 2.16 можно сделать несколько важных выводов. Тепловые потери максимальны при испарении капель в неподвижной среде. Их уровень в этих условиях примерно соответствует величине потока тепла от вынужденной конвекции $q_{\Sigma}/q_{fc} \sim 1$. С увеличением скорости газа потери снижаются, однако устранить их полностью даже при высоких числах Рейнольдса $Re \sim 500$ не удастся. При этом следует иметь в виду, что оценки потерь были приняты для малых размеров поддерживающих нитей с низкой теплопроводностью. Для более грубых державок уровень тепловых потерь может существенно возрасти.

По мере увеличения температуры окружающего газа, как это следует из Рисунка 2.16, тепловые потери также возрастают, что необходимо учитывать при экспериментальных исследованиях испарения капель в высокотемпературных средах. Однако эта область параметров среды имеет ряд особенностей, требующих более глубокого рассмотрения.

2.7.5 Влияние различных подвесов

В опытах изучалась скорость испарения капель воды диаметром $d_0 = 1,8\text{--}2$ мм в потоке сухого воздуха с постоянной температурой $T_g = 50$ °С и скоростью $U_0 = 0,1$ м/с. Для поддержки капель использовались следующие нити: 1 – конский волос, $b = 0,1$ мм; 2 – полихлорвинил с медной сердцевинкой, 0,5 мм; 3 – полихлорвинил, 0,49 мм и 4 – оптоволокно, 0,24 мм.

Результаты измерений представлены в традиционной обработке изменения квадрата диаметра капли от времени (Рисунок 2.17). Наименее интенсивно испаряются капли, подвешенные на конском волосе, а наибольшая скорость испарения наблюдается для оптоволоконных и полихлорвиниловых нитей. При этом характер изменения $(d/d_0)^2$, близок к линейному, а коэффициент пропорциональности изменяется в $\sim 1,7$ раза.

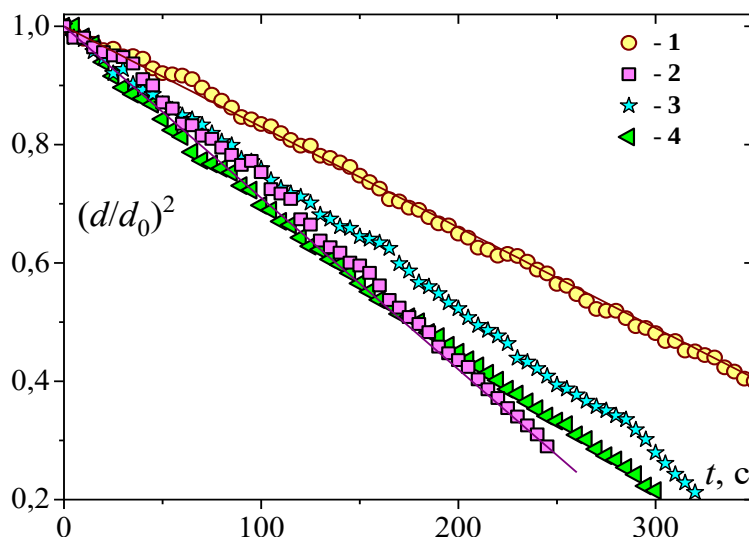


Рисунок 2.17. Изменение диаметра капли по времени для поддерживающих нитей различных материалов. Начальные условия – $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °С, $\varphi = 0$ %.

Обозначения: 1 – конский волос, $b = 0,1$ мм; 2 – полихлорвинил с медной сердцевиной, 0,5 мм; 3 – полихлорвинил, 0,49 мм и 4 – оптоволокно, 0,24 мм.

Данные о температуре поверхности испаряющихся капель для различных материалов подвесок представлены на Рисунке 2.18. Результаты измерений в целом отражают особенности протекания тепловых процессов на межфазной границе. Действительно, значения температур заметно (на 5–8 °С) превышают величину адиабатического насыщения ($T_{\text{Sad}} = 18,2$ °С) при данных условиях. Это вызвано влиянием дополнительного теплопритока, уровень которого зависит от материала подвески. Кроме того, в начальный период температура поверхности понижается за счет захлаживания капли, а затем, по мере уменьшения ее размера и увеличения доли тепловых потерь, температура постепенно возрастает.

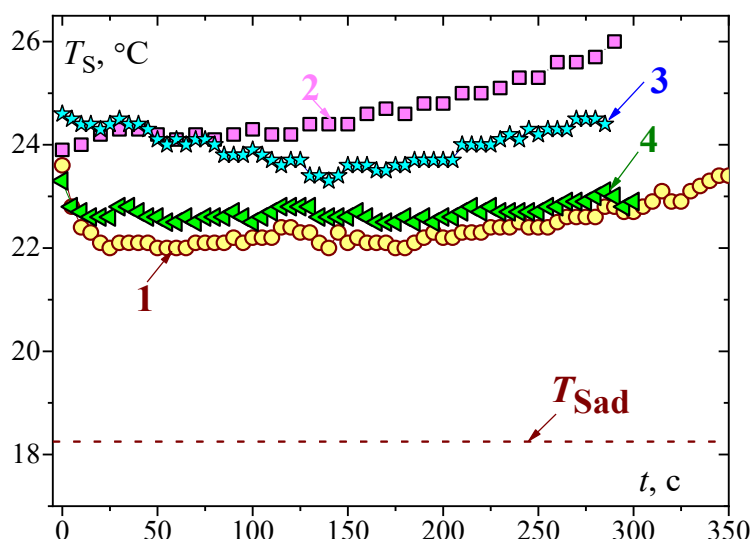


Рисунок 2.18. Температура поверхности испаряющейся капли. Обозначения соответствуют обозначениям на Рисунке 2.17. Начальные условия – $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $\varphi = 0$ %.

Результаты анализа подтверждаются экспериментальными данными о скорости испарения капель по времени при вариации скорости и температуры обдуваемого потока, а также материалов нитей, поддерживающих каплю, отличающихся по толщине и теплопроводности. Такой набор державок позволил оценить влияние кондуктивного теплопритока на интегральный тепловой поток. В результате исследования определено, что использование материалов с низкой теплопроводностью значительно снижает тепловые потери, однако влиянием кондукции нельзя пренебрегать при малых размерах поддержки для капель с диаметром $d < 0,5$ мм и, в частности, при отсутствии конвективного обдува. По мере увеличения температуры окружающего газа тепловые потери также возрастают, что необходимо учитывать при экспериментальных исследованиях испарения капель в высокотемпературных средах.

2.7.6 Сопоставление с учетом компонентов теплового потока

Для анализа компонентов теплового потока, составляющих баланс тепловой энергии на испаряющейся поверхности капли, использовались данные для подвесок из конского волоса (точки 1 на Рисунке 2.17). Соотношения между компонентами в зависимости от числа Ричардсона Ri , изображенные на Рисунке 2.19, говорят о том, что наибольший вклад в тепловой баланс вносит вынужденная конвекция q_{fc} , практически в равной мере свободная конвекция q_{nc} и теплопроводность q_λ и, наконец, лучистый теплообмен q_r .

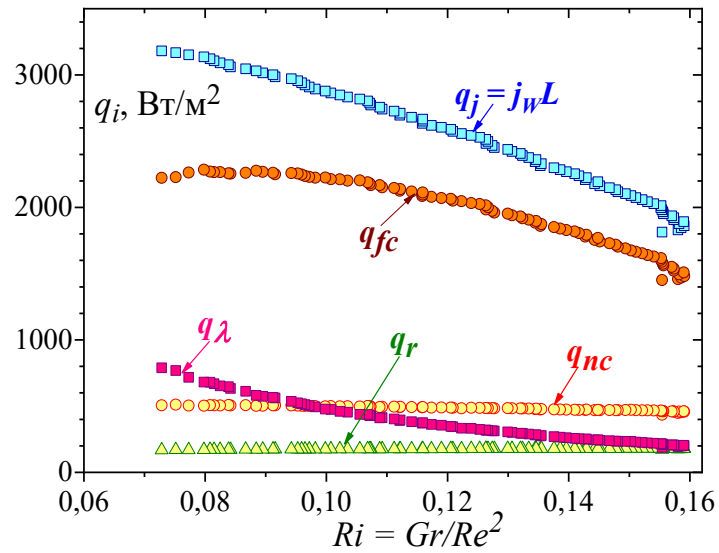


Рисунок 2.19. Соотношение тепловых потоков на поверхности капли. Начальные условия – $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $\varphi = 0$ %.

Важно отметить, что комплекс принятых мер по минимизации тепловых потерь не позволил их устранить в эксперименте полностью, а только лишь понизить до $q_{\lambda}/q_{fc} \sim 50\%$. Все вышесказанное наглядно демонстрируется на Рисунке 2.20, экспериментальные данные по числу Нуссельта сопоставляются с классической зависимостью Ранца-Маршалла [8].

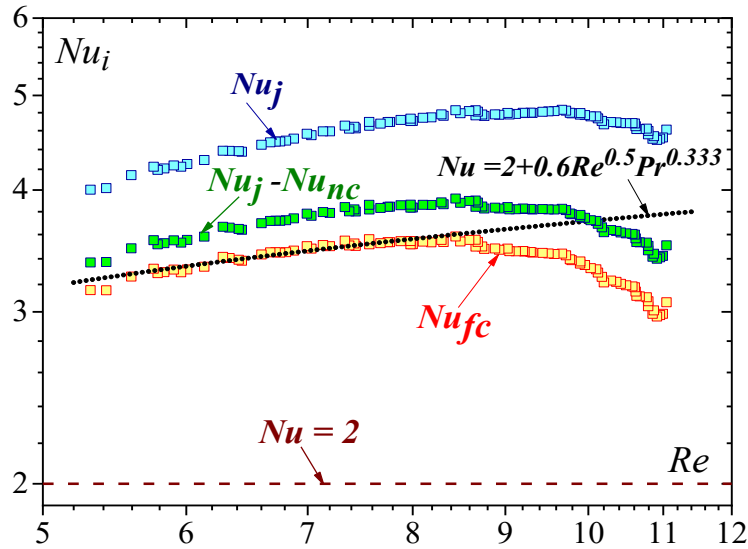


Рисунок 2.20. Закон теплообмена при испарении капли воды в потоке воздуха. Начальные условия – $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $\varphi = 0$ %.

Если число Нуссельта рассчитывать по полному тепловому потоку, расходуемого на испарение жидкости:

$$Nu_j = j_w \cdot L \cdot \frac{d}{\lambda_g \cdot (T_g - T_s)}, \quad (2.34)$$

то опытные точки лежат значительно выше корреляции Ранца-Маршалла. Учет свободной конвекции заметно уменьшает это отличие, а полный тепловой баланс дает хорошее соответствие между законом теплообмена [8] и результатами измерений настоящей работы. Исключение составляет начальный период измерений при высоких числах Рейнольдса, когда может сказываться процесс теплопроводности внутри капли.

Проведена комплексная оценка компонентов теплового потока при испарении в сухой воздушный поток капель жидкостей, подвешенных на различных державках. Представлены результаты расчета влияния свободной конвекции, лучистого теплообмена и теплопроводности на величину интегрального теплового потока и скорость испарения. Показано, что свободная конвекция и лучистый теплоперенос снижаются по мере уменьшения размера капли, тогда как теплоприток через державку возрастает в процессе испарения капли. Поэтому суммарные тепловые потери имеют минимум тепловых потерь в диапазоне размеров капли $d \approx 0,7\text{--}1$ мм. Однако уровень этих потерь может быть значительным и достигающим 100 %. Особенно велики потери теплоты при малых скоростях воздушного потока.

2.8 Сопоставление экспериментальных и теоретических данных

Расчетная модель, учитывающая все тепловые потери была сопоставлена с различными экспериментальными данными о скорости испарения капель различных жидкостей, включая чистые жидкости, такие как вода, гептан и декан, и их смеси, а также с ацетоном. Экспериментальные данные включали работы других авторов, а также полученные в результате собственных исследований.

2.8.1 Тестирование разработанной модели

Как известно, массовый поток испаряющегося вещества оказывает влияние на тепло- и массоперенос. Разные авторы учитывают его по-разному [58, 129, 151]. Для определения коэффициентов тепло- и массоотдачи, характеризующих числами Нуссельта и Шервуда, с учетом поставленной задачи было рассмотрено три модели.

Согласно модели 1 [8]:

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{0.5} Pr^{0.33}, \quad (2.35)$$

В модели 2 эта величина определяется как [60]:

$$Nu = 2 + \frac{0.552 Re^{0.5} Pr^{0.33}}{F(B_T)}, \quad (2.36)$$

А в модели 3 согласно [63]:

$$Nu = 1 + \frac{(1+Re \cdot Pr)^{0.333} \cdot \max[Re^{0.077}, 1] - 1}{2 \cdot F(B_T)}, \quad (2.37)$$

Идентичные зависимости $Sh = Sh(Re, Sc, B_M)$ использовались для определения интенсивности массообмена.

$$Sh = 2 \frac{\ln(1+B_M)}{B_M} \left(1 + \frac{(1+Re \cdot Pr)^{0.333} \cdot \max[Re^{0.077}, 1] - 1}{2 \cdot F(B_T)} \right), \quad (2.38)$$

Модель 1 не учитывает массовый поток испаряющегося вещества, модели 2 и 3 учитывают в разной степени.

Для учета потока тепла в каплю также рассмотрели три модели:

1. Бесконечно быстрая теплопроводность:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{Q}{4/3 \pi R^3 \rho_l c_{pl}}, \quad (2.39)$$

Данное упрощение хорошо работает, когда размер капли относительно маленький, и прогрев происходит быстро.

2. Уравнение теплопроводности:

$$c_{pl} \rho_l \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial r} \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (2.40)$$

Было обнаружено, что такое приближение справедливо только в узком диапазоне времен и размеров капель. Поскольку при относительно маленьких каплях прогрев происходит быстро, то лучше работает модель бесконечно быстрой теплопроводности. Тогда как для крупных капель существует внутренняя циркуляция, обусловленная эффектом сил плавучести и конвекцией Марангони (неравномерность обтекания капли потоком газа). Эти эффекты играют существенную роль и превышают влияние молекулярной теплопроводности в жидкости. Поэтому наиболее точно процесс испарения опишет модель, которая примет во внимание вышеуказанные эффекты.

3. Решение полной задачи о конвективном переносе в капле очень трудозатратно, поэтому был введен эффективный коэффициент теплопроводности, который зависит от молекулярной теплопроводности, чисел Грасгофа, Марангони и Прандтля.

$$\lambda_{eff} = \lambda(\lambda_{mol}, Gr, Ma, Pr), \quad (2.41)$$

Далее приведены результаты моделирования одно- и многокомпонентных капель различных размеров и при различных начальных условиях. В основном рассматривались испаряющиеся вещества, имеющие важные приложения в технике, такие как гептан и декан.

На Рисунке 2.21 показана зависимость относительного размера капли от времени. Данные взяты из работы [56]. В экспериментах капля подвешивалась на вертикальный стеклянный капилляр диаметром 200 мкм, на конце которого находится сфера диаметром

400 мкм, с помощью которой капля не стекает с подвеса за счет поверхностного натяжения.

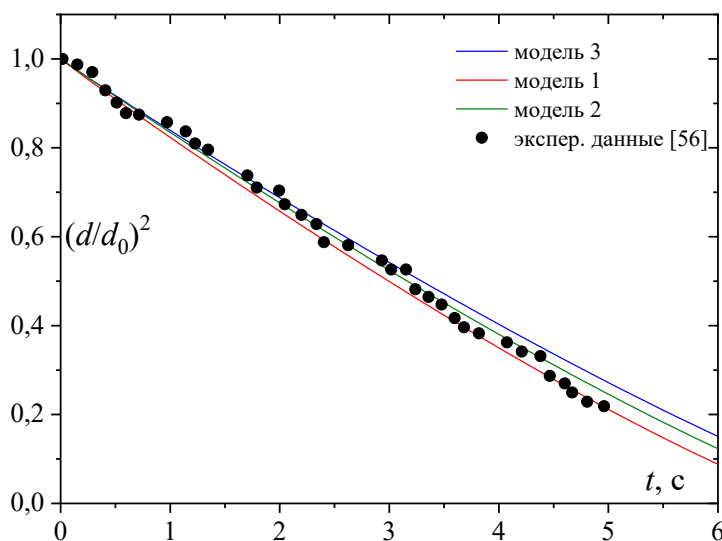


Рисунок 2.21 Изменение квадрата диаметра капли со временем.

(гептан, $d_0 = 1,052$ мм, $T_{0s} = 27$ °C, $T_{0g} = 83$ °C, $U_0 = 3,2$ м/с).

Точки – экспериментальные данные [56]. Линии – расчет по предложенным моделям.

Как можно заметить из Рисунка 2.21 все модели достаточно хорошо коррелируют с экспериментальными данными. Следует отметить, что массовые потоки испаряющегося вещества достаточно малы. Аналогичная картина наблюдается и в случае испарения н-декана при невысоком уровне температур (Рисунок 2.22).

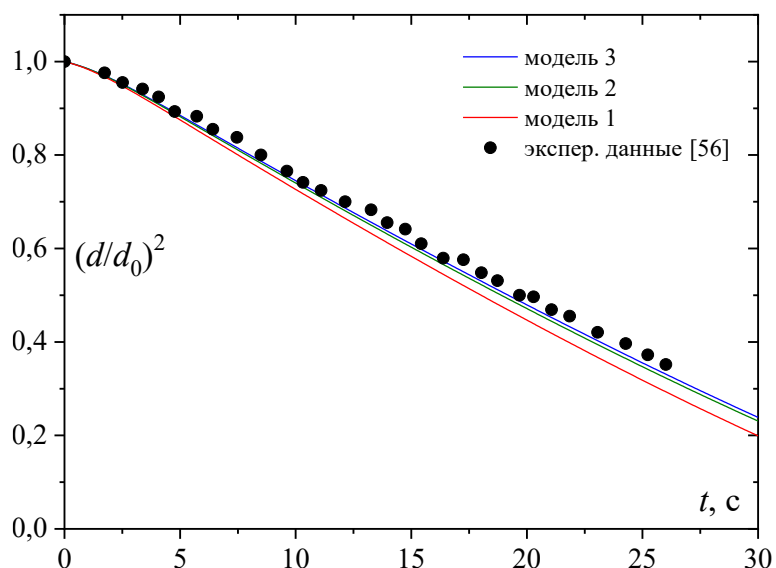


Рисунок 2.22. Изменение квадрата диаметра капли со временем.

(н-декан, $d_0 = 1,386$ мм, $T_{0s} = 42$ °C, $T_{0g} = 75$ °C, $U_0 = 3,1$ м/с). Точки –

экспериментальные данные [56]. Линии – расчет по предложенным моделям.

Было проведено сопоставление с экспериментальными данными [152]. Капля подвешивалась на подвеске, представляющей собой керамическую оболочку, прикрепленную к стеклянной нити диаметром 100 мкм. Эта тонкая подвеска в форме петли должна минимально мешать внутреннему движению жидкости, по словам авторов. Из Рисунка 2.23 можно наблюдать некоторое отличие в численных и экспериментальных результатах. Стоит отметить, что на Рисунке 2.23, где показано изменение квадрата диаметра капли от времени, величина массового потока приблизительно на порядок выше, чем в предыдущих случаях. Так модель 3 дает существенно меньшее значение скорости испарения, что, по-видимому, вызвано учетом влияния стефановского потока на коэффициенты тепло- и массоотдачи. Следует отметить, что температура капли, моделируемая на основе всех подходов, оказывается практически одинаковой, как это видно из Рисунка 2.24.

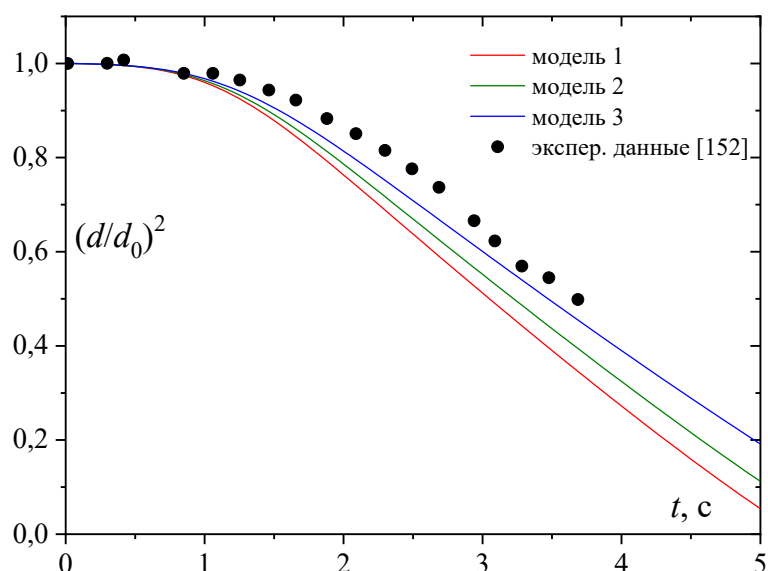


Рисунок 2.23. Изменением квадрата диаметра капли со временем.

(н-декан, $d_0 = 2$ мм, $T_{0s} = 42$ °C, $T_{0g} = 727$ °C, $U_0 = 1$ м/с). Точки –

экспериментальные данные [152]. Линии – расчет по предложенным моделям.

Стоит отметить, что на начальном участке (Рисунок 2.23) поведение капли отличается от закона d^2 , поскольку это время релаксации, за которое капля прогревается.

Некоторое различие в температурах на Рисунке 2.24, полученных экспериментально и в результате моделирования, может быть объяснено, помимо допущений, сделанных в последнем, способом определения – в экспериментах обычно определяется среднее значение по поверхности, тогда как при моделировании имеем среднюю температуру по объему.

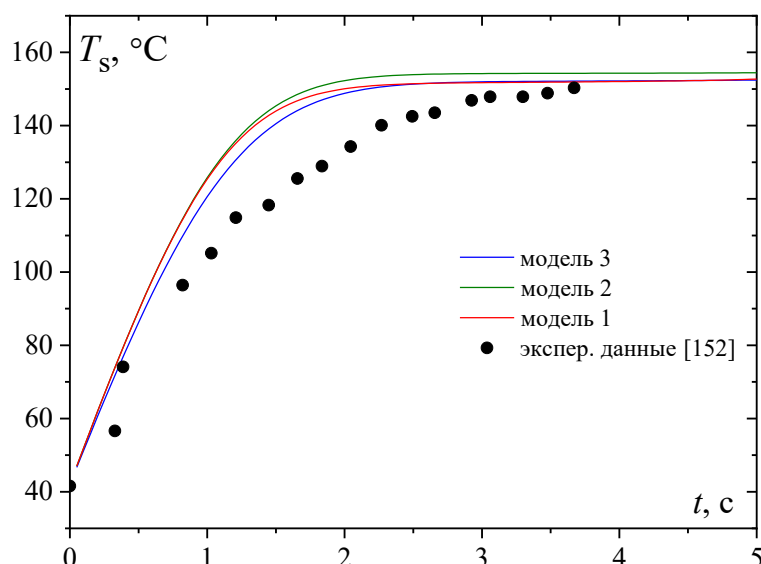


Рисунок 2.24. Изменение температуры капли в зависимости от времени.

(н-декан, $d_0 = 2$ мм, $T_{0s} = 42$ °C, $T_{0g} = 727$ °C, $U_0 = 1$ м/с). Точки – экспериментальные данные [152]. Линии – расчет по предложенным моделям.

В целом, похожая картина наблюдается и при испарении капель других жидкостей (Рисунок 2.25). Ниже представлено сопоставление с экспериментальными данными из работы [48] для капель воды и ацетона.

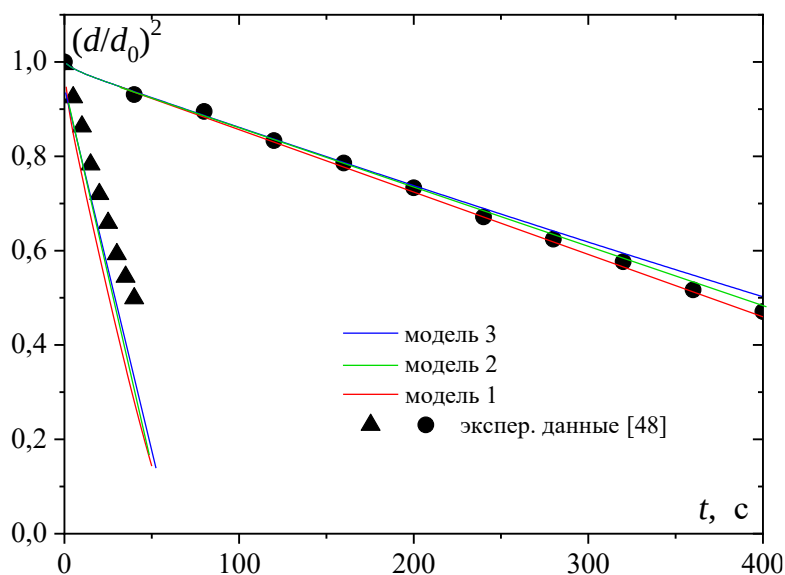


Рисунок 2.25. Изменение размера капли со временем.

($d_0 = 2$ мм, $T_{0s} = T_{0g} = 24$ °C, $U_0 = 1,5$ м/с). Точками обозначены экспериментальные данные [48], ● – вода; ▲ – ацетон. Линии – расчет по предложенным моделям.

Как можно заметить из Рисунка 2.25 с некоторыми экспериментами наблюдается отличие, которое может быть объяснено тем, что в расчетных моделях не были учтены некоторые факторы, например, такие как наличие влажности воздуха, за счет которой на каплях ацетона может происходить конденсация воды.

В случае испарения смесей жидкостей работоспособность вышеуказанных моделей оценивалась на изучении смеси н-гептана\н-декана. На Рисунке 2.26 показана зависимость относительного диаметра от времени для капли смеси гептана и декана в соотношении 74%–26%. Для сопоставления на этом же рисунке приведены зависимости испарения капель чистых жидкостей.

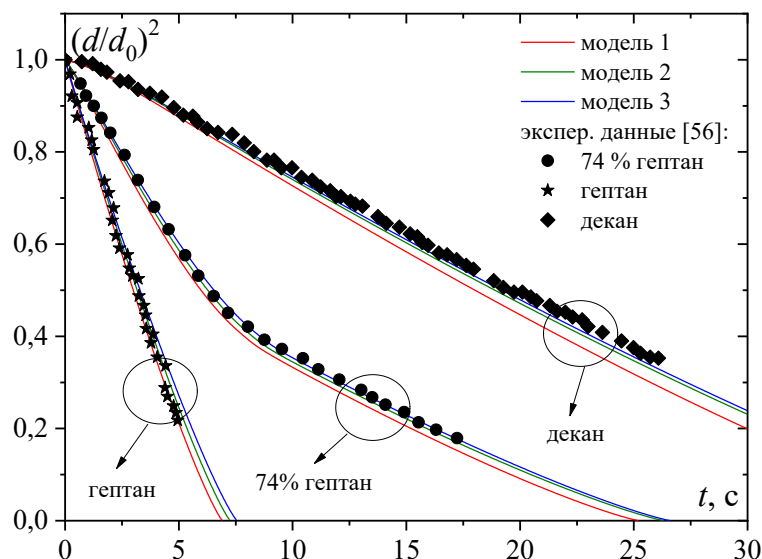


Рисунок 2.26. Динамика испарения капель н-гептана, н-декана и их смеси.

($d_0 = 1,334$ мм, $T_{0s} = 21$ °C, $T_{0g} = 75$ °C, $U_0 = 3,2$ м/с) Точки — данные [56], линии — расчет по представленной модели.

Стоит отметить, что и в этом случае предсказания разработанных моделей вполне удовлетворительны. В случае капли смеси гептана и декана, как и следует ожидать, сначала происходит испарение легкокипящего компонента (гептан), при этом наклон зависимости квадрата диаметра от времени близок к наклону, наблюдающемуся при испарении чистого гептана, тогда как по мере расходования последнего, наклон указанной зависимости приближается к соответствующему для испарения чистого декана. Указанные этапы испарения можно наблюдать и на динамике изменения температуры капли по времени. На Рисунке 2.27 показано как изменяется температура капли при испарении смеси гептан-декан. Из рисунка 2.27 можно видеть, что на первом этапе испарения температура капли находится в пределах 25–35 °C, что соответствует температуре насыщения гептана при данных условиях, тогда как на втором этапе капля прогревается до ~ 57 °C — температуры насыщения декана.

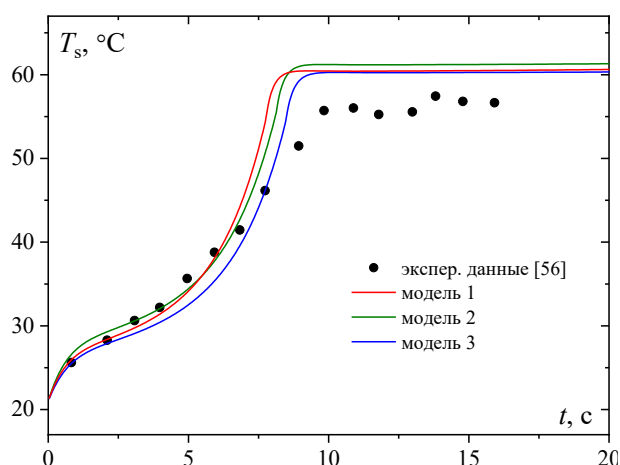


Рисунок 2.27. Изменение температуры капли в зависимости от времени.

($d_0 = 1,334$ мм, $T_{0s} = 21$ °C, $T_{0g} = 75$ °C, $U_0 = 3,2$ м/с) Точки – данные [56], линии – расчет по представленным моделям.

Расчетные модели были верифицированы с использованием экспериментальных данных [48,56,152] и показали вполне удовлетворительное прогнозирование результатов эксперимента. Показано, что в условиях невысокого уровня температур окружающего воздуха и, как следствие, низких потоков испаряющегося вещества все использованные подходы предсказывают динамику капли достаточно точно. Поэтому далее мы будем использовать только 3 модель испарения для сопоставления с экспериментальными данными.

Сопоставление полученных экспериментальных данных и расчетной модели представлено на Рисунке 2.28. Показаны первичные данные, т.е. изменение размера и температуры капли в процессе испарения.

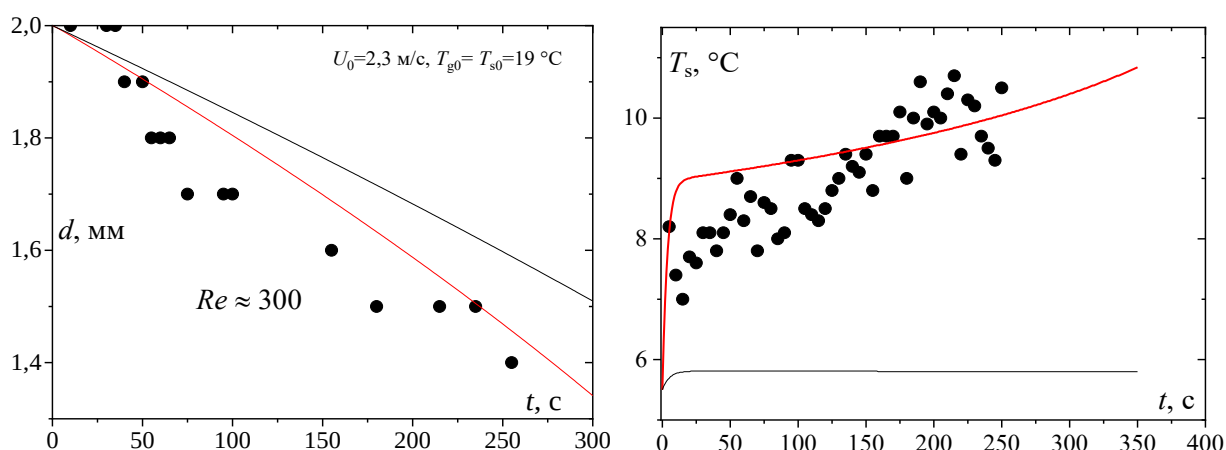


Рисунок 2.28. Изменение размера и температуры капли воды. Начальные условия: $T_{0s} = T_{0g} = 19$ °C, $U_0 = 2,3$ м/с. Точками обозначены экспериментальные данные, красной линией – расчет с учетом тепловых потерь в нить, черной линией – расчет без учета тепловых потерь.

Показано, что в процессе испарения капля прогревается, что обусловлено не только теплообменом с окружающим воздухом, но и теплоподводом от нити, на которой подвешена капля. Отметим, что указанные теплотери на нити учитываются в математической модели, что позволяет прогнозировать температуру капли и динамику испарения с достаточной степенью точности. Неплохое согласие с расчетной моделью наблюдается при более интенсивном испарении, как показано на Рисунке 2.29.

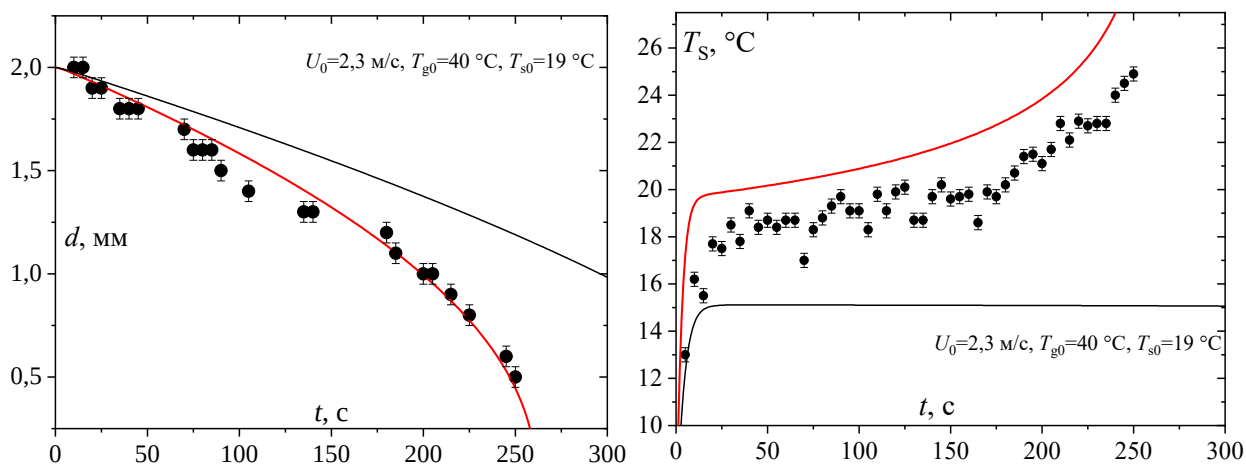


Рисунок 2.29. Изменение размера и температуры капли воды. Начальные условия:

$T_{0s} = 19$ °C, $T_{0g} = 40$ °C $U_0 = 2,3$ м/с. Точками обозначены экспериментальные данные, красной линией – расчет с учетом тепловых потерь в нить, черной линией – расчет без учета теплотерей.

Ожидается, что испарение отдельной капли чистой жидкости в замкнутой камере при атмосферных условиях окружающей среды будет полностью контролироваться скоростью диффузии пара в окружающую среду. Но из экспериментальных результатов, представленных здесь, видно, что для некоторых жидкостей этот процесс идет быстрее, чем теоретическая оценка процесса, обусловленного диффузией. Из распределения температуры видно, что потери тепла в держатель оказывают значительное влияние на характер испарения. Этот эффект наиболее заметен, когда размер капель уменьшается до $\approx 1,5 \cdot d_{\text{держ}}$ от держателя, поскольку в этом случае площадь контакта капли с державкой увеличивается. Экспериментальные результаты по испарению капель чистых жидкостей хорошо коррелируют с численным расчетом.

Заключение к главе 2

Создан экспериментальный стенд, позволяющий проводить эксперименты в широком диапазоне параметров окружающей среды, таких как скорость и температура воздуха вокруг подвешенной капли, а также контролировать влажность потока. Отработана методика эксперимента по испарению одиночной капли в условиях сложного теплообмена. Определены границы достоверности данного метода по скоростям, температурам и влажности окружающей среды.

Разработана методика учета тепловых потерь в подвешенную каплю жидкости. Показано, что имеется оптимальный размер капли, зависящий от скорости обдува, при котором суммарный тепловой поток от свободной конвекции и теплопроводности от подвеса минимальный. При учете всех тепловых потоков в каплю наблюдается согласие между экспериментальными данными и интегральной моделью испарения.

Глава 3. Изучение тепломассообмена при испарении капель бинарных растворов этанол-вода

3.1 Постановка задачи

Испарение капель водно-спиртового раствора является актуальной областью исследований в следствии широкого спектра применений, от струйной печати [153] и спрейного охлаждения [154] до нанесения белковых молекул на поверхности микрочипов [155] и впрыска топлива в двигателях [156]. Поскольку топливо может содержать несколько сотен различных химических соединений с различными физико-химическими свойствами, а также определенное количество биогенных добавок, например, этанола, необходимо глубокое понимание процессов испарения капель жидкого топлива, чтобы обеспечить дальнейшую оптимизацию двигателя [157].

Стоит отметить, что раствор этанол-вода является неидеальным [154, 158]. Такие жидкости характеризуются отклонениями от законов Рауля и Генри [159], что значительно усложняет исследование, поскольку теплофизические свойства таких смесей меняются нелинейно. Таким образом усложняется задача об обобщении полученных данных, вследствие неясного изменения концентрации в процессе испарения и соответственно теплофизических свойств в растворе.

Испарение подвешенных капель в окружающем газе вызывает значительный интерес уже многие десятилетия. Хотя это явление исследуется многими авторами, основная физика, включающая скорость испарения и динамику температуры, довольно сложна и до сих пор является предметом продолжающихся исследований. Поэтому одной из важнейших задач диссертации является экспериментальное исследование процессов тепло- и массообмена при испарении капель бинарного раствора этанол-вода в широком диапазоне концентраций летучего компонента, а также при вариации условий окружающей среды, в которой происходит испарение. Подробное описание стенда представлено в Главе 2. Все концентрации летучего компонента в бинарном растворе этанол-вода, рассмотренные в данной Главе, массовые.

3.2 Испарение капель раствора этанол-вода в условиях свободной конвекции

Одним из классических опытов является исследование испарения капель в нормальных условиях или в условиях свободной конвекции [8]. Такие опыты зачастую

проходят во влажной среде [50]. Стоит отметить, что в отсутствии высокой влажности соблюдается закон d^2 . Условия окружающей среды составляли: без обдува $U_0 = 0$ м/с, начальная температура каплей была равна комнатной $T_{0g} = T_{0s} = 21$ °C, относительная влажность воздуха $\varphi = 23$ %.

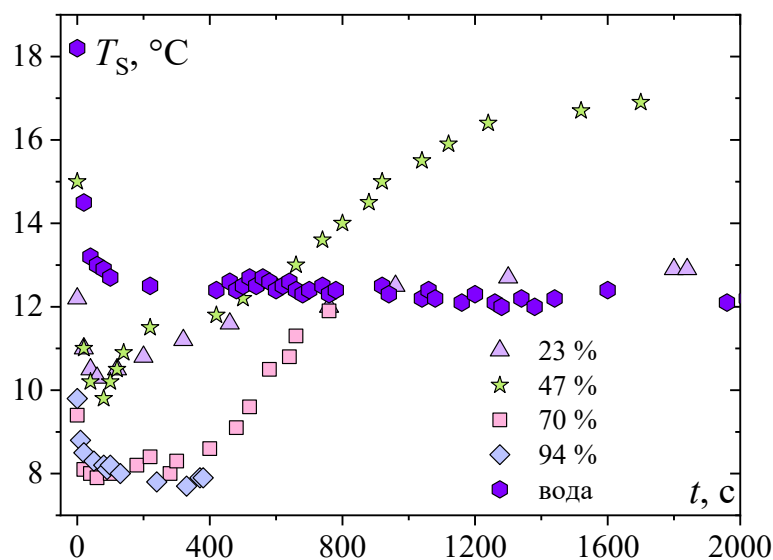


Рисунок 3.1. Изменение температуры поверхности капли в процессе испарения.

Условия окружающей среды: $U_0 = 0$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 21$ °C, $\varphi = 23$ %.

Как можно заметить, на начальном этапе испарения температуры поверхности для всех капель резко снижаются в зависимости от концентрации летучего компонента в растворе. Однако, для бинарных растворов наблюдается рост температуры. Чем больше концентрация, тем интенсивнее увеличивается температура. Особенно ярко такое поведение можно наблюдать для растворов 47 и 70%. Если после быстрого прогрева размер капли остался больше размера державки, то температура капли продолжает расти, но гораздо с меньшей скоростью, чем изменение температуры на начальном этапе. При испарении 47 % температура капли также резко снижается в начальный момент времени, но затем увеличивается гораздо с меньшей скоростью, на последнем этапе можно наблюдать выход на плато, т.е. температура практически не изменяется. В случае испарения 70%-го раствора можно отметить также резкое снижение температуры вначале, затем выход на плато, а затем прогревание капли. При испарении капли раствора с содержанием этанола 94% капля охлаждается до определенной температуры и выходит на стационар, такой же характер изменения температуры наблюдается у воды.

На Рисунке 3.2 представлено изменение размера капли с течением времени в таких же условиях как на Рисунке 3.1. Стоит заметить, что при больших концентрациях этанола (47 и 70 %) капля испаряется таким образом, что на линии зависимости не заметно «заломов», характерного для испарения бинарной смеси, т.е. нет четкой границы с

испарением легкокипящего компонента на начальном этапе и последующем испарением воды [56]. Возможно, это обусловлено тем, что при подвесе на перекрестие внутри капли происходит более активная циркуляция и раствор находится в постоянном смешении.

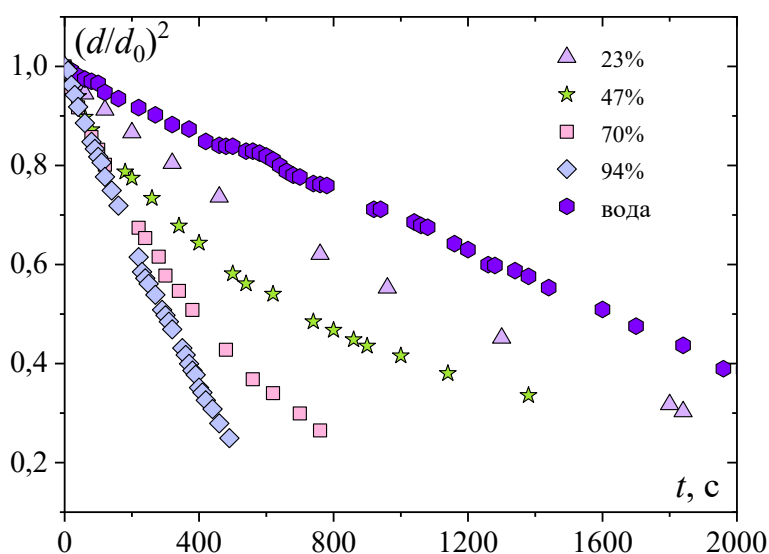


Рисунок 3.2. Изменение размера капли в процессе испарения. Условия окружающей среды: $U_0 = 0$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 21$ °С, $\phi = 23$ %.

3.2.1 Скорость испарения капель раствора этанол-вода. Обобщение данных

При испарении капель бинарных растворов этанол-вода использование комплекса Ko (Раздела 2.4) для обобщения опытных данных затруднительно из-за отсутствия данных по компонентному составу капель, который изменяется в процессе испарения. Для обобщения полученных экспериментальных данных, как правило, используется выражение для изменения размера капли, полученного из диффузионной теории испарения [48]:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 - K \cdot t / d_0^2, \quad (3.1)$$

Обобщение экспериментальных данных в таком виде представлено на Рисунке 3.3. Стоит отметить, что такое сопоставление для водно-спиртовых растворов используют многие авторы, даже если испарение происходит с твердой поверхности [80]. Как можно видеть из Рисунка 3.3, для испарения в условиях свободной конвекции хорошо работает закон d^2 .

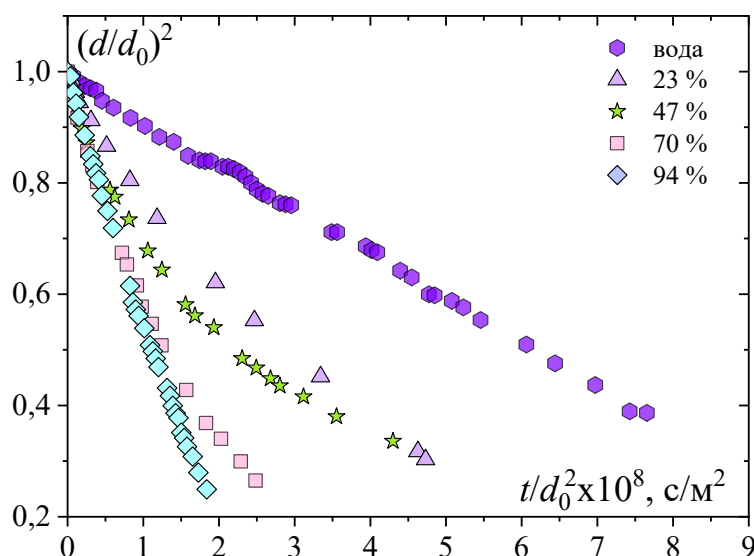


Рисунок 3.3. Изменение размера капли в процессе испарения. Условия окружающей среды: $U_0 = 0$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 21$ °C, $\varphi = 23$ %.

Из Рисунка 3.3 можно заметить, что скорости испарения растворов 23, 47 и 70 % изменяются нелинейно. Более подробно изменение скорости раствора 47 % представлено на Рисунке 3.4. Параметр K представляет собой скорость испарения или угол наклона кривой $F(x)$ к оси ординат. Можно заметить три фазы испарения и продолжительность этих фаз соответствует t_1 , t_2 и t_3 . Продолжительность фазы t_1 по сравнению со всем временем испарения увеличивается с увеличением концентрации этанола (Рисунок 3.3). Угол наклона кривой во время фазы t_1 оказывается очень близким к углу наклона для этанола 94 %. Это указывает на то, что этанол испаряется первым [80]. Точно так же угол наклона фазы t_3 соответствует углу наклона чистой воды и имеет гораздо меньшую скорость испарения, чем фаза t_1 .

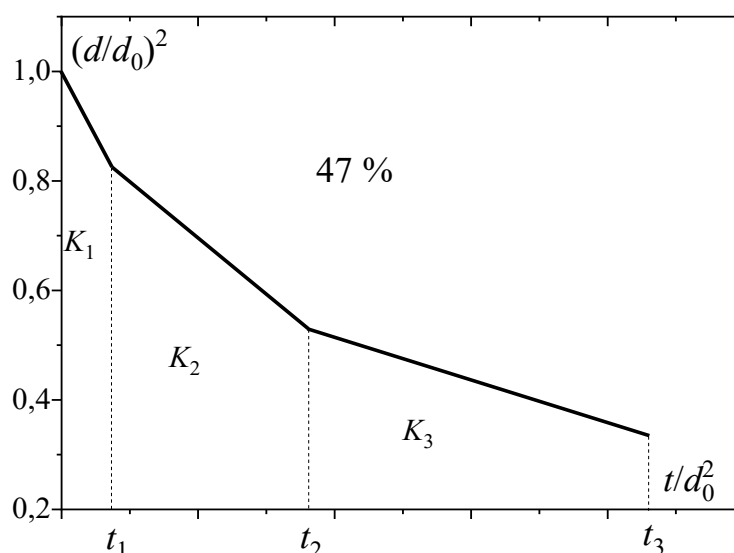


Рисунок 3.4. Скорость испарения для раствора этанол-вода с концентрацией 47%. Условия окружающей среды: $U_0 = 0$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 21$ °C, $\varphi = 23$ %.

Скорости испарения для растворов 23, 47 и 70 % в условиях свободной конвекции представлены на Рисунке 3.5. Данные представлены в сопоставлении со скоростями испарения чистых жидкостей.

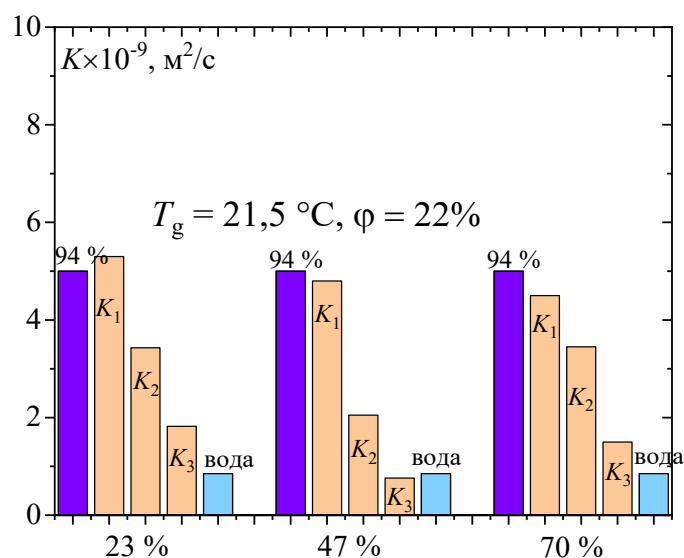


Рисунок 3.5. Скорость испарения для растворов с разным содержанием этанола в сопоставлении с чистыми жидкостями. Условия окружающей среды:

$$U_0 = 0 \text{ м/с}, T_{0g} = T_{0s} = 21 \text{ °C}, \varphi = 23 \text{ \%}.$$

Из представленных данных о скорости испарения можно сделать вывод, что раствор с содержанием этанола 47% ближе всего к сценарию испарения классического бинарного раствора, когда сначала испаряется более легкокипящий компонент, а затем менее легкокипящий. Для остальных концентраций это не так очевидно.

3.2.2 Сопоставление динамики температуры капли с другими авторами

На Рисунке 3.6 представлено сопоставление с данными В.Ю. Бородулина [87] для схожих условий испарения. Можно заметить, что растворы с большим содержанием летучего компонента интенсивнее охлаждаются, а затем более быстро прогреваются. Интересное поведение в динамике испарения можно заметить для 50 % раствора этанол-вода. Такой раствор имеет две полочки в динамике температуры.

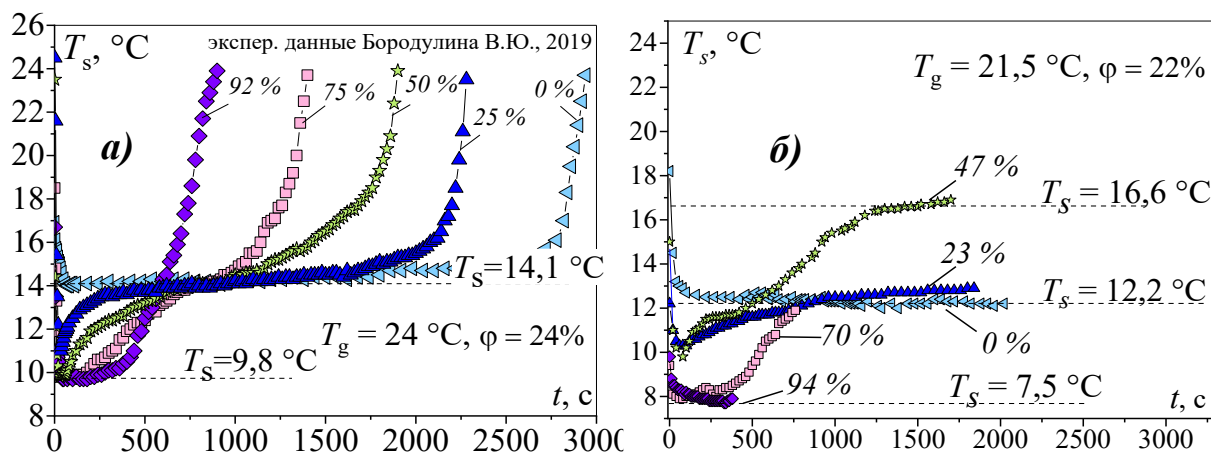


Рисунок 3.6. Эволюция температуры испаряющейся капли раствора этанол-вода в условиях свободной конвекции: а) данные из работы В.Ю. Бородулина [87]; б) экспериментальные данные. Начальные условия обозначены на графиках.

В результате проведенного исследования было установлено, что скорость раствора 47 % на первом этапе испарения имеет скорость схожую с этанолом, а на последнем с водой. Такое поведение наблюдалось и другими авторами [80, 87]. Это говорит о том, что на первом этапе испаряется в основном этанол, а на последнем вода.

3.3 Динамика испарения капель раствора этанол-вода в слабоподвижной среде

В этом разделе рассмотрены экспериментальные данные о тепло- и массообмене при испарении раствора этанол-вода с концентрациями от 0 до 94 % в слабоподвижной среде $U_0 = 0,1$ м/с при трех температурах набегающего потока $T_{0g} = 50$ °C и $T_{0g} = 100$ °C. Небольшая скорость необходима для создания высокой температуры среды вокруг капли. Хотелось бы отметить, что полученные данные в слабоподвижной среде хорошо описываются законом d^2 .

3.3.1 При температуре 50 °С

На Рисунке 3.7а показано изменение размера капли в процессе испарения для всех исследуемых концентраций. Далее первичные данные обобщались с помощью диффузионной теории Сполдинга [48] по формуле (3.1). Обобщенные данные приведены на Рисунке 3.7б.

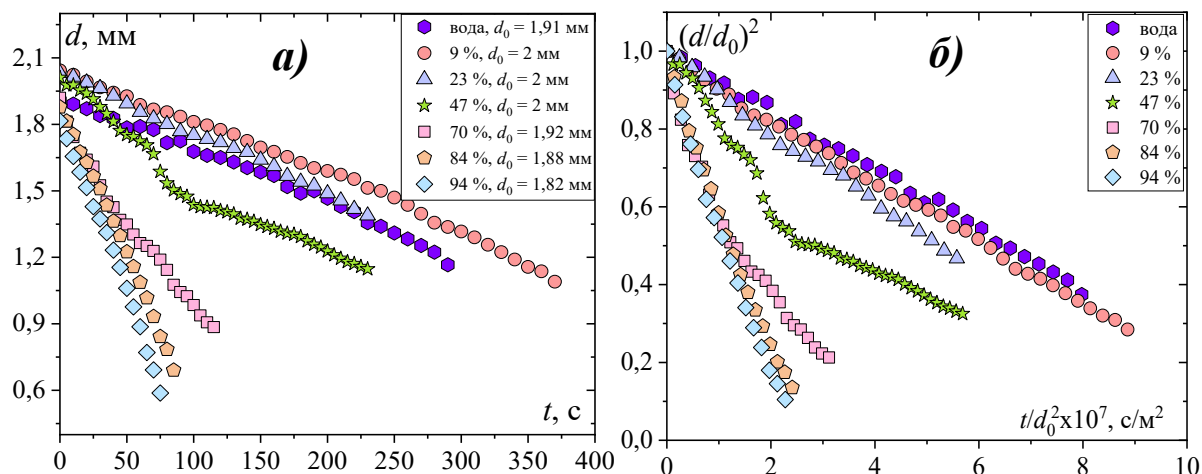


Рисунок 3.7. а) изменение размера капли со временем; б) динамика относительного размера капли. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °С, $T_{0s} = 22$ °С, $\phi = 3$ %.

Как видно из Рисунка 3.7 при небольшом обтекании капли можно выделить некоторые характерные зависимости. Так капли водно-этанольного раствора с малым содержанием летучего компонента до 23 % ведут себя близко к воде. Скорости испарения капель с содержанием этанола выше 70% наоборот близки к спирту. Динамика размера для капли с содержанием этанола 47 % имеет два этапа испарения. Возможно, испарение происходит таким образом, потому что зависимость теплофизических свойств сильно немонотонная [159, 160]. Весьма интересным выглядит испарение для капли бинарного раствора этанол-вода с концентрацией летучего компонента 70 %. Более подробно скорость испарения данного раствора представлена на Рисунке 3.8.

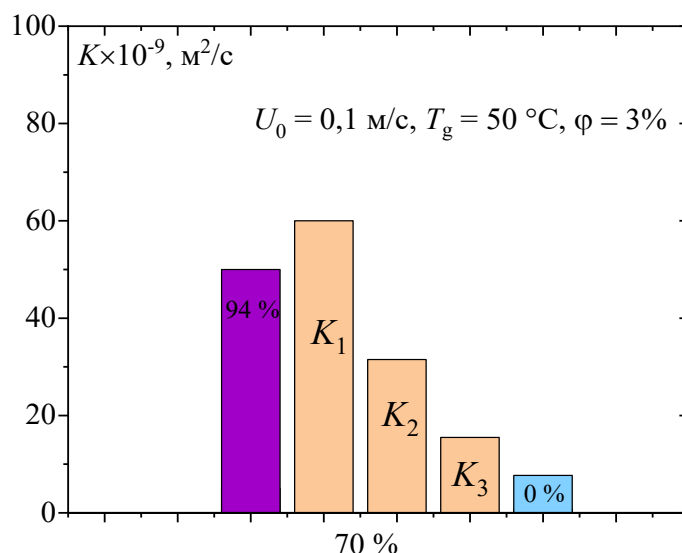


Рисунок 3.8. Скорость испарения раствора этанол-вода 70 %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1 \text{ м/с}$, $T_{0g} = 50 \text{ °C}$, $T_{0s} = 22 \text{ °C}$, $\varphi = 3 \text{ \%}$.

Как можно заметить из Рисунка 3.8 на первом этапе испарения капли раствора 70 % имеют скорость испарению выше, чем у этанола 94 %. Этот эффект может быть объяснен сложным взаимодействием молекул этанол и воды и нелинейным изменением концентрации в растворе в процессе испарения. Стоит отметить, что при испарении в среде с температурой 50 °C немонотонное поведение скорости наблюдалось и другими авторами [72, 157].

Изменение температуры испаряющейся капли бинарного раствора этанол-вода для всех концентраций летучего компонента представлено на Рисунке 3.9.

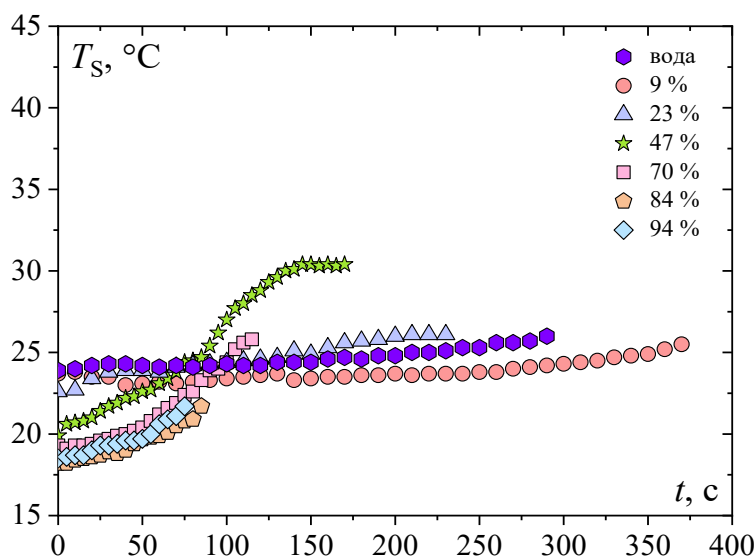


Рисунок 3.9. Изменение температуры поверхности капли со временем. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1 \text{ м/с}$, $T_{0g} = 50 \text{ °C}$, $T_{0s} = 22 \text{ °C}$, $\varphi = 3 \text{ \%}$.

Анализ динамики температуры поверхности капель показал (Рисунок 3.9), что растворы с содержанием этанола 47 % на первом этапе испарения имеют более низкую температуру, т.е. сильнее охлаждаются за счет более интенсивного испарения. Далее для растворов этанол-вода концентрацией более 47 % наблюдается рост температуры с последующим выходом на плато.

3.3.2 При температуре 100 °С

Увеличение температуры окружающей среды приводит к росту скорости нагрева температуры поверхности капли. Так, при $T_g = 100$ °С скорости испарения растворов вода-этанол и чистой воды увеличиваются в 2,5 раза по сравнению с режимом $T_g = 50$ °С. Ниже представлены первичные данные об изменении размера капли со временем для всех исследуемых концентраций (Рисунок 3.10а). Обобщение экспериментальных данных с помощью теории Сполдинга представлено на Рисунке 3.10б.

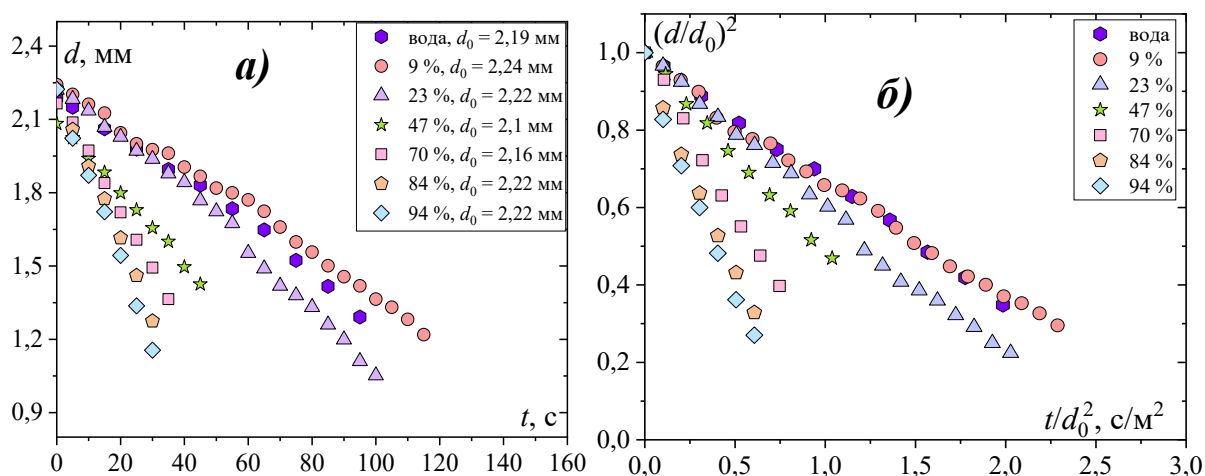


Рисунок 3.10. а) изменение размера капли со временем; б) динамика относительного размера капли. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °С, $T_{0s} = 23$ °С, $\phi = 3$ %.

Из Рисунка 3.10б можно заметить, что динамика относительного размера капли для чистой воды и раствора с малым содержанием этанола 9 % весьма схожа. Таким образом при испарении в высокотемпературной среде небольшое содержание этанола в растворе (до 23 %) слабо влияет на скорость испарения. Однако даже малая добавка летучего компонента в воду изменяет температуру испарения (Рисунок 3.11).

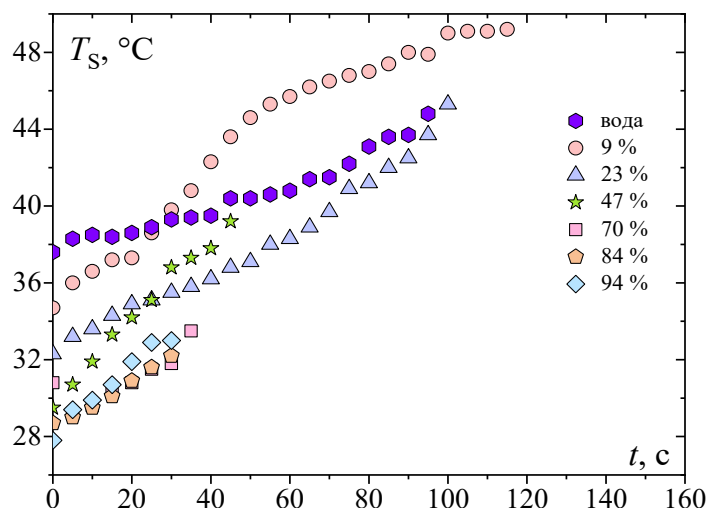


Рисунок 3.11. Изменение температуры поверхности капли со временем. Условия окружающей среды: $U_0 = 0.1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 23$ °C, $\phi = 3$ %.

Из Рисунка 3.11 можно заметить, что растворы, содержащие этанол имеют более низкую температуру в начальный момент времени, что характеризуется более интенсивным испарением. Стоит отметить, что динамика температуры для всех исследуемых жидкостей растет по мере уменьшения размера капли.

3.3.3 Скорость испарения капель раствора этанол-вода в слабоподвижной среде

Величина параметра скорости испарения капель K в зависимости от концентрации этанола в водно-спиртовом растворе демонстрируется на Рисунке 3.12. Большее значение K соответствует увеличению скорости испарения. Для сопоставления на графике нанесены данные о скорости испарения других авторов [87].

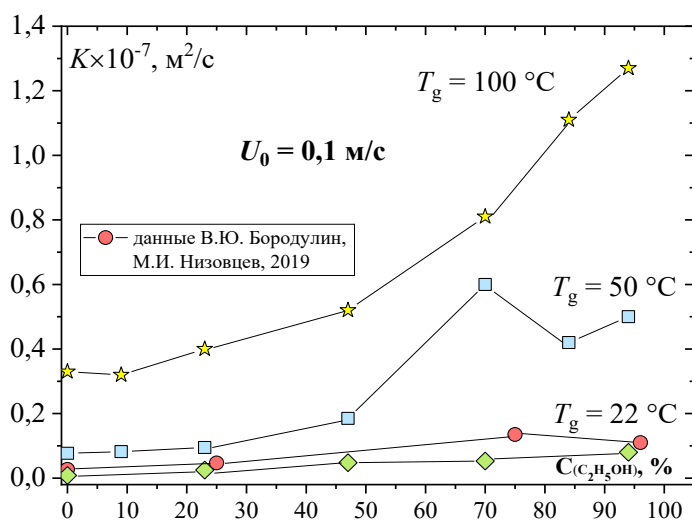


Рисунок 3.12. Влияние концентрации летучего компонента на процесс испарения при числе Рейнольдса $Re = 5-11$. Сопоставление с данными [87].

Анализ влияния концентрации летучего компонента на скорость испарения показал, что при большем содержании спирта раствор испаряется быстрее при высокой температуре окружающей среды (Рисунок 3.10). Можно заметить, что при концентрации этанола $C = 70\%$ в режиме $T_g = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ скорость испарения больше, чем у раствора с содержанием спирта $C = 94\%$, что является неожиданным. Возможно данное явление связано с неидеальностью растворов и необходимо дальнейшее исследование в данном направлении. Смесь с концентрацией 70% на начальном этапе имеет скорость выше, чем этанол 94% , потому что обладает необычными физико-химическими свойствами [159].

3.4 Динамика испарения капель раствора этанол-вода при скорости $1,5\text{ м/с}$

При более интенсивном обдуве происходит более эффективное испарение. Полученные экспериментальные данные обобщались законом $d^{1,5}$. Все опыты проводились в сухой среде, где относительная влажность составляла $\varphi = 0\%$.

3.4.1 При температуре $29\text{ }^{\circ}\text{C}$

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель неидеального раствора этанол-вода в условиях окружающей среды $U_0 = 1,5\text{ м/с}$, $T_{0g} = T_{0s} = 29\text{ }^{\circ}\text{C}$. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 3.13.

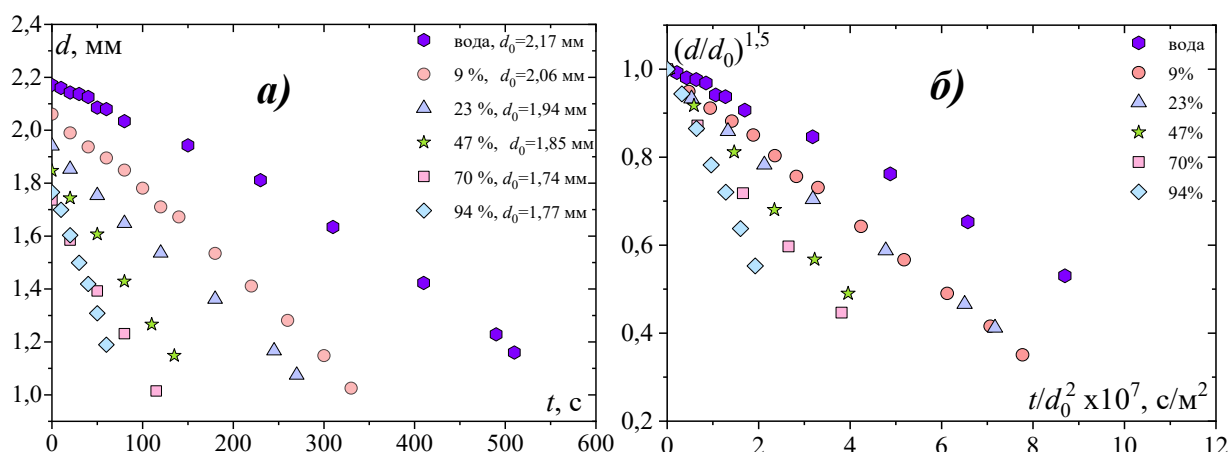


Рисунок 3.13. а) изменение размера капель водно-спиртового раствора; б) обобщение экспериментальных данных для растворов этанол-вода. Условия окружающей среды:

$$U_0 = 1,5\text{ м/с}, T_{0g} = T_{0s} = 29\text{ }^{\circ}\text{C}.$$

По полученным данным можно сделать вывод, что концентрация спирта существенно влияет на скорость испарения. Можно отметить, что при концентрациях летучего компонента 70 % наблюдается схожий участок испарения с раствором 94% на начальном этапе, затем происходит некоторое уменьшение скорости испарения. Это свидетельствует о том, что на первом этапе преимущественно испаряется этанол, а затем вода. Для обобщения полученных экспериментальных данных использовалась диффузионная теория испарения [48].

Значение параметра K , характеризующего скорость испарения капли в зависимости от исходных условий экспериментов, определялся как угол наклона опытных точек на Рисунке 3.13б. Поскольку не все опытные зависимости сохраняли линейный вид на протяжении всего процесса испарения, то величина параметра K рассчитывалась в начальные моменты времени.

Изменение температуры поверхности испаряющихся капель бинарного раствора показано на Рисунке 3.14. Видно, что на начальном этапе происходит резкое понижение температуры поверхности капли, вызванное фазовым переходом. Этот процесс наблюдается для всех концентраций этанола в воде. Однако минимальная температура не достигает значения температуры насыщения при адиабатном испарении и вероятным объяснением является отсутствие адиабатичности капли в условиях эксперимента, а также возможно наличием водяного пара в воздушном потоке.

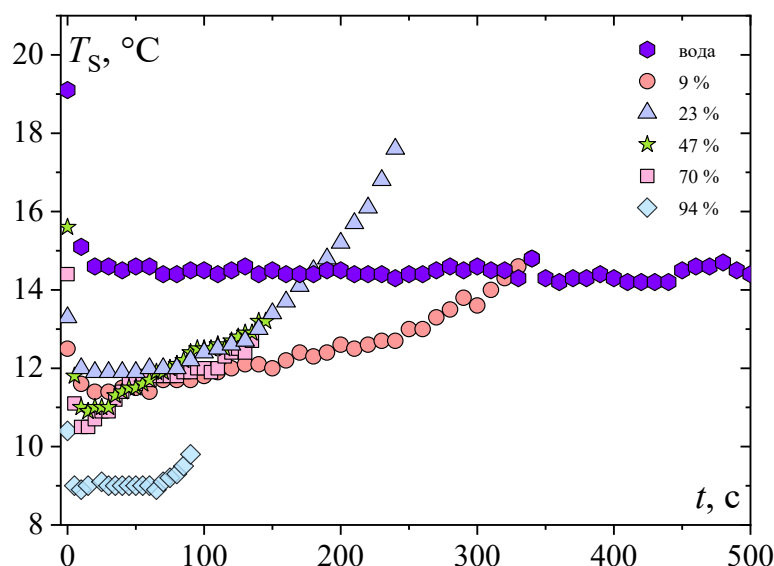


Рисунок 3.14. Изменение температуры поверхности капли со временем. Условия окружающей среды: $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 29$ °C.

Второй этап, связанный с ростом температуры, обусловлен, прежде всего, завершением интенсивного испарения этанола, и переходом к испарению менее летучего компонента – воды. Стоит отметить, что наибольшее увеличение температуры на втором

этапе испарения наблюдается при небольшой концентрации спирта 23%. Возрастает при этом вклад в общий баланс теплоты, связанной с неконтролируемым теплоподводом через нить, удерживающую каплю. Отметим, что, несмотря на существенную протяженность заключительного этапа во времени, его вклад в общий процесс испарения капли невелик, поскольку к этому моменту объем капли сокращается в несколько раз.

Полученные экспериментальные данные были сопоставлены с моделированием Сажина (Рисунок 3.15), выполненное в университете Брайтона [161]. По полученным материалам (Рисунок 3.15) можно отметить, что современные модели неплохо описывают испарение, однако они не совершенны. Нет характерных переходов для динамики испарения между более и менее летучими компонентами.

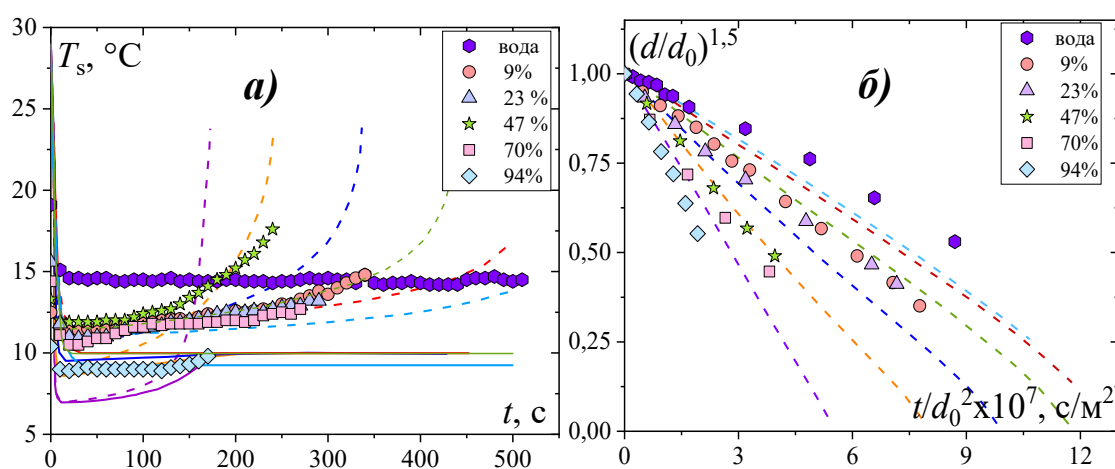


Рисунок 3.15. Сопоставление с расчетами С.С. Сажина: а) изменение температуры поверхности капли со временем; б) обобщение экспериментальных данных для растворов этанол-вода. Условия окружающей среды: $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 29$ °С.

3.4.2 При температуре 50 °С

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель неидеального раствора этанол-вода в условиях окружающей среды $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = 50$ °С, $T_{0s} = 23$ °С. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 3.16. Обобщение экспериментальных данных с помощью диффузионной теории испарения показано на Рисунке 3.16б.

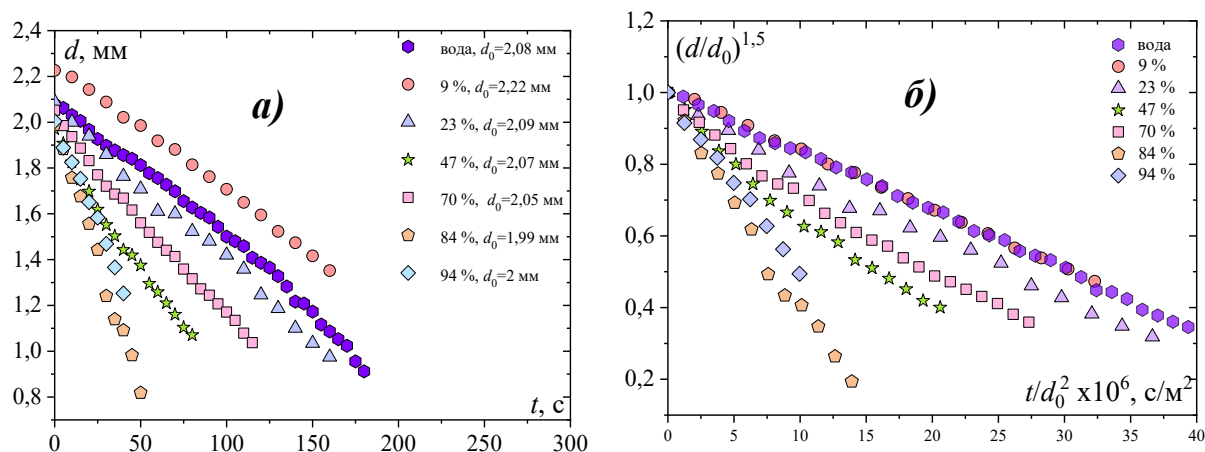


Рисунок 3.16. а) изменение размера капель водно-спиртового раствора; б) обобщение экспериментальных данных для растворов этанол-вода. Условия окружающей среды:

$$U_0 = 1,5 \text{ м/с}, T_{0g} = 50 \text{ }^\circ\text{C}, T_{0s} = 23 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Как видно из Рисунка 3.16 динамика испарения смесей с содержанием этанола ≤ 23 % близка к значениям воды. Смеси с содержанием этанола $\geq 70\%$ имеют скорости испарения ближе к этанолу. Это может быть объяснено тем, что у водно-этанольных растворов свойства нелинейно зависят от количественного соотношения компонентов. При интенсивном обдуве не наблюдается “заломов” в динамике испарения бинарных растворов (Рисунок 3.17).

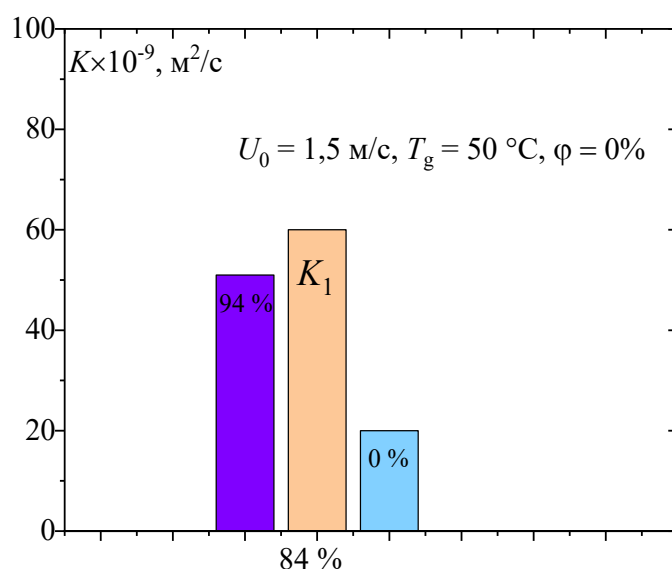


Рисунок 3.17. Скорость испарения для раствора с содержанием этанола 84 %. Условия окружающей среды: $U_0 = 1,5 \text{ м/с}, T_{0g} = 50 \text{ }^\circ\text{C}, T_{0s} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$.

Изменение температуры поверхности испаряющихся капель бинарного раствора показано на Рисунке 3.18. Видно, что растворы с концентрацией этанола 23 % и выше имеют более низкую температуру испарения в начальный момент времени. Однако затем

наблюдается рост температуры для растворов с содержанием летучего компонента выше 23 %. Поведение раствора с малым содержанием этанола 9 % близко к динамике чистой воды.

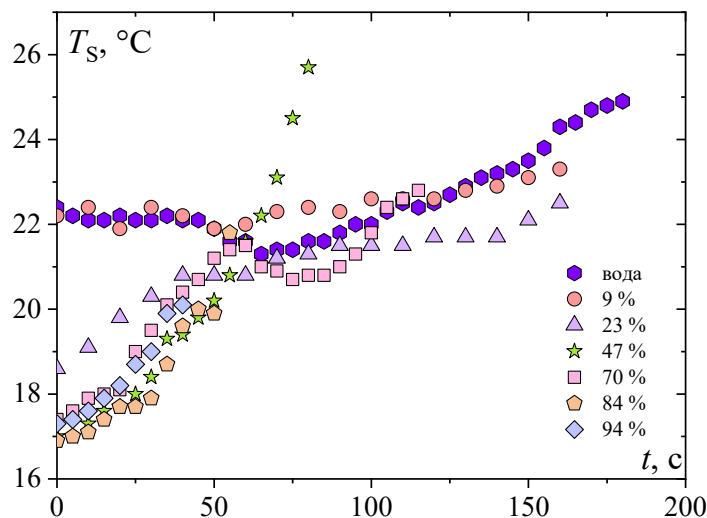


Рисунок 3.18. Изменение температуры капель водно-спиртового раствора. Условия окружающей среды: $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = 50$ °С, $T_{0s} = 23$ °С.

3.4.3 При температуре 100 °С

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель неидеального раствора этанол-вода в условиях окружающей среды $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = 100$ °С, $T_{0s} = 25$ °С. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 3.19. Обобщение экспериментальных данных с помощью диффузионной теории испарения показано на Рисунке 3.19б.

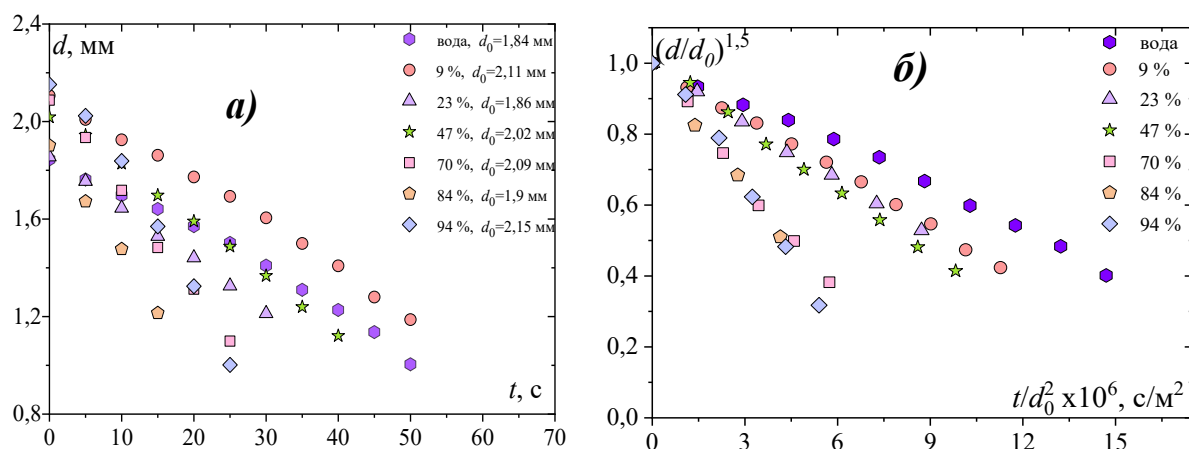


Рисунок 3.19. а) динамика испарения капель водно-спиртового раствора; б) обобщение экспериментальных данных для растворов этанол-вода. Условия окружающей среды:

$$U_0 = 1,5 \text{ м/с}, T_{0g} = 100 \text{ °С}, T_{0s} = 25 \text{ °С}.$$

Изменение температуры поверхности испаряющихся капель бинарного раствора показано на Рисунке 3.20. Видно, что растворы с концентрацией этанола 23 % и выше имеют более низкую температуру испарения в начальный момент времени. Однако затем наблюдается рост температуры для растворов с содержанием летучего компонента выше 23 %. Поведение раствора с малым содержанием этанола 9 % близко к динамике чистой воды.

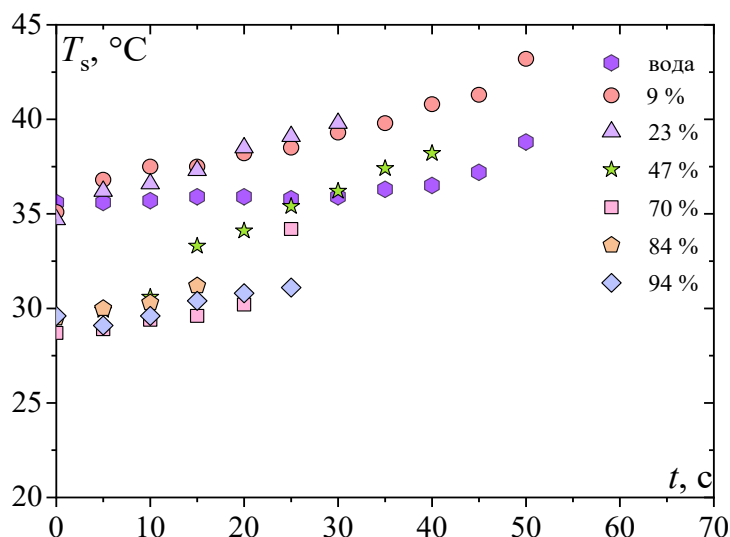


Рисунок 3.20. Изменение температуры капель водно-спиртового раствора. Условия окружающей среды: $U_0 = 1,5$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 25$ °C.

3.4.4 Скорость испарения капель раствора этанол-вода при скорости 1,5 м/с

Величина параметра скорости испарения капель K в зависимости от концентрации этанола в водно-спиртовом растворе демонстрируется на Рисунке 3.21. Большее значение K соответствует увеличению скорости испарения. Для сопоставления на графике нанесены данные о скорости испарения других авторов [87].

Из анализа полученных данных можно наблюдать более интенсивное испарение при обдуве [72,162]. Стоит отметить, что при небольших концентрациях этанола (9% и 23%) скорость испарения отличается $\approx 22\%$, тогда как при больших концентрациях спирта эта разница увеличивается. Так капли с содержанием спирта в воде 94% имеют большую скорость испарения, чем растворы 70%, примерно на 32%, что является вполне предсказуемым. При этом разница между скоростями испарения чистой воды и раствором с малым содержанием этанола (9%) составляет около 73%. Таким образом, обнаружено, что эффективность испарения значительно увеличивается даже при малой концентрации спирта в воде по сравнению с чистой водой.

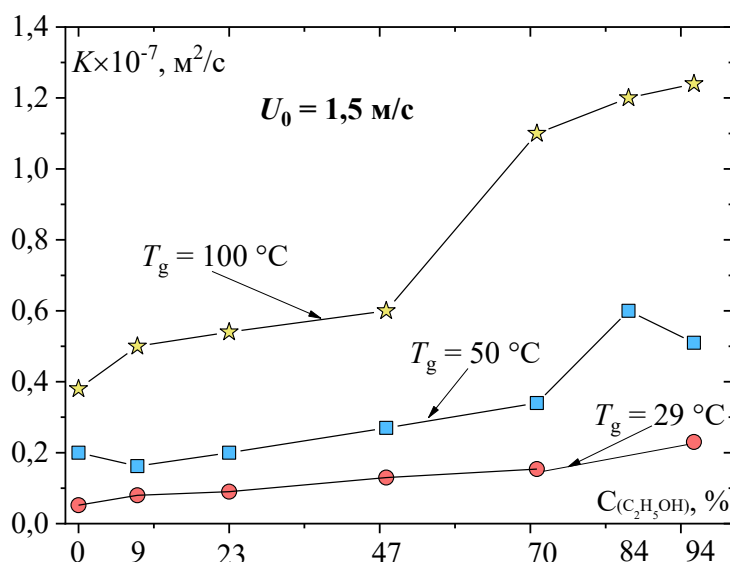


Рисунок 3.21. Влияние концентрации спирта на скорость испарения. $Re = 100\text{--}200$.

Динамика испарения смесей с содержанием этанола $\leq 23\%$ близка к значениям воды. Смесей с содержанием этанола $\geq 70\%$ имеют скорости испарения ближе к этанолу. Это может быть объяснено тем, что у водно-этанольных растворов свойства нелинейно зависят от количественного соотношения компонентов [160]. Смещение пика испарения для $50\text{ }^\circ C$ к большим концентрациям [157].

При увеличении концентрации этанола в растворе происходит несколько процессов: разрушение структуры воды, которое завершается примерно при 40–50% этанола, уменьшение диэлектрической проницаемости и полярности среды, а также пересольватация реагента. Показано, что зависимость константы таутомерии от концентрации этанола линейна примерно до 50% этанола, что, вероятно, связано с последующим разрушением индивидуальной структуры воды и образованием растворителя смешанного состава [159].

Заключение к главе 3

Получены экспериментальные данные по испарению неидеального раствора этанол-вода при вариации температур ($20\text{--}100\text{ }^\circ C$) и скоростей набегающего потока ($0\text{--}1,5\text{ м/с}$) для различных массовых концентраций компонентов от 0 до 94 %.

Найдено немонотонное поведение скорости испарения для разных концентраций. Максимальное значение зависит от внешних условий. Такое поведение обусловлено сложным взаимодействием составляющих молекул.

Показано, что бинарные растворы с содержанием летучего компонента ≤ 23 % имеют динамику испарения близкую к воде. После 70 % наблюдается увеличение скорости испарения и подобие динамики испарения с этанолом 94 %.

Обнаружено, что динамика испарения бинарных растворов этанол-вода отличается от поведения идеальных растворов. Не наблюдается выраженных этапов испарения более легкокипящего компонента на первой стадии и менее летучего на второй.

Глава 4. Исследование тепломассопереноса испаряющихся капель наножидкостей

4.1 Постановка задачи

Повышение эффективности испарения жидкости в некоторых случаях имеет огромное практическое значение. Например, наножидкости можно использовать в качестве эффективных теплоносителей во многих системах тепловой энергетики для повышения термического КПД системы. Также испарение капель наножидкости нашло применение в окраске, нанесении покрытий, формировании рисунка на поверхности, осаждении частиц и т. д.

Известно, что наличие нано- или микродисперсной фазы в жидкости влияет на ее теплофизические свойства, такие как теплопроводность, теплоемкость, вязкость и т.д. [105]. Наиболее сильные эффекты наночастицы могут оказывать в двухфазных газожидкостных системах и, особенно, при наличии фазовых превращений [106]. В этом случае наночастицы, находящиеся на межфазной границе, оказывают существенное влияние на поверхностные силы. В результате сильно изменяется величина критических тепловых потоков и скорости парообразования при испарении наножидкостей по сравнению с чистыми жидкостями. Об этом свидетельствуют имеющиеся в литературе опытные данные [107–109].

Необходимы новые данные о тепло и массообменных процессах, возникающих при испарении капель наножидкостей в том числе с наночастицами SiO_2 , которые весьма перспективны. Выбор данных наночастиц определен тем, что нано размерный диоксид кремния активно используют в качестве добавок в лакокрасочные изделия, антикоррозийные, антифрикционные и гидрофобные покрытия, резиновые изделия. Широкое распространение нано добавки SiO_2 получили в строительной области – их используют в качестве добавок для бетонов, сухих строительных смесей, термостойких и теплоизоляционных материалов [114]. Полученные данные будут полезны для понимания процессов испарения и осаждения, а также помогут уточнить имеющиеся математические модели.

4.2 Подготовка наножидкостей

В этом исследовании рассмотрены наножидкости, сделанные из наночастиц диоксида кремния (SiO_2) фирмы AEROSIL. В качестве базовой жидкости использовалась дистиллированная вода. Для приготовления наножидкости определенной массовой концентрации компоненты взвешивались на электронных весах HR-250AGZc погрешностью измерения 0,1 мг. Затем наночастицы и базовая жидкость необходимых масс смешивались. Для получения стабильной гомогенной смеси с минимальной степенью агломерации частиц применялась обработка ультразвуком [98].

На Рисунке 4.1 показана кинетика испарения наножидкости с массовой концентрацией SiO_2 0,1 wt. % и воды. Во всех экспериментах фиксировались размер и температура капли в процессе испарения, полученные данные представлены в настоящей Главе. Подробное описание экспериментальной установки приведено в Главе 2.

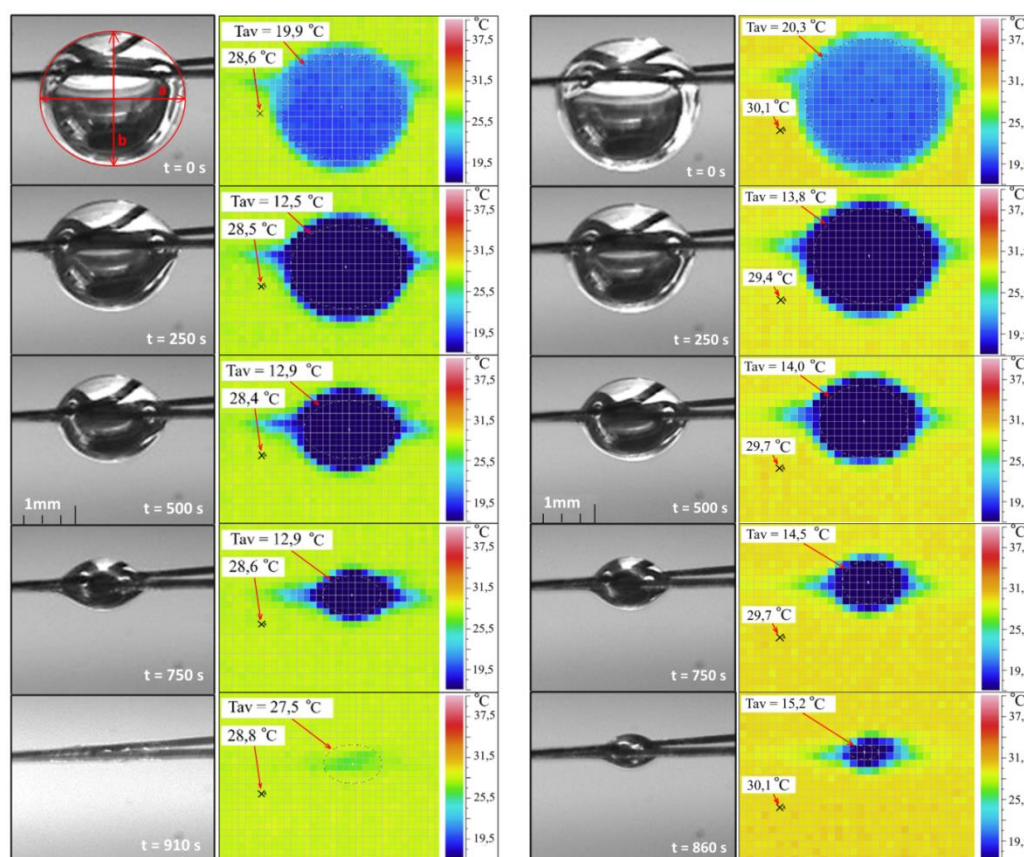


Рисунок 4.1. Кинетика испарения капель воды (справа) и наножидкости SiO_2 (слева) с массовой концентрацией 0,1 wt %.

Однако критическим вопросом при получении наножидкостей является отсутствие агломераций наночастиц в коллоидном растворе. Для анализа частиц в растворе были проведены их спектрофотометрические измерения на приборе СФ-2000. Для проведения

такого анализа рассматривалась наножидкость с массовой концентрацией 0,1 wt %. Полученные спектры пропускания проанализированы с помощью теории Ми. На основании расчета было установлено значение количественной концентрации частиц в растворе $5,7 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для этого значения массовая концентрация составляет, если принять плотность SiO_2 $2,6 \text{ г/см}^3$, 0,13 %. На Рисунке 4.2 показан спектр поглощения наночастиц SiO_2 , растворенных в воде.

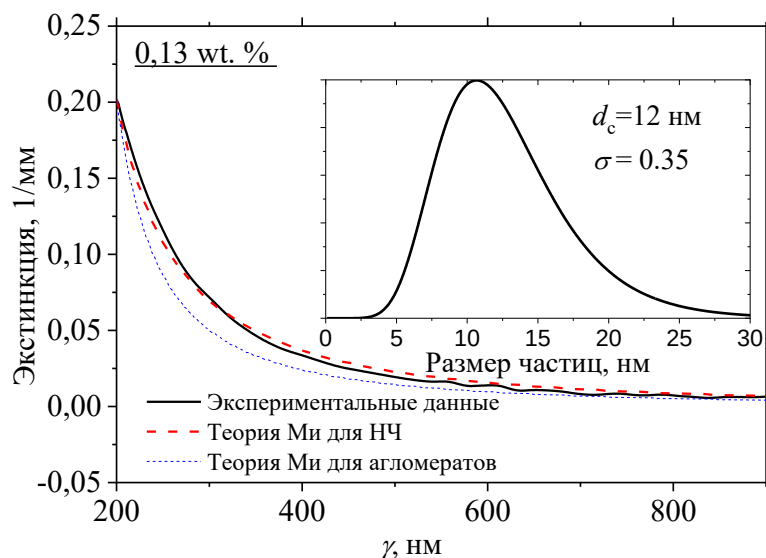


Рисунок 4.2. Спектр поглощения наночастиц SiO_2 , растворенных в воде. Сплошная черная линия – измерения; пунктирная красная – расчет по модели Ми для частицы размером 12 нм; синяя линия – расчет по модели Ми для частиц диаметром 50 нм. На вставках приведены логнормальные распределения частиц по размерам, принятые в расчете.

Из Рисунка 4.2 можно сделать вывод, что наночастицы равномерно распределены в жидкости и не слипаются в агломераты. Однако, по мере испарения капли наночастицы скапливаются в остов. При этом, чем выше начальная концентрация наночастиц в жидкости, тем больше будет осадок (Рисунок 4.3).

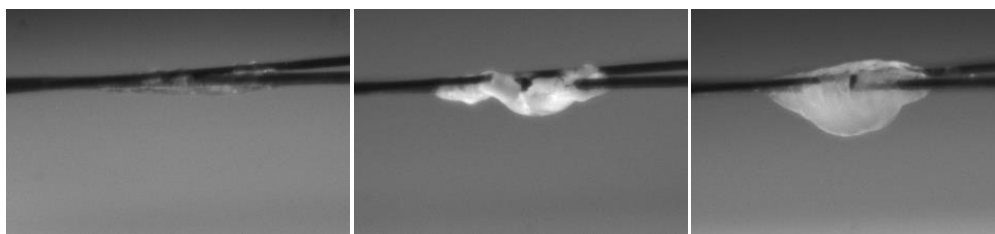


Рисунок 4.3. Фото осадка при испарении наножидкости SiO_2 0,1 wt % (слева) 2 wt % (по центру) и 7 wt % (справа).

4.3 Испарение капли наножидкости с концентрацией 2–7 wt. % в слабоподвижной среде

Ниже представлены данные о динамике размера и температуры капли наножидкости с массовой концентрацией от 2 до 7 % для случаев испарения в слабоподвижной среде $U_0 = 0,1$ м/с с температурами потока $T_g = 24$ °C, $T_g = 50$ °C, $T_g = 100$ °C. Все данные показаны в сравнении с базовой жидкостью (вода).

4.3.1 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при комнатной температуре

Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.4. Как видно из Рисунка 4.4а, начальные размеры капель могут отличаться друг от друга. Так, полученные первичные данные об изменении размера капли обобщались с помощью диффузионной теории испарения [48]. Полученные данные представлены на Рисунке 4.4б. Стоит отметить, что при слабом обдуве (Число Рейнольдса $Re \leq 11$) работает закон d^2 .

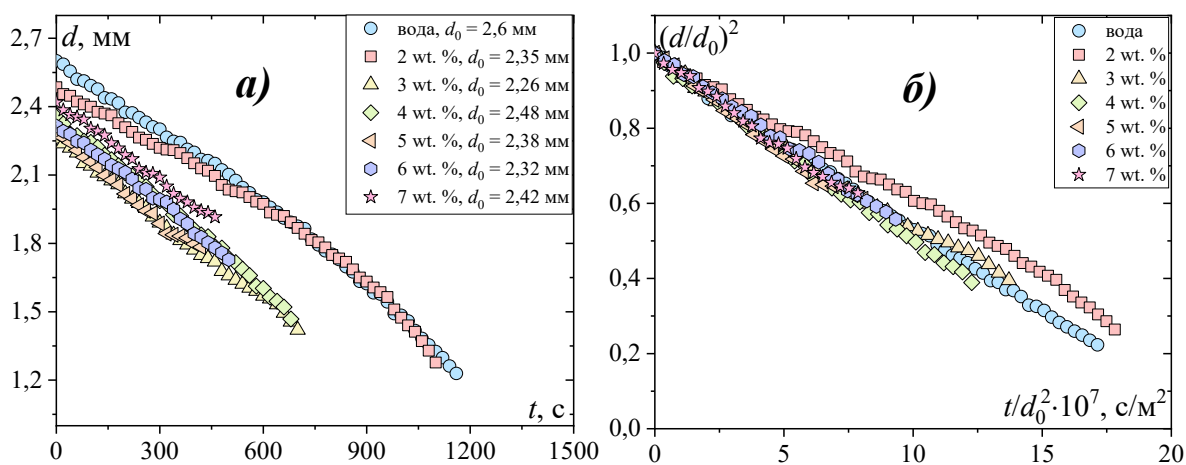


Рисунок 4.4. а) изменение размера капель воды и наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. %;

б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 24$ °C, $\phi = 3$ %.

Как можно заметить из полученных данных на Рисунке 4.4б, влияние наночастиц на скорость испарения может как увеличивать интенсивность массообмена, так и замедлять. Так, капли наножидкости с концентрацией 2 wt. % имеют более низкую скорость испарения, чем базовая жидкость. Стоит отметить, что в начальный момент времени влияние наночастиц на скорость испарения достаточно слабое.

Изменение температуры поверхности испаряющихся капель наножидкостей и воды показано на Рисунке 4.5. Видно, что на начальном этапе происходит резкое понижение температуры поверхности капли, вызванное фазовым переходом. Этот процесс наблюдается для всех жидкостей.

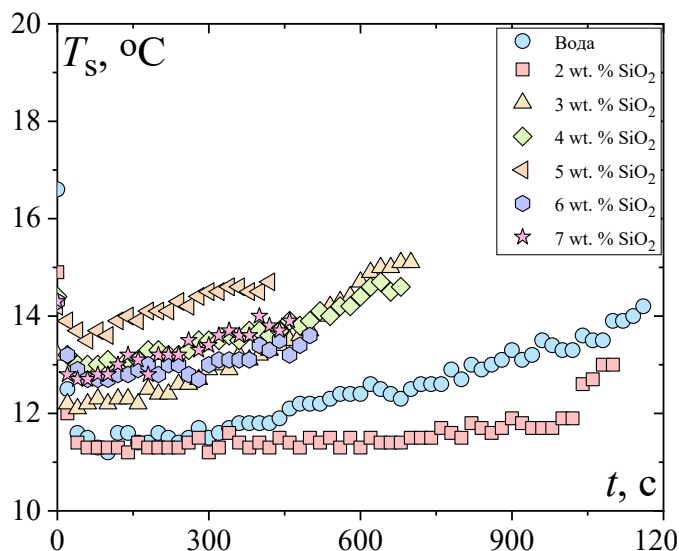


Рисунок 4.5. Динамика температуры поверхности капель воды и наножидкостей SiO_2 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 24$ °C, $\phi = 3$ %.

Второй этап, связанный с ростом температуры, обусловлен, прежде всего, с теплоподводом через нить, удерживающую каплю. Стоит отметить, что температура капли наножидкости 2 wt. % близка к значениям базовой жидкости. Однако, капли наножидкостей с концентрациями ≥ 3 wt. % имеют более высокие температуры испарения по сравнению с чистой водой.

4.3.2 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при температуре 50 °C

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель наножидкостей с концентрацией 2–7 wt. % в условиях окружающей среды $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 22$ °C, $\phi = 3$ %. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях.

Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.6. Также как и для случая испарения в условиях свободной конвекции первичные данные об изменении размера капель были обобщены с помощью диффузионной теории испарения. Полученные данные представлены на Рисунке 4.6б.

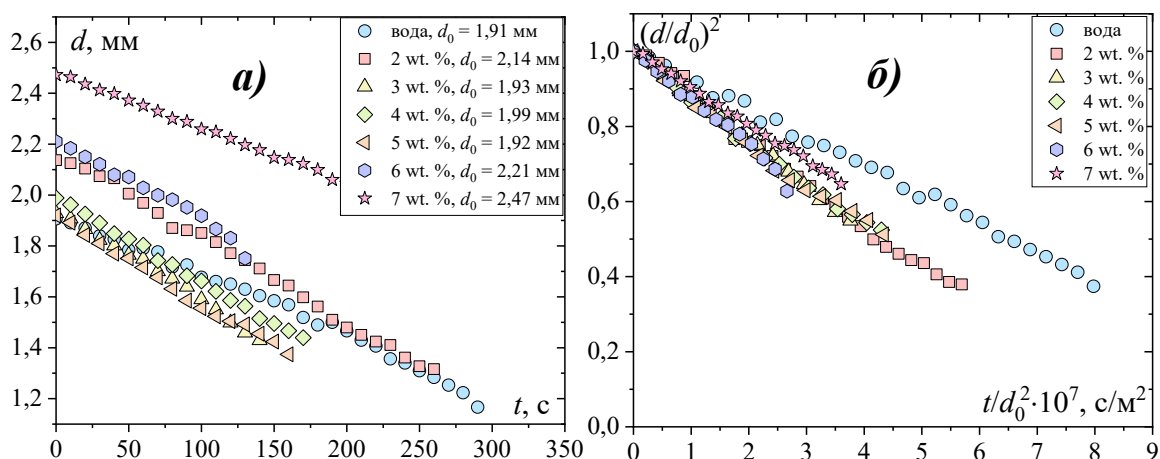


Рисунок 4.6. а) изменение размера капель воды и наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. %; б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 22$ °C, $\varphi = 3$ %.

Из полученных данных о скорости испарения (Рисунок 4.6) видно, что давление наночастиц SiO₂ замедляет скорость испарения для всех рассматриваемых концентраций по сравнению с базовой жидкостью. Однако стоит отметить, что в начальный момент времени наночастицы слабо влияют на эффективность испарения. Данные об изменении температуры капель наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. % и воды показаны на Рисунке 4.7.

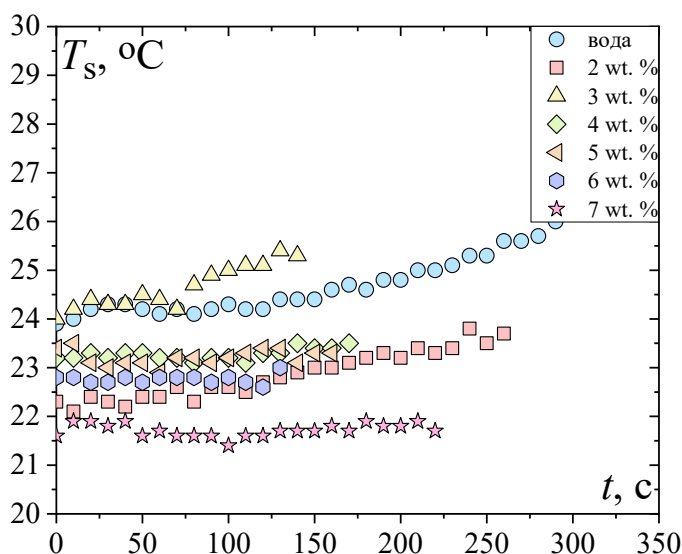


Рисунок 4.7. Динамика температуры поверхности капель воды и наножидкостей SiO₂ 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 22$ °C, $\varphi = 3$ %.

Как видно из Рисунка 4.7 капли наножидкостей 2–7 wt. % имеют более низкую температуру по сравнению с чистой водой, за исключением наножидкости с концентрацией 5 wt. %. Возможно, этот эффект обусловлен сильным влиянием теплофизических свойств [15; 29].

4.3.3 Динамика испарения наножидкости 2–7 wt. % при температуре 100 °C

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель наножидкостей 2–7 wt. % в условиях окружающей среды $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 23$ °C, $\phi = 3$ %. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.8. Данные об изменении размера капель были обобщены с помощью диффузионной теории испарения как показано на Рисунке 4.8б.

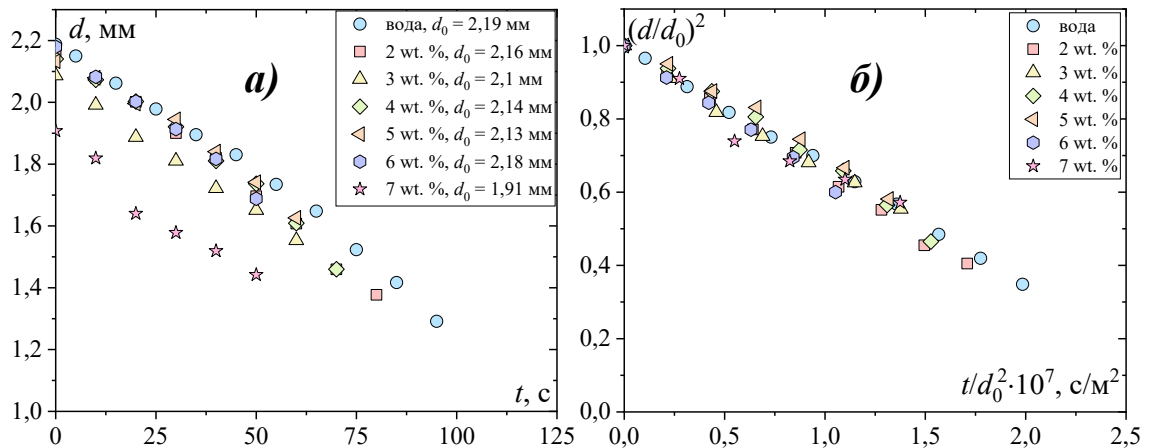


Рисунок 4.8. а) изменение размера капель воды и наножидкостей SiO_2 2–7 wt. %;
б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкостей SiO_2 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 23$ °C, $\phi = 3$ %.

Из Рисунка 4.8 видно, что при испарении в высокотемпературной среде, наночастицы слабо влияют на массообмен. Однако, температура испарения наножидкостей SiO_2 2–7 wt. % в таких условиях сильно отличается от чистой воды (Рисунок 4.9).

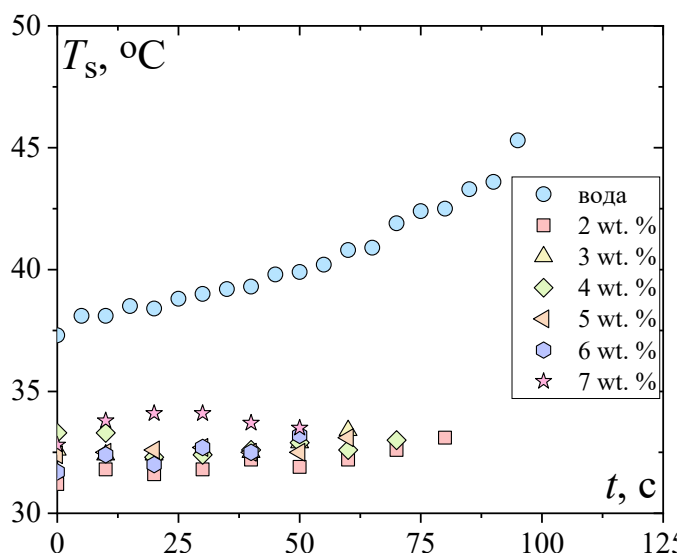


Рисунок 4.9. Динамика температуры поверхности капель воды и наножидкостей SiO_2 2–7 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 23$ °C, $\varphi = 3$ %.

При концентрациях ≥ 2 % можно наблюдать снижение температуры капли при испарении в условиях высокой температуры окружающей среды. Как показано в разделе 4.6 этот эффект может быть обусловлен тем, что для капель с высоким содержанием наночастиц оказывают сильное влияние теплофизические свойства [121, 122, 163, 164].

4.4 Динамика испарения капли наножидкости с концентрацией 0,1 wt. % в слабоподвижной среде

Ниже представлены данные о динамике размера и температуры капли наножидкости с массовой концентрацией 0,1 wt. % для случаев испарения в слабоподвижной среде $U_0 = 0,1$ м/с с температурами $T_g = 25$ °C, $T_g = 50$ °C, $T_g = 100$ °C. Все данные показаны в сравнении с базовой жидкостью (вода).

4.4.1 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при комнатной температуре

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель наножидкостей 0,1 wt. % в условиях окружающей среды $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 25$ °C, $\varphi = 3$ %. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.10. Полученные данные об изменении размера капель были обобщены с помощью диффузионной теории испарения (Рисунок 4.10б).

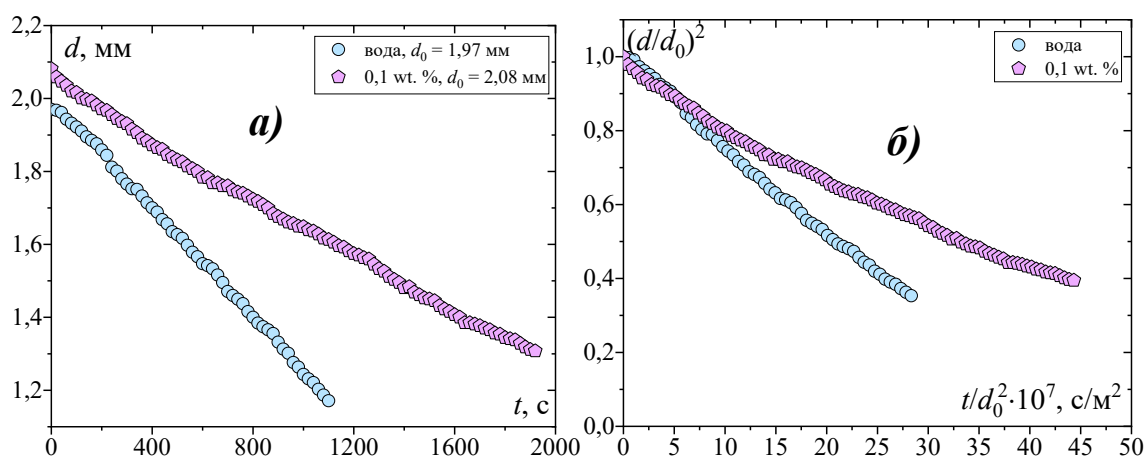


Рисунок 4.10. а) изменение размера капель воды и наножидкости SiO_2 0,1 wt. %;

б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкости

SiO_2 0,1 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 25$ °С, $\varphi = 15$ %.

Из Рисунка 4.10б можно заметить, что в начальный момент времени наножидкость SiO_2 0,1 wt. % и чистая вода имеют одинаковую скорость испарения. При этом динамика размера капли хорошо описывается известным квадратичным законом [8]. Далее наночастицы начинают оказывать влияние и уменьшать скорость испарения. Схожий характер испарения имеют бинарные растворы, где сначала испаряется более легкокипящий компонент, а затем менее летучий. Изменение температуры для наножидкости SiO_2 0,1 wt. % и воды показано на Рисунке 4.11. Испарение капли воды (Рисунок 4.11) протекает по хорошо известным зависимостям [2, 13, 47]. На начальном этапе наблюдается быстрое охлаждение жидкости до адиабатической температуры 11,7 °С, после чего испарение протекает при практически постоянной температуре. Стоит отметить, что динамика температуры капли наножидкости 0,1 wt. % соответствует поведению идеальных растворов [56].

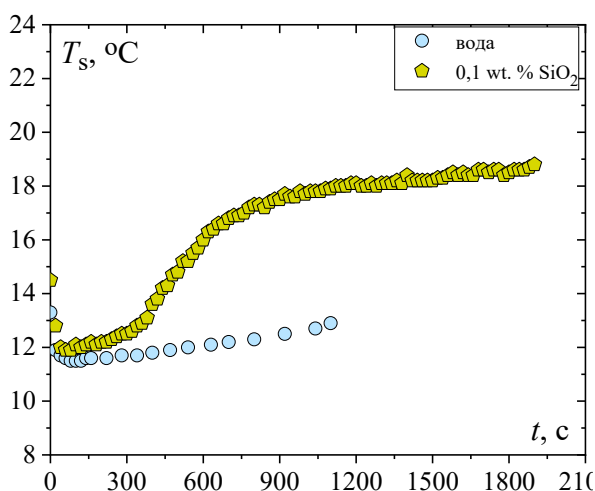


Рисунок 4.11. Динамика температуры капель воды и наножидкости 0,1 wt. %.

Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 25$ °С, $\varphi = 15$ %.

4.4.2 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при 50 °C

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель наножидкостей 0,1 wt. % в условиях окружающей среды $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 29$ °C, $\varphi = 3$ %. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.12. Обобщенные данные показаны на Рисунке 4.12б.

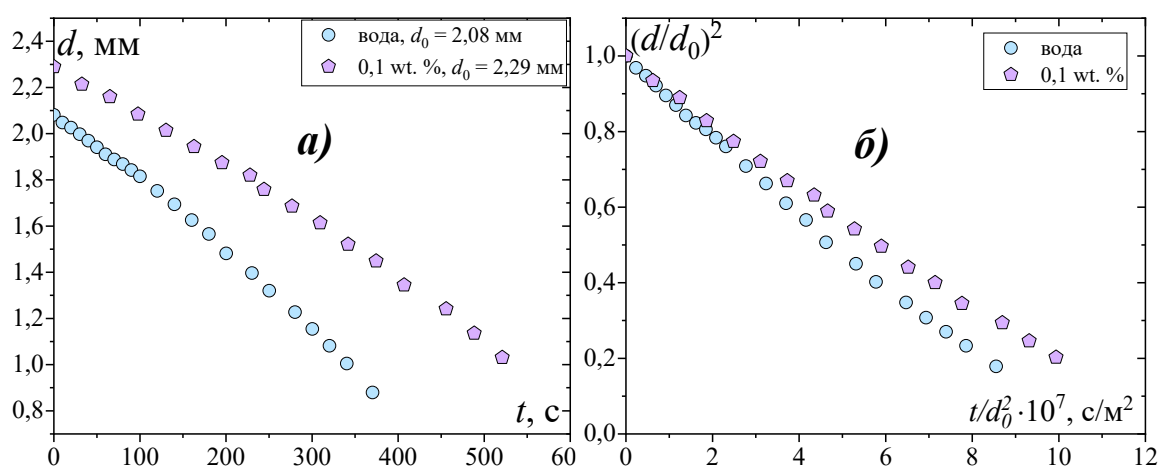


Рисунок 4.12. а) изменение размера капель воды и наножидкости SiO₂ 0,1 wt. %; б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкости SiO₂ 0,1 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 29$ °C, $\varphi = 3$ %.

Как видно из Рисунка 4.12б, на начальном этапе испарения наножидкость SiO₂ 0,1 wt. % и чистая вода имеют одинаковую скорость. Затем наночастицы уменьшают скорость испарения по сравнению с базовой жидкостью. Схожий характер испарения наблюдается и для случая испарения в условиях свободной конвекции (Рисунок 4.10). Изменение температуры для наножидкости SiO₂ 0,1 wt. % и воды показано на Рисунке 4.13.

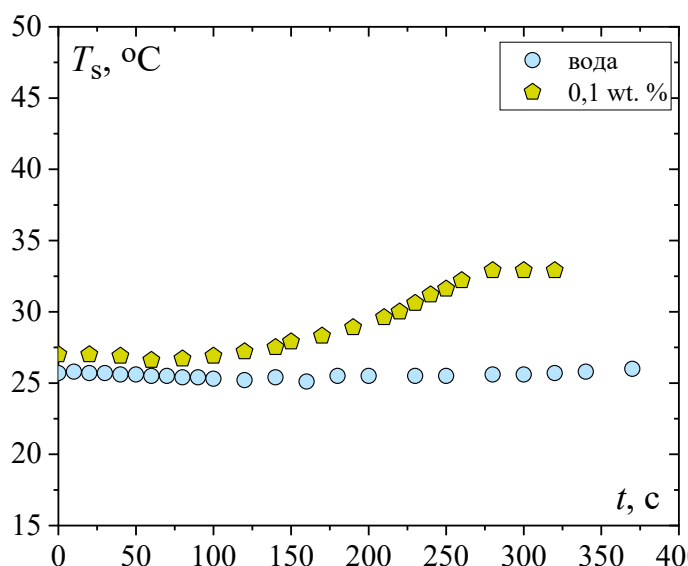


Рисунок 4.13. Динамика размера капель воды и наножидкости 0,1 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 50$ °C, $T_{0s} = 29$ °C, $\phi = 3$ %.

Как можно наблюдать из Рисунка 4.13 на первом этапе происходит классическое испарение воды, при этом температура достигает адиабатического значения [8]. Стоит отметить, что этот этап совпадает с поведением наножидкости, однако по мере уменьшения размера капли происходит постепенный нагрев. Такое же поведение температуры капли наножидкости происходит в условиях свободной конвекции (Рисунок 4.11).

4.4.3 Динамика испарения наножидкости 0,1 wt. % при 100 °C

Ниже представлены результаты экспериментальных исследований динамики испарения капель наножидкостей 0,1 wt. % в условиях окружающей среды $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °C, $T_{0s} = 23$ °C, $\phi = 3$ %. Эти данные сопоставляются с результатами исследований капель чистой воды при тех же условиях. Результаты измерений размера испаряющихся капель по времени демонстрируется на Рисунке 4.14. Полученные данные об изменении размера капель были обобщены с помощью диффузионной теории испарения (Рисунок 4.14б).

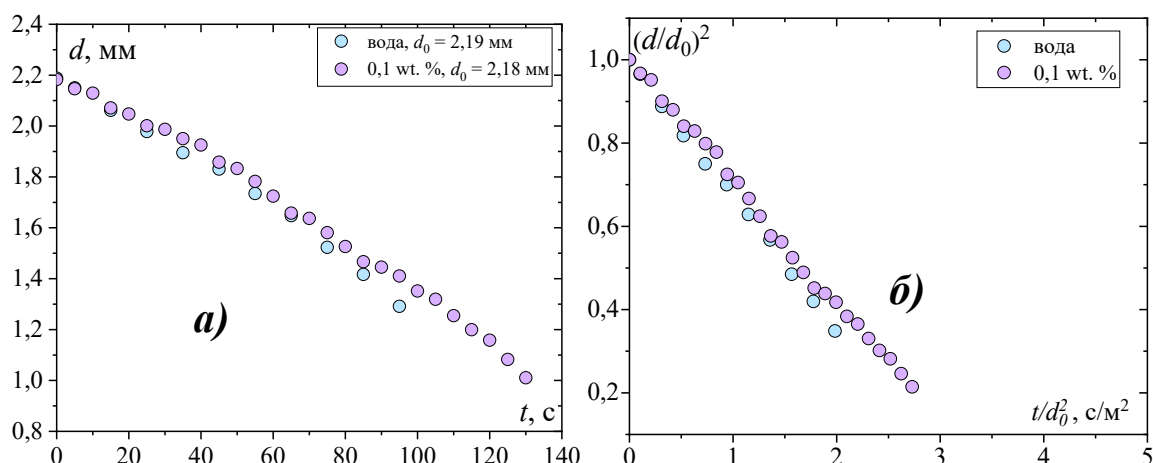


Рисунок 4.14. а) изменение размера капель воды и наножидкости SiO_2 0,1 wt. %; б) обобщение экспериментальных данных для капель воды и наножидкости SiO_2 0,1 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °С, $T_{0s} = 23$ °С, $\varphi = 3$ %.

Как видно из Рисунка 4.14б, в условиях интенсивного испарения, можно наблюдать слабое влияние наночастиц на скорость массообмена. На Рисунке 4.15 представлена динамика температуры для наножидкостей 0,1 wt. % в сравнении с базовой жидкостью.

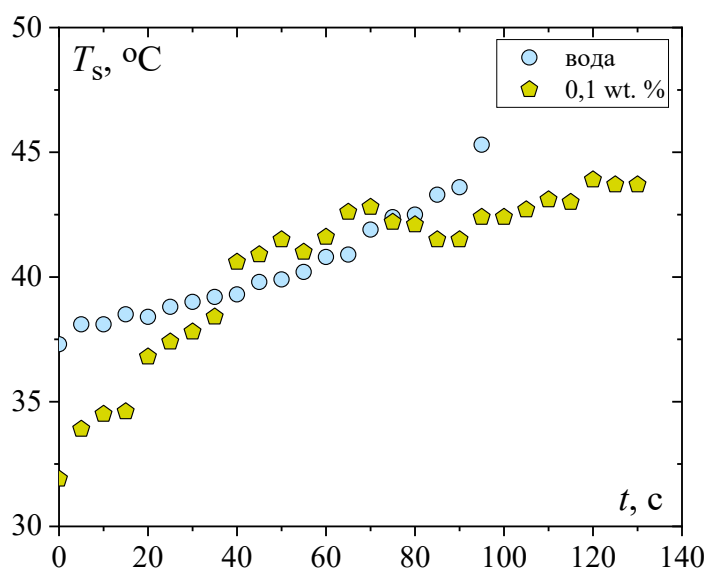


Рисунок 4.15. Динамика размера капель воды и наножидкости 0,1 wt. %. Условия окружающей среды: $U_0 = 0,1$ м/с, $T_{0g} = 100$ °С, $T_{0s} = 23$ °С, $\varphi = 3$ %.

Из Рисунка 4.15 можно заметить, что динамика температуры капли наножидкости SiO_2 0,1 wt % и воды близки между собой, за исключением начального этапа, где температура наножидкости ниже, чем у воды.

4.5 Скорость испарения капель наножидкостей с высокой концентрацией 2–7 wt. %

Из проведенного обзора литературы следует, что испарение капель наножидкости, как правило, отклоняется от линейного закона d^2 [98, 117], справедливого для испарения капель чистых жидкостей. Авторы объясняют этот эффект повышением концентрации наночастиц на поверхности капли, в следствие чего происходит уменьшение эффективной площади жидкости для испарения. В нашем случае экспериментальные данные аппроксимируются законом d^2 (Рисунок 4.16).

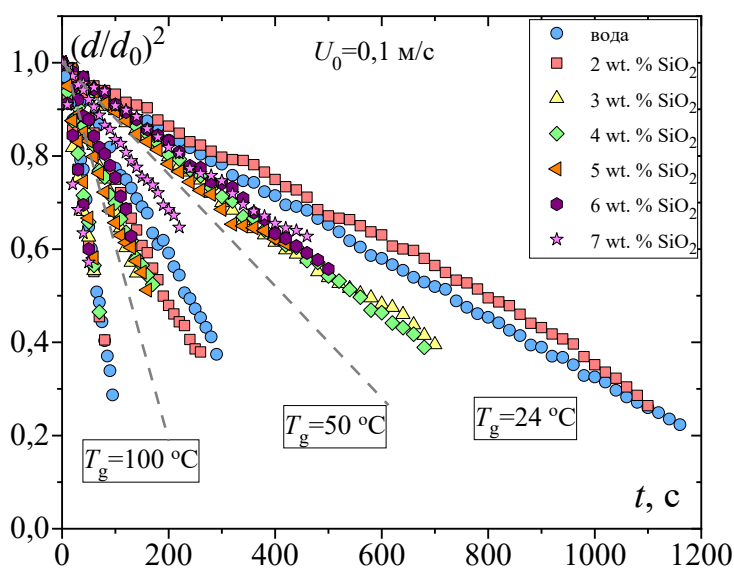


Рисунок 4.16. Динамика относительного размера капель воды и наножидкости SiO_2 2–7 wt %.

Из представленных данных можно отметить влияние наночастиц на скорость испарения при большой концентрации [126]. Однако с увеличением температуры среды скорость испарения наножидкостей слабо отличается от чистой воды. В других работах показано, что наночастицы способны как замедлять скорость испарения [98], так и наоборот увеличивать [113, 119]. Также авторы [111] показали, что замедление скорости испарения за счет наночастиц, находящихся на поверхности, зависит от условий окружающей среды. Это указывает на оптимальную начальную концентрацию наночастиц в базовой жидкости для определенных условий испарения капли. Начальная концентрация и внешние условия испарения влияют на эволюцию размера капли наножидкости, скорость испарения перед образованием оболочки и ее структуру [115]. На Рисунке 4.17 показана зависимость скорости испарения от концентрации летучего компонента в растворе для трех условий окружающей среды.

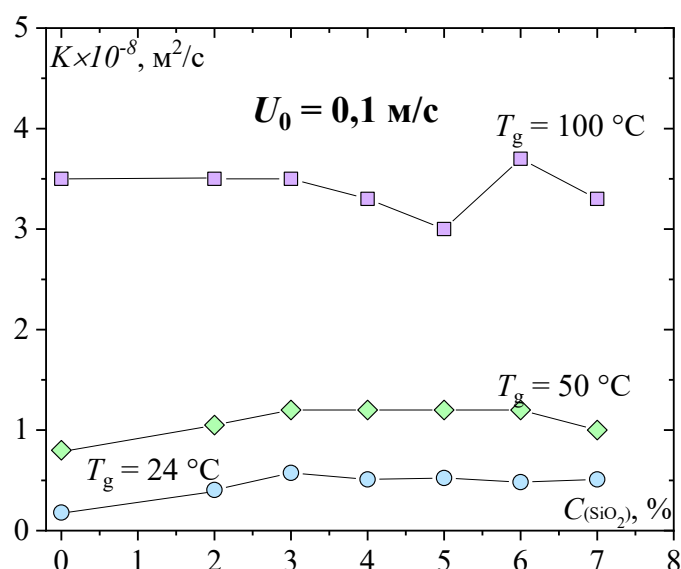


Рисунок 4.17. Скорость испарения капель воды и наножидкости SiO_2 2–7 wt %.

Из представленного обобщения (Рисунок 4.17) можно отметить немонотонное влияние концентраций наночастиц на скорость испарения. Добавление наночастиц SiO_2 2–7 wt % в жидкость не существенно изменяет скорость испарения по сравнению с базовой жидкостью на начальных этапах. Однако, как видно из Рисунка 4.16, добавление наночастиц в основном увеличивает скорость испарения по сравнению с чистой водой.

4.6 Скорость испарения капель наножидкостей с низкой концентрацией

Для наножидкости малой концентрации SiO_2 0,1 wt % наблюдается двухэтапное испарение (Рисунок 4.18). Такое поведение (для режима свободной конвекции) хорошо согласуется со случаем испарения бинарной жидкости, где различные скорости испарения обусловлены отличием в летучести компонентов. То есть испарение происходит по принципу – сначала уходит более летучий компоненты, а затем менее летучий. При этом каждому из этих компонентов соответствует своя адиабатическая температура испарения. Зачастую такой характер испарения соответствует поведению идеальных растворов [56].

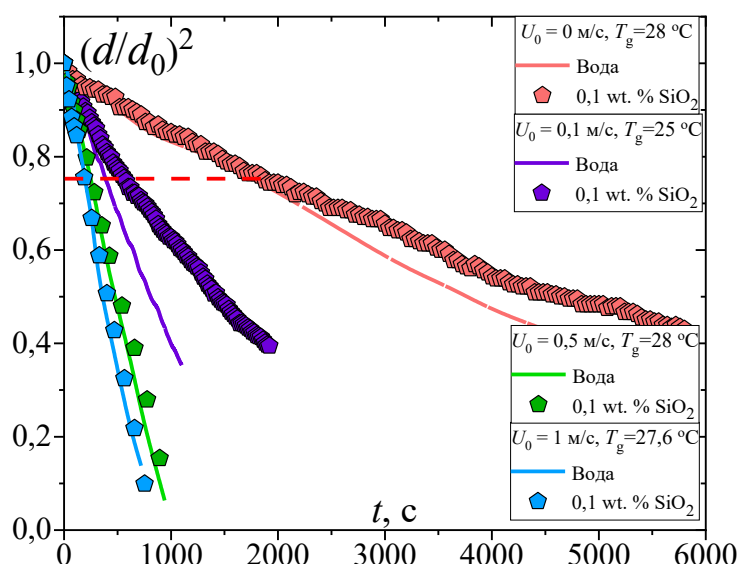


Рисунок 4.18. Динамика относительного размера капель воды и наножидкости SiO_2 0,1 wt % для разных скоростей обдува.

Стоит отметить, что при малой концентрации частицы SiO_2 слабо влияют на теплофизические свойства [165]. Поэтому на начальном этапе вода и наножидкость SiO_2 0,1 wt. % испаряются идентично, а затем концентрация наночастиц увеличивается, и они тормозят испарение. Чем выше скорость испарения (из-за повышения температуры окружающей среды или скорости обдува) тем сильнее этот эффект.

Однако, увеличение температуры окружающей среды не оказывает сильного влияния на изменение относительного размера капли наножидкости SiO_2 0,1 wt. % (Рисунок 4.19). Эволюция размера капли хорошо аппроксимируется законом d^2 . При этом скорость испарения на начальном участке очень близка к значению для воды.

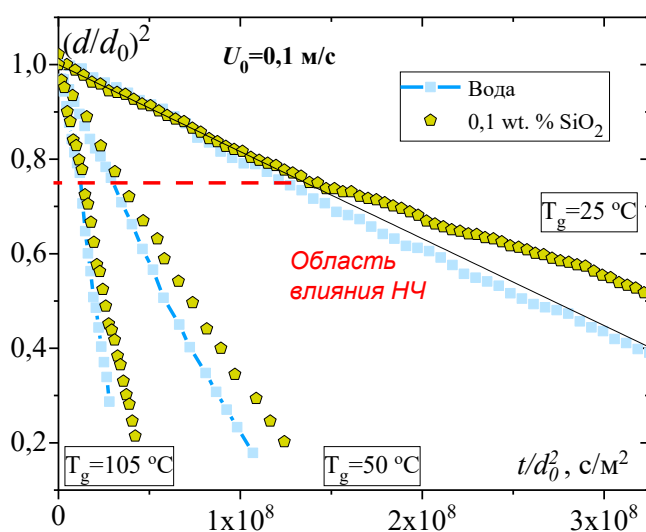


Рисунок 4.19. Динамика относительного размера капель воды и наножидкости SiO_2 0,1 wt. % для разных температур окружающей среды.

Обобщение полученных экспериментальных данных показано на Рисунке 4.20.

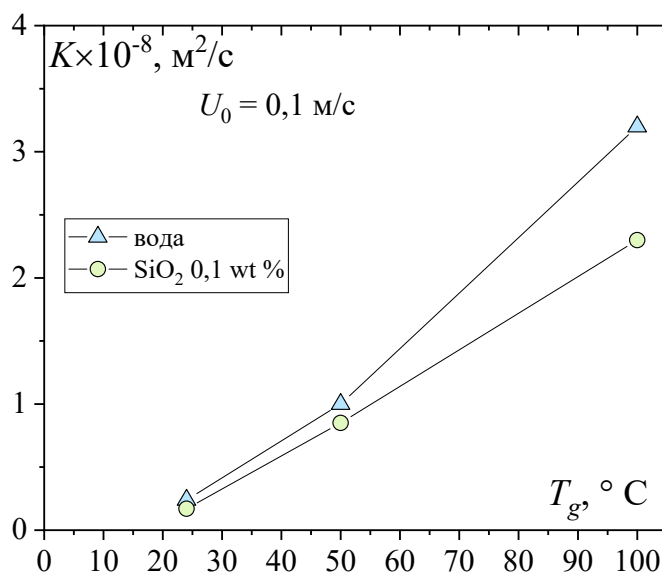


Рисунок 4.20. Влияние концентрации наночастиц на скорость испарения.

Главный вывод по полученным данным (Рисунок 4.20) – есть устойчивая тенденция уменьшения скорости испарения при наличии в капле наночастиц двуокиси кремния малой концентрации. Сравнить с какими-либо данными не представляется возможным, поскольку таких данных не обнаружено.

4.7 Оценка теплофизических свойств наножидкости

Скрытая теплота парообразования в воде имеет достаточно высокое значение из-за сильных водородных связей. Обычно для испарения требуется большое количество энергии. Эта энергия используется для разрыва водородных связей для того, чтобы молекулы воды могли уйти с поверхности жидкости в воздух. Таким образом, скрытая теплота испарения сильно зависит от прочности и количества связей [166]. Добавление наночастиц в чистую жидкость может изменить прочность этих связей и тем самым создавать дополнительные взаимодействия между наночастицами и молекулами воды. То есть эти взаимодействия могут изменять величину скрытой теплоты испарения. Следовательно, такого рода наномасштабные явления могут ответить на вопрос, почему небольшое количество наночастиц может существенно изменить скрытую теплоту испарения в воде.

Из проведенного обзора можно отметить, что все данные о скрытой теплоте парообразования представлены для небольших концентраций и не применимы напрямую

к нашему случаю. Поэтому мы провели экстраполяцию экспериментальных данных из работы [128], однако стоит отметить, что размер их частиц значительно больше наших.

$$L_{nf} = 2287,66741 - 94,97702 \cdot C_{nf} + 82,131 \cdot C_{nf}^2 - 4,10673 \cdot C_{nf}^3$$

Ниже представлены экспериментальные данные по испарению капли наножидкости 7 wt. % в условиях свободно конвекции ($U_0 = 0,25$ м/с, $T_{0g} = T_{0s} = 28$ °С, $\varphi = 4,4$ %). Далее представлена обработка экспериментальных данных в обобщенных координатах.

В случае преобладания конвективного теплообмена:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{1,5} = 1 - 1,8 \cdot Ko, \quad (4.1)$$

Где параметр Ko :

$$Ko = Re_0^{0,5} \cdot Pr^{0,3} \cdot \frac{Fo}{Ku} \cdot \frac{\lambda_g \cdot c_{pl}}{\lambda_l \cdot c_{pg}}, \quad (4.2)$$

Число Рейнольдса:

$$Re_0 = \frac{u_0 \cdot d_0}{\nu_g}, \quad (4.3)$$

Число Фурье:

$$Fo = \frac{a_l \cdot t}{d_0^2}, \quad (4.4)$$

Число Кутателадзе:

$$Ku = \frac{L}{c_{pg} \cdot (T_g - T_s)}, \quad (4.5)$$

Результаты такой обработки показаны ниже на Рисунке 4.21.

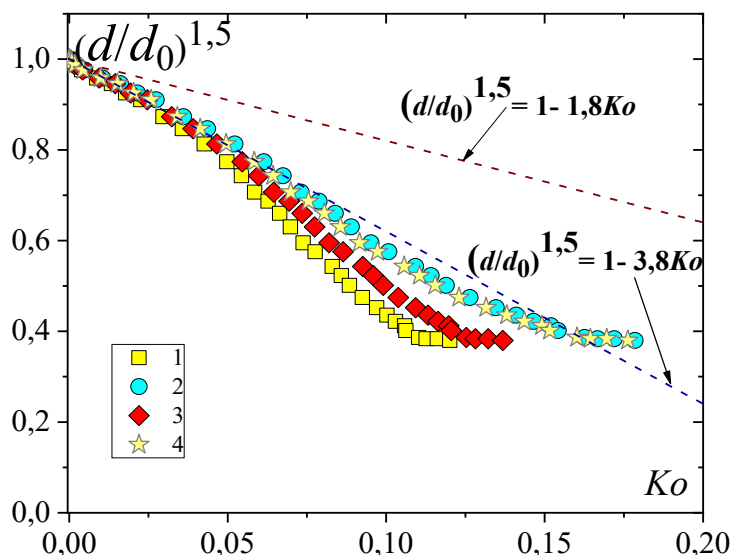


Рисунок 4.21. Обработка экспериментальных данных в критериальном виде:

Для оценки использовались: 1 – теплофизические свойства наножидкости, но скрытая теплота испарения для воды; 2 – все теплофизические свойства воды; 3 – все теплофизические свойства для наножидкости; 4 – теплофизические свойства воды, но скрытая теплота испарения для наножидкости.

В параметр Ko напрямую входят только два свойства наножидкости – плотность ρ и теплота фазового перехода L . Это следует из записи параметра Ko :

$$Ko = Re_0^{0,5} \cdot Pr^{0,3} \cdot \lambda_g \cdot (T_g - T_s) \cdot t / \rho_l \cdot d_0^2 \cdot L, \quad (4.6)$$

С увеличением концентрации частиц плотность наножидкости возрастает, тогда как теплота фазового перехода, напротив, снижается (Рисунок 4.22). По этой причине их взаимное влияние на скорость испарения компенсируется так, что скорость испарения капли наножидкости может совпадать с каплей чистой воды. При этом опытные данные располагаются ниже расчетной линии $\left(\frac{d}{d_0}\right)^{1,5} = 1 - 1,8 \cdot Ko$ за счет дополнительного теплопритока к капле.

Таким образом, учет изменения теплофизических свойств за счет присутствия наночастиц практически не сказывается на величине скорости испарения капель наножидкостей.

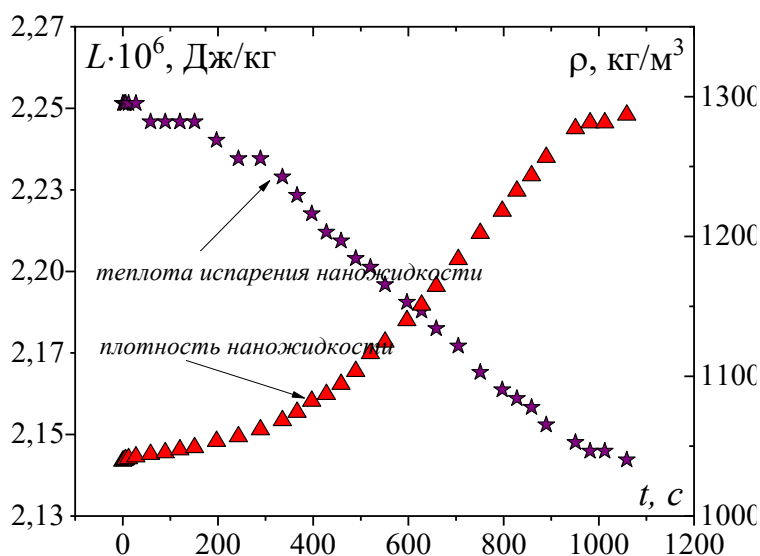


Рисунок 4.22. Сравнение плотности и скрытой теплоты парообразования от времени.

Теплофизические свойства рассчитывались как [167]. Ниже показаны все используемые приближения. Расчет теплофизических свойств газа:

Температура газовой фазы:

$$T_r = T_s + 0,5 \cdot (T_{g0} - T_s), \quad (4.7)$$

Теплопроводность газа:

$$\lambda_g = \frac{(1,195 \cdot 10^{-3} \cdot (T_r + 273,15)^{1,6})}{118 + (T_r + 273,15)}, \quad (4.8)$$

Плотность газа:

$$\rho_g = 3483 \frac{0,101325}{T_r + 273,15}, \quad (4.9)$$

Кинетическая вязкость газа:

$$\nu_g = \frac{1,488 \cdot 10^{-6} \cdot (T_r + 273.15)^{1,5}}{118 + (T_r + 273.15)}, \quad (4.10)$$

Теплоемкость газа:

$$C_{pg} = (1 + 2,5 \cdot 10^{-10} \cdot (T_r + 273.15)^3) \cdot 1000, \quad (4.11)$$

Температуропроводность газа:

$$a_g = \frac{\lambda_g}{C_{pg} \cdot \rho_g}, \quad (4.12)$$

Число Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu_g}{a_g}, \quad (4.13)$$

Расчет теплофизических свойств воды:

Теплопроводность воды:

$$\lambda_l = 0,6881 - 4 \cdot 10^{-6} \cdot (135 - T_s)^{2,1}, \quad (4.14)$$

Плотность воды:

$$\rho_l = \frac{1}{(1 + 8,7 \cdot 10^{-6} \cdot T_s^{1,85}) \cdot 10^{-3}}, \quad (4.15)$$

Кинетическая вязкость воды:

$$\nu_l = \frac{2,4 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{251/T_s + 135}}{\rho_l}, \quad (4.16)$$

Теплоемкость воды:

$$C_{pl} = 4179 + 7,9 \cdot 10^{-5} \cdot (T_s)^{2,9}, \quad (4.17)$$

Температуропроводность воды:

$$a_l = \frac{\lambda_l}{C_{pl} \cdot \rho_l}, \quad (4.18)$$

Парообразование для воды:

$$L_l = (2501,6 + 1,81 \cdot T_s^{-6,68} \cdot 10^{-7} \cdot T_s^{3,5} - 4,2 \cdot T_s - 7,5 \cdot 10^{-9} \cdot T_s^4) \cdot 1000, \quad (4.19)$$

Расчет теплофизических свойств наножидкости:

Для расчета объемной концентрации частиц:

$$\varphi_{nf} = c_0 \cdot \left[c_0 + (1 - c_0) \cdot \frac{\rho_n}{\rho_l} \right]^{-1}, \quad (4.20)$$

φ – объемная концентрация; c_0 – исходная массовая концентрация, разделенная на 100; ρ_n – плотность материала частиц (2330 кг/м³), ρ_l – плотность несущей жидкости (в нашем случае это вода).

Массовая концентрация рассчитывалась следующим образом:

$$C_{nf} = \frac{m_n}{m_l + m_n}, \quad (4.21)$$

где m_n – масса частиц, m_l – масса воды. Изменения массовой и объемной концентрации со временем продемонстрировано на Рисунке 4.23. Как видно из фигуры 4.23, величина концентрации может достигать больших значений, составляющих примерно 40% по массе.

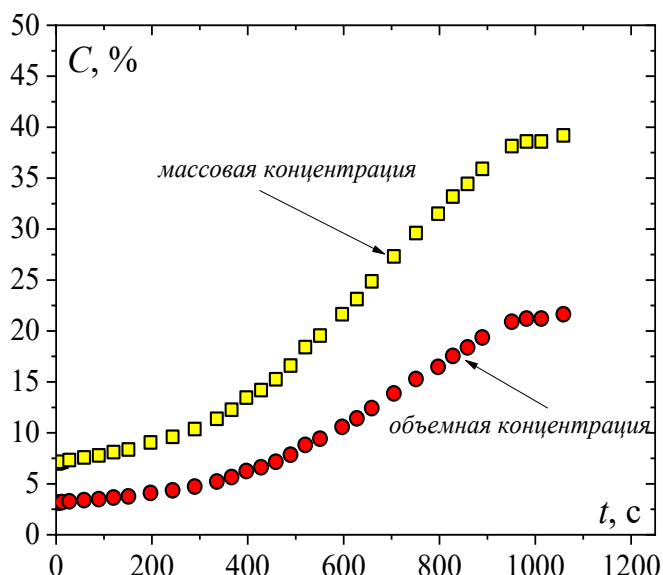


Рисунок 4.23. Изменение объемной и массовой концентраций со временем для капель наножидкостей с начальной массовой концентрацией 7 wt. %.

Плотность наножидкости:

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi_{nf}) \cdot \rho_l + \varphi_{nf} \cdot \rho_n, \quad (4.22)$$

где ρ_l и ρ_{nf} – плотность базовой жидкости (воды) и наножидкости, соответственно, ρ_n – плотность материала частиц.

Теплоемкость наножидкости:

$$C_{pnf} = \frac{(1 - \varphi_{nf}) \cdot \rho_l \cdot C_{pl} + \varphi_{nf} \cdot \rho_n \cdot C_{pn}}{\rho_{nf}}, \quad (4.23)$$

где C_{pl} и C_{pnf} – теплоемкость базовой жидкости (воды) и наножидкости, соответственно, C_{pn} – плотность материала частиц (783 Дж/ кг К).

Температуропроводность наножидкости:

$$a_{nf} = \frac{\lambda_{nf}}{C_{pnf} \cdot \rho_{nf}}, \quad (4.24)$$

Впервые влияние дисперсных частиц на вязкость суспензии было изучено Эйнштейном [168], который показал, что коэффициент вязкости растет пропорционально объемной концентрации частиц φ :

$$\mu = \mu_0 \cdot (1 + 2.5 \cdot \varphi), \quad (4.25)$$

где μ_0 – коэффициент вязкости базовой жидкости. Эта формула описывает вязкость дисперсной жидкости при объемных концентрациях частиц порядка 1%.

Формула Бетчелора для расчета динамической вязкости наножидкости [169]:

$$\mu_B = \mu_0 \cdot (1 + 2.5 \cdot \varphi + 6.2 \cdot \varphi^2), \quad (4.26)$$

$$\Delta\mu_B = \frac{\mu_B}{\mu_0} - 1, \quad (4.27)$$

Для оценки коэффициента вязкости наножидкости с наночастицами SiO₂ от их объемной концентрации для распределений с обрезанным хвостом крупных частиц может применяться обобщение Рудяка В.Я. [170]:

$$\Delta\mu = \Delta\mu_B + 13.427 \cdot e^{-0.013 \cdot D/d} \cdot (\varphi + 38.33 \cdot \varphi^2), \quad (4.28)$$

Здесь D и d – диаметры наночастицы и молекулы несущей жидкости соответственно. Размер молекулы воды был взят равным 0,28 нм.

$$\Delta\mu = \frac{\mu}{\mu_0} - 1$$

μ , μ_0 – коэффициенты вязкости наножидкости и воды соответственно. Практически такая же формула этого же автора но чуть в более свежей редакции [171]:

$$\Delta\mu = \Delta\mu_B + 13.427 \cdot e^{-0.0421 \cdot D/d} \cdot (\varphi + 38.33 \cdot \varphi^2), \quad (4.29)$$

Обобщение экспериментальных данных с помощью этих зависимостей для динамической вязкости показано на Рисунке 4.24.

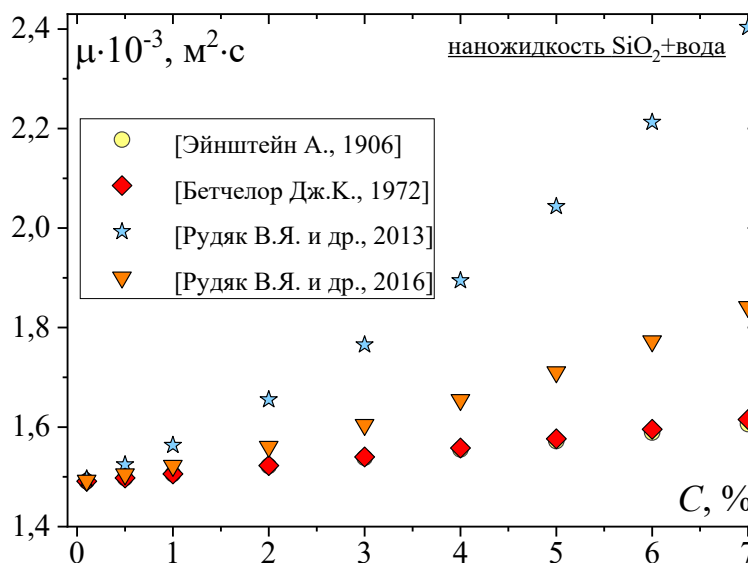


Рисунок 4.24. Зависимость коэффициента динамической вязкости от массовой концентрации частиц SiO₂.

Коэффициент теплопроводности наножидкости от объемной доли коллоидных частиц, φ , определяется в теории эффективной среды, предложенной Турановым А.Н., как [172]:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \left[1 + 3 \cdot \frac{(\lambda_p/\lambda_0 - 1)}{(\lambda_p/\lambda_0 + 2)} \cdot \varphi \right], \quad (4.30)$$

где λ_0 и λ – теплопроводность базовой жидкости (воды) и наножидкости, соответственно, λ_p – коэффициент теплопроводности материала частиц (1,4 Вт/м·К).

Из теории Максвелла [173]:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \left[1 + \frac{3 \cdot \phi \cdot (1 - \lambda_0 / \lambda_p)}{1 + 2 \cdot \lambda_0 / \lambda_p - \phi \cdot (1 - \lambda_0 / \lambda_p)} \right], \quad (4.31)$$

λ_0 и λ_p — коэффициенты теплопроводности базовой жидкости и материала частиц; ϕ — их объемная концентрация. Формула (4.31), равно как и другие классические теории, зависит от теплопроводности материала частиц. В наножидкостях обычно используются наночастицы металлов, их окислы и т.п. Такие частицы имеют теплопроводность, на порядки превосходящую теплопроводность несущей жидкости: $\lambda_0 \ll \lambda_p$. Если учесть это условие, то формула (4.31) перестает зависеть от материала частиц и принимает совсем простой вид [171]:

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \frac{(1 + 2 \cdot \phi)}{(1 - \phi)}, \quad (4.32)$$

Эффективная теплопроводность может рассчитываться по известной модели Хамильтона Р.Л. [174]:

$$\lambda_{eff} = \lambda_0 \cdot \frac{\lambda_p + (n-1) \cdot \lambda_0 - (n-1) \cdot (\lambda_0 - \lambda_p) \cdot \phi}{\lambda_p + (n-1) \cdot \lambda_0 + (\lambda_0 - \lambda_p) \cdot \phi}, \quad (4.33)$$

где n – коэффициент формы $n = 3/\psi$, для сферических частиц $\psi = 1$. λ_0 и λ_p – коэффициенты теплопроводности базовой жидкости и материала частиц.

Обобщение экспериментальных данных с помощью предложенных формул для теплопроводности показано на Рисунке 4.25.

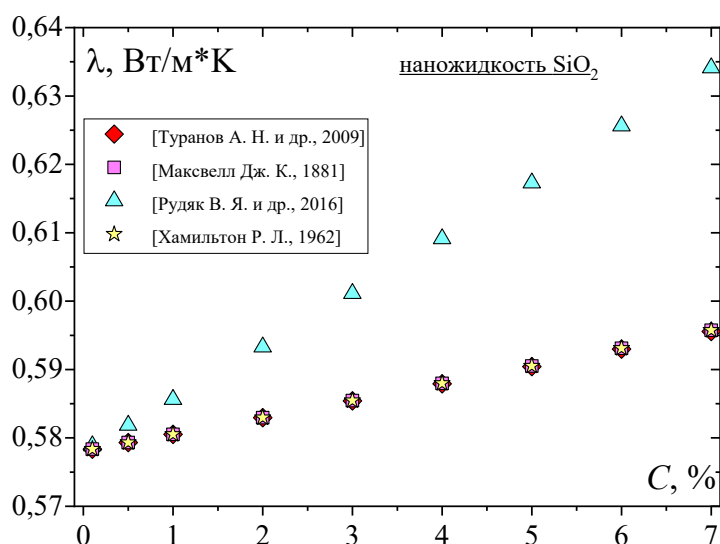


Рисунок 4.25. Зависимость коэффициента теплопроводности от массовой концентрации частиц SiO_2 .

4.8 Механизм испарения наножидкостей SiO₂

Для более детального анализа протекающих процессов полученные экспериментальные данные об изменении температуры и квадрата диаметра были представлены в приведенных значениях времени (t/d_0^2), где $d_0 = 2,08$ мм – начальный диаметр капли (Рисунок 4.26). Эволюцию размера капли наножидкости можно условно разбить на три участка (Рисунок 4.26). При этом скорость испарения на первом участке очень близка к значению для воды. Как уже говорилось ранее, такое поведение хорошо согласуется со случаем испарения бинарной жидкости, где различные скорости испарения обусловлены отличием в летучести компонентов. При этом каждому из этих компонентов соответствует своя адиабатическая температура испарения. Стоит отметить, что такой характер испарения соответствует поведению идеальных растворов [56]. В нашем случае динамика температуры капли наножидкости имеет такой же вид (Рисунок 4.26). То есть температура наножидкости резко снижается на начальном этапе до адиабатического значения 11,7 °С, соответствующего значению воды. Далее наблюдается постепенный рост температуры с выходом на плато со средним значением 17,8 °С.

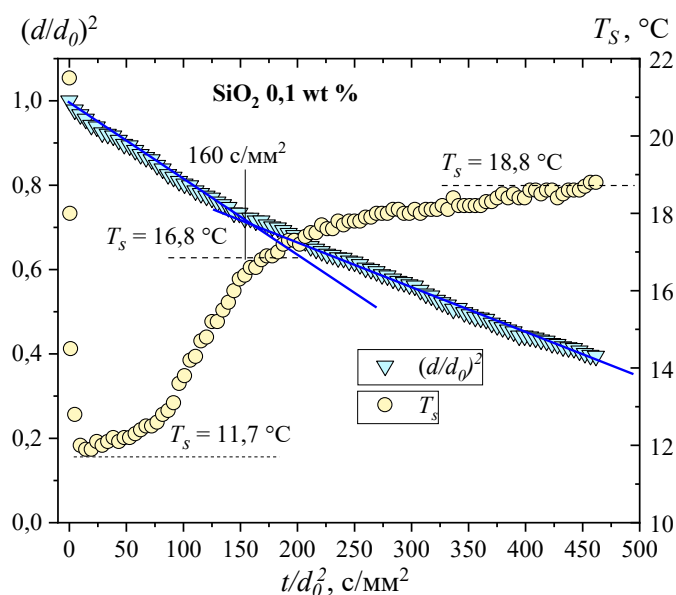


Рисунок 4.26. Изменение температуры поверхности капель наножидкости 0,1 wt. % при испарении в условиях свободной конвекции. Условия окружающей среды:

$$T_g = 25 \text{ C}, \varphi = 15 \text{ \%}.$$

Скорость испарения напрямую связана с площадью поверхности капли, которая поглощает тепло за счет диффузии. Как известно, твердые частицы концентрируются на поверхности за счет испарения гораздо быстрее, чем они могут диффундировать к центру капли [175]. Характерное значение коэффициента диффузии для частиц рассматриваемого

размера составляет [176] $D \sim 10^{-11}$ м²/с. Тогда характерное смещение броуновской частицы за 800 с (которым соответствует переход к новой адиабатической температуре) согласно закону Эйнштейна-Смолуховского $\sim \sqrt{2Dt} = 0,15$ мм, т.е. меньше, чем изменение диаметра капли за это время, которое составляет 0,3 мм. Эта грубая оценка показывает, что наночастицы будут постепенно накапливаться вблизи границы вода-воздух и тем самым влиять на процесс испарения (Рисунок 4.27).

Опишем предложенный механизм испарения, схематично представленный на Рисунке 4.27. На первом этапе количество частиц у поверхности не значительное, поэтому происходит классическое испарение воды, при этом температура достигает адиабатического значения [8]. Далее по мере уменьшения размера капли происходит накопление частиц вблизи поверхности, что приводит к уменьшению потока испаряющегося вещества с поверхности. Такой процесс влечет за собой постепенный нагрев капли.

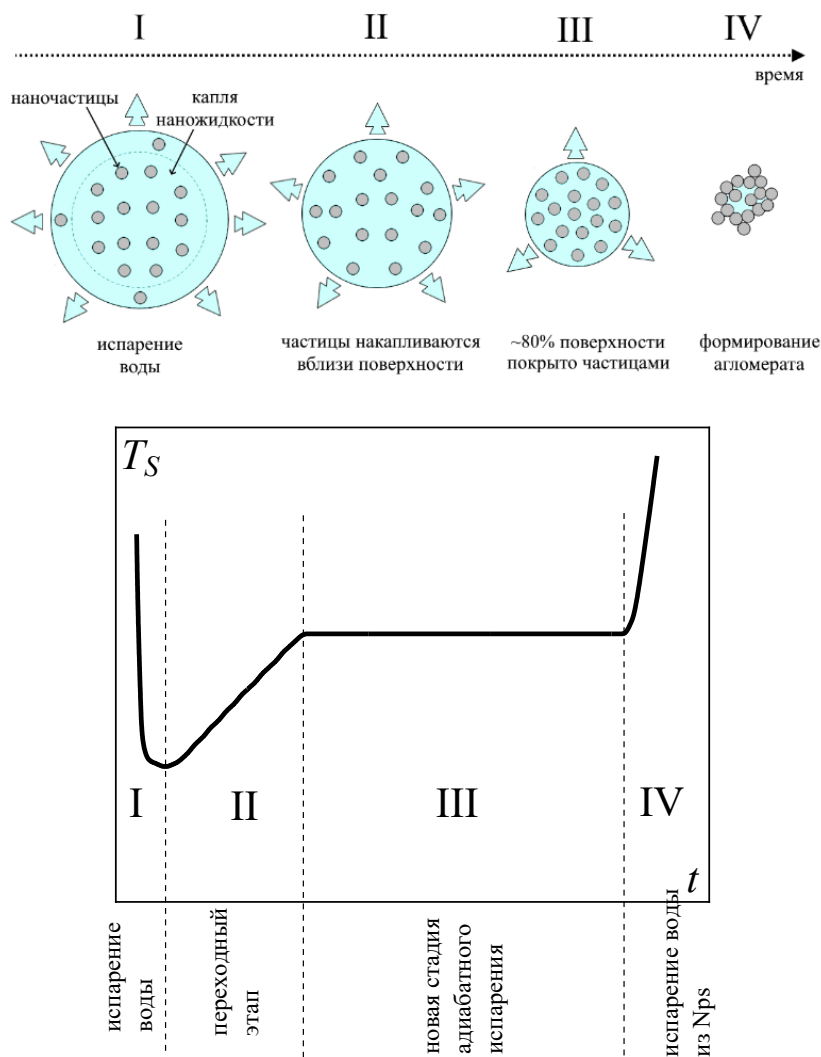


Рисунок 4.27. Механизм испарения.

Этот процесс остановится, когда плотность частиц на регрессирующей поверхности достигнет своего насыщенного значения, что примерно составляет 80% поверхности капли. Затем образуется остов из агломерированных частиц с включениями жидкости, который будет нагреваться от державки и окружающей среды [118] до полного высыхания (эти этапы не рассматриваются в данной работе).

В подтверждении вышеприведенной теории был обнаружен интересный эффект при испарении капель наножидкостей с наночастицами оксида железа Fe_3O_4 0,1 wt % с бифильной поверхности (см. Рисунок 4.28).

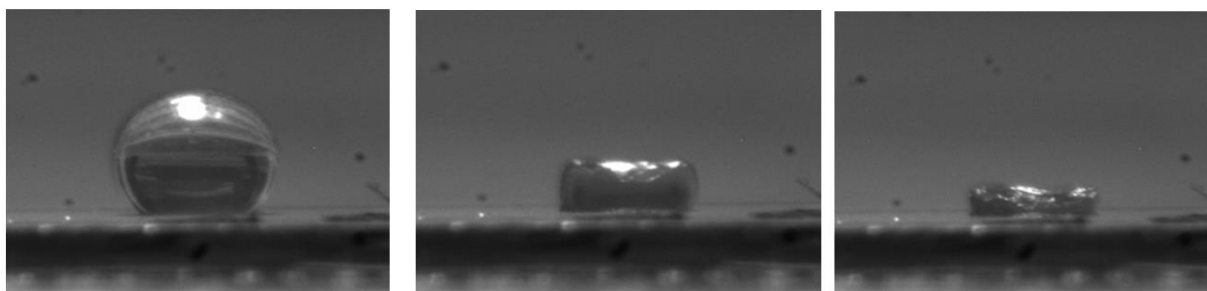


Рисунок 4.28. Динамика испаряющейся капли наножидкости Fe_3O_4 0,1 wt % с бифильной поверхности.

Так при испарении капли наножидкости с малой концентрацией оксида железа Fe_3O_4 0,1 wt % с бифильной поверхности можно заметить образование каркаса из частиц на последних этапах испарения. Однако, обнаруженный эффект требует более детального исследования.

Заключение к главе 4

Впервые получены данные о динамике испарения подвешенных капель коллоидных систем вода/наночастицы SiO_2 . Получены зависимости скорости испарения от концентрации наночастиц при различных температурах и скоростях воздуха, обтекающего каплю. Проведена аналогия эволюции температуры для бинарных смесей двух жидкостей и коллоидной системы. Показано, что при малых концентрациях наночастиц в жидкости (0,1 wt. %) испарение происходит менее интенсивно по сравнению с базовой жидкостью. В области концентраций свыше 2 wt. % обнаружено немонотонное влияние содержания наночастиц в жидкости на скорость испарения из-за сильного воздействия теплофизических свойств.

Предложен механизм испарения наножидкости с низкой концентрацией наночастиц. Уменьшение интенсивности испарения несущей фазы с постепенным выходом на плато

обусловлено накоплением частиц вблизи поверхности, показано, что лимитирующим фактором является диффузия наночастиц в жидкости. Данный механизм может быть использован для построения физико-математических моделей.

Заключение

1. Разработана и обоснована методология экспериментальных измерений подвешенных в потоке капель различных жидкостей. Проанализированы соотношения относительных тепловых потоков. Показано, что лучистый теплоперенос не зависит от динамики размера капли в процессе испарения. Влияние свободно-конвективных потоков максимально для больших капель, тогда как тепловой поток за счет подвеса возрастает в процессе уменьшения капли. Найдем оптимум по тепловым потерям для дальнейших экспериментов.
2. Получены новые данные о динамике испарения подвешенных капель неидеального раствора этанол-вода при вариации размера и состава капель, относительной скорости обтекания их воздухом и его температуры. Проведен параметрический анализ влияния основных факторов на тепло- и массообмен в процессе испарения капель бинарных растворов. Установлено слабое влияние начальной концентрации этанола на изменение температуры поверхности капли во времени. Показано, что скорость испарения имеет немонотонный характер в зависимости от концентраций летучего компонента в растворе. При этом, численные модели расчета, основанные на решении сопряженной задачи тепломассопереноса в газовой и жидкой фазах, дают качественное согласие с результатами экспериментов.
3. Впервые получены данные о динамике испарения подвешенных капель коллоидных систем вода/наночастицы SiO_2 . Получены зависимости скорости испарения от концентрации наночастиц при различных температурах и скоростях воздуха, обтекающего каплю. Проведена аналогия эволюции температуры для бинарных смесей двух жидкостей и коллоидной системы. Показано, что при малых концентрациях наночастиц в жидкости (0,1 wt. %) испарение происходит менее интенсивно по сравнению с базовой жидкостью. В области концентраций свыше 2 wt. % обнаружено немонотонное влияние содержания наночастиц в жидкости на скорость испарения из-за сильного воздействия теплофизических свойств.
4. Предложен механизм испарения наножидкости с низкой концентрацией наночастиц. Уменьшение интенсивности испарения несущей фазы с постепенным выходом на плато обусловлено накоплением частиц вблизи поверхности, показано, что лимитирующим фактором является диффузия наночастиц в жидкости. Данный механизм может быть использован для построения физико-математических моделей.

Список условных обозначений

a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$;
 a_i, b_i – коэффициенты ряда рассеяния;
 A – функция от числа Прандтля в уравнении (2.27);
 b – диаметр нити, м;
 B – тепловое число Сполдинга, число теплопереноса;
 c – длина осей Y и Z эллипсоида, м;
 C – массовая концентрация, %;
 C_p – теплоемкость, Дж/кг К;
 d – диаметр капли, м;
 D – коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$;
 Gr – число Грасгофа;
 h – длина оси X эллипсоида, м;
 j_w – массовый поток на поверхности капли, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$;
 k – показатель степени в уравнении (2.27);
 K – скорость испарения, $\text{м}^2/\text{с}$;
 l – характерная длина нагреваемой части нити, м;
 L – скрытая теплота парообразования, Дж/кг;
 Le – число Льюиса;
 m – показатель степени в уравнении (2.27);
 n – количество нитей/частиц в коллоидном растворе;
 Nu – число Нуссельта;
 p – давление, Па;
 Pr – число Прандтля;
 q – тепловой поток, $\text{Вт}/\text{м}^2$;
 R – универсальная газовая постоянная, Дж/К мол;
 Re – число Рейнольдса;
 Ri – число Ричардсона;
 t – время, с;
 T – температура, К;
 U – скорость, м/с.
 Греческие символы:
 α – коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;

β – коэффициент объемного расширения, K^{-1} ;
 δ – ошибка;
 ε – коэффициент излучения (степень черноты);
 γ – длина волны, нм;
 λ – теплопроводность, Вт/(м·К);
 μ – динамическая вязкость, Па·с;
 ν – кинематическая вязкость, m^2/s ;
 ρ – плотность, kg/m^3 ;
 σ – постоянная Стефана-Больцмана, Вт/($m^2 \cdot K^4$);
 ϕ – относительная влажность, %.

Индексы:

0 – начальные условия;
 ad – адиабатическое насыщение;
 av – среднее;
 $cond$ – кондуктивный тепловой поток;
 d – диаметр;
 fc – вынужденная конвекция;
 g – газ;
 l – жидкость;
 m – измерение;
 n – наночастицы;
 nc – свободная конвекция;
 r – радиационный тепловой поток;
 s – насыщение;
 w – на поверхности;
 Σ – суммарный тепловой поток

Список литературы

1. Widmann, J.F. Evaporation of Multicomponent Droplets / J.F. Widmann, E.J. Davis // *Aerosol Science and Technology* – 1997. – Vol. 27 – № 2 – P.243–254.
2. Walton, D.E. The Evaporation of Water Droplets. A Single Droplet Drying Experiment / D.E. Walton // *Drying Technology* – 2004. – Vol. 22 – № 3 – P.431–456.
3. Borodulin, V.Y. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops / V.Y. Borodulin, V.N. Letushko, M.I. Nizovtsev, A.N. Sterlyagov // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2017. – Vol. 109 – P.609–618.
4. Yuen, M.C. Heat-transfer measurements of evaporating liquid droplets / M.C. Yuen, L.W. Chen // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 1978. – Vol. 21 – № 5 – P.537–542.
5. Amani, E. A calibrated evaporation model for the numerical study of evaporation delay in liquid fuel sprays / E. Amani, M.R.H. Nobari // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2013. – Vol. 56 – № 1–2 – P.45–58.
6. Sirignano, W.A. Advances in droplet array combustion theory and modeling // *Prog. Energy Combust. Sci.* – 2014. – Vol. 42. – № 1. – P. 54–86.
7. Nguyen, T.T.B. Evaporation of a suspended binary mixture droplet in a heated flowing gas stream / T.T.B. Nguyen, S. Mitra, M.J. Sathe, V. Pareek, J.B. Joshi, G.M. Evans // *Experimental Thermal and Fluid Science* – 2018. – Vol. 91 – P.329–344.
8. Ranz, W.E. Evaporation from drops - Part II / W.E. Ranz, W.R. Marshall Jr. // *Chemical Engineering Progress* – 1952. – Vol. 48 – № 4 – P.173–180.
9. Tsoy, A.S. Large eddy simulation of fine water sprays: comparative analysis of two models and computer codes / A.S. Tsoy, A.Y. Snegirev // *Thermophysics and Aeromechanics* – 2015. – Vol. 22 – № 5 – P.609–620.
10. Anglart, H. Study of spray cooling of a pressure vessel head of a boiling water reactor / H. Anglart, F. Alavyoon, R. Novarini // *Nuclear Engineering and Design* – 2010. – Vol. 240 – № 2 – P.252–257.
11. Bochkareva, E.M. Reduction in the Vapor Pressure in Condensation on Cold Droplets of a Liquid / E.M. Bochkareva, V.A. Nemtsev, V.V. Sorokin, V.V. Terekhov, V.I. Terekhov // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* – 2016. – Vol. 89 – № 3 – P.553–558.
12. Yarin, A.L. Evaporation of acoustically levitated droplets of binary liquid mixtures / A.L. Yarin, G. Brenn, D. Rensink // *International Journal of Heat and Fluid Flow* – 2002. – Vol. 23 – № 4 – P.471–486.

13. Yarin, A.L. Evaporation of acoustically levitated droplets / A.L. Yarin, G. Brenn, O. Kastner, D. Rensink, C. Tropea // *Journal of Fluid Mechanics* – 1999. – Vol. 399 – P.151–204.
14. Brenn, G. Evaporation of acoustically levitated multi-component liquid droplets / G. Brenn, L.J. Deviprasath, F. Durst, C. Fink // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2007. – Vol. 50 – № 25–26 – P.5073–5086.
15. Diddens, C. Modeling the evaporation of sessile multi-component droplets / C. Diddens, J.G.M. Kuerten, C.W.M. van der Geld, H.M.A. Wijshoff // *Journal of Colloid and Interface Science* – 2017. – Vol. 487 – P.426–436.
16. Zhong, X. Sessile nanofluid droplet drying // *Adv. Colloid Interface Sci.* – 2015. – Vol. 217. – 13–30c.
17. Dash, S. Characterization of ultrahydrophobic hierarchical surfaces fabricated using a single-step fabrication methodology / S. Dash, N. Kumari, S. V. Garimella // *Journal of Micromechanics and Microengineering* – 2011. – Vol. 21 – № 10 – P.105012.
18. Hsu, C.-C. Influence of surface temperature and wettability on droplet evaporation / C.-C. Hsu, T.-W. Su, C.-H Wu., L.-S. Kuo, P.-H. Chen // *Applied Physics Letters* – 2015. – Vol. 106 – № 14 – P.141602.
19. Pradhan, T.K. Evaporation induced natural convection inside a droplet of aqueous solution placed on a superhydrophobic surface / T.K. Pradhan, P.K. Panigrahi // *Colloids and Surfaces A* – 2017. – Vol. 530 – P.1–12.
20. Chini, S.F. Understanding the evaporation of spherical drops in quiescent environment / S.F. Chini, A. Amirfazli // *Colloids and Surfaces A* – 2013. – Vol. 432 – P.82–88.
21. Strotos, G. Numerical investigation of the evaporation of two-component droplets / G. Strotos, M. Gavaises, A. Theodorakakos, G. Bergeles // *Fuel* – 2011. – Vol. 90 – № 4 – P.1492–1507.
22. Clavijo, C.E. Hydrodynamics of droplet impingement on hot surfaces of varying wettability / C.E. Clavijo, J. Crockett, D. Maynes // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2017. – Vol. 108 – P.1714–1726.
23. Trommelen, A.M. Evaporation and drying of drops in superheated vapors / A.M. Trommelen, E.J. Crosby // *AIChE Journal* – 1970. – Vol. 16 – № 5 – P.857–867.
24. Pan, Z. Assessment of water droplet evaporation mechanisms on hydrophobic and superhydrophobic substrates / Z. Pan, S. Dash, J.A. Weibel, S.V. Garimella // *Langmuir* – 2013. – Vol. 29 – № 51 – P.15831–15841.
25. Gelderblom, H. How water droplets evaporate on a superhydrophobic substrate / H. Gelderblom, Á.G. Marín, H. Nair, A. Van Houselt, L. Lefferts, J.H. Snoeijer, D. Lohse // *Physical Review E* – 2011. – Vol. 83 – № 2 – P.1–6.

26. Yu, Y.S. Experimental and theoretical investigations of evaporation of sessile water droplet on hydrophobic surfaces / Y.S. Yu, Z. Wang, Y.P. Zhao // *Journal of Colloid and Interface Science* – 2012. – Vol. 365 – № 1 – P.254–259.
27. Gao, M. Evaporation dynamics of different sizes sessile droplets on hydrophilic and hydrophobic heating surface under constant wall heat fluxes conditions / M. Gao, P. Kong, L. Zhang // *International Communications in Heat and Mass Transfer* – 2018. – Vol. 93 – P.93–99.
28. Siddiqui, F.R. Evaporation and wetting behavior of silver-graphene hybrid nanofluid droplet on its porous residue surface for various mixing ratios / F.R. Siddiqui, C.Y. Tso, S.C. Fu, H.H. Qiu, C.Y.H. Chao // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2020. – Vol. 153 – P.119618.
29. Hampton, M.A. Influence of surface orientation on the organization of nanoparticles in drying nanofluid droplets / M.A. Hampton, T.A.H. Nguyen, A.V. Nguyen, Z.P. Xu, L. Huang, V. Rudolph // *Journal of Colloid and Interface Science* – 2012. – Vol. 377 – № 1 – P.456–462.
30. Cohen, I. Scaling dependence on the fluid viscosity ratio in the selective withdrawal transition // *AIChE Journal* – 2002. – Vol. 59 – № 4 – P.215–228.
31. Li, W. Pattern Formation in Drying Sessile and Pendant Droplet: Interactions of Gravity Settling, Interface Shrinkage, and Capillary Flow / W. Li, W. Ji., H. Sun, D. Lan, Y. Wang // *Langmuir* – 2019. – Vol. 35 – № 1 – P.113–119.
32. Bormashenko, E. Evaporation of droplets on strongly and weakly pinning surfaces and dynamics of the triple line / E. Bormashenko, A. Musin, M. Zinigrad // *Colloids and Surfaces A* – 2011. – Vol. 385 – № 1–3 – P.235–240.
33. Renksizbulut, M. Experimental study of droplet evaporation in a high-temperature air stream / M. Renksizbulut, M.C. Yuen // *Journal of Heat Transfer* – 1983. – Vol. 105 – № 2 – P.384–388.
34. Han, K. An experimental and theoretical study of the effect of suspended thermocouple on the single droplet evaporation / K. Han, G. Song, X. Ma, B. Yang // *Applied Thermal Engineering* – 2016. – Vol. 101 – P.568–575.
35. Chauveau, C. An analysis of the d2-law departure during droplet evaporation in microgravity / C. Chauveau, M. Birouk, I. Gökalp // *International Journal of Multiphase Flow* – 2011. – Vol. 37 – № 3 – P.252–259.
36. Nomura, H. Experimental study on high-pressure droplet evaporation using microgravity conditions / H. Nomura, Y. Ujiie, H.J. Rath, J. Sato, M. Kono // *Symposium (International) on Combustion* – 1996. – Vol. 26 – № 1 – P.1267–1273.

37. Ghassemi, H. Experimental study on binary droplet evaporation at elevated pressures and temperatures / H. Ghassemi, S.W. Baek, Q.S. Khan // *Combustion Science and Technology* – 2006. – Vol. 178 – № 6 – P.1031–1053.
38. Yang, J.R. An experimental and theoretical study of the effects of heat conduction through the support fiber on the evaporation of a droplet in a weakly convective flow / J.R. Yang, S.C. Wong // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2002. – Vol. 45 – № 23 – P.4589–4598.
39. Kumada, T. Heat and Mass Transfer With Liquid Evaporation Into a Turbulent Air Stream / T. Kumada, T. Hirota, N. Tamura, R. Ishiguro // *Journal of Heat Transfer* – 1986. – Vol. 108 – № 1 – P.4–8.
40. Бояршинов, Б.Ф. Конвективный теплообмен при испарении жидкости в газовый поток / Б.Ф. Бояршинов, Э.П. Волчков, В.И. Терехов // *Изв. СО АН СССР, сер.техн. наук* – 1985. – Т. 16 – № 3 – С.13–22.
41. Haque, T. NII-Electronic Library Service / T. Haque, K. Kanemitsu, Y. E. K. Tsuda // *Chemical and Pharmaceutical Bulletin* – 1986. – Vol. 34 – P.430–433.
42. Бояршинов, Б.Ф. О соотношении тепловых потоков на поверхности при наличии фазового перехода / Б.Ф. Бояршинов, В.И. Терехов // *Изв. СО АН СССР, сер.техн. наук* – 1986. – Т. 4 – № 1 – С.25–31.
43. Luikov, A. V. Heat and Mass Transfer in Capillary-Porous Bodies / A.V. Luikov // *Advances in Heat Transfer* – 1964. – Vol. 1 – № C – P.123–184.
44. Smolsky, B.M. Heat and mass transfer with liquid evaporation / B.M. Smolsky, G.T. Sergeyev // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 1962. – Vol. 5 – № 10 – P.1011–1021.
45. Lukashov, V. V. On the determination of the surface temperature of an evaporating liquid // *Theoretical Foundations of Chemical Engineering* – 2003. – Vol. 37 – № 4 – P.325–329.
46. Erbil, H.Y. Evaporation of pure liquid sessile and spherical suspended drops: A review // *Adv. Colloid Interface Sci.* – 2012. – Vol. 170. – № 1–2. – P.67–86.
47. Mandal, D.K. Internal circulation in a single droplet evaporating in a closed chamber / D.K. Mandal, S. Bakshi // *International Journal of Multiphase Flow* – 2012. – Vol. 42 – P.42–51.
48. Terekhov, V.I. Heat and mass transfer in disperse and porous media experimental and numerical investigations of nonstationary evaporation of liquid droplets / V.I. Terekhov, V. V. Terekhov, N.E. Shishkin, K.C. Bi // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* – 2010. – Vol. 83 – № 5 – P.883–890.
49. Snegirev, A. Transient temperature gradient in a single-component vaporizing droplet // *Heat And Mass Transfer* – 2013. – Vol. 65 – № 0 – P.80–94.

50. Law, C.K. Alcohol droplet vaporization in humid air / C.K. Law, T.Y. Xiong, C. Wang // International Journal of Heat and Mass Transfer – 1987. – Vol. 30 – № 7 – P.1435–1443.
51. Miliauskas, G. Evaporation and condensing augmentation of water droplets in flue gas / G. Miliauskas, S. Sinkunas, G. Miliauskas // International Journal of Heat and Mass Transfer – 2010. – Vol. 53 – № 5–6 – P.1220–1230.
52. Abarham, M. Mono-component fuel droplet evaporation in the presence of background fuel vapor / M. Abarham, I.S. Wichman // International Journal of Heat and Mass Transfer – 2011. – Vol. 54 – № 17–18 – P.4090–4098.
53. Saha, K. Multicomponent evaporation model for pure and blended biodiesel droplets in high temperature convective environment / K. Saha, E. Abu-Ramadan, X. Li // Applied Energy – 2012. – Vol. 93 – P.71–79.
54. Maqua, C. Bicomponent droplets evaporation: Temperature measurements and modelling / C. Maqua, G. Castanet, F. Lemoine // Fuel – 2008. – Vol. 87 – № 13–14 – P.2932–2942.
55. Talbot, P. Thermal transients during the evaporation of a spherical liquid drop / P. Talbot, B. Sobac, A. Rednikov, P. Colinet, B. Haut // International Journal of Heat and Mass Transfer – 2016. – Vol. 97 – P.803–817.
56. Daïf, A. Comparison of multicomponent fuel droplet vaporization experiments in forced convection with the Sirignano model / A. Daïf, M. Bouaziz, X. Chesneau, A. Ali Chérif // Experimental Thermal and Fluid Science – 1998. – Vol. 18 – № 4 – P.282–290.
57. Sazhin, S.S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation // Progress in Energy and Combustion Science – 2006. – Vol. 32 – № 2 – P.162–214.
58. Qu, J. Droplet impingement on nano-textured superhydrophobic surface: Experimental and numerical study / J. Qu, Y. Yang, S. Yang, D. Hu, H. Qiu // Applied Surface Science – 2019. – Vol. 491 – P.160–170.
59. Brereton, G.J. A discrete multicomponent temperature-dependent model for the evaporation of spherical droplets // International Journal of Heat and Mass Transfer – 2013. – Vol. 60 – № 1 – P.512–522.
60. Abramzon, B. Droplet vaporization model for spray combustion calculations / B. Abramzon, W.A. Sirignano // International Journal of Heat and Mass Transfer – 1989. – Vol. 32 – № 9 – P.1605–1618.
61. Козырев, А.В. Испарение Сферической Капли В Газе Среднего Давления / А.В. Козырев, А.Г. Ситников // Успехи Физических Наук – 2001. – Т. 171 – № 7 – С.765–774.
62. Sun, H. Comparative investigation on droplet evaporation models for modeling spray in cross-flow / H. Sun, B. Bai, H. Zhang // Heat Transfer Engineering – 2014. – Vol. 35 – № 6–8 – P.664–673.

63. Bader, A. The influence of non-ideal vapor–liquid equilibrium on the evaporation of ethanol/iso-octane droplets / A. Bader, P. Keller, C. Hasse // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2013. – Vol. 64 – P.547–558.
64. Zhu, H. Droplet vaporization characteristics of multicomponent mixtures of methanol and gasoline surrogate in opposed stagnation flows / H. Zhu, Y. Zhang, M. Xu, R.J. Kee // *Proceedings of the Combustion Institute* – 2013. – Vol. 34 – № 1 – P.1545–1552.
65. Sazhin, S.S. A simplified model for bi-component droplet heating and evaporation / S.S. Sazhin, A. Elwardany, P.A. Krutitskii, G. Castanet, F. Lemoine, E.M. Sazhina, M.R. Heikal // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2010. – Vol. 53 – № 21–22 – P.4495–4505.
66. Kitano, T. Evaporation and combustion of multicomponent fuel droplets / T. Kitano, J. Nishio, R. Kurose, S. Komori // *Fuel* – 2014. – Vol. 136 – P.219–225.
67. Yi, P. Development of an improved hybrid multi-component vaporization model for realistic multi-component fuels / P. Yi, W. Long, M. Jia, L. Feng, J. Tian // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2014. – Vol. 77 – P.173–184.
68. Ra, Y. A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays / Y. Ra, R.D. Reitz // *International Journal of Multiphase Flow* – 2009. – Vol. 35 – № 2 – P.101–117.
69. Yi, P. Development of a quasi-dimensional vaporization model for multi-component fuels focusing on forced convection and high temperature conditions / P. Yi, W. Long, M. Jia, J. Tian, B. Li // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2016. – Vol. 97 – P.130–145.
70. Zhang, Z. Experimental investigation of continual-and intermittent-spray cooling / Z. Zhang, P.X. Jiang, Y.T. Hu, J. Li // *Experimental Heat Transfer* – 2013. – Vol. 26 – № 5 – P.453–469.
71. Borodulin, V.Y. The Experimental Study of Evaporation of Water–Alcohol Solution Droplets / V.Y. Borodulin, V.N. Letushko, M.I. Nizovtsev, A.N. Sterlyagov // *Colloid Journal* – 2019. – Vol. 81 – № 3 – P.219–225.
72. Katre, P. Evaporation of sessile ethanol-water droplets on a critically inclined heated surface / P. Katre, P. Gurralla, S. Balusamy, S. Banerjee, K.C. Sahu // *International Journal of Multiphase Flow* – 2020. – Vol. 131 – P.103368.
73. Hallett, W.L.H. Evaporation of single droplets of ethanol-fuel oil mixtures / W.L.H. Hallett, S. Beauchamp-Kiss // *Fuel* – 2010. – Vol. 89 – № 9 – P.2496–2504.
74. Ozturk, T. Evaporation of water-ethanol binary sessile drop on fluoropolymer surfaces: Influence of relative humidity / T. Ozturk, H.Y. Erbil // *Colloids and Surfaces A* – 2018. – Vol. 553 – P.327–336.
75. Liu, C. Evaporation of sessile water/ethanol drops in a controlled environment / C. Liu, E. Bonaccorso, H.-J. Butt // *Physical Chemistry Chemical Physics* – 2008. – Vol. 10 – № 47 – P.7150.

76. Shi, L. Wetting and evaporation behaviors of water-ethanol sessile drops on PTFE surfaces / L. Shi, P. Shen, D. Zhang, Q. Lin, Q. Jiang // *Surface and Interface Analysis* – 2009. – Vol. 41 – № 12–13 – P.951–955.
77. Lupo, G. A Numerical Study of Ethanol–Water Droplet Evaporation / G. Lupo, C. Duwig // *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* – 2018. – Vol. 140 – № 2 – P.1–9.
78. Lehmann, S. Experimental analysis and semicontinuous simulation of low-temperature droplet evaporation of multicomponent fuels / S. Lehmann, S. Lorenz, E. Rivard, D. Brüggemann // *Experiments in Fluids* – 2015. – Vol. 56 – № 1 – P.1–12.
79. Chandra, S. Effect of liquid-solid contact angle on droplet evaporation / S. Chandra, M. Di Marzo, Y.M. Qiao, P. Tartarini // *Fire Safety Journal* – 1996. – Vol. 27 – № 2 – P.141–158.
80. Sirignano, W.A. Fuel droplet vaporization and spray combustion theory // *Progress in Energy and Combustion Science* – 1983. – Vol. 9 – № 4 – P.291–322.
81. Cheng, A.K.H. Evaporation of microdroplets of ethanol-water mixtures on gold surfaces modified with self-assembled monolayers / A.K.H. Cheng, D.M. Soolaman, H.Z. Yu // *Journal of Physical Chemistry B* – 2006. – Vol. 110 – № 23 – P.11267–11271.
82. Sefiane, K. Wetting and Evaporation of Binary Mixture Drops / K. Sefiane, S. David, M.E.R. Shanahan // *The Journal of Physical Chemistry B* – 2008. – Vol. 112 – № 36 – P.11317–11323.
83. Kuznetsov, G. V Evaporation of liquid droplets from a surface of anodized aluminum / G.V. Kuznetsov, D. V. Feoktistov, E.G. Orlova // *Thermophysics and Aeromechanics* – 2016. – Vol. 23 – № 1 – P.17–22.
84. Kuchma, A.E. Evaporation dynamics of a binary sessile droplet: Theory and comparison with experimental data on a droplet of a sulfuric-acid solution / A.E. Kuchma, N.E. Esipova, A.A. Mikheev, A.K. Shchekin, S.V. Itskov // *Colloid Journal* – 2017. – Vol. 79 – № 6 – P.779–787.
85. David, S. Experimental investigation of the effect of thermal properties of the substrate in the wetting and evaporation of sessile drops / S. David, K. Sefiane, L. Tadrist // *Colloids and Surfaces A* – 2007. – Vol. 298 – № 1–2 – P.108–114.
86. Dunn, G.J. The strong influence of substrate conductivity on droplet evaporation / G.J. Dunn, S.K. Wilson, B.R. Duffy, S. David, K. Sefiane // *Journal of Fluid Mechanics* – 2009. – Vol. 623 – P.329–351.
87. Бородулин, В.Ю. Экспериментальное исследование испарения капель водно-спиртовых растворов / В.Ю. Бородулин, В.Н. Летушко, М.И. Низовцев, А.Н. Стерлягов // *Коллоидный журнал* – 2019. – Т. 81 – № 3 – С.289–295.
88. Newbold, F.R. A model for evaporation of a multicomponent droplet / Newbold F.R., Amundson N.R. // *AIChE Journal* – 1973. – Vol. 19 – № 1 – P.22–30.

89. Mills, A.F. On models for evaporation of a multicomponent droplet // *AIChE Journal* – 1973. – Vol. 19 – № 5 – P.1040–1042.
90. Сполдинг, Д.Б. Основы теории горения / Д. Б. Сполдинг / под ред. Е.И. Радзюкевич, К.П. Воронин. – Москва: Госэнергоиздат, 1959.– 320с.
91. Sirignano, W.A. Fuel droplet vaporization and spray combustion theory // *Progress in Energy and Combustion Science* – 1983. – Vol. 9 – № 4 – P.291–322.
92. Levashov, V.Y. Numerical simulation of water droplet evaporation into vapor–gas medium / V.Y. Levashov, A.P. Kryukov // *Colloid Journal* – 2017. – Vol. 79 – № 5 – P.647–653.
93. Ma, X. Evaporation characteristics of acetone–butanol–ethanol and diesel blends droplets at high ambient temperatures / X. Ma, F. Zhang, K. Han, B. Yang, G. Song // *Fuel* – 2015. – Vol. 160 – P.43–49.
94. Brenn, G. Concentration fields in evaporating droplets // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2005. – Vol. 48 – № 2 – P.395–402.
95. Nazarov, A.D. Capacitive technique for measuring the component concentration in drops of binary solutions / A.D. Nazarov, V.I. Terekhov, N.E. Shishkin // *Technical Physics* – 2011. – Vol. 56 – № 4 – P.474–478.
96. Terekhov, V.I. The thermal efficiency of near-wall gas-droplets screens. Part I. Numerical modeling / V.I. Terekhov, M.A. Pakhomov // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2005. – Vol. 48 – № 9 – P.1747–1759.
97. Karpov, P.N. Evaporative cooling by a pulsed jet spray of binary ethanol-water mixture / P.N. Karpov, A.D. Nazarov, A.F. Serov, V.I. Terekhov // *Technical Physics Letters* – 2015. – Vol. 41 – № 7 – P.668–671.
98. Zhong, X. Evaporation of Sessile Droplets Affected by Graphite Nanoparticles and Binary Base Fluids / X. Zhong, F. Duan // *The Journal of Physical Chemistry B* – 2014. – Vol. 118 – № 47 – P.13636–13645.
99. Chan, H.C. Effect of nanoparticle sizes and number densities on the evaporation and dryout characteristics for strongly pinned nanofluid droplets / H.C. Chan, S. Paik, J.B. Tipton, K.D. Kihm // *Langmuir* – 2007. – Vol. 23 – № 6 – P.2953–2960.
100. Chen, R.H. Surface tension of evaporating nanofluid droplets / R.H. Chen, T.X. Phuoc, D. Martello // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2011. – Vol. 54 – № 11–12 – P.2459–2466.
101. Gan, Y. Evaporation characteristics of fuel droplets with the addition of nanoparticles under natural and forced convections / Y. Gan, L. Qiao // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2011. – Vol. 54 – № 23–24 – P.4913–4922.

102. Tso, C.Y. Study of enthalpy of evaporation, saturated vapor pressure and evaporation rate of aqueous nanofluids / C.Y. Tso, C.Y.H. Chao // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2015. – Vol. 84 – P.931–941.
103. Lin, X.M. Formation of long-range-ordered nanocrystal superlattices on silicon nitride substrates / X.M. Lin, H.M. Jaeger, C.M. Sorensen, K.J. Klabunde // *Journal of Physical Chemistry B* – 2001. – Vol. 105 – № 17 – P.3353–3357.
104. Rashidi, S. Applications of nanofluids in condensing and evaporating systems: A review / S. Rashidi, O. Mahian, E.M. Languri // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* – 2018. – Vol. 131 – № 3 – P.2027–2039.
105. Evans, W. Role of Brownian motion hydrodynamics on nanofluid thermal conductivity / W. Evans, J. Fish, P. Keblinski // *Applied Physics Letters* – 2006. – Vol. 88 – № 9 – P.093116.
106. Zhang, W. Nanoparticle enhanced evaporation of liquids: A case study of silicone oil and water / W. Zhang, R. Shen, K. Lu, A. Ji, Z. Cao // *AIP Advances* – 2012. – Vol. 2 – № 4 – P.042119.
107. Shin, D.H. Local aggregation characteristics of a nanofluid droplet during evaporation / D.H. Shin, C.K. Choi, Y.T. Kang, S.H. Lee // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2014. – Vol. 72 – P.336–344.
108. Gibbons, M.J. Local heat transfer to an evaporating superhydrophobic droplet / M.J. Gibbons, P. Marco Di, A.J. Robinson // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2018. – Vol. 121 – P.641–652.
109. Sefiane, K. Nanofluids droplets evaporation kinetics and wetting dynamics on rough heated substrates / K. Sefiane, R. Bennacer // *Adv. Colloid Interface Sci.* – 2009. – Vol. 147–148. – P.263–271.
110. Xu, J. The critical nanofluid concentration as the crossover between changed and unchanged solar-driven droplet evaporation rates / J. Xu, X. Yan, G. Liu, J. Xie // *Nano Energy* – 2019. – Vol. 57 – P.791–803.
111. Yong, X. Nanoparticle-mediated evaporation at liquid–vapor interfaces / X. Yong, S. Qin, T.J. Singler // *Extreme Mechanics Letters* – 2016. – Vol. 7 – P.90–103.
112. Gerken, W.J. Nanofluid pendant droplet evaporation: Experiments and modeling / W.J. Gerken, A.V. Thomas, N. Koratkar, M.A. Oehlschlaeger // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2014. – Vol. 74 – P.263–268.
113. Chen, R.H. Effects of nanoparticles on nanofluid droplet evaporation / R.H. Chen, T.X. Phuoc, D. Martello // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2010. – Vol. 53 – № 19–20 – P.3677–3682.

114. Mulka, R. Drying silica-nanofluid droplets / R. Mulka, A. Kujawska, B. Zajączkowski, S. Mancin, M.H. Buschmann // *Colloids and Surfaces A*– 2021. – Vol. 623 – №20 – P.126730.
115. Brutin, D. Influence of relative humidity and nano-particle concentration on pattern formation and evaporation rate of pinned drying drops of nanofluids // *Colloids and Surfaces A* – 2013. – Vol. 429 – P.112–120.
116. Bigioni, T.P. Kinetically driven self assembly of highly ordered nanoparticle monolayers / T.P. Bigioni, X.-M. Lin, T.T. Nguyen, E.I. Corwin, T.A. Witten, H.M. Jaeger // *Nature Materials* – 2006. – Vol. 5 – № 4 – P.265–270.
117. Erbil, H.Y. Analysis of evaporating droplets using ellipsoidal cap geometry / H.Y. Erbil, G. McHale, S.M. Rowan, M.I. Newton // *Journal of Adhesion Science and Technology* – 1999. – Vol. 13 – № 12 – P.1375–1391.
118. Wei, Y. Effects of insoluble nano-particles on nanofluid droplet evaporation / Y. Wei, W. Deng, R.H. Chen // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2016. – Vol. 97 – P.725–734.
119. Moghiman, M. Influence of nanoparticles on reducing and enhancing evaporation mass transfer and its efficiency / M. Moghiman, B. Aslani // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2013. – Vol. 61 – № 1 – P.114–118.
120. Baniamerian, Z. Experimental Assessment of Latent Heat of Evaporation for Hybrid Nanofluids / Z. Baniamerian, M. Mashayekhi // *Journal of Engineering Thermophysics* – 2018. – Vol. 27 – № 4 – P.560–579.
121. Ameen, M.M. Molecular Dynamics Modeling of Latent Heat Enhancement in Nanofluids / M.M. Ameen, K. Prabhul, G. Sivakumar, P.P. Abraham, U.B. Jayadeep, C.B. Sobhan // *International Journal of Thermophysics* – 2010. – Vol. 31 – № 6 – P.1131–1144.
122. Lee, S. Experimental investigation of the latent heat of vaporization in aqueous nanofluids / S. Lee, P.E. Phelan, L. Dai, R. Prasher, A. Gunawan, R.A. Taylor // *Applied Physics Letters* – 2014. – Vol. 104 – № 15 – P.151908.
123. Zhu, B.J. Thermophysical properties of Al₂O₃-water nanofluids / B.J. Zhu, W.L. Zhao, J.K. Li, Y.X. Guan, D.D. Li // *Materials Science Forum* – 2011. – Vol. 688 – P.266–271.
124. Baniamerian, Z. An experimental investigation of heat of vaporization of nanofluids / Z. Baniamerian, R. Mehdipour, S.M.S. Murshed // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* – 2019. – Vol. 138 – № 1 – P.645–657.
125. Zhao, C. Light-induced latent heat reduction of silver nanofluids: A molecular dynamics simulation / C. Zhao, W. An, N. Gao // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2020. – Vol. 162 – P.120343.

126. Bhuiyan, M.H.U. Measurement of latent heat of vaporization of nanofluids using calorimetric technique / M.H.U. Bhuiyan, R. Saidur, M.A. Amalina, R.M. Mostafizur // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* – 2015. – Vol. 122 – № 3 – P.1341–1346.
127. Lee, S. The effective latent heat of aqueous nanofluids / S. Lee, R.A. Taylor, L. Dai, R. Prasher, P.E. Phelan // *Materials Research Express* – 2015. – Vol. 2 – № 6 – P.065004.
128. Tanvir, S. Latent heat of vaporization of nanofluids: Measurements and molecular dynamics simulations / S. Tanvir, S. Jain, L. Qiao // *Journal of Applied Physics* – 2015. – Vol. 118 – № 1 – P.014902.
129. Sazhin, S.S. Models for fuel droplet heating and evaporation: Comparative analysis / S.S. Sazhin, T. Kristyadi, W.A. Abdelghaffar, M.R. Heikal // *Fuel* – 2006. – Vol. 85 – № 12–13 – P.1613–1630.
130. Sazhin, S.S. Multi-component droplet heating and evaporation: Numerical simulation versus experimental data / S.S. Sazhin, A.E. Elwardany, P.A. Krutitskii, V. Deprédurand, G. Castanet, F Lemoine., E.M. Sazhina, M.R. Heikal // *International Journal of Thermal Sciences* – 2011. – Vol. 50 – № 7 – P.1164–1180.
131. Yarin, A.L. Drying of acoustically levitated droplets of liquid–solid suspensions: Evaporation and crust formation / A.L. Yarin, G. Brenn, O. Kastner, C. Tropea // *Physics of Fluids* – 2002. – Vol. 14 – № 7 – P.2289.
132. Варгафтик, Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик / под ред. В.А. Алексеев, И.Ш. Аксельрод. – – Москва: Издательство “Наука,” 1972.– 721с.
133. Tartarini, P. Dropwise cooling: Experimental tests by infrared thermography and numerical simulations / P. Tartarini, M.A. Corticelli, L. Tarozzi // *Applied Thermal Engineering* – 2009. – Vol. 29 – № 7 – P.1391–1397.
134. Fedorets, A.A. The use of infrared self-emission measurements to retrieve surface temperature of levitating water droplets / A.A. Fedorets, L.A. Dombrovsky, A.M. Smirnov // *Infrared Physics and Technology* – 2015. – Vol. 69 – P.238–243.
135. Новицкий, П.В. Оценка погрешностей результатов измерений / П. В. Новицкий, И. А. Зограф / под ред. В.Н. Миханкова. – – Ленинград: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1991.– 304с.
136. Reid, R.C. The Properties of Gases and Liquids / R.C. Reid, T.K. Sherwood, R.E. Street // *Physics Today* – 1959. – Vol. 12 – № 4 – P.38–40.
137. Bochkareva, E.M. Experimental study of evaporating droplets suspended ethanol-water solution under conditions of forced convection / E.M. Bochkareva, N.B. Miskiv, A.D. Nazarov,

- V. V. Terekhov, V.I. Terekhov // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer* – 2018. – Vol. 6 – № 2 – P.115–127.
138. Terekhov, V.I. Adiabatic evaporation of binary liquid mixtures on the porous ball surface / V.I. Terekhov, N.E. Shishkin // *Thermophysics and Aeromechanics* – 2009. – Vol. 16 – № 2 – P.239–245.
139. Kuznetsov, G.V. Unsteady temperature fields of evaporating water droplets exposed to conductive, convective and radiative heating / G.V. Kuznetsov, M.V. Piskunov, R.S. Volkov, P.A. Strizhak // *Applied Thermal Engineering* – 2018. – Vol. 131 – P.340–355.
140. Dombrovsky, L.A. Thermal radiation in disperse systems: an engineering approach / L.A. Dombrovsky, D. Baillis // Begell House Redding, CT – 2010 – 689p.
141. Verwey, C. Experimental investigation of the effect of natural convection on the evaporation characteristics of small fuel droplets at moderately elevated temperature and pressure / C. Verwey, M. Birouk // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2018. – Vol. 118 – P.1046–1055.
142. Jia, H. Laminar natural convection heat transfer from isothermal spheres / H. Jia, G. Gogos // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 1996. – Vol. 39 – № 8 – P.1603–1615.
143. Geoola, F. Numerical simulation of free convective heat transfer from a sphere / F. Geoola, A.R.H. Cornish // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 1982. – Vol. 25 – № 11 – P.1677–1687.
144. Chen, T.S. Analysis of mixed forced and free convection about a sphere / T.S. Chen, A. Mucoglu // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 1977. – Vol. 20 – № 8 – P.867–875.
145. Bhattacharyya, S. Mixed convection from an isolated spherical particle / S. Bhattacharyya, A. Singh // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2008. – Vol. 51 – № 5–6 – P.1034–1048.
146. Hieber, C.A. Mixed convection from a sphere at small Reynolds and Grashof numbers / C.A. Hieber, B. Gebhart // *Journal of Fluid Mechanics* – 1969. – Vol. 38 – № 1 – P.137–159.
147. Musong, S.G. Mixed convective heat transfer from a heated sphere at an arbitrary incident flow angle in laminar flows / S.G. Musong, Z.G. Feng // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2014. – Vol. 78 – P.34–44.
148. Dombrovsky, L.A. Absorption of thermal radiation in large semi-transparent particles at arbitrary illumination of the polydisperse system // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2004. – Vol. 47 – № 25 – P.5511–5522.
149. Фукс, Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде / Н. А. Фукс / под ред. И.В. Петрянов. – Москва: Издательство АН СССР, 1958. Вып. Физико-мат– 93с.

150. Harada, T. A numerical investigation of evaporation characteristics of a fuel droplet suspended from a thermocouple / T. Harada, H. Watanabe, Y. Suzuki, H. Kamata, Y. Matsushita, H. Aoki, T. Miura // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2011. – Vol. 54 – № 1–3 – P.649–655.
151. Dirbude, S. Droplet Evaporation Modeling of Some Conventional and Alternative Fuels At Low Pressure / S. Dirbude, U. Pradesh, V. Eswaran, A. Kushari // *Proceedings of the 37th International and 4th National Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power* – 2010. – P.1–11.
152. Wong, S.-C. Internal temperature distributions of droplets vaporizing in high-temperature convective flows / S.-C. Wong, A.-C. Lin // *Journal of Fluid Mechanics* – 1992. – Vol. 237 – № 671 – P.671–687.
153. Singh, M. Inkjet printing-process and its applications / M. Singh, H.M. Haverinen, P. Dhagat, G.E. Jabbour // *Advanced Materials* – 2010. – Vol. 22 – № 6 – P.673–685.
154. Liu, H. Experimental investigation on heat transfer of spray cooling with the mixture of ethanol and water / H. Liu, C. Cai, H. Yin, J. Luo, M. Jia, J. Gao // *International Journal of Thermal Sciences* – 2018. – Vol. 133 – № April 2017 – P.62–68.
155. Dugas, V. Droplet evaporation study applied to DNA chip manufacturing / V. Dugas, J. Broutin, E. Souteyrand // *Langmuir* – 2005. – Vol. 21 – № 20 – P.9130–9136.
156. Drake, M.C. Advanced gasoline engine development using optical diagnostics and numerical modeling / M.C. Drake, D.C. Haworth // *Proceedings of the Combustion Institute* – 2007. – Vol. 31 – № 1 – P.99–124.
157. Gurralla, P. Evaporation of ethanol-water sessile droplet of different compositions at an elevated substrate temperature / P. Gurralla, P. Katre, S. Balusamy, S. Banerjee, K.C. Sahu // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2019. – Vol. 145 – P.118770.
158. Hopkins, R.J. Evaporation of ethanol/water droplets: Examining the temporal evolution of droplet size, composition and temperature / R.J. Hopkins, J.P. Reid // *Journal of Physical Chemistry A* – 2005. – Vol. 109 – № 35 – P.7923–7931.
159. Al-Saidi, M.Z.T. Effect of Temperature, Isotopic Composition of Water and Ethanol on the Tautomeric Equilibrium of Sulphonated Phenylazonaphtholes / M.Z.T. Al-Saidi, S.N. Shtykov // *Chemistry. Biology. Ecology* – 2015. – Vol. 15 – № 3 – P.5–9.
160. Раева, В.М. Теплоты испарения бинарных смесей // *Вестник МИТХТ* – 2013. – Т. 8 – № 1 – С.43–50.
161. Starinskaya, E.M. Evaporation of water/ethanol droplets in an air flow: Experimental study and modelling / E.M. Starinskaya, N.B. Miskiv, A.D. Nazarov, V.V. Terekhov, V.I. Terekhov,

- O. Rybdylova, S.S. Sazhin // *International Journal of Heat and Mass Transfer* – 2021. – Vol. 177 – P.121502.
162. Терехов, В.И. Адиабатическое Испарение Бинарных Смесей Жидкости На Поверхности Пористого Шара / В.И. Терехов, Н.Е. Шишкин // *Теплофизика И Аэромеханика* – 2009. – Т. 16 – № 2 – С.253–259.
163. Zheng, X. Thermal conductivity and thermal diffusivity of SiO₂ nanopowder / X. Zheng, L. Qiu, G. Su, D. Tang, Y. Liao, Y. Chen // *Journal of Nanoparticle Research* – 2011. – Vol. 13 – № 12 – P.6887–6893.
164. Imani-Mofrad, P. Experimental investigation of the effect of different nanofluids on the thermal performance of a wet cooling tower using a new method for equalization of ambient conditions / P. Imani-Mofrad, S. Zeinali Heris, M. Shanbedi // *Energy Conversion and Management* – 2018. – Vol. 158 – № July 2017 – P.23–35.
165. Rudyak, V.Y. Thermal properties of nanofluids and their similarity criteria / V.Y. Rudyak, A.V. Minakov, M.I. Pryazhnikov // *Technical Physics Letters* – 2017. – Vol. 43 – № 1 – P.23–26.
166. Bressmann, T. Self-inflicted cosmetic tongue split: A case report // *Journal of the Canadian Dental Association* – 2004. – Vol. 70 – № 3 – P.156–157.
167. Fujii, T. *Theory of Laminar Film Condensation* / T. Fujii – New York, NY: Springer New York, 1991.– 214с.
168. Einstein, A. Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen / Einstein A. // *Annalen der Physik* – 1906. – Vol. 324 – № 2 – P.289–306.
169. Batchelor, G.K. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order c^2 / G.K. Batchelor, J.T. Green // *Journal of Fluid Mechanics* – 1972. – Vol. 56 – № 3 – P.401.
170. Rudyak, V.Y. Measurement of the viscosity coefficient of an ethylene glycol-based nanofluid with silicon-dioxide particles / V.Y. Rudyak, S.V. Dimov, V.V. Kuznetsov, S.P. Bardakhanov // *Doklady Physics* – 2013. – Vol. 58 – № 5 – P.173–176.
171. Рудяк, В.Я. Физика и механика процессов теплообмена в течениях наножидкостей / В.Я. Рудяк, А.В. Минаков, С.Л. Краснолуцкий // *Физическая мезомеханика* – 2016. – Т. 1 – № 19 – С.75–83.
172. Turanov, A.N. Heat- and mass-transport in aqueous silica nanofluids / A.N. Turanov, Y.V. Tolmachev // *Heat and Mass Transfer/Waerme- und Stoffuebertragung* – 2009. – Vol. 45 – № 12 – P.1583–1588.
173. Maxwell, J.C. *A Treatise on Electricity and Magnetism* / J. C. Maxwell / W.D. Niven. – Oxford: Clarendon Press, 1881.– 532с.

174. Hamilton, R.L. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems // Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals – 1962. – Vol. 1 – № 3 – P.187–191.
175. Lin, K. Enhancing Water Evaporation by Interfacial Silica Nanoparticles / K. Lin, R. Chen, L. Zhang, W. Shen, D. Zang // Advanced Materials Interfaces – 2019. – Vol. 6 – № 16 – P.1–7.
176. Wong, K. Diffusion of gold nanoparticles in toluene and water as seen by dynamic light scattering / K. Wong, C. Chen, K Wei., V.A.L. Roy, S.M. Chathoth // Journal of Nanoparticle Research – 2015. – Vol. 17 – № 3 – P.153.