

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»



На правах рукописи

Минаков Андрей Викторович

**ИЗУЧЕНИЕ МНОГОФАЗНЫХ ПОТОКОВ В МИКРОКАНАЛАХ  
И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОЖИДКОСТЕЙ**

Специальность 1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Научный консультант:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Рудяк Валерий Яковлевич

Красноярск – 2021

## Содержание

|                                                                                                             |           |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Введение.....                                                                                               | 5         |
| <b>Глава 1. Исследование однофазных течений в микроканалах .....</b>                                        | <b>20</b> |
| 1.1 Математическая модель и численная методика расчета однофазных течений и теплообмена в микроканалах..... | 23        |
| 1.2 Тестирование численной методики.....                                                                    | 27        |
| 1.3 Течения в микромиксере Y-типа .....                                                                     | 33        |
| 1.4 Течения в микромиксере T-типа при низких числах Рейнольдса .....                                        | 40        |
| 1.5 Течения в микромиксере T-типа при умеренных числах Рейнольдса .....                                     | 50        |
| 1.5.1 Смешение жидкостей с одинаковыми свойствами .....                                                     | 50        |
| 1.5.2 Влияние неравномерности расходов смешивающихся жидкостей .....                                        | 55        |
| 1.5.3 Влияния физических свойств смешивающихся жидкостей .....                                              | 57        |
| 1.5.4 Смешение воды и этанола.....                                                                          | 61        |
| 1.5.5 Смешение воды и наножидкости .....                                                                    | 65        |
| 1.6 Влияние неизотермичности на режимы течения в микромиксере .....                                         | 68        |
| 1.7 Влияние на режимы течения условий скольжения и шероховатостей на стенках микромиксера.....              | 71        |
| 1.7.1 Исследование влияния условий скольжения .....                                                         | 71        |
| 1.7.2 Исследование влияния шероховатостей стенок .....                                                      | 74        |
| 1.8 Течения в микромиксере S-типа .....                                                                     | 77        |
| 1.9 Течения в микромиксерах сложной конфигурации.....                                                       | 79        |
| 1.10 Процесс смешения в активных микромиксерах.....                                                         | 86        |
| Выводы по главе 1.....                                                                                      | 92        |
| <b>Глава 2. Исследование двухфазных течений в микроканалах .....</b>                                        | <b>94</b> |
| 2.1 Математическая модель и численный алгоритм расчета двухфазных течений в микроканалах .....              | 99        |
| 2.1.1 Моделирование контактного угла.....                                                                   | 101       |
| 2.2 Моделирование газожидкостных течений в микроканалах.....                                                | 106       |
| 2.2.1 Движение газовых снарядов в прямоугольном миниканале .....                                            | 106       |
| 2.2.2 Газожидкостное течение в T-образном микроканале круглого сечения.....                                 | 108       |
| 2.2.3 Моделирование стационарных газовых снарядов в миниканале.....                                         | 110       |
| 2.2.4 Моделирование образования пузырей азота в водном растворе глицерина.....                              | 113       |
| 2.3. Исследование двухжидкостных течений в микроканалах .....                                               | 114       |

|                                                                                                                                        |            |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 2.3.1. Моделирование течения воды и масла в Т-образном микроканале круглого сечения .....                                              | 114        |
| 2.3.2 Моделирование течения воды и ионной жидкости в Т-образном микроканале круглого сечения .....                                     | 116        |
| 2.3.3 Исследование режимов течения воды и керосина в Т-образном микроканале прямоугольного сечения .....                               | 120        |
| 2.3.4 Течения парафинового и кастового масел в Т-образном микроканале прямоугольного сечения .....                                     | 124        |
| 2.3.5 Расчетно-экспериментальное исследование течения воды и нефти в микроканале Y-типа.....                                           | 130        |
| 2.4 Исследование процесса вытеснения нефти наножидкостью из микропористой среды .....                                                  | 147        |
| 2.4.1 Экспериментальное исследование межфазного натяжения и краевого угла смачивания на границе нефть/наножидкость/горная порода ..... | 149        |
| 2.4.2 Результаты моделирования процесса вытеснения нефти наножидкостью .....                                                           | 153        |
| Выводы по главе 2.....                                                                                                                 | 164        |
| <b>Глава 3. Экспериментальное изучение коэффициента вязкости наножидкостей .....</b>                                                   | <b>166</b> |
| 3.1 Приготовление наножидкостей и описание методики эксперимента.....                                                                  | 172        |
| 3.2 Зависимость вязкости от концентрации частиц .....                                                                                  | 175        |
| 3.3 Зависимость вязкости от размера частиц и их материала.....                                                                         | 179        |
| 3.4. Зависимость вязкости наножидкости от свойств базовой жидкости.....                                                                | 183        |
| 3.5 Исследование реологии наножидкостей.....                                                                                           | 185        |
| 3.6 Зависимость коэффициента вязкости наножидкостей от температуры .....                                                               | 196        |
| 3.7 Исследование влияния поверхностно-активных веществ и полимеров на вязкость наножидкостей .....                                     | 199        |
| Выводы по главе 3.....                                                                                                                 | 202        |
| <b>Глава 4. Экспериментальное изучение коэффициента теплопроводности наножидкостей</b>                                                 | <b>205</b> |
| 4.1 Описание экспериментальной установки и ее тестирование.....                                                                        | 216        |
| 4.2 Исследование зависимости коэффициента теплопроводности наножидкости от концентрации частиц.....                                    | 220        |
| 4.3 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от размера частиц.....                                                      | 223        |
| 4.4 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от материала наночастиц....                                                 | 227        |
| 4.5 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от свойств базовой жидкости .....                                           | 230        |

|                                                                                                                 |            |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.6 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от добавок стабилизирующих полимеров .....           | 232        |
| 4.7 Температурная зависимость коэффициента теплопроводности наножидкостей .....                                 | 234        |
| Выводы по главе 4.....                                                                                          | 236        |
| <b>Глава 5. Исследование вынужденной конвекции наножидкостей.....</b>                                           | <b>238</b> |
| 5.1 Описание экспериментальной установки для исследования вынужденной конвекции .....                           | 245        |
| 5.2 Описание математической модели вынужденной конвекции наножидкостей.....                                     | 247        |
| 5.3 Результаты экспериментального исследования вынужденной конвекции наножидкостей в ламинарном режиме .....    | 251        |
| 5.4. Результаты экспериментального исследования вынужденной конвекции наножидкостей в турбулентном режиме ..... | 259        |
| 5.5. Численное моделирование вынужденной конвекции наножидкостей .....                                          | 266        |
| 5.6. Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода в течениях наножидкостей .....             | 278        |
| Выводы по главе 5.....                                                                                          | 286        |
| <b>Глава 6. Экспериментальное исследование кризиса кипения наножидкостей .....</b>                              | <b>288</b> |
| 6.1 Описание экспериментальной установки по изучению кризиса кипения.....                                       | 291        |
| 6.2 Исследование зависимости КТП от концентрации наночастиц.....                                                | 293        |
| 6.3. Исследование зависимости КТП от размера наночастиц.....                                                    | 297        |
| 6.4 Исследование зависимости КТП от размера нагревателя .....                                                   | 300        |
| 6.5. Исследование зависимости КТП от длительности процесса кипячения .....                                      | 304        |
| 6.6 Исследование зависимости КТП от материала наночастиц .....                                                  | 306        |
| 6.7. Исследование кипения воды на покрытых наночастицами проволоках .....                                       | 313        |
| 6.8 Исследование влияния стабилизирующих веществ на кризис кипения наножидкостей .....                          | 316        |
| Выводы по главе 6.....                                                                                          | 319        |
| Заключение .....                                                                                                | 321        |
| Список использованных источников .....                                                                          | 324        |



## Введение

**Актуальность темы.** В настоящее время в силу разных причин происходит революционное развитие микросистемной техники различного назначения. Соответствующие технологии вошли в Перечень критических технологий Российской Федерации. Микросистемная техника обладает очевидными преимуществами (энергоэффективность и низкая материалоемкость) и уже активно используется в самых разных приложениях: при создании новых образцов компьютерной техники, в различных биомедицинских технологиях, в фармацевтической и химической промышленности и т. д. Значительная часть микросистемного оборудования так или иначе связана с течениями жидкостей и газов в микроканалах. Течения жидкостей в микроканалах характеризуются существенным влиянием капиллярных сил и пристеночных эффектов на режимы течения и процессы теплообмена. В этих условиях могут осуществляться режимы, нехарактерные для каналов большого диаметра. Микроканалы с размерами порядка 100 мкм сейчас широко используются в микротеплообменниках для охлаждения электроники, в микрореакторах – для высокоэффективного синтеза химических продуктов, в медицине и фармацевтике – в качестве лабораторий на чипе, производстве новых лекарственных средств и т. д. Течения жидкостей в микроканалах также широко распространены и в природе. Это и процессы переноса веществ в растениях и живых организмах, и многофазная фильтрация флюидов в микропористых коллекторах нефти и газа, и многое другое. Многообразие микроканальных приложений обуславливает большое количество исследований по данной тематике. Возникла новая междисциплинарная наука – микрофлюидика, описывающая поведение течений жидкостей и газов в микроскопических каналах, размеры которых варьируются от 100 нм до 500 мкм. Считается, что исследование микрофлюидных устройств и применение микроканальных технологий началось около сорока лет назад с работ Стэнфордского университета, посвященных газовой хроматографии и соплам принтеров для струйной печати [1–4].

В настоящее время на основе микрофлюидики было разработано множество новых устройств и технологий, превосходящих свои классические макроскопические аналоги. Основными достоинствами микрофлюидных технологий являются: высокое значение отношения площади поверхности к объему устройств (десятки тысяч  $\text{м}^2/\text{м}^3$ ); связанные с этим высокие значения скорости химических реакций и интенсивность теплообмена; возможность работать с микроскопическими количествами жидкостей и микрообъектами (капли, клетки, частицы); высокая воспроизводимость и точность дозирования; ламинарные потоки, обеспечивающие отсутствие пульсаций и возможность точного контроля параметров потока

(температуры, скорости, давления, перемешивания); масштабируемость процесса; уменьшение размеров устройств и экономия материалов; безопасность проведения процесса из-за малых объемов и многое другое.

В связи с этим микрофлюидные технологии на сегодняшний день активно применяются в различных областях. В аналитической химии благодаря микрофлюидике возникло такое направление, как лаборатория на чипе (lab-on-a-chip) – микрофлюидное устройство, позволяющее осуществлять несколько многостадийных химических анализов на одном микрочипе [5]. Сюда же можно отнести и концепцию  $\mu$ TAS (miniaturized total analysis system), которая предполагает исследование образца в непосредственной близости от места производства с помощью интегрированных на одном микрочипе разнообразных датчиков (хроматография, pH, дзета-потенциал, спектроскопия, PVT-анализ и др.) [6]. Целью этих подходов в конечном итоге является объединение всех функций химической лаборатории в одном микрофлюидном чипе. Помимо этого, микроканальные технологии широко используются в химии [6–8] для прецизионного химического синтеза веществ на проточных микрореакторах с высокой удельной скоростью, изучения кинетики химических реакций в условиях, близких к реактору идеального смешения, для получения сложных эмульсий и дисперсных систем со вложенными каплями (инкапсуляция) несмешивающихся жидкостей, фильтрации продуктов химического синтеза, получения газовых микропузырьков и пен, проведения каталитических реакций с катализатором, нанесенным на стенки микроканалов, в частности, для синтеза жидких углеводородов из природного газа и т. д.

Отдельно можно отметить работы по синтезу наночастиц и наножидкостей в микроканалах путем гетерогенной химической реакции [9]. Идеально контролируемые условия проведения синтеза, реализуемые в микроканалах, позволяют получать практически монодисперсные наночастицы, размер которых можно легко варьировать в широких пределах, регулируя расходы реагентов. Добиться подобного в условиях макроскопических химических аппаратов просто невозможно.

Широкое распространение микрофлюидика получила и в медицине. Здесь широко используются флюидные чипы для секвенирования ДНК, анализов крови и определения уровня сахара в крови, экстракорпорального оплодотворения, скрининга ферментов и антител, разделения клеток и фильтрации микробов и вирусов из плазмы крови, синтезе новых лекарств [10–13]. Кроме того, жидкостные микрочипы используются при точечной доставке лекарственных средств к пораженным тканям с помощью инкапсулирования лечящего вещества в полимерные микрокапли [14–15]. Еще одним очень перспективным направлением микрофлюидики в медицине на данный момент являются системы «орган на чипе» [16–20]. Эти

системы представляют собой проточные микрофлюидные устройства для культивирования живых клеток тканей различных органов (печень, почки, легкие и др.) с контролируемыми параметрами среды и подводом питательных веществ. Системы «орган на чипе», с одной стороны, в перспективе будут выполнять многие функции, которые выполняют органы в организме. С другой стороны, они используются для тестирования эффективности действия и токсичности лекарственных средств. Эти системы являются первым шагом для создания персонализированной медицины и уже используются при лечении онкологических заболеваний.

Широкое распространение получили микроканальные технологии и в системах охлаждения микроэлектроники. Уже сегодня электронные микрочипы выделяют тепловые потоки на уровне  $100 \text{ Вт/см}^2$ . С развитием микропроцессорной техники тепловые потоки в горячих точках оборудования будут приближаться к  $1000 \text{ Вт/см}^2$ . Традиционные тепловые трубы в сочетании с вентилятором позволяют рассеивать порядка  $200 \text{ Вт/см}^2$ , что явно недостаточно. Поэтому проблема теплоотвода является одной из ключевых в современной электронике, и от ее решения во многом зависит дальнейший рост производительности микропроцессоров. В связи с этим широкое распространение получили микроканальные теплообменники с характерными проточными размерами меньше 1 мм. Первыми работами, в которых было продемонстрировано преимущество микроканальных теплообменников, считают работы Такермана [3] и Свифта [21] начала восьмидесятых годов, где было продемонстрировано, что в микроканалах плотность теплового потока значительно повышается даже в однофазном режиме. Высокая эффективность теплообмена в данном случае обусловлена ростом площади теплопередачи к объему теплообменника. В результате дальнейших исследований были разработаны однофазные микротеплообменники с плотностью теплового потока до  $400 \text{ Вт/см}^2$  [22–24].

Кроме того, в последнее время наблюдается существенный интерес к двухфазному теплообмену в микроканалах, где можно реализовать чрезвычайно тонкие жидкие пленки теплоносителя с огромными значениями коэффициента теплоотдачи. Отдельно можно выделить процессы испарения и кипения жидкостей в микроканалах, в которых достигаются рекордные значения плотности теплового потока до  $1500 \text{ Вт/см}^2$  [25]. Интерес к этим приложениям обуславливает огромное число работ, выполненных по этой тематике в последние годы. Здесь нужно отметить работы В. В. Кузнецова, О. А. Кабова, S. G. Kandlikar, T. G. Karayiannis и др. [26–30].

Помимо большой практической значимости, микроканальные течения представляют значительный интерес и для фундаментальной науки. Для механики жидкости и газов этот

интерес обусловлен, прежде всего, широким многообразием нехарактерных для каналов большого диаметра режимов течения, которые могут реализоваться в микроканалах. Кроме того, течения в микроканалах отличаются тем, что в них доминирующую роль играют капиллярные силы. Существенным становится влияние эффектов стенок (шероховатость, явления смачиваемости, проскальзывание) на режимы течения и процессы тепломассообмена. Это обуславливает большое количество фундаментальных исследований по данной тематике. Здесь нужно прежде всего отметить большое количество работ, связанных с исследованием режимов течения в микромиксерах – специальных микроканалах, используемых для интенсификации процессов перемешивания жидкостей. Перемешивание жидкостей является ключевым процессом во многих микрофлюидных технологиях (микрореакторы, микротеплообменники, анализаторы веществ, микромиксеры и т. д.). С практической точки зрения, повышение эффективности перемешивания жидкостей в микроканалах является важной задачей. Оптимизации отдельных видов микромиксеров посвящены работы Лобасова А. С. и др., Ч. Галлети, А. Сулеймани, А. Фани, Д. Бове, Н. Хофмана, С. Дрехера, М. Энглера и многих других [31–39]. Детальный обзор этих исследований приведен в первой главе диссертации. Также интенсивно развиваются исследования режимов течения двухжидкостных несмешивающихся потоков в микроканалах, которые широко распространены в различных природных объектах, течения нефтеносных флюидов в пористых средах, течения в биологических системах и многих других приложениях. Исследованию режимов течения несмешивающихся жидкостей в микроканалах посвящены работы П. Гартечки, Ю. Зао, М. Кашида, П. Гупта, Ю. Ли, З. Ву, Ягодницыной А. А. с коллегами и других [40–46]. Детальный обзор этих исследований приведен во второй главе диссертации.

Несмотря на значительное число публикаций, посвященных исследованию течений и теплообмена в микрофлюидных устройствах, систематических данных о режимах течения в них все еще недостаточно. Число встречающихся и возможных микрофлюидных устройств на сегодняшний день столь велико, что необходимо, с одной стороны, их дальнейшее изучение, а с другой – проведение исследований по оптимизации их работы. Кроме того, остается немало нерешенных проблем, связанных с методами моделирования таких течений, прежде всего с аккуратным учетом сил межфазного натяжения, моделированием контактной линии и эффектов смачивания поверхности.

Создание микросистемной техники нередко требует использования материалов с необычными свойствами. Такие материалы разрабатываются модифицированием структуры базового флюида различными наночастицами. В ряду таких материалов стоит и новый класс дисперсных жидкостей – наножидкости, т.е. дисперсные жидкости с наночастицами.

Исследование свойств и применения наножидкостей в различных приложениях (в парфюмерной и косметической промышленности, в медицине, при создании новых красок и материалов, в трибологии, в биотехнологиях и т. д.) стало одним из ключевых трендов в науке двух последних десятилетий.

Нужно отметить, что до недавнего времени подавляющее большинство работ, связанных с изучением наножидкостей, было посвящено исследованию процессов теплообмена и прежде всего коэффициенту теплопроводности наножидкостей. Именно с исследования коэффициента теплопроводности началась бурная история изучения свойств и возможностей применения наножидкостей в различных приложениях. В революционной работе Стефана Чои 1995 года [47] впервые было показано, что при добавке в теплоноситель небольшого количества наночастиц можно в разы повысить его коэффициент теплопроводности. Собственно, Чои и ввел термин «наножидкость» – суспензия с частицами размером меньше 100 нм. С тех пор исследования свойств наножидкостей развивались с экспоненциальной скоростью. За это время появилось несколько тысяч работ по этой тематике. Здесь следует отметить работы Чона, М. Chopkar, М. Р. Keblinski, К. В. Аноор, R. Prasher, Е. В. Тимофеевой, В. Я. Рудяка, А. А. Белкина, А. С. Дмитриева и др. [48–56]. Выяснилось, что наножидкости обладают рядом уникальных свойств. Во-первых, их коэффициент теплопроводности, как правило, существенно выше, чем то значение, что предсказывается классической моделью Максвелла и более поздними моделями для дисперсных систем. Во-вторых, коэффициент теплопроводности наножидкостей зависит от размера наночастиц. Это противоречит классическим представлениям о суспензиях крупнодисперсных частиц. Однако, несмотря на большое количество проведенных исследований, окончательного ответа на вопрос, какова эта зависимость, все еще не было. Экспериментальные данные по теплопроводности наножидкостей оставались чрезвычайно противоречивыми. Так, в частности, в некоторых работах отмечается, что коэффициент теплопроводности наножидкостей увеличивается с уменьшением среднего размера частиц. В то же время в работах других авторов показано, что коэффициент теплопроводности наножидкостей, напротив, увеличивается с увеличением размера наночастиц. В результате большого количества экспериментальных работ было показано, что коэффициенты переноса наножидкостей зависят от большого количества факторов, основными из которых являются концентрация, размер, форма и материал наночастиц, свойства базовой жидкости, температура и добавки поверхностно-активных веществ. Наличие такой многофакторной зависимости осложняет понимание механизмов аномального поведения теплопроводности наножидкостей и во многом объясняет тот разброс данных и наличие противоречий, встречающихся в работах различных авторов. В настоящее

время среди возможных механизмов аномальной теплопроводности наножидкостей выделяют основные (Koo et al., P. Keblinski, R. Prasher et al., Murshed et al., W. Yu et al. и др., см. обзор в четвертой главе): броуновское движение наночастиц, образование на поверхности наночастиц упорядоченного слоя из молекул жидкости, кластеризация наночастиц (формирование цепочек из наночастиц), баллистический перенос тепла между наночастицами, термофоретическое движение наночастиц, радиационный теплоперенос вблизи наночастиц. Также рассматривают различные комбинации этих механизмов. Однако, несмотря на просто огромное количество публикаций, окончательной ясности в механизмах теплопроводности наножидкостей все еще нет. И по этой причине до сих пор не создана универсальная модель, способная предсказывать поведение коэффициента теплопроводности наножидкости.

Существенно меньше работ посвящено экспериментальному исследованию конвективного теплообмена (Пак и Чо, Нгуен и др., Дж. Бонджорно, К. Ануп, S. Fotukian, Е. В. Тимофеева и др., см. обзор в пятой главе), хотя именно с увеличением коэффициента теплоотдачи при добавлении в теплоноситель наночастиц связывали самые большие надежды в области теплообмена. Представленные в этих работах результаты являются весьма противоречивыми. В большинстве исследований отмечается, что теплоотдача при добавке наночастиц в теплоноситель увеличивается. И здесь разброс превышения коэффициента теплоотдачи по сравнению с чистым теплоносителем варьируется от долей до 350 процентов для углеродных нанотрубок (УНТ). Вместе с этим, известны работы, в которых показано уменьшение коэффициента теплоотдачи при добавлении наночастиц.

Кроме того, не было окончательного понимания, как влияет на коэффициент теплоотдачи размер и материал наночастиц. Известны работы, в которых показано, что с увеличением размера наночастиц теплоотдача возрастает. В то же время есть работы, в которых показано противоположное. Отмечается, что влияние добавки наночастиц существенно зависит от режима течения. При ламинарном течении коэффициент теплоотдачи наножидкости всегда превышает его значения для базовой жидкости, в то время как в турбулентном режиме течения при определенных условиях может наблюдаться ухудшение теплообмена. Вместе с тем, величина изменения коэффициента теплоотдачи при добавлении наночастиц в теплоноситель оставалась до конца не ясной. Не ясно, какими параметрами наножидкости она определяется. Можно ли предсказать величину этого превышения при использовании той или иной наножидкости. Этот вопрос напрямую связан с моделями для описания конвективного теплообмена наножидкостей. В настоящее время для моделирования конвективного теплообмена наножидкостей, наряду с очень распространенной гомогенной моделью, применяется фактически тот же перечень традиционных двухфазных моделей,

которые используются для классических дисперсных систем (лагранжев и эйлеров подходы). Большинство авторов отмечают, что, несмотря на то, что двухфазные модели в среднем лучше предсказывают характеристики теплообмена по сравнению с гомогенной моделью, реальное различие между двухфазными и однофазными моделями, как правило, невелико. Среди основных механизмов, приводящих к изменению концентрации наночастиц при конвекции наножидкостей, большинство исследователей рассматривают броуновскую диффузию, термофорез и седиментацию частиц. Однако экспериментального обоснования этого в настоящее время нет. Вопрос, имеют ли место какие-то другие механизмы, остается открытым. Кроме того, в подавляющем большинстве работ для моделирования конвективного теплообмена используются некорректные значения коэффициентов переноса наножидкостей (коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии и термодиффузии), что ставит под сомнение полученные в них результаты численного моделирования.

Очень интенсивно развиваются исследования, посвященные испарению и кипению наножидкостей (Das et al., You et al., Ю. А. Кузма-Кичта, А. Н. Павленко, В. И. Терехов и др., см. обзор в шестой главе). Именно в этом направлении были получены самые существенные результаты с точки зрения интенсификации теплообмена. Было показано, что незначительная добавка наночастиц в теплоноситель позволят в несколько раз увеличить величину критического теплового потока (КТП) при кипении флюидов. Влияние наночастиц на величину КТП при кипении наножидкостей также зависит от большого числа различных факторов, механизм влияния которых до конца не изучен. Большинство исследователей отмечают, что ключевую роль в кипении наножидкостей играет образование отложений из наночастиц на поверхности нагревателя. Пористый слой из наночастиц на поверхности нагревателя позволяет значительно менять характеристики смачиваемости поверхности. Механизм формирования отложений и его влияние на коэффициент теплоотдачи и КТП при кипении до сих пор обсуждается.

Достаточно большое количество работ по исследованию коэффициента вязкости наножидкостей были выполнены как экспериментально (В. С. Pak, S. M. S. Murshed, A. K. Sharma, P. K. Namburu и др., см. обзор во второй главе), так и с помощью метода молекулярной динамики (В. Я. Рудяк, А. А. Белкин). В начале исследования коэффициента вязкости связывали исключительно с эффективностью теплообмена наножидкостей. Действительно, вязкие свойства очень важны для применения наножидкостей в качестве теплоносителей. Вязкость жидкостей определяет характер течения и существенно влияет на потерю давления в каналах при прокачивании. А, поскольку при добавлении наночастиц в теплоноситель вязкость наножидкости, как правило, повышается, это влияние рассматривалось

как негативный фактор. Однако позднее появилось множество других приложений, в которых влияние наночастиц на вязкость и реологию жидкостей носит исключительно положительный характер. Примером этого может служить активно развивающееся направление по управлению реологическими свойствами буровых растворов с помощью добавок наночастиц (F. A. Riveland, Contreras et al., Д. В. Люгай, И. Н. Евдокимов, А. В. Минаков и др. [57–62]). В результате наших исследований [57–62] было продемонстрировано, что добавка наночастиц различного размера и состава позволяет существенно улучшить реологию буровых растворов на водной основе. Например, 0,25 масс. % наночастиц  $\text{SiO}_2$  увеличивает предел текучести бурового раствора более чем в 2,5 раза. Реологические характеристики исследованных растворов при этом зависят от среднего размера и материала добавляемых наночастиц. Кроме того, показано, что добавка наночастиц в буровой раствор значительно снижает величину фильтрационных потерь, приводит к значительному улучшению их антифрикционных свойств. Добавка наночастиц в буровой раствор существенно сказывается на качестве промывки скважины от шлама. Было продемонстрировано, что двухпроцентная по массе добавка наночастиц  $\text{SiO}_2$  в буровой раствор приводит к повышению эффективности промывки скважины от шлама почти на 20 %. Это влияние обусловлено изменением реологии раствора, вызванным добавкой наночастиц. Все это делает наночастицы весьма перспективным материалом для улучшения характеристик буровых растворов.

Кроме того, течения наножидкостей в настоящее время активно исследуются в задачах интенсификации нефтеотдачи при заводнении пласта (А. Я. Хавкин, A. Roustaei et al., Ehtesabi et al., А. В. Минаков и др. [57–62]). В этом направлении получены очень перспективные результаты. И сегодня технология закачки низко концентрированных наносuspensions считается одной из перспективных технологий повышения нефтеотдачи. Было показано, что добавки наночастиц в вытесняющую жидкость позволяют значительно увеличить коэффициент извлечения нефти. Так, например, при использовании наножидкости с 0,1 масс. % наночастиц  $\text{SiO}_2$  коэффициент извлечения нефти увеличивается практически в два раза по сравнению с пластовой водой. Добавка наночастиц оказывает существенное влияние на значение краевого угла смачивания и межфазное натяжение, что способствует вымыванию как пленочной, так и капиллярно-удержанной нефти. Таким образом, установлено, что использование наножидкостей может радикально менять смачиваемость нефтью горной породы, что позволяет значительно повысить коэффициент извлечения нефти. Это открывает широкую перспективу применения наночастиц для интенсификации нефтеотдачи при заводнении пласта.



Однако, несмотря на просто огромное число работ в этой области, теплофизические свойства наножидкостей, характеристики их течений и тепломассообмена все еще до конца не изучены. Имеющиеся экспериментальные данные не системны и часто противоречат друг другу. Отсутствует физическое понимание некоторых наблюдаемых эффектов. До конца неясны физические механизмы влияния наночастиц на рассматриваемые процессы.

Таким образом, исследования в данной предметной области не только чрезвычайно актуальны, но и содержат значительный объем научной новизны. Реализация этих исследований позволит не только ответить на некоторые принципиальные вопросы механики дисперсных систем, но и создать основу новых перспективных технологий.

**Целью** диссертационной работы является систематическое моделирование и изучение течений и теплообмена многофазных потоков в мини- и микроканалах и экспериментальное изучение коэффициентов переноса и теплообмена наножидкостей.

Для ее достижения решаются следующие основные задачи:

- Разработка и тестирование численной методики моделирования течений и теплообмена одно- и многофазных потоков в микроканалах с учетом межфазного натяжения и динамического контактного угла.
- Изучение режимов течений и оптимизация течений в микромиксерах.
- Исследование двухфазных и двухжидкостных течений в микроканалах.
- Экспериментальное изучение вязкости и теплопроводности наножидкостей.
- Разработка и тестирование математических моделей течений и теплообмена наножидкостей.
- Исследование конвективного теплообмена при течении наножидкостей в круглых каналах.
- Изучение кризиса кипения наножидкостей.

**Научная новизна** полученных результатов заключается в следующем:

1. Впервые с помощью численного моделирования выявлены и изучены основные режимы течения и смешения в типичных микромиксерах, установлены факторы, влияющие на эти режимы, и сформулированы критерии оптимизации их работы.
2. Разработана численная методика расчета многофазных течений, в том числе и наножидкостей, в мини и микроканалах с учетом межфазного натяжения, динамического контактного угла, реологии и термодиффузии.
3. Исследованы и установлены механизмы повышения коэффициента извлечения нефти при ее вытеснении наножидкостью из микропористой среды.

4. Экспериментально показано, что вязкость наножидкостей зависит от материала наночастиц, а переход от ньютоновской реологии к неньютоновской может происходить не только при увеличении концентрации наночастиц, как это имеет место для крупнодисперсных суспензий, но и при уменьшении средних размеров наночастиц.

5. Экспериментально установлена зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от плотности материала наночастиц. Показано, что при одинаковой концентрации и размере наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости возрастает пропорционально плотности материала наночастиц.

6. Установлена зависимость коэффициента теплоотдачи при вынужденной конвекции наножидкостей в ламинарном и турбулентном режимах течения от размера наночастиц и реологии наножидкостей.

7. Экспериментально показано, что ламинарно-турбулентный переход в наножидкостях происходит при меньших числах Рейнольдса, чем в базовой жидкости, а критические числа Рейнольдса падают с уменьшением размера наночастиц.

8. Обнаружено, что критическая плотность теплового потока при кипении наножидкостей зависит от длительности процесса кипячения, и установлены физические механизмы этого влияния.

**Теоретическая значимость результатов определяется** разработкой новых математических моделей для описания течений и теплообмена многофазных потоков, включая наножидкости, в мини- и микроканалах с учетом межфазного натяжения динамического контактного угла, экспериментально обоснованных коэффициентов переноса, реологии и термодиффузии наножидкостей. Проведенные систематические исследования позволили установить и описать основные режимы течения в наиболее распространённых микромиксерах в широких диапазонах их работы, объяснить основные механизмы увеличения нефтеотдачи при течении нефти и наножидкости в пористых средах, установить основные закономерности поведения коэффициентов переноса и характеристик тепломассообмена наножидкостей.

**Практическая значимость результатов определяется** тем, что сформулированы рекомендации по управлению эффективностью перемешивания жидкостей в наиболее распространенных микромиксерах и микрореакторах, создана база данных по коэффициентам вязкости и теплопроводности нескольких десятков наножидкостей и построены соответствующие корреляции, определяющие их зависимость от концентрации частиц среднего размера, сформулированы практические рекомендации по управлению характеристиками течения и теплообмена наножидкостей. Результаты исследования процесса вытеснения нефти с помощью наножидкости могут быть использованы для интенсификации нефтеотдачи при

заподнении пласта на месторождениях, а исследования вынужденной конвекции и кризиса кипения наножидкости – при повышении эффективности работы теплообменного оборудования.

Результаты работы могут найти применения в ИТПМ СО РАН г. Новосибирск, ИМСС УрО РАН, г. Пермь; ФГУП НИИПМ, г. Пермь, НГАСУ (Сибстрин) г. Новосибирск, АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М. Ф. Решетнева» г. Железногорск, научно-исследовательском институте ООО «РН-КрасноярскНИПИ-нефть» и ряде других организаций.

Результаты диссертации использованы при выполнении следующих проектов: РНФ № 17-79-20218 (руководитель – А. В. Минаков); РФФИ № 12-08-33061, 16-48-243061 (руководитель – А. В. Минаков), грант Президента РФ МК6296.2013 (руководитель – А. В. Минаков); РНФ № 14-19-00312 (руководитель – В. Я. Рудяк, основной исполнитель – А. В. Минаков).

Результаты, представленные в диссертации, используются в учебном процессе ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет» (при чтении курсов «Вычислительная гидродинамика и теплофизика», «Математические модели задач гидродинамики и теплообмена», «Вычислительная гидродинамика и теплофизика», «Математическое моделирование в технической физике» для направлений подготовки бакалавров и магистров по направлениям «Ядерная энергетика и теплофизика», «Нанотехнология и микросистемная техника», «Техническая физика») и ФГАОУ ВО «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет» (при чтении курса «Процессы переноса в дисперсных средах, включая наножидкости»).

#### **Основные научные положения, защищаемые автором:**

- Установленные с помощью численного моделирования режимы течения в наиболее распространенных микромиксерах и факторы, влияющие на эти режимы.
- Численная методика моделирования двухфазных и двухжидкостных потоков в микроканалах с учетом межфазного натяжения и динамического контактного угла.
- Установленные механизмы повышения коэффициента извлечения нефти при ее вытеснении наножидкостью из микропористой среды.
- Экспериментальные данные по реологическому поведению и коэффициентам вязкости и теплопроводности нескольких десятков наножидкостей.
- Экспериментальные корреляции для коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкостей.

– Данные о характеристиках теплообмена и о ламинарно-турбулентном переходе при течении наножидкостей в круглых каналах.

– Математическая модель для описания течений и теплообмена наножидкостей с учетом их реологии и термодиффузии частиц на основе экспериментально измеренных коэффициентов переноса.

– Экспериментально установленные зависимости КТП при кипении наножидкостей на цилиндрических нагревателях от концентрации, размера, материала частиц, диаметра нагревателя, длительности процесса кипячения и добавок ПАВ и полимеров.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается использованием апробированных экспериментальных методов исследования теплофизических свойств жидкостей и тщательным их тестированием, использованием современных математических моделей, основанных на фундаментальных физических законах сохранения, применением апробированных и теоретически обоснованных численных методик и алгоритмов, систематическим тестированием разработанных моделей и методик на большом количестве тестовых задач и сопоставлением полученных результатов в предельных случаях с известными аналитическими решениями, экспериментальными данными и результатами расчетов других авторов.

**Личный вклад автора.** Диссертация является обобщением исследований автора, проводимых им в Сибирском федеральном университете с 2008 г. Представленные в диссертации результаты получены лично автором и при его непосредственном участии.

Выбор направлений исследований осуществлялся как лично диссертантом, так и совместно с научным консультантом профессором В. Я. Рудяком. Часть расчетных исследований по моделированию однофазных течений в Т-образном микроканале (раздел 1.5) выполнена совместно с А. С. Лобасовым. Часть экспериментальных исследований вязкости и теплопроводности наножидкостей проводилось совместно с М. И. Пряжниковым (раздел 3.1 - 3.2 и 4.1-4.2). Часть экспериментальных исследований вынужденной конвекции наножидкостей (раздел 5.3) проводилось совместно с Д. В. Гузей. Постановка задач исследований, разработка математических моделей, и формулирование основных полученных результатов в совместных работах выполнено лично автором.

**Апробация работы.** Материалы диссертационного исследования были представлены более чем на 35 всероссийских и международных конференциях и семинарах, наиболее значимые из которых: European Conference on Microfluidics (2008, 2012, 2014), Conference of the International Marangoni Association «Interfacial Fluid Dynamics and Processes» (2012), Micro and Nano Flows Conference (2011, 2014), Turbulence, Heat and Mass Transfer (THMT, 2012), Diffusion

in Solids and Liquids (2013), Российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ, 2014, 2018), International Heat Transfer Symposium (2014), Российская конференция по теплофизическим свойствам веществ (PKTC, 2014, 2018), Methods of Aerophysical Research (ICMAR, 2018), Всероссийская научно-техническая конференция с международным участием «Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы» (Ставеровские чтения, 2012, 2019), Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики (2015), Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий (2009, 2010, 2011, 2012, 2015), Сопряженные задачи механики, информатики и экологии (2018), Поляховские чтения (2018), Всероссийская конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» с элементами школы молодых ученых (2017, 2018, 2019, 2020).

**Публикация.** По результатам диссертационной работы опубликованы 48 статей в научных журналах, включенных в Перечень ВАК, из них 40 статей – в изданиях, индексируемых базами данных Scopus и Web of Science. Статьи автора диссертации также включены в три монографии.

**Объем и структура диссертации.** Работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы. Текстовая часть диссертации содержит 368 страниц, включая 260 рисунков и 34 таблицы. Список цитируемой литературы состоит из 556 источников.

**Краткое содержание работы.** Во введении обоснована актуальность работы, приведен краткий обзор современных исследований по тематике диссертации, сформулирована цель работы и научная новизна исследований, отмечена теоретическая и практическая значимость полученных результатов, представлены положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** посвящена систематическому моделированию однофазных течений и теплообмена несжимаемых жидкостей в наиболее распространенных на сегодняшний день микромиксерах. Приведено описание и результаты тестирования разработанной численной методики моделирования процессов гидродинамики и теплообмена жидкостей в микроканалах. С помощью численного моделирования систематически изучены основные режимы течения и проведена оптимизация наиболее распространенных микромиксеров. Обнаружены новые режимы течения и установлены факторы, позволяющие управлять эффективностью перемешивания жидкостей в микромиксерах.

**Вторая глава** посвящена моделированию двухфазных потоков в микроканалах. Приведено описание и результаты тестирования разработанной математической модели и численной методики расчета двухфазных течений в микроканалах с учетом межфазного натяжения и динамического угла смачивания. Продемонстрировано, что численное решение всех рассмотренных задач в целом хорошо согласуется с имеющимися данными

экспериментальных исследований. Проведено систематическое исследование двухфазных и двухжидкостных течений в микроканалах. Проведено систематическое экспериментальное и численное исследование режимов течений воды и нефти в микроканале Y-типа. Приведены результаты изучения процесса вытеснения нефти наножидкостью из микропористой среды. Установлено, что добавка наночастиц в воду существенно ухудшает смачиваемость нефтью горной породы, в результате чего значительно увеличивается коэффициент извлечения нефти.

**В третьей главе** приведены результаты экспериментального исследования коэффициента вязкости и реологии наножидкостей. Получены данные систематического изучения вязкости нескольких десятков наножидкостей на основе различных базовых жидкостей с частицами оксидов металлов  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и алмазов. Объемная концентрация наночастиц в исследованиях изменялась от 0,25 % до 6 %, а средний размер частиц варьировался от 5 до 150 нм. Температура варьировалась от 25 до 60 °C. Систематически изучено влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих ПАВ и полимеров на вязкость наножидкостей. Отдельно изучены факторы, влияющие на реологию наножидкостей.

**Четвертая глава** посвящена экспериментальному изучению коэффициента теплопроводности тех же наножидкостей, что рассматривались в главе 3. Приведено описание специально созданной экспериментальной установки и ее тестирование. Изучено влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих ПАВ и полимеров на коэффициент теплопроводности наножидкостей. На основе полученных экспериментальных данных разработана эмпирическая корреляция для описания коэффициента теплопроводности наножидкостей, учитывающая зависимость от концентрации, размера и материала наночастиц в широком диапазоне параметров с погрешностью, не превышающей 5 %.

**В пятой главе** приведены результаты расчетно-экспериментального исследования конвективного теплообмена рассмотренных в предыдущих главах наножидкостей. Получены зависимости коэффициента теплоотдачи и потерь давления в канале от концентрации, размера, материала наночастиц и свойств базовой жидкости. Впервые систематически изучен ламинарно-турбулентный переход в наножидкостях. Приведено описание и тестирование разработанной математической модели вынужденной конвекции наножидкостей с учетом термодиффузии и реологии наножидкости. Проведено систематическое расчетное исследование конвективного теплообмена наножидкостей с учетом большого количества факторов, влияющих на этот процесс.

**Шестая глава** посвящена экспериментальному исследованию кризиса кипения наножидкостей на цилиндрическом нагревателе. Систематически исследован кризис кипения наножидкостей. Изучено влияние концентрации, размера и материала наночастиц, добавки стабилизирующих полимеров, а также размеров нагревателя и длительности кипячения. Показано, что основным механизмом интенсификации КТП при кипении наножидкостей является улучшение смачиваемости поверхности за счет формирования капиллярно-пористых отложений на поверхности нагревателя.

**В заключении** сформулированы основные результаты и выводы настоящей работы.

## Глава 1. Исследование однофазных течений в микроканалах

Смешение жидкостей является базовым процессом в большинстве микрофлюидных устройств (химических микрореакторов, анализаторов химических и биологических веществ, систем доставки лекарств, микрофлюидных теплообменников и т. д.) [1–47]. В макроскопических потоках перемешивание, как правило, происходит в турбулентном режиме. Однако в микрофлюидных устройствах потоки, как правило, являются ламинарными, и смешение в них лимитируется молекулярной диффузией. Для того чтобы интенсифицировать смешение, применяются специальные устройства – микромиксеры. Микромиксеры являются одним из ключевых элементов многих микро- и наноэлектромеханических систем (МЭМС и НЭМС). На сегодняшний день разработано большое количество разнообразных микромиксеров. Существуют пассивные и активные способы интенсификации перемешивания в микромиксерах (см., например, обзоры [1–6], а также монографии [45–47]). В пассивных миксерах интенсификация перемешивания достигается за счет увеличения времени пребывания смеси в миксере или геометрических особенностей канала смешения (вставки, изгибы, сужения и пр.). По этим принципам пассивные микромиксеры подразделяются на микромиксеры параллельного смешения (Т- и Y-образные микроканалы), микромиксеры последовательного смешения, микромиксеры с фокусировкой и миксеры с хаотическим смешением. Помимо этого, в последнее время стали широко распространяться активные миксеры. В активных миксерах на поток накладываются какие-либо внешние возмущения (акустические, электрические или магнитные колебания и т. п.). Одним из широко используемых методов активного перемешивания является задание пульсаций расхода на входе в миксер.

Несмотря на огромный практический интерес и значительное число работ в этой области, структура и свойства течений в микромиксерах в настоящее время изучены недостаточно. Экспериментальные исследования процессов перемешивания в микромиксерах в подавляющем большинстве случаев ограничиваются лишь визуальным наблюдением за картиной смешения при варьировании тех или иных параметров. Только в последние годы появились работы, в которых для изучения локальных характеристик течения и перемешивания в микроканалах начали активно использоваться современные микро-PIV и микро-LIF методы. По причине чрезвычайно малых размеров каналов и сложности организации оптического доступа к ним широкое применение этих методов для изучения структуры потоков в микротечениях ограничено. При этом для оптимизации процесса перемешивания в микрофлюидных миксерах необходима детальная информация о структуре потока и режимах



течения в них. Для этих целей при оптимизации работы микромиксеров активно используются методы вычислительной гидродинамики CFD. Судя по обзору литературы, численное моделирование здесь стало основным инструментом [1–16]. Числа Рейнольдса здесь, как правило, невелики, течения в большинстве случаев ламинарные. Однако, несмотря на малые размеры каналов, в микрофлюидных устройствах могут иметь место и турбулентные течения [11, 12], для моделирования которых пользуются методами прямого численного моделирования DNS. Надо отметить, что при относительно высоких значениях чисел Рейнольдса (порядка 1000) в микроканалах происходит ряд новых интересных явлений, требующих изучения как с фундаментальной точки зрения, так и для практических целей (см., например, наши работы [27–31]).

Несмотря на огромное многообразие существующих микрофлюидных миксеров, базовой частью любого типа микромиксера является Т-канал (в частном случае Y-канал), через который в канал смешения поступают два потока, которые необходимо перемешать. Это позволяет сосредоточиться прежде всего на изучении возможных режимов течения именно для миксера Т-типа, как базового.

По-видимому, одним из первых экспериментальных исследований в которых использовался микрофлюидный миксер Т-типа следует считать работу Д. Бокенкампа с соавторами 1998 года [13], в которой данный миксер успешно был применен для изучения скоростей быстропротекающих химических реакций. В этой работе впервые было продемонстрировано преимущество микрофлюидных миксеров над макроскопическими устройствами. Это дало толчок большому количеству дальнейших исследований по этой тематике [1–24].

Одно из первых расчетных исследований процессов перемешивания в микрофлюидном миксере Т-типа для малых чисел Рейнольдса выполнено в работе Д. Годди и др. [14]. Было изучено влияние размеров и формы канала на эффективность перемешивания жидкостей. Более детальное исследование этого течения с помощью эксперимента было выполнено в работе М. Энглера и др. [15]. Были рассмотрены более высокие значения числа Рейнольдса. В результате обнаружено существование некоторого критического значения числа  $Re$ , при котором эффективность перемешивания резко возрастает. Для Т-образного микроканала это значение было примерно  $Re = 150$  и менялось с изменением размеров канала. Позднее в диссертации А. С. Лобасова [21] это обстоятельство будет подробно изучено и получены соответствующие расчетные корреляции, описывающие эту зависимость.

Телиб с коллегами [16] изучали нестационарные режимы течения в микромиксере Т-типа в диапазоне чисел Рейнольдса от 300 до 700. С помощью моделирования проведена

визуализация структуры потока в канале. Перемешивание жидкостей при этом не исследовалось. Вонг и др. [17] для микромиксеров Т-типа с различным гидравлическим диаметром провели экспериментальное наблюдение картины смешения двух жидкостей в широком диапазоне чисел Рейнольдса от 50 до 1400. В работе [18] численно было изучено влияние неравномерности профиля скорости на входе в Т-образный микроканал. Показано, что значение числа Рейнольдса, при котором происходит потеря симметрии вихрей Дина, сильно зависит от формы профиля скорости. Установившийся профиль способствует более раннему началу перехода в несимметричный режим течения.

С. Гобером с соавторами [19] при помощи численного моделирования лагранжевым методом было показано наличие в Т-образном микроканале при некоторых значениях числа Рейнольдса нестационарного периодического режима течения. Изучено влияние различных схем аппроксимации на точность описания слоя смешения при высоких значениях числа Шмидта.

Как уже было сказано выше, в большинстве экспериментальных исследований, как правило, ограничивались лишь визуализацией потока и смешения в микромиксере, поэтому полученные в них данные носят в основном качественный характер. Одно из первых экспериментальных исследований смешения, в котором исследовалась локальная структура потока в Т-миксере, проведено в работе М. Хоффманна [11]. Здесь при помощи специально адаптированных для микротечений микро-LIF (Laser-Induced Fluorescence) и микро-PIV (Particle Image Velocimetry) методов были измерены поля скоростей и концентраций в различных сечениях миксера. Впервые проведены количественные оценки эффективности перемешивания. Позднее данные методики были развиты в работах А. А. Ягодницыной [20], в которых впервые предложена методика пространственного усреднения метода микро-LIF, позволяющая с высокой точностью измерять профили концентрации смешивающихся компонентов. Проведено подробное экспериментальное исследование структуры течения и перемешивания в Т-образном канале. Проведено сравнение с результатами численного моделирования полученными в рамках данной диссертации [30, 32–33].

Большое количество работ было посвящено оптимизации отдельных видов микромиксеров. В этом направлении следует отметить работы А. С. Лобасова, Ч. Галлетти, А. Сулеймани, А. Фани и многих других [21–24]. В течение последних пятнадцати лет были рассмотрены различные способы интенсификации перемешивания в микрофлюидных миксерах, в том числе с помощью усложнения геометрической формы канала смешения. При этом, несмотря на все многообразие пассивных миксеров, наибольшее распространение получили микромиксеры, в которых реализованы следующие принципы интенсификации

перемешивания: диффузионное (смешение в длинных каналах), поочередное разделение и слияние потоков, хаотическая адвекция и вихревое перемешивание (вихри Дина и прочее). В настоящее время для каждого типа миксеров проведено большое количество исследований. Однако в большинстве ранее выполненных работ ставилась цель получить только максимальную эффективность смешения. Вопросы энергетических затрат на перемешивание и прокачивания жидкостей в микромиксерах практически не рассматривались. Но при этом не стоит забывать, что гидравлические диаметры каналов в микрофлюидных миксерах очень малы. Это приводит к значительным затратам на прокачивание жидкостей через них, что требует использования достаточно мощных насосов. Поэтому вопрос о гидравлической эффективности смешения является очень важным.

Таким образом, несмотря на большое число работ, посвященных изучению течений и смешения в отдельных микромиксерах, систематических данных об имеющих здесь место режимах течения и смешения в них все еще недостаточно. Кроме того, число встречающихся и возможных микромиксеров на сегодняшний день столь велико, что необходимо, с одной стороны, их дальнейшее моделирование, а с другой, проведение исследований по оптимизации этих миксеров. Систематическому моделированию течений и перемешивания жидкостей в микромиксерах и их оптимизации посвящена данная глава [25–47].

## **1.1 Математическая модель и численная методика расчета однофазных течений и теплообмена в микроканалах**

Для моделирования течений и теплообмена в микроканалах была разработана численная методика. Моделирование микротечений проводилось в рамках гидродинамического подхода, основанного на решении уравнений Навье–Стокса. Известно, что концепция сплошной среды для жидкостей работает, если можно выделить гидродинамический физически бесконечно малый масштаб  $r_h$ , чтобы флуктуациями внутри соответствующего объема можно было пренебречь. Для жидкости  $r_h \sim \sqrt{\sigma l}$  (см. монографии [45–47]), где  $l$  – характерный линейный масштаб течения (диаметр цилиндрического канала, расстояние между пластинами в плоском течении Пуазейля и т. п.),  $\sigma$  – характерный эффективный размер молекул жидкости порядка  $10^{-10}$  м. Если микроканал имеет высоту  $l \sim 1$  мкм, то  $r_h \sim 0.01$  мкм. С другой стороны, описание течений с помощью уравнений Навье–Стокса с граничными условиями прилипания на стенках возможно, если число Кнудсена ( $Kn = \lambda / l$ , где  $l$  – характерный размер канала,  $\lambda$  – длина свободного пробега молекул) не превышает величину порядка  $10^{-3}$ . При  $0,001 \leq Kn < 0,1$  необходимо использовать граничные условия скольжения на стенке, при  $0,1 \leq Kn < 10$  –

переходный режим,  $Kn > 10$  соответствует свободному молекулярному потоку. Оценки показывают, что при течении жидкостей в типичных микроканалах число Кнудсена меняется в пределах  $10^{-3} \leq Kn < 10^{-5}$ .

Таким образом, приведенные выше оценки и проведенные в диссертации многочисленные тесты показывают, что гидродинамическое описание вполне корректно использовать для описания течений в микроканалах с характерными размерами вплоть до 1 мкм.

При изучении однофазных течений в микроканалах рассматриваются неизотермические потоки многокомпонентных смесей в общем случае неньютоновских жидкостей, которые описываются следующей системой уравнений. В рассмотрение вводятся  $f_i$  – массовые концентрации компонентов смеси, эволюция которых в общем случае определяется уравнением (1.1), где  $D_i$  – коэффициент диффузии  $i$ -го компонента,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости,  $\rho$  – плотность смеси:

$$\frac{\partial \rho f_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho f_i \mathbf{v}) = \nabla \cdot (\rho D_i \nabla f_i) \quad (1.1)$$

В диссертации рассматривались в основном двухкомпонентные смеси. При этом при моделировании смешения наножидкостей в качестве  $f$  выступает массовая концентрация наночастиц, а для определения коэффициента диффузии используется выражение Эйнштейна–Стокса:  $D = kT / (3\pi\eta d)$ , где  $d$  – средний размер наночастиц,  $\mu$  – коэффициент вязкости наножидкости, которая, как будет показано в третьей главе, в общем случае зависит от концентрации  $\phi$ , размера  $d$ , материала наночастиц, температуры  $T$  и скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ .

Для описания течений рассматриваемых смесей решается система уравнений Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1.2)$$

Уравнение переноса импульса:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (1.3)$$

Здесь  $p$  – давление (влиянием силы тяжести, кроме специально рассмотренных случаев, пренебрегалось),  $\boldsymbol{\tau}$  – тензор вязких напряжений, компоненты которого определяются как:

$$\tau_{ij} = \mu(f_i, T, \dot{\gamma}) \left( (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{E} \right), \quad (1.4)$$

где  $\mu(f_i, T, \dot{\gamma})$  – вязкость смеси, которая в общем случае зависит от концентрации, температуры и скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ , а для наножидкостей еще и от размера наночастиц.

На практике при работе различных микрофлюидных устройств приходится сталкиваться с неньютоновскими жидкостями, кроме того, как показано в данной диссертации, наножидкости также зачастую проявляют неньютоновские свойства. Поэтому учет реологии при моделировании рассматриваемых микротечений очень важен. Для моделирования таких течений использовался подход, основанный на использовании при вычислении компонент тензора напряжений (1.4) эффективной вязкости  $\mu(\dot{\gamma})$ . В работе рассматриваются псевдопластические и вязкопластические неньютоновские жидкости, реология которых описывается наиболее общей моделью Хершеля–Балкли (Herschel–Bulkley):

$$\mu(\dot{\gamma}) = \frac{k\dot{\gamma}^n + \tau_0}{\dot{\gamma}}, \quad (1.5)$$

где  $n$  – индекс течения,  $k$  – показатель консистенции,  $\tau_0$  – предел текучести.

Скорость сдвига определяется как:

$$\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}, \quad (1.6)$$

где тензора скоростей деформации:  $\mathbf{D} \equiv \mathbf{D}_{i,j} = \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial x_i}$ .

Данный подход был успешно апробирован и детально протестирован для различных неньютоновских течений в нашей работе [53].

Вязкость смеси определялась через массовую долю компонентов смеси  $f_i$  и вязкости индивидуальных компонент  $\mu_i$ , свойства которых также, в свою очередь, могут зависеть от обозначенных выше параметров, в том числе и реологии:

$$\mu = \sum_i f_i \cdot \mu_i \quad (1.7)$$

Плотность смеси выражается через массовые концентрации компонент  $f_i$  потока и парциальные плотности  $\rho_i$  следующим образом:

$$\rho = \left[ \sum_i (f_i / \rho_i) \right]^{-1} \quad (1.8)$$

В тех случаях, когда исследовались смеси реальных веществ, включая наножидкости, зависимость вязкости и плотности смеси от концентрации и других параметров задавалась непосредственно из экспериментальных данных.

В работе рассматриваются неизотермические потоки, для описания которых решается уравнение сохранения энергии в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} h) = \nabla(\lambda \nabla T) \quad (1.9)$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности смеси, в общем случае зависящий от температуры, концентрации компонент, а для наножидкости еще и от размера наночастиц (см. главу 4), а энтальпия среды вычисляется как:

$$h(T) = \int_{T_0}^T C_p(T) dT \quad (1.10)$$

В каждой из рассмотренных в диссертации задач о постановке граничных условий сказано отдельно. Здесь отметим лишь общие моменты. В качестве граничных условий на стенках каналов для компонент вектора скорости в большинстве рассмотренных задач использовались условия прилипания. Влияние условий скольжения было рассмотрено отдельно и описано в разделах 1.3, 1.4 и 1.7. Для задач теплообмена на стенках также задавались условия фиксированной температуры либо плотности теплового потока. На входе в расчетную область завались условия Дирихле: фиксированное значение температуры, концентрации, среднерасходной скорости потока, с установившимся профилем скорости. На выходе из расчетной области устанавливались условия равенства нулю производных по нормали.

Детальное описание численного алгоритма приведено в работах [49–56]. Для решения системы уравнений (1.1) – (1.10) использовался метод контрольного объема [57–58]. Для аппроксимации конвективных членов уравнений переноса использовалась противопоточная схема второго порядка QUICK [59]. Для аппроксимации диффузионных потоков на гранях контрольных объемов использовались схемы второго порядка точности. Для аппроксимации нестационарных членов уравнений применялась неявная схема второго порядка. Связь между полем скорости и давлением реализуется с использованием алгоритма SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent) и сглаживанием потоков на гранях по методике Рхи-Чоу [60]. Полученные в результате дискретизации системы линейных алгебраических уравнений решаются итерационным способом с применением алгебраического многосеточного решателя AMG [61].

Естественно, что при анализе результатов численного моделирования возникает вопрос о влиянии качества и детализации расчетной сетки на точность расчетов. В каждой из рассмотренных в диссертации задача этот вопрос также подробно исследовался. Поскольку геометрия рассматриваемых микроканалов, как правило, топологически была несложная, то для расчетов использовались структурированные декартовы сетки. Во многих случаях

использовалось сгущение узлов сетки к наиболее ответственным участкам: пристеночная область, слой смещения, места стыковки потоков и т. д. В методических расчетах подробно исследовано влияния детализации расчетной сетки для получения соответствующих сетконе зависящих решений. В зависимости от задач использовались сетки с общим количеством узлов от нескольких сотен тысяч для безвихревых низкорейнольдсовых течений, до 10 миллионов для прямого численного моделирования турбулентных течений в Т-канале.

Разработанный алгоритм применялся при решении широкого круга задач гидрогазодинамики и теплообмена [49–56]. Вместе с тем его применимость для описания микротечений требовала специального тестирования.

## 1.2 Тестирование численной методики

Тестирование численного алгоритма для описания микротечений начнем с ламинарной задачи изотермического течения в Т-миксере. Геометрию канала можно видеть на рис. 1.1. Ширина узкой части канала – 200 мкм, ширина широкой части – 400 мкм, толщина канала – 200 мкм, длина канала смещения – 3000 мкм. Через верхний и нижний вход канала подается вода с расходом  $Q$ . При этом для задания граничного условия на входе используется развитый профиль скорости. Исследование течения в таком канале было проведено для различных значений числа Рейнольдса (в диапазоне от 1 до 1000), которое определялось следующим образом:  $Re = \frac{\rho U d_h}{\mu}$ , где  $U = Q/(2\rho H^2)$  – среднерасходная скорость в канале смещения,

$H = 200$  мкм – высота канала,  $d_h = 267$  мкм – гидравлический диаметр.

Экспериментальное исследование течения выполнено в Институте теплофизики СО РАН А. А. Ягодницыной и А. В. Бильским [20, 30, 32, 33]. В эксперименте при помощи микро-PIV метода были измерены поля скорости в различных сечениях микроканала. Качественное сравнение расчетных и экспериментальных полей скорости в центральном продольном сечении миксера для двух режимов течения показано на рис. 1.1. Наблюдается хорошее соответствие расчета и эксперимента.

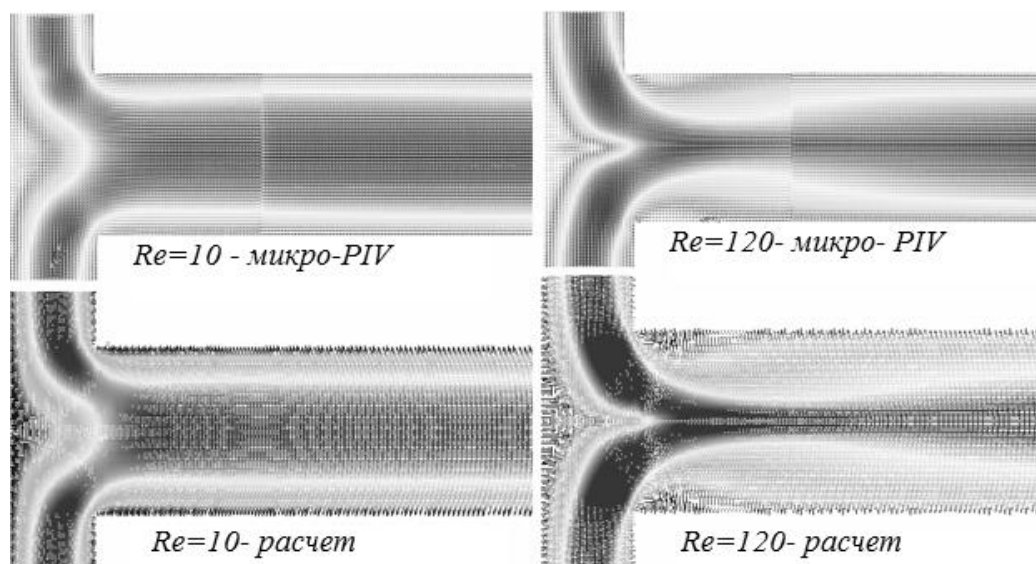


Рис. 1.1 – Экспериментальные (верхний ряд) и расчетные (нижний ряд) поля скорости в центральном сечении микромиксера для чисел  $Re$  10 и 120.

Количественное сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости в центральном поперечном сечении смешивающего канала на расстоянии 2,5 калибра от его входа показано на рис. 1.2. Как видно, в целом согласование расчета и эксперимента вполне приемлемое.

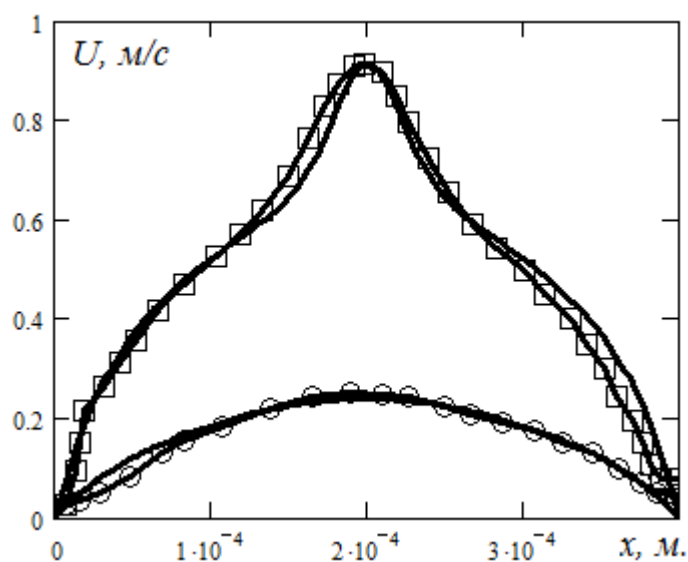


Рис. 1.2 – Профили скорости в центральном поперечном сечении канала для  $Re = 10$  (нижние кривые) и  $Re = 120$  (верхние кривые). Здесь сплошными линиями показаны расчетные профили, символами – экспериментальные.



Поскольку гидравлический диаметр микроканалов мал, актуален вопрос о гидравлическом сопротивлении в таких каналах. Для изучения поведения коэффициента трения было проведено моделирование течения для микроканалов различной формы и размера в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Для сравнения с результатами моделирования использовались экспериментальные данные взятые из работ [62–64].

В первой задаче было рассмотрено влияние диаметра микроканала на величину его коэффициента трения  $f$ . Известно, что для развитого ламинарного течения в круглом макроскопическом канале величина коэффициента трения равна  $f = 64/Re$ . На рис. 1.3 приведена зависимость произведения  $f \times Re$  от числа Рейнольдса, полученная в эксперименте [62] для микроканалов круглого сечения различного диаметра. Как видно из графика, для микроканалов так же, как и для макроскопических течений, в ламинарном случае наблюдается независимость коэффициента  $f \times Re$  от числа Рейнольдса и размера канала. Максимальное отклонение экспериментальных данных от значения 64 в данном случае не превышает 4 %.

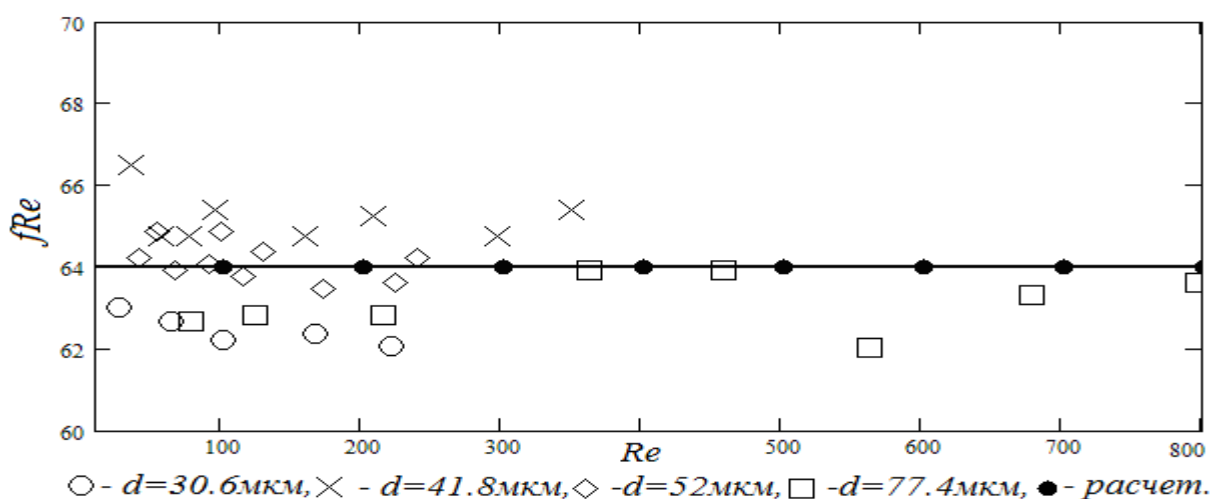


Рис. 1.3 – Зависимость коэффициента  $f \times Re$  от диаметра микроканала.

Символы – экспериментальные данные из работы [62], черные точки – результаты расчетов.

Для сравнения на рисунке 1.3 также приведены расчетные значения. Видно, что расчет с очень высокой точностью (максимальное отклонение 0,05 %) описывает аналитическое значение 64. Для получения такой точности достаточно 30 узлов расчетной сетки по радиусу канала.

В следующей задаче рассмотрено течение в микроканалах в турбулентном режиме. Сопоставление с экспериментом приведено на рис. 1.4. Экспериментальные данные, представленные точками на рис. 1.4 (а), взяты из работы [63]. Экспериментальные данные, представленные точками на рис. 1.4 (б), для прямоугольного канала взяты из работы [64]. Для

моделирования турбулентного режима течения в данном случае использовалась модель турбулентности  $k-\omega$  SST [48]. Расчетная сетка содержала 500 000 узлов и была сгущена к стенкам каналов. Величина  $Y^+$  на стенке для максимального из рассмотренных значений числа Рейнольдса на использованной сетке не превышала 2. Полученные расчетные данные, кроме того, сравнивались с аналитическими решениями и данными корреляции Блазиуса. Расчет во всех случаях хорошо согласуется с соответствующими аналитическими решениями в ламинарном случае и корреляцией Блазиуса в турбулентном режиме. Видно, что также, как и для макроскопических каналов, в диапазоне чисел Рейнольдса от 2000 до 3000 в микроканалах наблюдается ламинарно-турбулентных переход. Поведение коэффициента трения в ламинарном и турбулентном режимах описывается классическими зависимостями и никаких существенных отличий от крупномасштабных каналов нет.

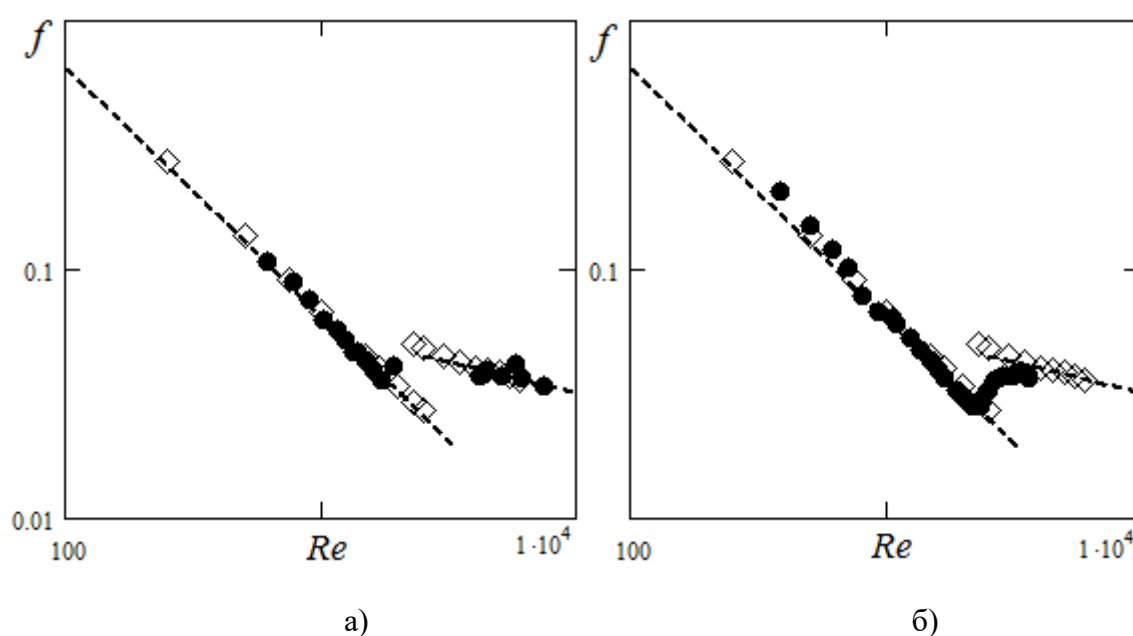


Рис. 1.4 – Зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса:

а) микроканал круглого сечения,  $d = 244$  мкм; б) микроканал прямоугольного сечения,  $h = 222$  мкм. Ромбы – результаты расчетов, точки – экспериментальные данные [63–64], штриховые линии – соответствующие корреляции.

Повышение интереса к микротечениям обусловлено, кроме всего прочего, с их значительным потенциалом в области увеличения коэффициента теплоотдачи, которое связано с большим значением отношения площади поверхности микроканала к его объему и короткой зоной теплообмена. Пример такого теплообменника показана на рис. 1.5. Тестирование алгоритма для моделирования теплообмена в микроканалах проведено на задаче неизоэнтальпического течения в Т-миксере, имеющем следующую геометрию: ширина канала –

500 мкм, высота – 100 мкм. Температура воды на одном из входов канала была равна 27 °С, на другом – 55 °С. На всех стенках канала, кроме нижней, согласно постановке эксперимента, заданы адиабатические условия. На нижней стенке канала задано условие постоянной температуры равной температуре холодной жидкости 27 °С. Число Рейнольдса для данной задачи меньше единицы. Результаты численного моделирования сопоставлялись с экспериментальными данными [65]. Для расчета использовалась сетка, состоящая из 245 000 узлов, со сгущениями к стенкам и месту стыковки блоков.

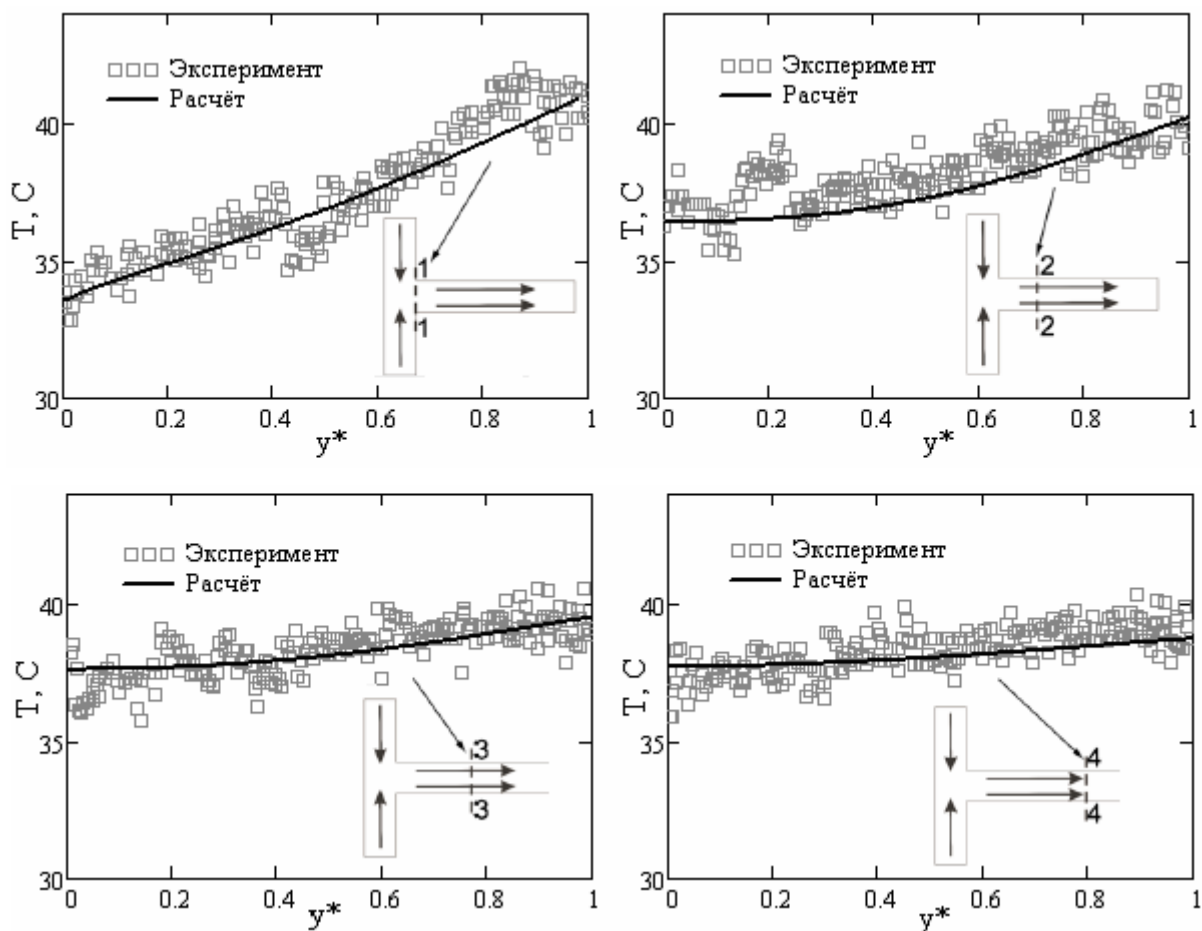


Рис. 1.5 – Расчетные и экспериментальные профили температуры в различных сечениях микромиксера.

На рис. 1.5 показано распределение температуры жидкости в сечении, перпендикулярном каналу смешения, на различных расстояниях от входа. По оси ОХ здесь отложена безразмерная координата  $y^* = y/W$ , где  $W$  – полуширина канала, равная 0,25 мм. Как видно из графиков, расчет во всех сечениях хорошо воспроизводит профили температуры в микроканале.

В следующей задаче было рассмотрено моделирование теплообмена в микротеплообменнике, состоящем из 15 микроканалов прямоугольного сечения. Размеры микроканалов были следующими: высота канала – 772 мкм, ширина – 1100 мкм, длина – 5000 мкм, количество микроканалов в блоке – 15 штук. Схематично геометрию рассматриваемого теплообменника можно видеть на рис. 1.6, где представлено распределение изолиний температуры стенок для числа Рейнольдса, равного 100. Вода поступает и отводится из теплообменника через круглые каналы. Площадь охлаждаемой поверхности такого теплообменника равна 30 мм на 50 мм, что соответствует размерам типичных элементов охлаждения микропроцессоров.

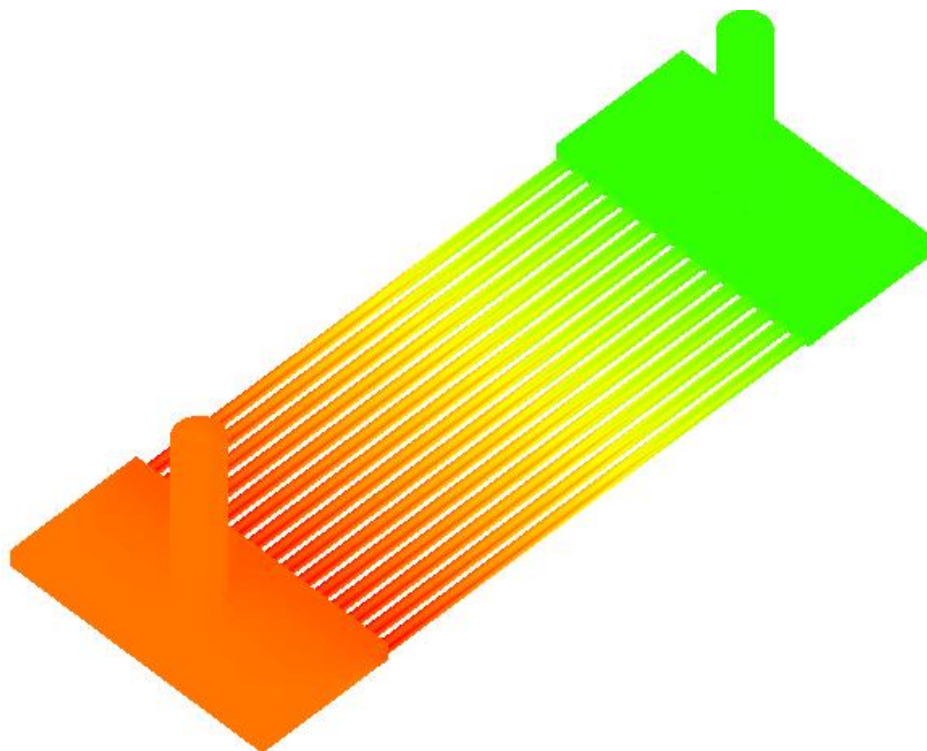


Рис. 1.6 – Изолинии температуры на стенках микротеплообменника.

Экспериментальное исследование микротеплообменника проведено в работе [66]. В нашей работе проведено численное исследование этого устройства. Была проведена серия расчетов, в которых число Рейнольдса варьировалось в диапазоне от 100 до 2000. Исследовались величина падения давления между входом в теплообменник и выходом из него, а также величина среднего коэффициента теплоотдачи. На нижней стенке теплообменника задавалась постоянная плотность теплового потока, равная 10 кВт/м<sup>2</sup>. Остальные стенки рассматривались как адиабатические. Для расчета использовалась структурированная многоблочная сетка, состоящая из 400 000 узлов. На рис. 1.7 результаты моделирования

сопоставлены с экспериментальными зависимостями перепада давления между входом и выходом из теплообменника и среднего коэффициента теплоотдачи от числа  $Re$ . Сравнение результатов показывает, что расчет в целом хорошо описывает экспериментальные данные как по величине перепада давления, так и по величине коэффициента теплоотдачи. Следует обратить внимание на то, что значения коэффициента теплоотдачи для рассматриваемого микротеплообменника достигают  $13\,000\text{ Вт/м}^2\text{К}$ . Такие чрезвычайно высокие значения коэффициента теплоотдачи в обычных условиях недостижимы для макроскопических однофазных теплообменников. Это еще раз подчеркивает перспективы использования микротеплообменников.

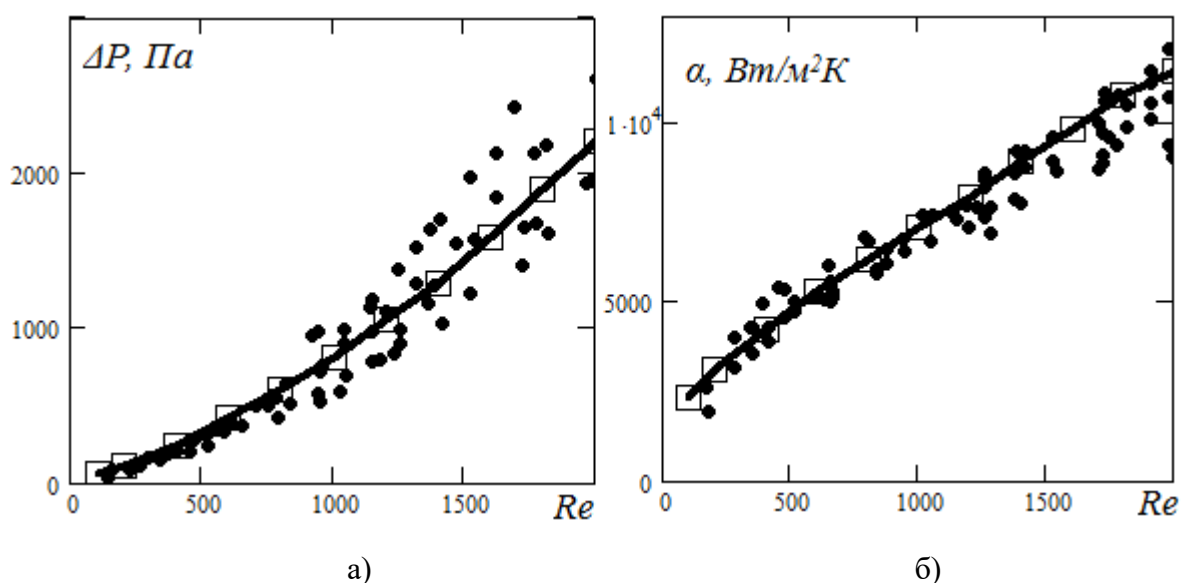


Рис. 1.7 – Зависимость перепада давления (а) и среднего коэффициента теплоотдачи (б) от числа  $Re$ . Точки – экспериментальные данные [66].

Таким образом, представленные данные тестирования (см. также тесты, выполненные в работах [25–35]) показали, что используемая численная методика пригодна для моделирования течений и теплообмена в микромиксерах и обеспечивает достаточную точность моделирования.

### 1.3 Течения в микромиксере Y-типа

В этом разделе численно изучаются режимы смешения в микромиксере Y-типа. Результаты этих исследований опубликованы в работах [25, 26]. Рассматривается микромиксер, состоящий из двух входных каналов и канала смешения (см. рис. 1.8). Ширина подводящих каналов равна  $150\text{ мкм}$ , а ширина канала смешения –  $300\text{ мкм}$ . Высота миксера равна  $100\text{ мкм}$ .

Изучается смешение двух жидкостей с одинаковыми свойствами. Для расчета использовалась трехблочная сетка, состоящая из 450 000 узлов. Методические расчеты показали, что такой уровень детализации сетки является приемлемым с точки зрения точности вычислений.

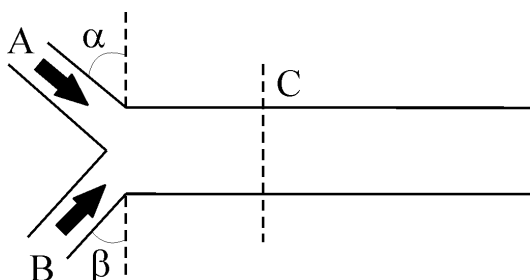


Рис. 1.8 – Схема микромиксера Y-типа.

В начале было изучено влияние числа Рейнольдса на эффективность смешения при фиксированном значении диффузионного числа Пекле. Расход жидкости на входе A и B одинаков. Число Рейнольдса определяется так:  $Re = \rho U d / \mu$ , где  $U$  – среднерасходная скорость на входе A,  $d$  – гидравлический диаметр канала. Диффузионное число Пекле ( $Pe = U d / D$ ,  $D$  – коэффициент диффузии) в данных вариантах расчетов равно 1000. Эффективность смешения здесь определялась следующим уравнением, где  $H$  – ширина миксера,  $f$  – концентрация краски:

$$M = \left[ 1 - \frac{2}{W} \int_0^H (f - 0.5) dy \right] \cdot 100\%, \quad (1.11)$$

Зависимость эффективности смешения от числа  $Re$  приведена в таблице 1.1. Как видно, эффективность смешения при фиксированном числе Пекле не зависит от числа Рейнольдса (см. рис. 1.9). Естественно, что этот вывод справедлив только в приближении малых чисел Рейнольдса. Как будет показано далее, при более высоких значениях числа Рейнольдса существенно меняется структура потока в миксере, что сказывается на эффективности смешивания.

Таблица 1.1 – Зависимость эффективности смешения от числа  $Re$  при  $Pe = 1000$

| Re   | Эффективность смешения, % |
|------|---------------------------|
| 0,01 | 17,815                    |
| 0,1  | 17,818                    |
| 1    | 17,813                    |
| 10   | 17,814                    |

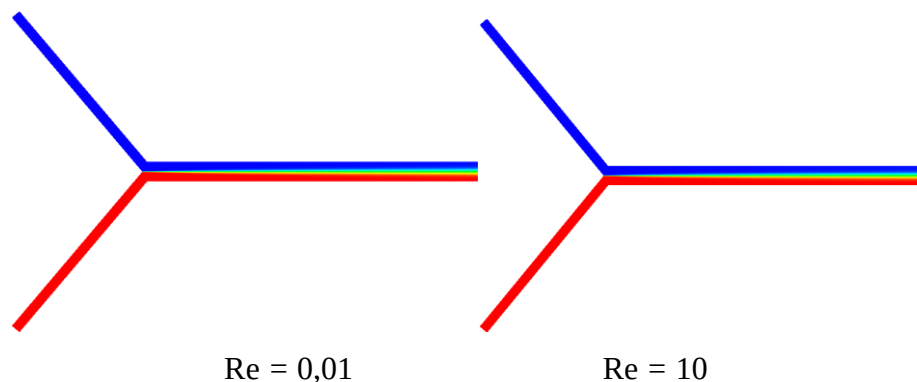
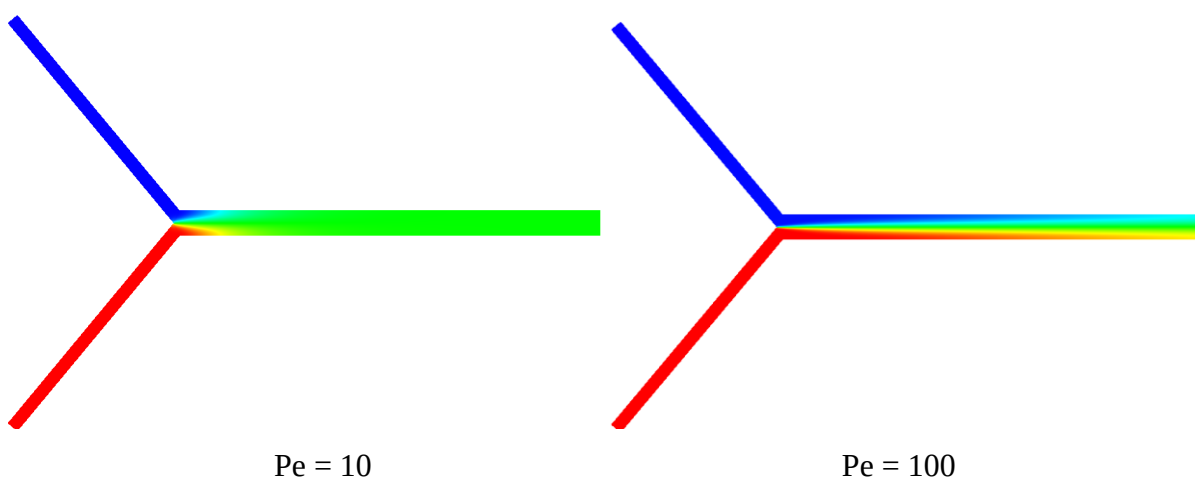


Рис. 1.9 – Изолинии концентрации краски при разных числа Рейнольдса.

Далее было изучено влияние диффузионного числа Пекле на эффективность смешения. Расчеты проведены для пяти значений числа Пекле: 10, 100, 1000, 10 000, 100 000. В этих расчетах  $Re = 1$ . Зависимость эффективности смешения от числа Пекле приведена в таблице 1.2 и на рис. 1.10. Как видно из таблицы, число Пекле оказывает определяющее значение на эффективность смешения.

Таблица 1.2 – Зависимость эффективности смешения от числа  $Pe$  при  $Re = 1$

| Pe      | Эффективность смешения, % |
|---------|---------------------------|
| 10      | 94,5                      |
| 100     | 60,1                      |
| 1000    | 17,81                     |
| 10 000  | 4,5                       |
| 100 000 | 1,78                      |



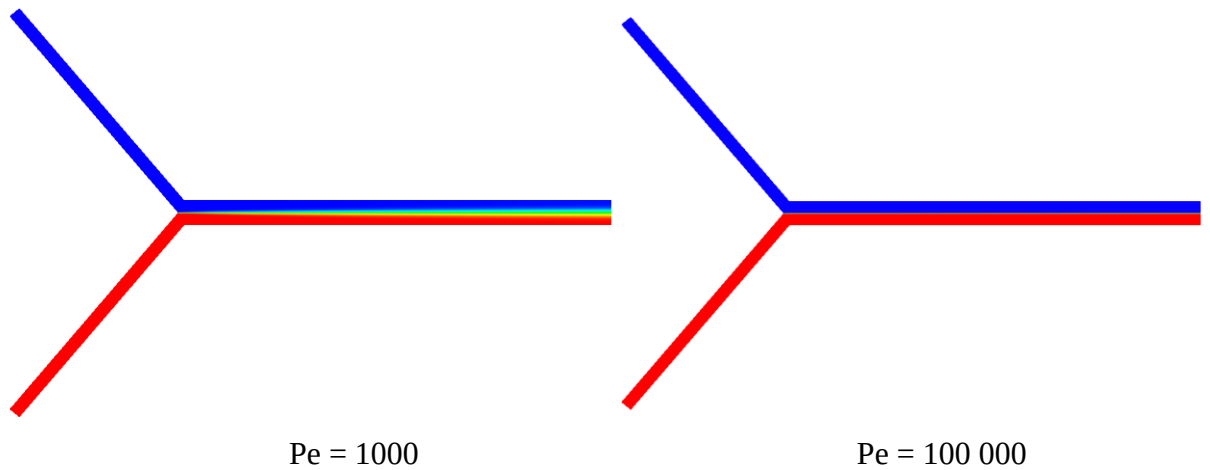


Рис. 1.10 – Изолинии концентрации краски при разных числа Пекле.

Сделаем некоторые оценки характерного времени перемешивания. В данном режиме время перемешивания будет определяться коэффициентом диффузии жидкости  $D$  и по порядку величин равняется  $\tau_m \sim H^2 / D$ . Если канал смешения имеет длину  $L$ , то время пребывания жидкости в нем порядка  $\tau_L \sim L / U_Q \sim (\rho L H h) / Q$ . Эффективность в этом случае определяется соотношением этих двух времен:

$$\frac{\tau_m}{\tau_L} \sim \frac{H^2 U_Q}{DL} \sim \frac{H}{L} \text{Re} \frac{\nu}{D} \quad (1.12)$$

где  $\nu = \mu / \rho$  – кинематический коэффициент вязкости. Поэтому для заданного канала и определенных жидкостей время смешения растет с увеличением числа Рейнольдса.

Из уравнения (1.12) легко получается еще одна оценка:

$$\frac{\tau_m}{\tau_L} \sim \frac{w}{L} Pe, \quad (1.13)$$

где  $Pe = w U_Q / D$  – диффузионное число Пекле. И при заданном числе Пекле длина смешения  $L_m \sim U_Q \tau_m \sim w Pe$  тем меньше, чем меньше ширина канала. И эта длина растет с увеличением числа Пекле. Таким образом, с увеличением диффузионного числа Пекле эффективность смешения должна падать.



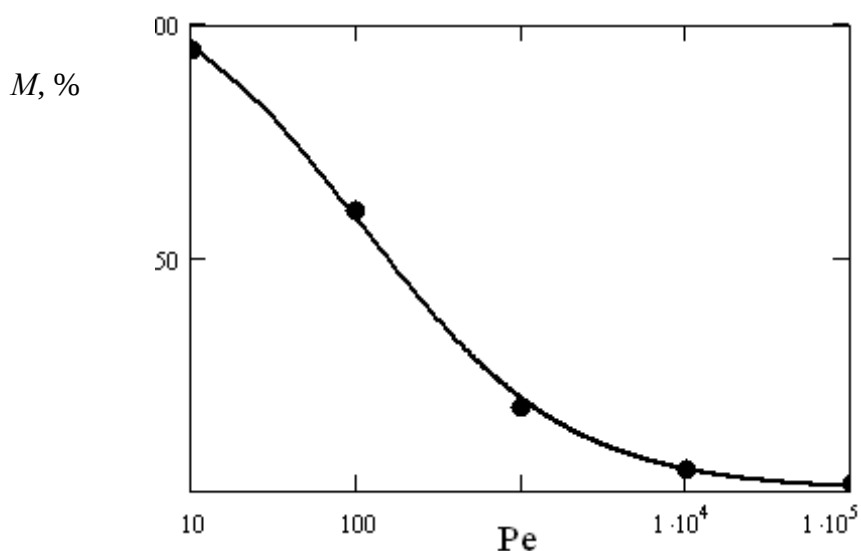


Рис. 1.11 – Зависимость эффективности смешения в миксере Y-типа от числа Пекле.

Расчетная зависимость эффективности смешения от числа Пекле оказывается нелинейной. Она приведена на рис. 1.11. Эта зависимость описывается корреляцией (1.14):

$$M = \frac{113.2}{1 + 0.037 Pe^{0.7}} \quad (1.14)$$

Ей соответствует непрерывная кривая на рис. 1.11, а расчету – точки.

Далее подробно исследовано влияние угла раскрытия рукавов канала  $\alpha$  на эффективность смешения в Y-миксере (см. рис. 1.8). Расчеты проведены для пяти значений угла  $\alpha$ :  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ . Число Рейнольдса и число Пекле при этом фиксированы:  $Re = 1$ ,  $Pe = 1000$ . Зависимость эффективности смешения от угла раскрытия рукавов канала  $\alpha$  приведена в таблице 1.3. Как видно, зависимость от угла есть, но она достаточно слабая. Максимальная эффективность достигается при  $\alpha = \beta = 90^\circ$ . Таким образом, эффективность миксера T-типа несколько ниже, чем у миксера Y-типа. Анализ полей скорости в микромиксере показывает, что такое поведение вызвано возрастанием локального значения диффузионного числа Пекле с уменьшением угла раскрытия канала.

Таблица 1.3 – Зависимость эффективности смешения от угла  $\alpha$

| $\alpha$ | Эффективность смешения, % |
|----------|---------------------------|
| 0        | 17,641                    |
| 20       | 17,752                    |
| 40       | 17,813                    |
| 60       | 17,91                     |
| 90       | 18,19                     |

Изучено влияние отношения расхода жидкости на входах в канал  $Q_A/Q_B$  на эффективность смешения смеси вода–подкрашенная вода. Расчеты проведены для трех значений отношений расхода  $Q_A/Q_B$ , равных 1, 2 и 3. Расход жидкости на входе А был соответственно в 1, 2 и 3 раза больше, чем расход на входе В. Число Рейнольдса и число Пекле для входа В при этом были фиксированы:  $Re = 1$ ,  $Pe = 1000$ ,  $\alpha = 40^\circ$ .

Зависимость эффективности смешения от отношения расходов на входе в канал приведена в таблице 1.4. Видно, что с увеличением отношений расходов эффективность смешения падает. Это объясняется тем, что с повышением расхода возрастает значение числа Пекле в канале смешения и, как следствие, перемешивание ухудшается.

Таблица 1.4 – Зависимость эффективности смешения от отношения расходов на входе

| $Q_A/Q_B$ | Эффективность смешения, % |
|-----------|---------------------------|
| 1         | 17,813                    |
| 2         | 14,95                     |
| 3         | 12,9                      |

Поскольку в микроканалах гидравлические диаметры каналов очень малы, это приводит к значительным затратам на прокачивание жидкостей через них. Очевидно, что такие потери будут меньше, если на стенках канала реализуется скольжение потока, а не условия прилипания. Более подробное описание граничных условий скольжения в микроканалах приведено в разделе 1.7. В данной задаче для изучения влияния скольжения были проведены расчеты течения в микромиксере Y-типа [25]. Для этого на стенках миксера для скорости потока  $v$  задавались условия:  $v = b(\partial v / \partial y)$ , где  $b$  – длина скольжения,  $y$  – ось, направленная перпендикулярно стенкам канала. Длина скольжения варьировалась от 10 нм до 20 мкм, соответствующие данные представлены в таблице 1.5. Число Рейнольдса и число Пекле при этом были фиксированы:  $Re = 1$ ,  $Pe = 1000$ ,  $\alpha = 40^\circ$ . Как видно, увеличение длины скольжения до 5 мкм снижает падение давления почти вдвое. При этом следует подчеркнуть, что эффективность смешения практически не меняется.

Таблица 1.5 – Влияние скольжения на стенках канала на потери давления и эффективность смешения

| $b$ , мкм | $\Delta p$ , Па | $M$ , % |
|-----------|-----------------|---------|
| 0         | 293,3           | 17,6    |
| 0,01      | 293,1           | 17,6    |
| 0,05      | 291,7           | 17,6    |
| 0,1       | 290,1           | 17,6    |
| 1         | 263,0           | 17,7    |

| $b, \text{ мкм}$ | $\Delta p, \text{ Па}$ | $M, \%$ |
|------------------|------------------------|---------|
| 5                | 184,5                  | 17,9    |
| 20               | 87,6                   | 18,4    |

Далее был исследован процесс перемешивания в Y-миксере нескольких конкретных жидкостей (см. таблицу 1.6). Рассмотрено смешение воды с четырьмя различными жидкостями: ацетоном, глицерином, этиловым спиртом и изопропиловым спиртом. На верхний вход подается вода, на нижний другая жидкость. Расходы жидкостей равны  $Q = 5 \times 10^{-8} \text{ кг/с}$ .

Таблица 1.6 – Физические свойства смешивающихся жидкостей [69]

|                     | $\rho, \text{ г/см}^3$ | $\mu, \text{ мПа с [47]}$ | $D \times 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ |
|---------------------|------------------------|---------------------------|-----------------------------------------|
| Ацетон              | 0,8                    | 0,29                      | 4,56                                    |
| Глицерин            | 1,26                   | 1480                      | 0,0083                                  |
| Этанол              | 0,79                   | 1,2                       | 1,24                                    |
| Изопропиловый спирт | 0,78                   | 2,9                       | 0,38                                    |

Эффективность смешения воды с различными жидкостями приведена в таблице 1.7. Эффективность смешения вычислялась, как и ранее, на расстоянии 4000 мкм от места слияния потоков. Наилучшую эффективность смешения показывает ацетон, наихудшую – глицерин. Такое различие вызвано различием коэффициентов диффузии, что приводит к существенным различиям в значениях числа Пекле, которое определяет смешение. Однако, различие в перемешивании в данном случае нельзя объяснить только изменениями в значениях числа Пекле. В нашей работе [35] подробно было исследовано влияние различий в вязкости и плотности смешивающихся жидкостей в T-образном микромиксере. Было установлено, что для малых значений числа Рейнольдса реализуется слоевой режим течения, при котором менее вязкая жидкость движется по центру канала, а более вязкая – по краям. Это видно на рис. 1.12 при смешении воды с глицерином и воды с изопропиловым спиртом.

Таблица 1.7 – Эффективность смешения различных жидкостей

|                     | $M, \%$ |
|---------------------|---------|
| Ацетон              | 36,77   |
| Глицерин            | 3,12    |
| Этиловый спирт      | 18,22   |
| Изопропиловый спирт | 9,39    |

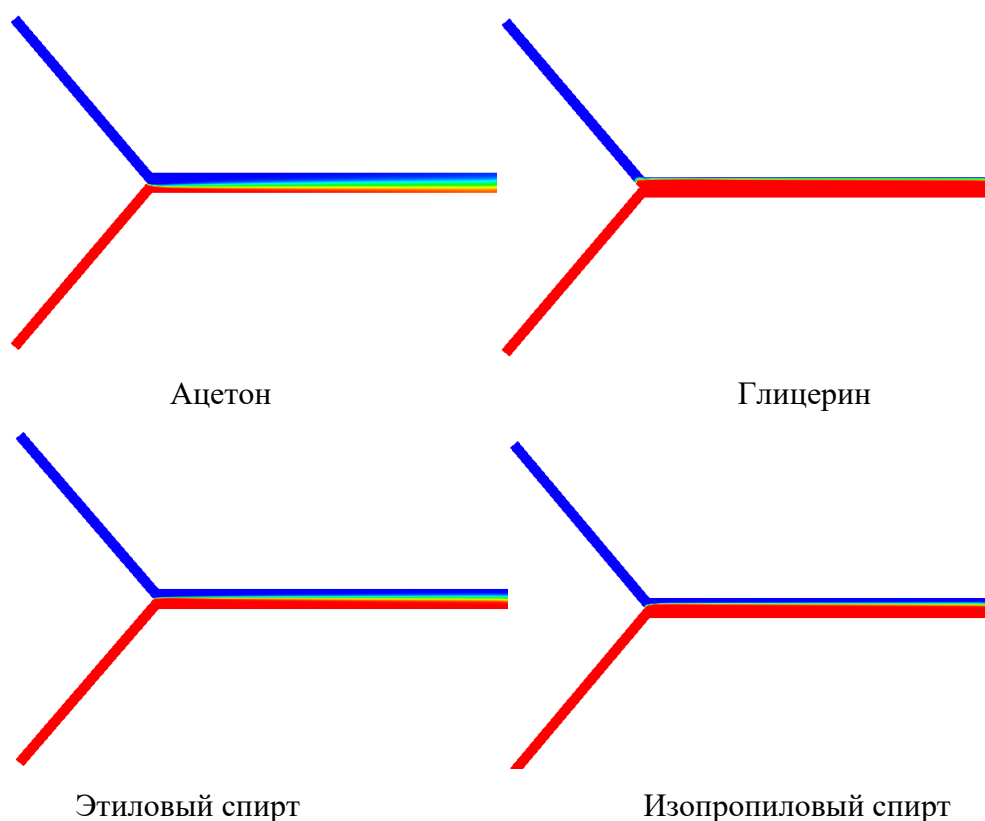


Рис. 1.12 – Изолинии концентрации при смешении различных жидкостей.

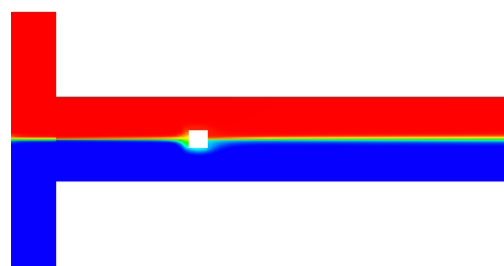
#### 1.4 Течения в микромиксере Т-типа при низких числах Рейнольдса

Еще одним распространенным типом микромиксера является микромиксер Т-типа. Данный миксер является частным случаем изученного выше миксера Y-типа. Как было показано, при низких числах Рейнольдса эффективность смешения в таком миксере определяется значением числа Пекле. Из общих соображений ясно, перемешивание можно увеличить, если заставить смешивающиеся потоки петлять в канале смешения. Одним из способов достижения этого является применение различного рода вставок в канале смешения [26]. В данной работе систематически исследовано влияние вставок на эффективность смешения в Т-канале шириной 100 мкм и высотой 50 мкм. В канале происходит смешение чистой воды (синий цвет на рисунках) и воды подкрашенной красной краской. Жидкость подается с суммарным расходом, соответствующим числу Рейнольдса, равному 2, и диффузионному числу Пекле, равному 5000. Для улучшения перемешивания используются твердые непроницаемые вставки, расположенные в широкой части канала. Рассмотрено несколько видов вставок и вариантов их расположения. Размер вставки квадратного сечения – 20 мкм, а прямоугольного – 50 мкм × 20 мкм.

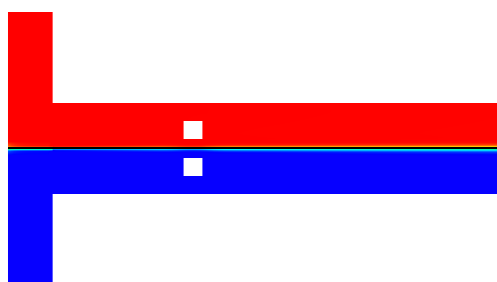
На рис. 1.13 приведены результаты расчета смещения в микроканале для рассмотренных в работе вариантов вставок.



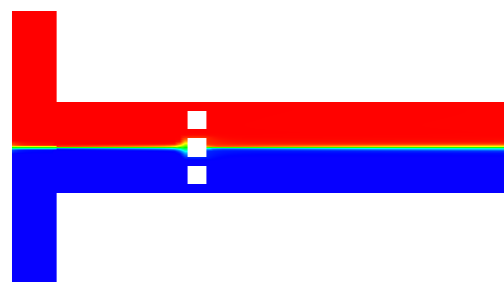
1) Смещение без вставок



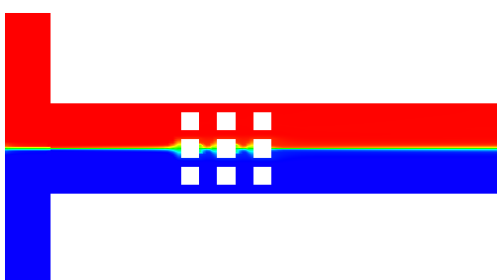
2) С одной центральной вставкой



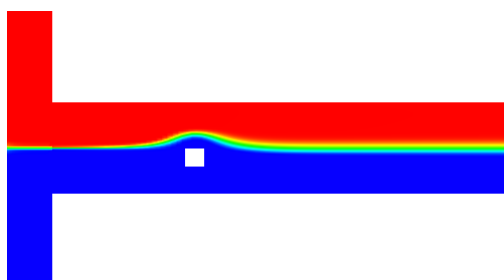
3) С двумя симметричными вставками



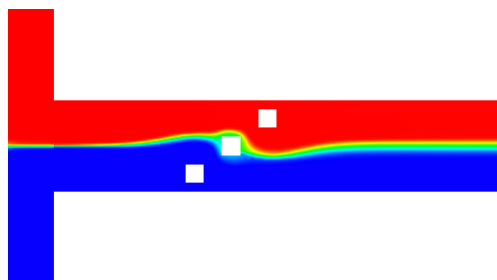
4) С тремя симметричными вставками



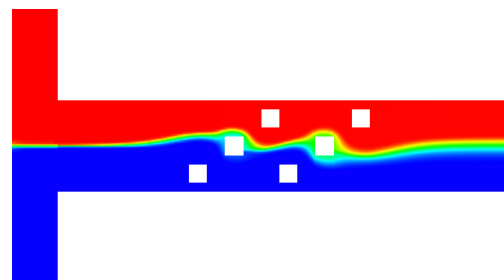
5) С девятью симметричными вставками



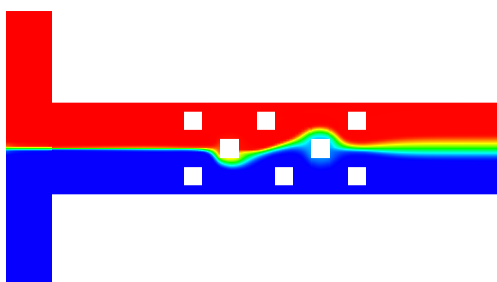
6) С одной несимметричной вставкой



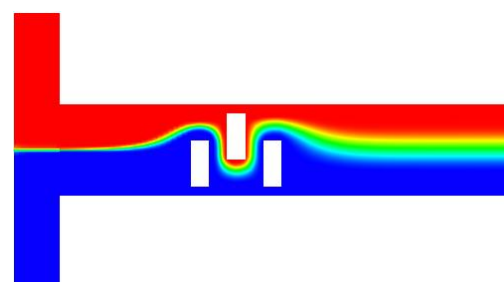
7) С тремя несимметричными вставками



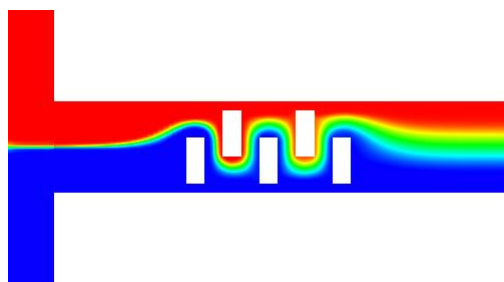
8) С шестью несимметричными вставками



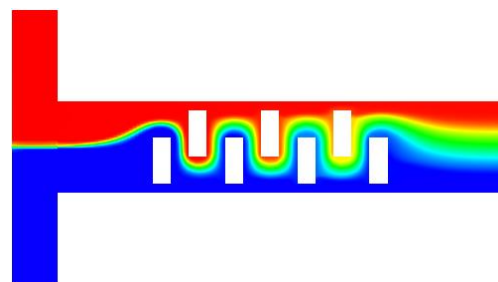
9) С восьмью вставками



10) С тремя прямоугольными вставками



11) С пятью прямоугольными вставками



12) С семью прямоугольными вставками

Рис. 1.13 – Изолинии концентрации краски для различных вариантов интенсификации смешения.

В таблице 1.8 приведена величина эффективности смешения, а также величина перепада давления  $\Delta P$  между входом и выходом канала. Эффективность смешения здесь определялась по формуле (1.11). Как видно из таблицы, симметричное (коридорное) расположение вставок не приводит к увеличению перемешивания, а только ведет к увеличению сопротивления канала. Несимметричное (шахматное) расположение вставок оказывается более эффективным по отношению к перемешиванию. Так, например, три несимметрично расположенные вставки в 1,52 раза увеличивают перемешивание, сопротивление при этом увеличивается примерно в 1,34 раза. Дальнейшее увеличение количества вставок не приводит к существенному росту перемешивания. Максимальное увеличение перемешивания среди рассмотренных вариантов наблюдается в вариантах с несимметричным расположением вставок прямоугольного сечения. Так, например, три прямоугольные вставки увеличивают перемешивание в три раза, примерно во столько же раз увеличивается и сопротивление канала.

Таблица 1.8 – Влияние количества и вида вставок

| № Варианта          | $M, \%$ | $\Delta P, \text{Па}$ |
|---------------------|---------|-----------------------|
| 1) без вставок      | 6,63    | 260                   |
| 2) 1 симметричная   | 6,90    | 280                   |
| 3) 2 симметричные   | 6,64    | 340                   |
| 4) 3 симметричные   | 6,5     | 590                   |
| 5) 9 симметричных   | 6,4     | 1240                  |
| 6) 1 несимметричная | 9,8     | 280                   |
| 7) 3 несимметричные | 10,1    | 350                   |
| 8) 6 несимметричные | 10,3    | 430                   |
| 9) 8 несимметричные | 13,6    | 510                   |
| 10) 3 прямоугольные | 20,7    | 730                   |
| 11) 5 прямоугольных | 27,12   | 1100                  |
| 12) 7 прямоугольных | 33,1    | 1400                  |

Из представленных данных видно, что интенсификацию перемешивания при помощи вставок нельзя считать эффективной. Увеличение смешения за счет вставок сопоставимо с увеличением сопротивления канала.

Очевидно, что перемешивание будет существенно зависеть от конфигурации канала, в частности от расстояния между вставками. Меняя расположение вставок, можно управлять характеристиками течения и перемешивания. В качестве примера на рис. 1.14 приведены результаты исследования смешения в канале с пятью прямоугольными вставками от безразмерного расстояния между ними ( $x/a$ , где  $a$  – ширина вставки). Поскольку при увеличении расстояния между вставками меняется длина канала смешения, то в данном случае целесообразно рассматривать приведенную к длине канала эффективность смешения и перепад давления. Как видно из рис. 1.14, данный миксер оптимально работает, когда расстояние между вставками порядка  $2a$ . Увеличивая расстояние между вставками, кроме того, мы снижаем гидравлические потери (см. рис. 1.14 (б)).

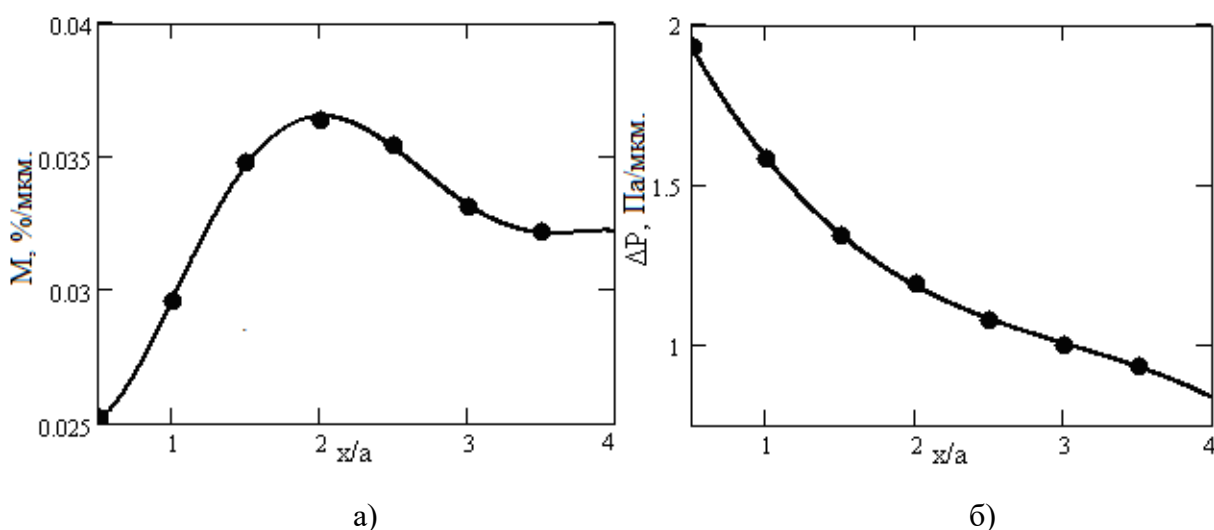


Рис. 1.14 – Зависимость приведенных эффективности смешения (а) и потерь давления (б) от расстояния между вставками.

Помимо расстояния между вставками, на эффективность смешения, безусловно, оказывает влияние и форма вставок. В качестве примера в работе [38] рассмотрено применение вставок более сложной формы. На рис. 1.15 показана картина смешения в канале с различным количеством таких вставок.

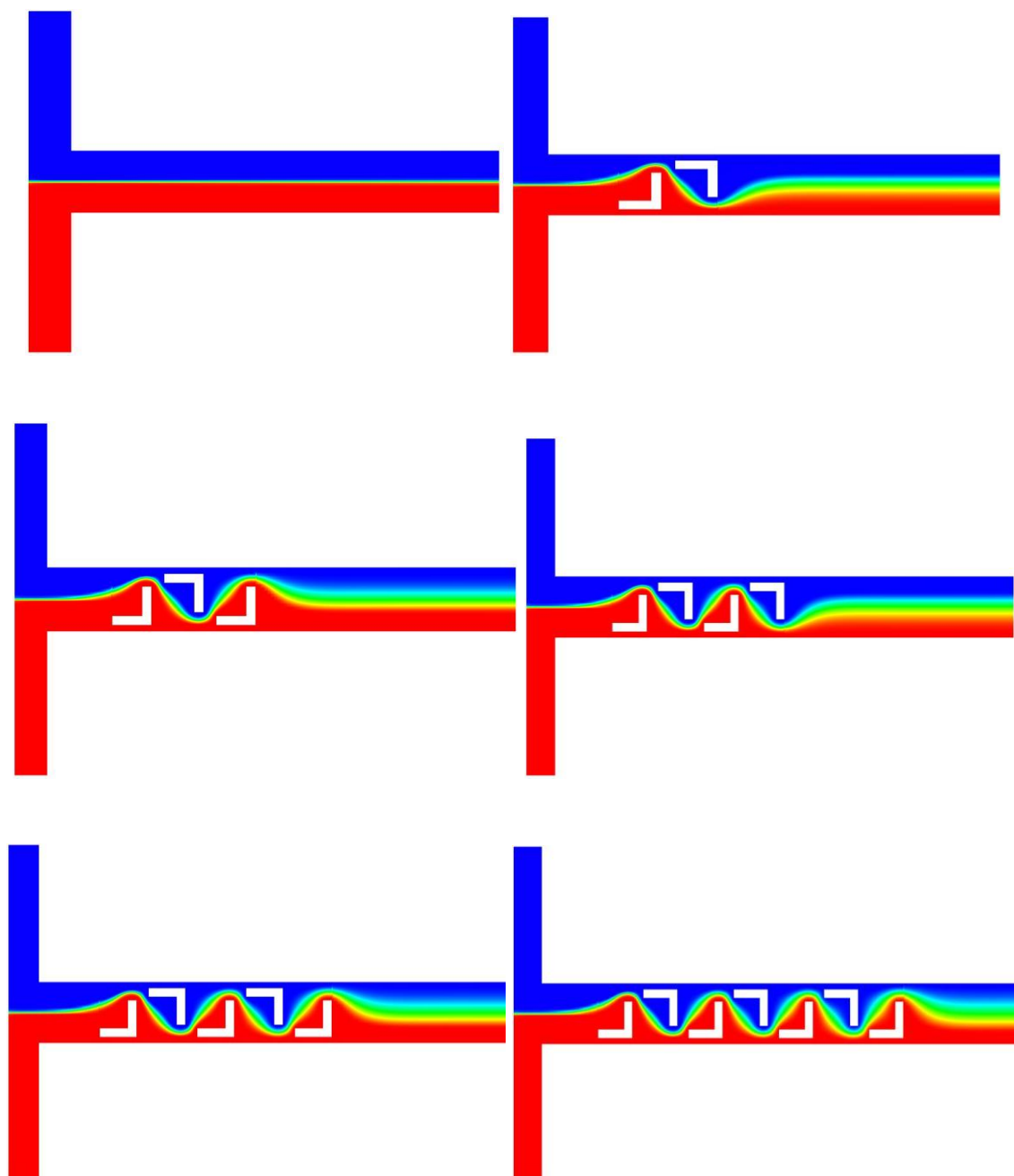


Рис. 1.15 – Смешение жидкостей в Т-миксере со вставками.

Результаты этих расчетов приведены в таблице 1.9. Здесь удобнее анализировать приведенные к параметрам миксера без вставок эффективность смешения и перепад давления. Как видно, для данных вставок, в отличие от рассмотренных выше прямоугольных вставок, эффективность смешения растет быстрее, чем перепад давления, с увеличением количества вставок. В этом смысле Г-образные вставки являются более эффективными по сравнению с прямоугольными. Естественно, что возможна и дальнейшая оптимизации формы вставок.



Таблица 1.9 – Зависимость приведенных эффективности смешения и перепада давления от количества Г-образных вставок

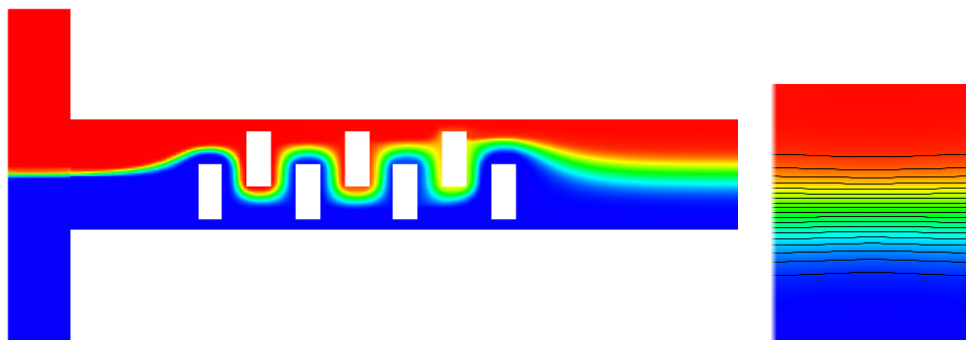
| Кол-во вставок | Приведенная эффективность смешения, $M_n/M_0$ | Приведенный перепад давления, $\Delta p_n/\Delta p_0$ |
|----------------|-----------------------------------------------|-------------------------------------------------------|
| 0              | 1                                             | 1                                                     |
| 2              | 4,90                                          | 2,47                                                  |
| 3              | 5,35                                          | 3,35                                                  |
| 4              | 5,82                                          | 4,23                                                  |
| 5              | 6,26                                          | 5,11                                                  |
| 7              | 7,24                                          | 6,86                                                  |

Существенно осложняет оптимизацию перемешивания в микромиксерах при низких числах Рейнольдса тот факт, что течение в них фактически имеет двумерный характер. Это становится понятно при рассмотрении влияния толщины канала на эффективность смешения. Для варианта с пятью прямоугольными вставками были проведены расчеты смешения для разной толщины канала. Качественно картина смешения приведена на рис. 1.16. Количественные результаты представлены в таблице 1.10. Как видно, осредненная по поперечному сечению миксера эффективность смешения слабо зависит от толщины канала смешения.

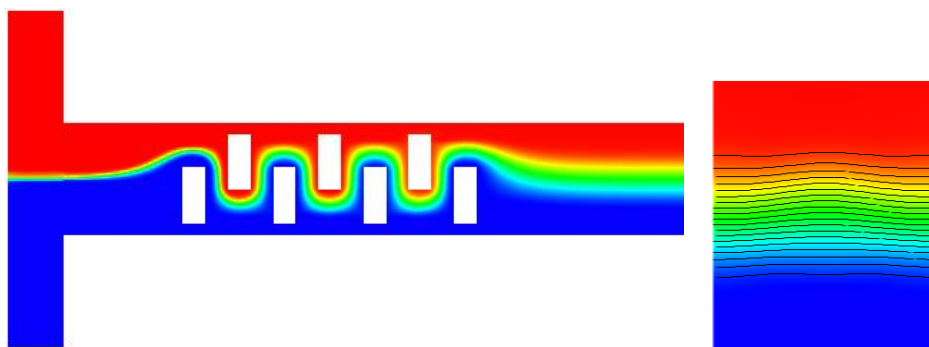
Таблица 1.10 – Влияние толщины канала смешения

| Толщина канала, мкм | Эффективность смешения, осредненная по поперечному сечению канала %. | Потери давления, Па |
|---------------------|----------------------------------------------------------------------|---------------------|
| 12,5                | 23,05                                                                | 5857                |
| 25                  | 24,98                                                                | 2337                |
| 50                  | 25,42                                                                | 1430                |
| 100                 | 24,2                                                                 | 1141                |
| 150                 | 24,12                                                                | 1109                |

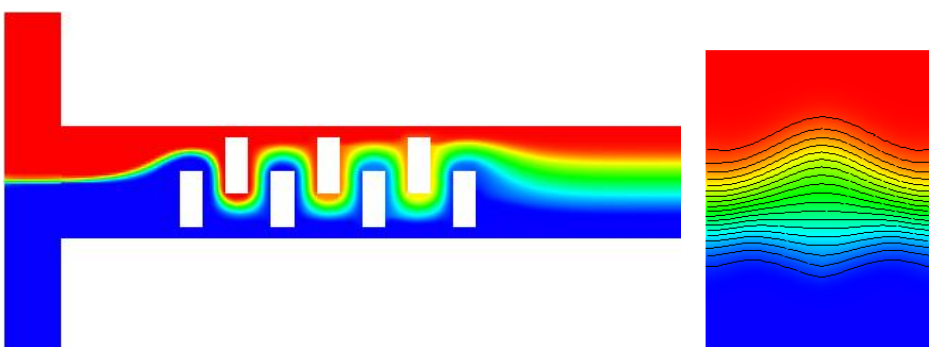
Толщина канала 12,5 мкм:



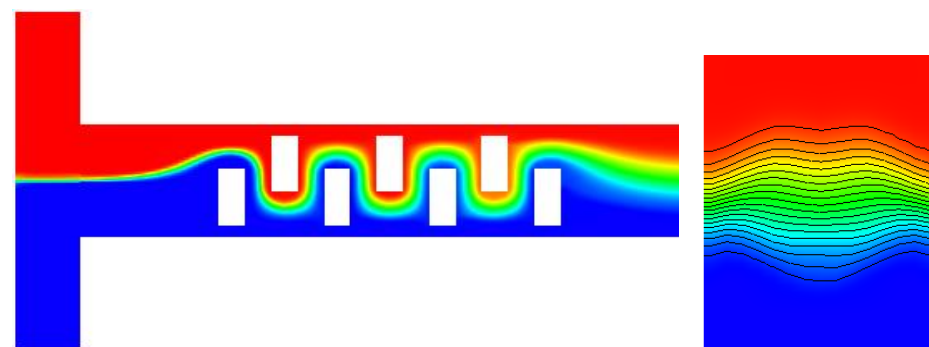
Толщина канала 25 мкм:



Толщина канала 50 мкм:



Толщина канала 100 мкм:



а)

б)

Рис. 1.16 – Концентрации краски в продольном (а) и поперечном (б) сечении миксера при его различной толщине.

Далее по аналогии с расчетами микромиксера Y-типа было изучено влияния чисел  $Re$  и  $Pe$  на эффективность перемешивания в миксере со вставками. Количество вставок равнялось 5, расстояние между вставками было 20 мкм. На рисунках 1.17 и 1.18 приведены результаты расчета смешения в микроканале при различных числах Пекле.

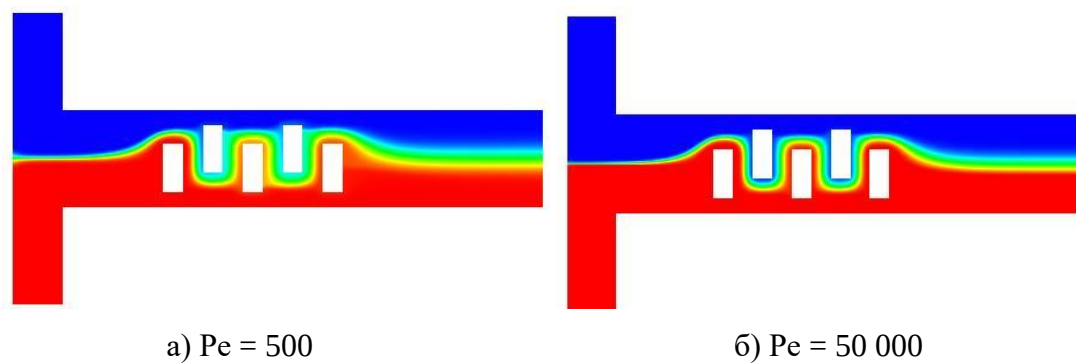


Рис. 1.17 – Изолинии концентрации краски при различных числах Пекле.

Как и следовало ожидать, с увеличением числа Пекле эффективность перемешивания также, как и для канала без вставок, монотонно снижается. Величина перепада давления в канале при этом не меняется.

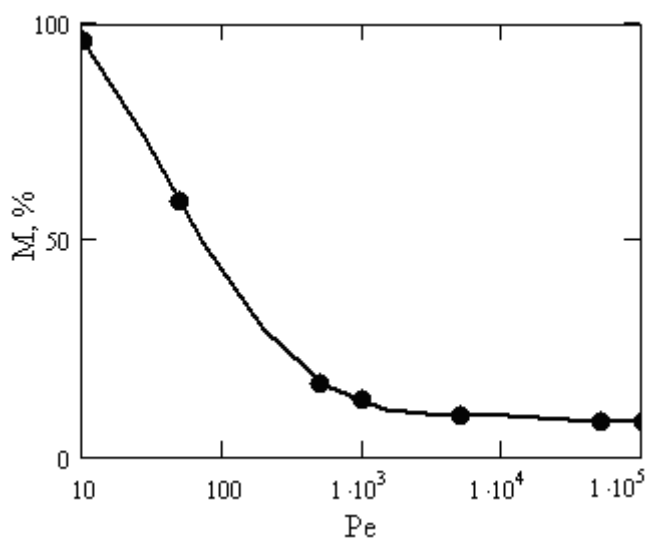


Рис. 1.18 – Зависимость эффективности смешения от числа Пекле.

Далее было проведено исследование зависимости эффективности смешения и потерь давления от числа Рейнольдса при фиксированном значении диффузионного числа Пекле. Расход жидкостей на входах одинаков. Количество вставок равнялось 5, расстояние между вставками было 20 мкм. Число Пекле было фиксировано и равнялось 5000. На рисунке 1.19 приведены результаты расчетов смешения жидкостей в микроканале при изменении числа Рейнольдса.

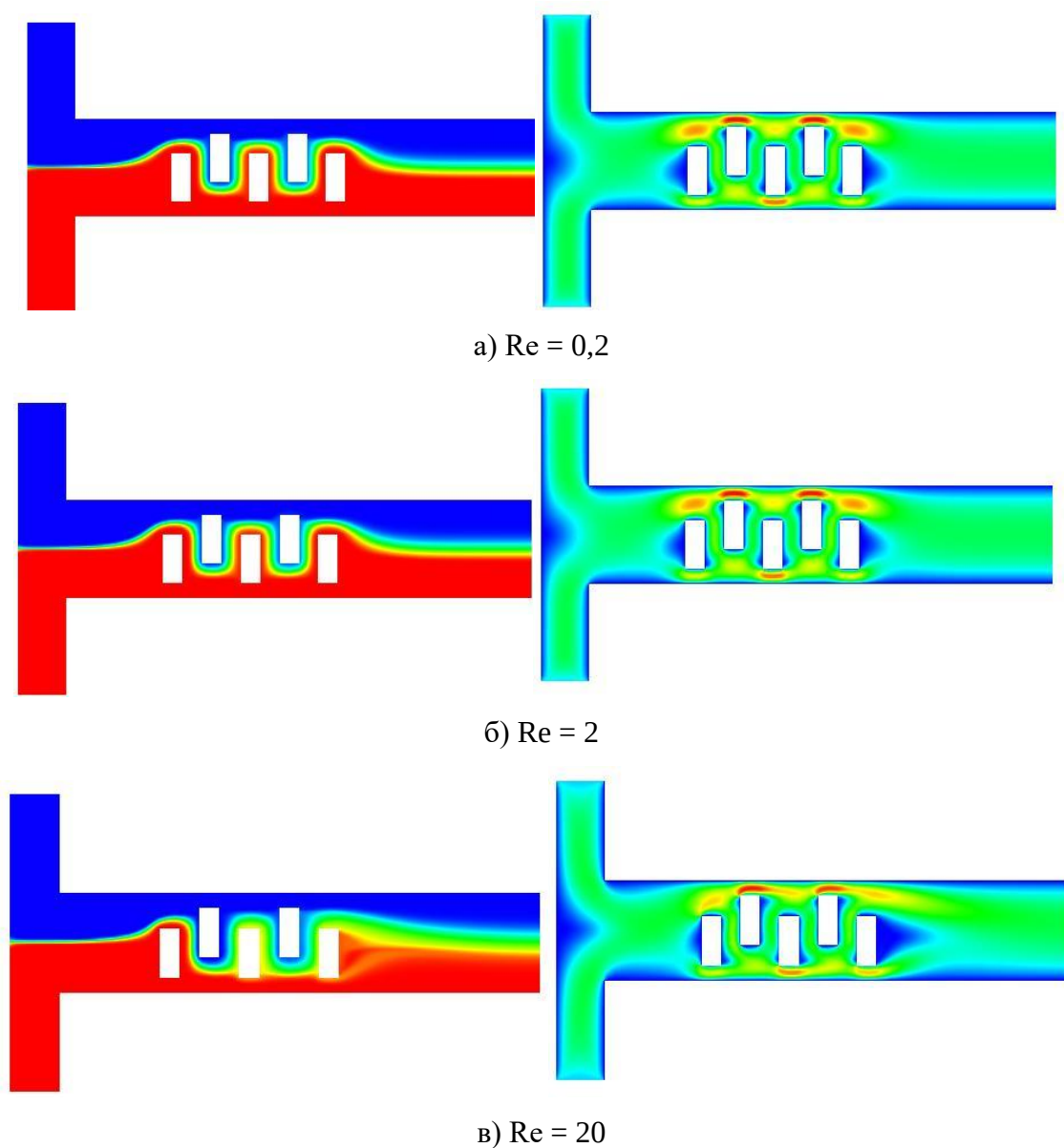


Рис. 1.19 – Концентрация краски (левые рисунки) и модуль скорости потока в поперечном сечении миксера.

Зависимость эффективности смешения от  $Re$  приведена на рис. 1.20. Как видно, эффективность смешения при ползучем течении ( $Re < 5$ ) практически не зависит от числа  $Re$ . Подобная ситуация уже наблюдалась нами при изучении смешения в микромиксере Y-типа без вставок. При более высоких значениях числа  $Re$  за вставками образуются вихри, что значительно улучшает смешение. Но при этом неизбежно возрастает величина перепада давления (см. таблицу 1.11).

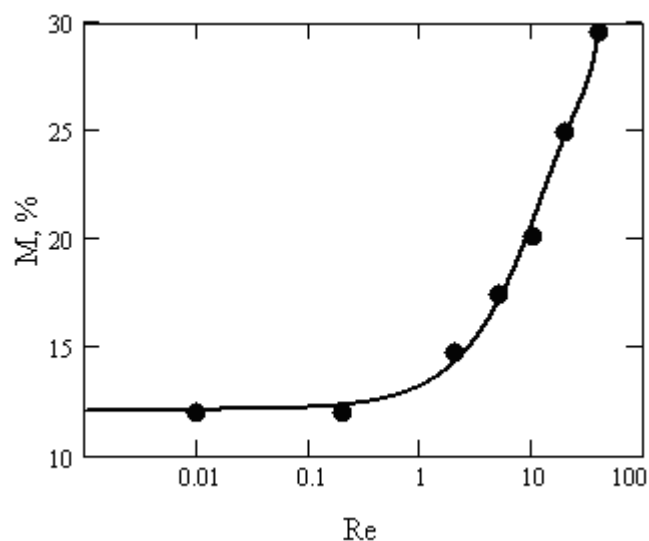


Рис. 1.20 – Зависимость эффективности смешения от числа Re.

Таблица 1.11 – Зависимость перепада давления от числа Рейнольдса

| Число Re | Перепад давления, Па |
|----------|----------------------|
| 0,2      | 75                   |
| 2        | 761                  |
| 20       | 8502                 |

Для снижения перепада давления для одного из вариантов расчетов рассмотрено скольжение на стенках. Для варианта с пятью прямоугольными вставками были проведены расчеты смешения при наличии скольжения на всех стенках микроканала, включая вставки. Количественные результаты представлены в таблице 1.12. Здесь приведены результаты, отнесенные к аналогичному каналу без проскальзывания. Видно, что, в отличие от рассмотренного выше случая Y-миксера без вставок, в данном случае скольжение на стенках канала существенно снижает эффективность смешения, но при этом значительно уменьшается и сопротивление канала.

Таблица 1.12 – Зависимость приведенных эффективности смешения и перепада давления от длины проскальзывания

| Длина проскальзывания, мкм | Приведенная эффективность смешения, $M/M_0$ | Приведенный перепад давления, $\Delta p/\Delta p_0$ |
|----------------------------|---------------------------------------------|-----------------------------------------------------|
| 0                          | 1                                           | 1                                                   |
| 1                          | 0,90                                        | 0,90                                                |
| 10                         | 0,66                                        | 0,44                                                |

Более интересным с точки зрения эффективности смешения оказался вариант, в котором скольжение задавалось только на стенках канала. На вставках задавались условия прилипания. Результаты расчетов этого варианта приведены в таблице 1.13. В этом случае эффективность смешения оказывается несколько выше. Так же, как и перепад давления.

Таблица 1.13 – Зависимость приведенных эффективности смешения и перепада давления от длины проскальзывания

| Длина проскальзывания,<br>мкм | Приведенная эффективность<br>смешения, $M/M_0$ | Приведенный перепад<br>давления, $\Delta p/\Delta p_0$ |
|-------------------------------|------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|
| 0                             | 1                                              | 1                                                      |
| 1                             | 0,94                                           | 0,96                                                   |
| 10                            | 0,71                                           | 0,57                                                   |

### 1.5 Течения в микромиксере Т-типа при умеренных числах Рейнольдса

Как было видно из представленных выше результатов, течения в микромиксерах при низких значениях числа Рейнольдса ( $Re < 100$ ) сопровождаются крайне низкой эффективностью перемешивания. В связи с этим были проведены систематические исследования режимов течения и смешения жидкостей в Т-образном микроканале при более высоких числах  $Re$  – до 1000. Результаты этих исследований опубликованы в работах [27, 30–47]. Такие высокие значения чисел Рейнольдса нетипичны для микроканалов, тем не менее в настоящее время появилось множество приложений, в которых они достигаются.

В настоящей работе исследовалось влияние числа Рейнольдса, размеров канала, плотностей, коэффициентов вязкости, реологии, температуры смешивающихся жидкостей, условий скольжения и шероховатостей на стенках канала на режимы течения и перемешивания в Т-образном микромиксере. В расчетах вычислялся перепад давления в миксере и эффективность смешения. В литературе для количественной характеристики эффективности смешения используют параметр  $M = 1 - \sigma/\sigma_0$  – эффективность смешения, где  $\sigma = V^{-1} \int_V (f - \langle f \rangle)^2 dV$  – среднеквадратичное отклонение массовой доли компонента смеси  $f$  от его среднего значения  $\langle f \rangle$ ,  $\sigma_0 = \langle f \rangle \cdot (1 - \langle f \rangle)$  – максимальное среднеквадратичное отклонение,  $V$  – объем расчетной области.

#### 1.5.1 Смешение жидкостей с одинаковыми свойствами

Ниже рассматривается случай смешения двух ньютоновских жидкостей с одинаковыми свойствами [27, 30, 31]. Постановка задачи здесь следующая. В миксер подается чистая вода и

подкрашенная вода. Краска не меняет свойств жидкости. Смена режимов течения в данном микроканале характеризуется значением числа Рейнольдса, которое определялось по среднерасходной скорости и гидравлическому диаметру канала. В результате исследований были установлены следующие режимы. Для значений числа Рейнольдса порядка единицы наблюдается ползущее безвихревое течение с достаточно слабым перемешиванием краски (см. рис. 1.21 (а)).

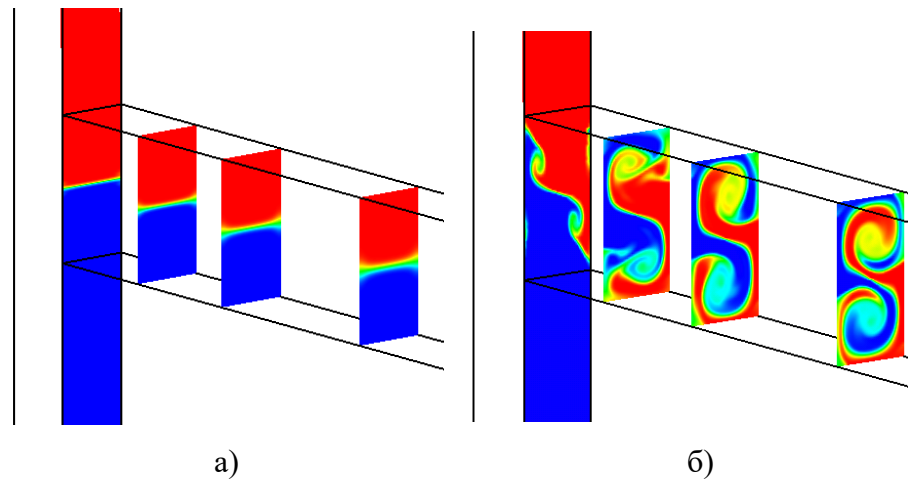


Рис. 1.21 – Изолинии концентрации краски в продольных сечениях миксера для чисел Рейнольдса  $Re = 1$  (а) и  $Re = 186$  (б).

С увеличением числа Рейнольдса в миксере формируется пара симметричных подковообразных вихрей, которые образуются у левой торцевой стенки миксера и распространяются в канал смешения. Эти вихри можно видеть на рисунке 1.22 (а). Здесь и далее вихревая структура течений визуализирована с помощью изоповерхностей величины  $\lambda_2$  –

второе собственное значение тензора  $(\mathbf{S}:\mathbf{S} + \mathbf{\Omega}:\mathbf{\Omega})$ , где  $\mathbf{S} \equiv \mathbf{S}_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$  – тензор скоростей деформации, а  $\mathbf{\Omega} \equiv \mathbf{\Omega}_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$  – тензор завихренности.

В канале смешения эти вихри постепенно затухают. Подковообразные вихри появляются из-за развития вторичных течений, обусловленных действием центробежной силы, связанной с поворотом потока. Такие вихри называют вихрями Дина. Каждая такая вихревая подкова, находясь в пределах одной жидкости, не пересекает границы раздела смешивающихся сред. Поэтому граница раздела сред остается практически плоской.

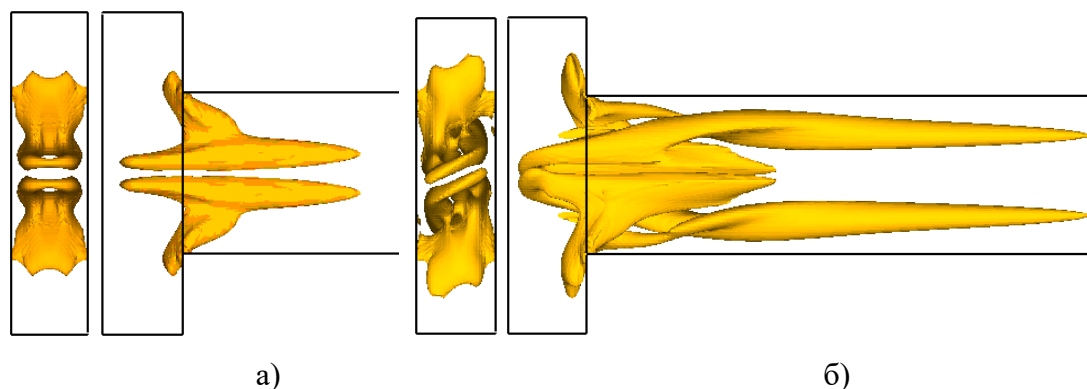


Рис. 1.22 – Вихревая структура течения в микромиксере для чисел Рейнольдса  $Re = 120$  (а) и  $Re = 186$  (б). Здесь левый рисунок – это вид спереди, правый рисунок – вид сбоку.

Если продолжать увеличивать число Рейнольдса, то можно наблюдать очень интересную перестройку режима течения. Начиная со значения числа Рейнольдса примерно равного 145, из-за развития неустойчивости Тейлора–Гертлера пара подковообразных вихрей разворачивается на  $30^\circ$  к центральной продольной плоскости миксера. Из-за такого опрокидывания течения происходит постепенное затухание одной ветви подковообразного вихря и увеличение интенсивности другой. В итоге в канале смешения формируются два интенсивных вихря с одинаковой закруткой (см. рис. 1.22 (б)). При этом течение остается стационарным. Поскольку интенсивность вихрей в несимметричном режиме течения существенно возрастает, они протягиваются по каналу смешения до самого выхода. Наличие закрутки потока в канале смешения приводит к образованию слоистой S-образной структуры из смешивающихся жидкостей (см. рис. 1.21 (б)). Поверхность контакта смешивающихся жидкостей в такой слоистой структуре очень развитая, что приводит к резкому увеличению эффективности смешения. При переходе течения от симметричного режима ( $Re < 145$ ) к несимметричному ( $Re > 145$ ) эффективность смешения возрастает более чем в 25 раз. Зависимость эффективности смешения от числа Рейнольдса приведена на рис. 1.23 (а). Видно, что переход от симметричного к несимметричному режиму течения происходит практически скачкообразно. Установлено, что такая существенная перестройка режима течения практически никак не сказывается на величине падения давления между входом и выходом из миксера (рис. 1.23 (б)).



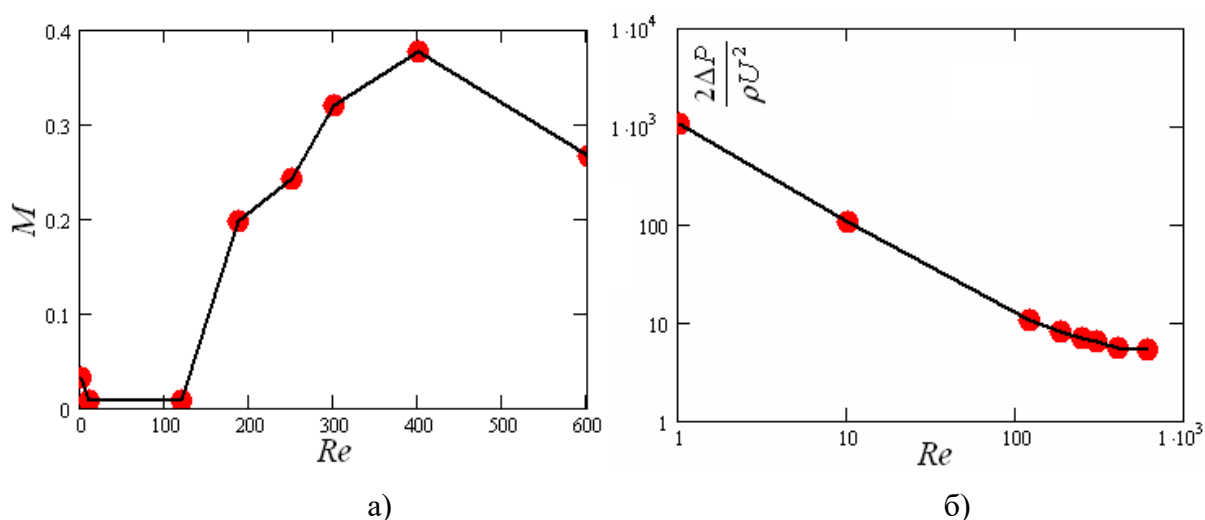


Рис. 1.23 – Зависимость эффективности смешения (а) и безразмерного перепада давления (б) в миксере от числа Рейнольдса.

Не претерпевая существенных изменений, описанная выше вихревая структура течения в стационарном состоянии существует в диапазоне чисел Рейнольдса от 145 до примерно 240. При больших значениях числа Рейнольдса течение перестает быть стационарным. В диапазоне  $240 < Re < 400$  его можно рассматривать как периодическое. Переход от стационарного к нестационарному режиму течения приводит к увеличению эффективности смешения до  $M = 37\%$  при  $Re = 400$  (см. рис. 1.23(а)).

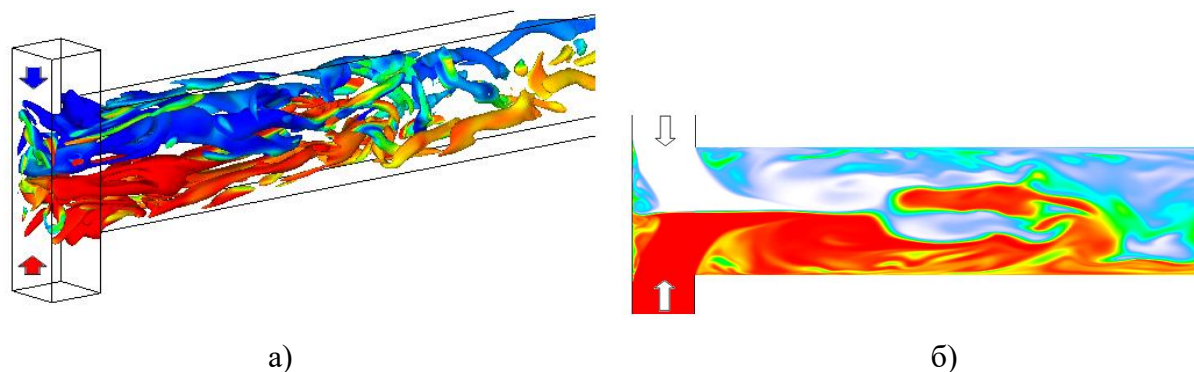


Рис. 1.24 – Изоповерхность  $\lambda_2$ , раскрашенная концентрацией краски (а), и концентрация краски в центральном сечении миксера (б) для  $Re = 600$ .

При значениях числа Рейнольдса, больших 600, течение в таком канале становится турбулентным [27, 31]. Было проведено прямое численное моделирование турбулентного течения в данном микромиксере. Для моделирования использовалась расчетная сетка, состоящая из 9,8 млн узлов. Расчеты показали, что отношение шага сетки к колмагоровскому

масштабу на такой сетке не превышает 2, что говорит о хорошем разрешении всех турбулентных масштабов. На рис. 1.24 показана вихревая структура течения и картина перемешивания для числа Рейнольдса, равного 600. Как видно, течение, несмотря на достаточно малое значение числа Рейнольдса, имеет ярко выраженный турбулентный характер.

Анализ пульсаций скорости потока в канале смешения (см. рис. 1.25) показывает, что турбулентные пульсации максимальны у входа в канал смешения, а далее достаточно быстро затухают. Течение полностью ламинаризуется на расстоянии порядка 50 гидравлических диаметров канала. Течение в данном миксере в каком-то смысле можно рассматривать как уникальное, поскольку в нем можно одновременно в разных частях канала наблюдать и возникновение, и затухание турбулентности. В начале два ламинарных потока сливаются в канале смешения, порождая сложное вихревое течение, которое приводит к ранней турбулизации потока при достаточно малых значениях числа Рейнольдса. По мере удаления от места слияния потока пульсации постепенно снижаются (см. рис. 1.25). Течение вновь ламинаризуется.

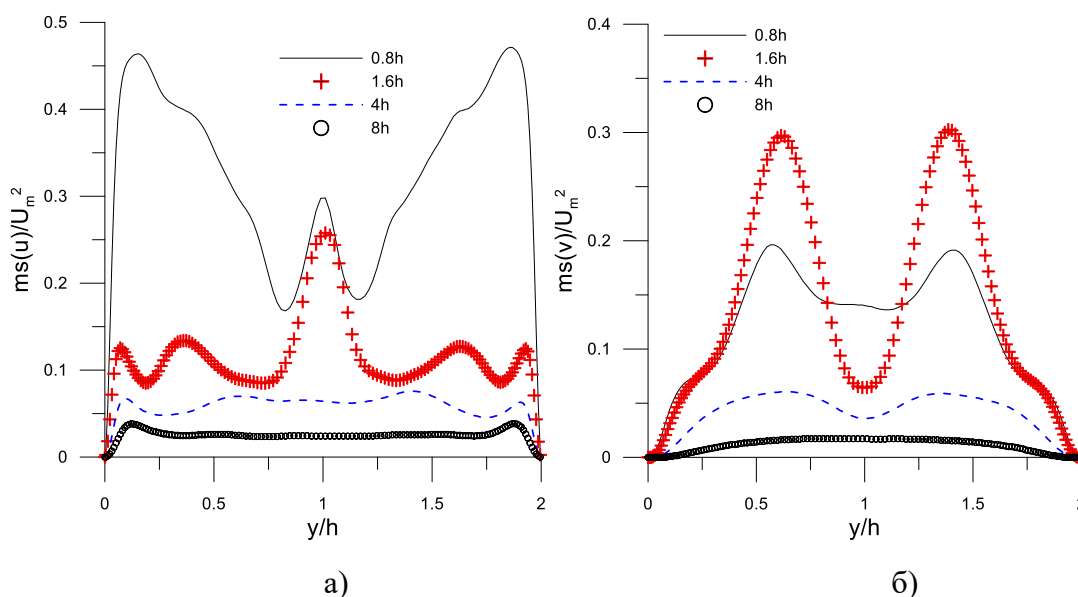


Рис. 1.25 – Профили среднеквадратичного отклонения пульсаций продольной (а) и поперечной (б) компоненты скорости в центральном поперечном сечении на различных расстояниях от входа в широкий канал. Здесь  $h = 200$  мкм.

Таким образом, с помощью численного моделирования в работе впервые выявлены следующие режимы течения в данном миксере:

1. Стационарное безвихревое течение, реализуемое при  $Re < 5$ . Эффективность смешения уменьшается с ростом числа Рейнольдса.

2. Стационарное вихревое течение с двумя симметричными подковообразными вихрями Дина на входе в канал смешения. Данный режим реализуется, если числа Рейнольдса изменяются в диапазоне  $5 < Re < 145$ . Эффективность смешения уменьшается с ростом числа Рейнольдса.

3. Стационарное асимметричное вихревое течение наблюдается в диапазоне чисел Рейнольдса  $146 < Re < 240$ . Из-за развития неустойчивости Тейлора–Гертлера образующиеся на входе в канал смешения подковообразные вихри поворачиваются на угол  $45^\circ$  относительно центральной продольной плоскости канала смешения. В результате в канале смешения формируются два интенсивных вихря с одинаковым направлением вращения, но течение остается стационарным. В канале смешения образуется S-образная структура, в результате резко увеличивается эффективность смешения. При переходе течения от симметричного режима ( $Re < 145$ ) к несимметричному ( $Re > 145$ ) эффективность смешения возрастает более чем в 25 раз. Потери давления при этом не возрастают.

4. Нестационарное периодическое течение реализуется в диапазоне  $240 < Re < 400$ , эффективность смешения продолжает возрастать.

5. Переходное квазипериодическое течение реализуется в диапазоне  $400 < Re < 600$ . Эффективность смешения меняется слабо.

6. Турбулентный режим течения фиксируется при  $Re > 600$ . S-образные вихревые структуры разрушаются, из-за чего эффективность смешения несколько снижается.

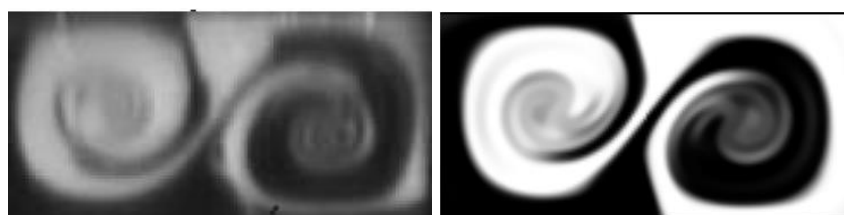
Далее было проведено систематическое изучение факторов, влияющих на смену режимов в данном Т-миксере.

### **1.5.2 Влияние неравномерности расходов смешивающихся жидкостей**

Вначале было изучено влияние неравномерности расходов смешивающихся жидкостей [32]. В отличие от предыдущих расчетов, в которых расходы смешивающихся жидкостей были равны, в данной серии расчетов на входах в микромиксер задавались различные значения расходов. И таким образом вносилась искусственная несимметрия в поток. В расчетах варьировалось отношение расходов на верхнем и нижнем входах в канал миксера  $Q_1/Q_2$  в диапазоне от 0,333 до 1. Исследование проведено для нескольких значений числа Рейнольдса, соответствующих различным режимам. Результаты расчетов для значения числа Рейнольдса 186 при различных отношениях расходов на входах в канал приведены на рис. 1.25. Там же для качественного сравнения приведены результаты экспериментов [11, 23]. Как видно, несмотря на достаточно сложную структуру течения, наблюдается хорошее согласование расчета и экспериментов. Количественные данные по зависимости эффективности смешения от

асимметрии входных условий при разных числах Рейнольдса приведены в таблице 14. Характер поведения существенно зависит от величины числа Рейнольдса. Для значения Рейнольдса 120 асимметрия входных условий позволяет существенно в 20 раз увеличить смешение. Максимум смешения наблюдается при  $Q_1/Q_2 = 1/3$ . Для значений числа Рейнольдса больших 145, при которых в канале смешения формируется S-образная вихревая структура, наличие искусственной асимметрии приводит к разрушению этой структуры и ухудшению смешения. Таким образом, задание искусственной асимметрии входных условий для улучшения смешения можно рекомендовать только для значений Рейнольдса меньших 145.

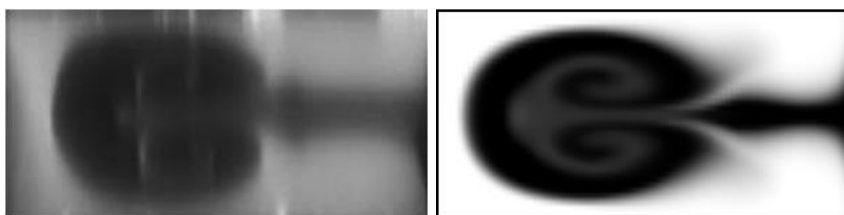
$Q_1/Q_2 = 1$ :



а)

б)

$Q_1/Q_2 = 1/2$ :



а)

б)

$Q_1/Q_2 = 1/3$ :



а)

б)

Рис. 1.26 – Распределение концентрации краски в поперечном сечении и различных отношений расходов. Здесь (а) – эксперимент [11, 23], (б) – результаты моделирования,  $Re = 186$

Таблица 1.14 – Зависимость эффективности смешения от отношения расходов на входах в миксер для двух значений числа Рейнольдса

| $Q_1/Q_2$ | Re = 120 | Re = 186 |
|-----------|----------|----------|
| 1         | 0,005    | 0,197    |
| $1/2$     | 0,094    | 0,132    |
| $1/3$     | 0,105    | 0,112    |

### 1.5.3 Влияния физических свойств смешивающихся жидкостей

Как уже отмечалось, на режимы течения смешивающихся в Т-канале жидкостей было изучено влияние вязкости [35], плотности [37] и реологии [40] жидкостей. В первых двух работах у одной из смешивающихся жидкостей менялись коэффициент вязкости и плотность. Число Рейнольдса для ньютоновских течений определялось по характеристикам воды. При расчетах неньютоновских течений вязкость смешивающихся жидкостей задавалась с помощью степенной модели  $\mu = k \dot{\gamma}^{n-1}$ . При этом коэффициент консистенции был фиксирован  $k = 0,001 \text{ Па} \times \text{с}^n$ , а индекс течения жидкости  $n$  варьировался. Варьировалось и значение числа Рейнольдса, которое для степенной жидкости определялось как:  $Re = \frac{\rho U^{2-n} d_h^n}{k}$ , где  $\rho$  – плотность,  $U$  – среднерасходная скорость в канале смешения,  $d_h$  – гидравлический диаметр. Основные результаты этих расчетов приведены на рисунках 1.26 – 1.30. Были установлены существенные особенности влияния плотности и вязкости на течение в миксере для симметричного режима течения до опрокидывания ( $Re < 145$ ) и для асимметричного режима ( $Re > 145$ ). Установлено, что с увеличением отношения плотностей перемешивающихся веществ структура потока в миксере значительно меняется. При малых значениях числа Re, в отличие от случая с одинаковыми свойствами смешивающихся жидкостей, граница раздела между жидкостями деформируется. Жидкость с большей плотностью или вязкостью отжимается менее плотной и вязкой от стенок канала (см. рис. 1.27 (б) и рис. 1.27 (в)). С увеличением отношения плотностей и вязкостей смешивающихся веществ этот процесс усиливается, что ведет к еще большему увеличению площади границы смешения. Это приводит к росту эффективности смешения с ростом отношения плотности и вязкости в режиме  $Re < 145$  (см. рис. 1.28 (а) и рис. 1.29 (а)).

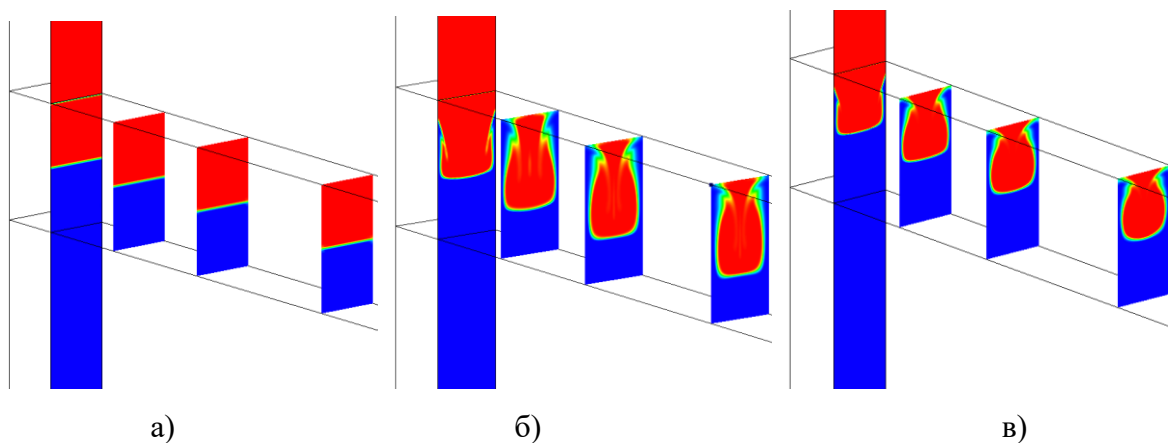


Рис. 1.27 – Смешение жидкостей при  $Re = 120$ : а) свойства жидкостей одинаковы; б) отношение плотностей жидкостей равно 2; в) отношение вязкостей равно 2.

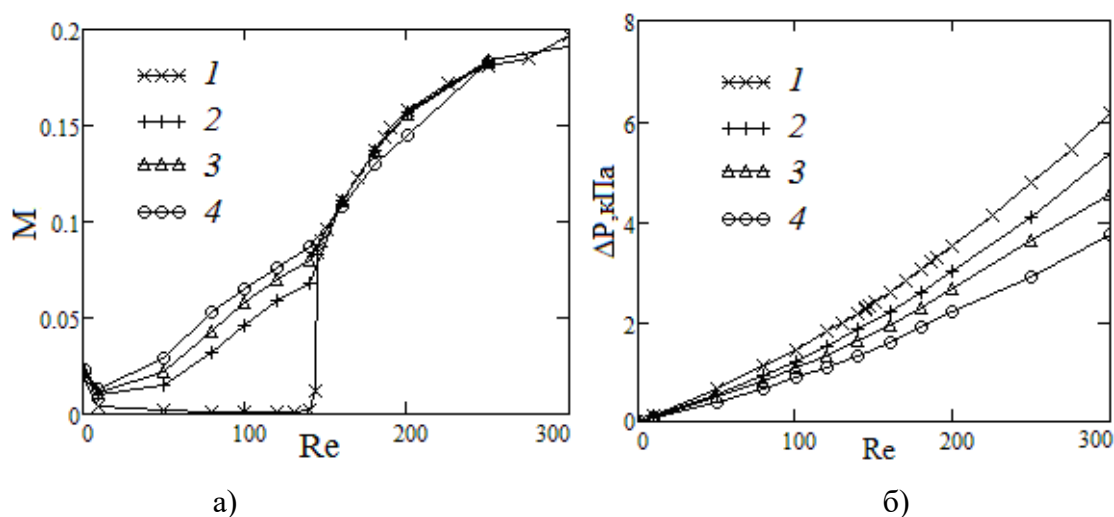


Рис. 1.28 – Зависимость эффективности смешения (а) и гидравлических потерь (б) от числа  $Re$ :  $\rho/\rho_0 = 1$  (1), 1,25 (2), 1,5 (3), 2 (4).

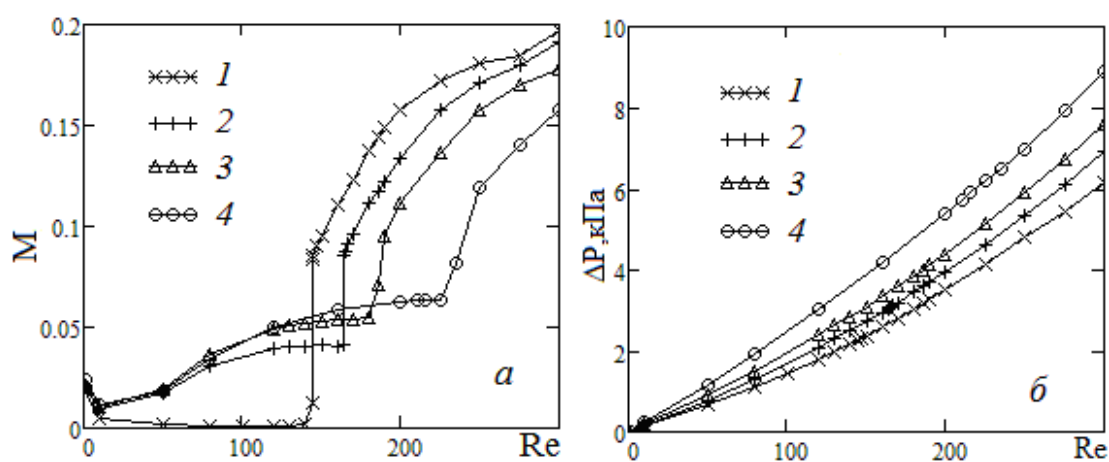
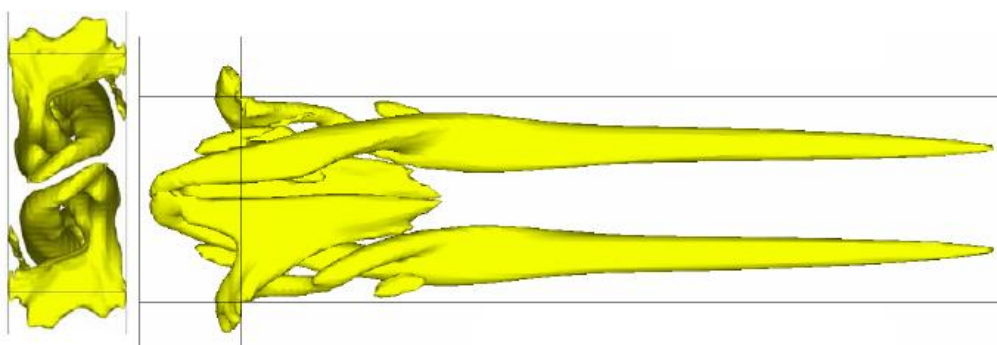
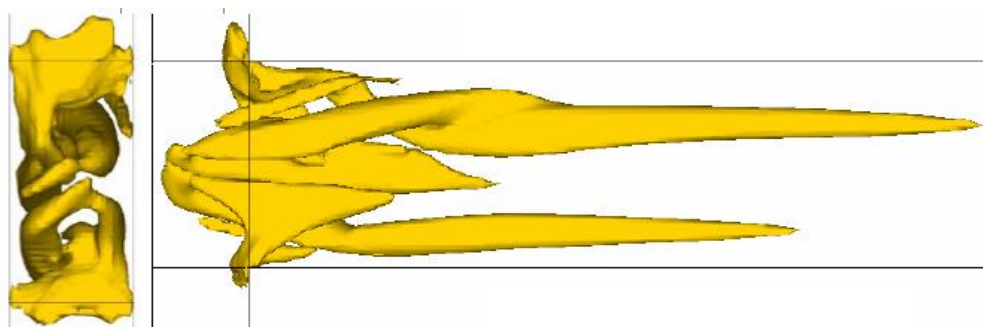


Рис. 1.29 – Зависимость эффективности смешения (а) и гидравлических потерь (б) от числа  $Re$ :  $\mu/\mu_0 = 1$  (1); 1,25 (2); 1,5 (3); 2 (4).

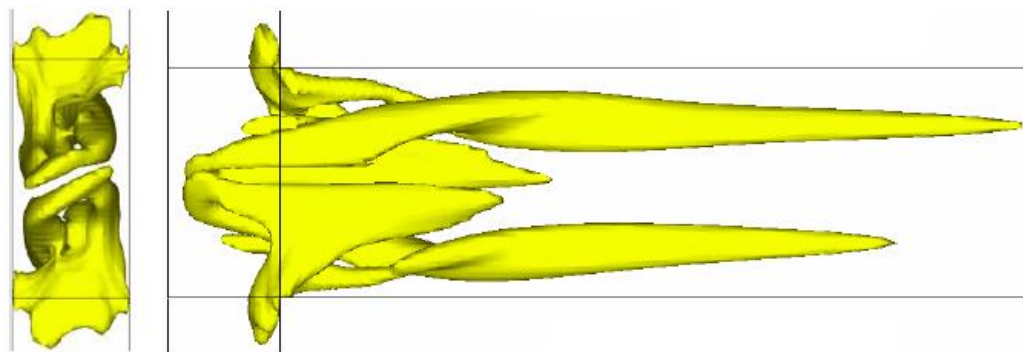
При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса так же, как и для течения жидкостей с одинаковыми параметрами, наблюдается опрокидывание течения. При этом было обнаружено существенное отличие по влиянию плотности и вязкости на величину числа Рейнольдса при которой происходит переход. Так, было показано, что отношение плотностей смешивающихся жидкостей не влияет на критическую величину числа  $Re$ . Данный переход наступает в районе чисел Рейнольдса 145, независимо от отношения плотностей жидкостей на входах в Т-образный канал (см. 1.28 (а)). В случае варьирования отношения вязкостей смешивающихся жидкостей значение  $Re$ , для которого происходит переход, существенно сдвигается. Для случая отношения вязкостей, равного 1,25, переход наступает при  $Re = 164-165$ ; для отношения вязкостей, равного 1,5, – при  $Re = 181-183$ , а для отношения вязкостей, равного 2, – при  $Re = 225-227$ . Это очень хорошо видно на рис. 1.29 (а), где приведен график зависимости эффективности смешения от числа Рейнольдса. Опрокидывание и переход от симметричного к несимметричному режиму течения сопровождается резким ростом эффективности смешения. Кроме того, видно, что в области перехода скачок эффективности смешения становится не таким ярко выраженным.



а)



б)



в)

Рис. 1.30 – Вихревая структура течения для  $Re = 250$ : а) свойства смешивающихся жидкостей одинаковы; б) отношение плотностей смешивающихся жидкостей равно 1,5; в) отношение вязкостей смешивающихся жидкостей равно 1,5.

Картины смешения в миксере при различных отношениях вязкостей и плотностей качественно очень похожи на те, что наблюдались при смешении жидкостей с одинаковыми свойствами. Также происходит образование слоистой S-образной структуры из смешивающихся жидкостей. Основное отличие состоит в том, что в более вязкой или плотной жидкости вихрь, который образовался в канале смешения после опрокидывания, затухает значительно быстрее, чем аналогичный вихрь в воде (см. рис. 1.30). С увеличением отношения вязкости и плотности это различие усиливается. Затухание одного вихря в канале смешения приводит к тому, что поверхность контакта смешивающихся сред в более вязкой или плотной жидкости не такая развитая, как в воде. В связи с этим эффективность смешения в режиме течения после опрокидывания ( $Re > 145$ ) уменьшается с ростом отношения вязкостей и плотностей смешивающихся сред (см. рис. 1.27 (а) и рис. 1.28 (а)).

Анализ влияния реологии показал, что при смешении двух неньютоновских жидкостей в микромиксере Т-образного типа также наблюдается переход в режим двух симметричных вихрей в канале смешения. Так же, как и для ньютоновского случая, происходит образование слоистой S-образной структуры из смешивающихся жидкостей, что и приводит к резкому увеличению эффективности смешения после опрокидывания (см. рис. 1.31 (а)). Вихревая структура течения в режиме до и после опрокидывания в целом качественно похожа на ту, что наблюдается при смешении ньютоновских жидкостей. Существенной особенностью течения неньютоновских жидкостей в Т-канале является увеличение критического значения числа Рейнольдса с уменьшением значения индекса течения  $n$ .



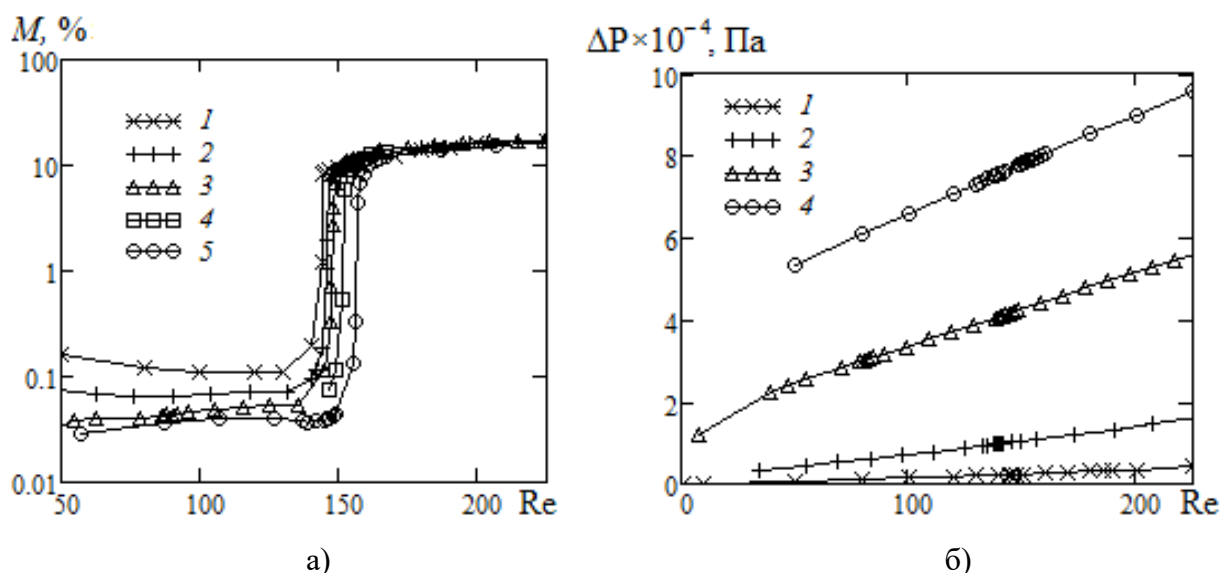


Рис. 1.31 – Эффективность смешения (а) и гидравлические потери (б) при смешении неньютоновских жидкостей для  $n = 1$  (1),  $n = 0,8$  (2),  $n = 0,5$  (3) и  $n = 0,3$  (4).

Во всех случаях систематически изучен и перепад давления в рассматривавшихся миксерах. Естественно, что с увеличением отношения вязкости и плотности перепад давления увеличивается (см. рис. 1.28, 1.29, 1.31 (а)).

#### 1.5.4 Смешение воды и этанола

В предыдущих расчетах было последовательно исследовано влияние либо вязкости, либо плотности смешивающихся сред на режимы течения в микромиксере. В продолжение этих исследований был рассмотрен случай смешения жидкостей, у которых значительно отличаются одновременно и плотность, и вязкость [43]. Это было сделано на примере смешения смеси вода–этанол. Вязкость и плотности смеси задавались непосредственно из известных экспериментальных данных [70] (см. рис. 1.32).

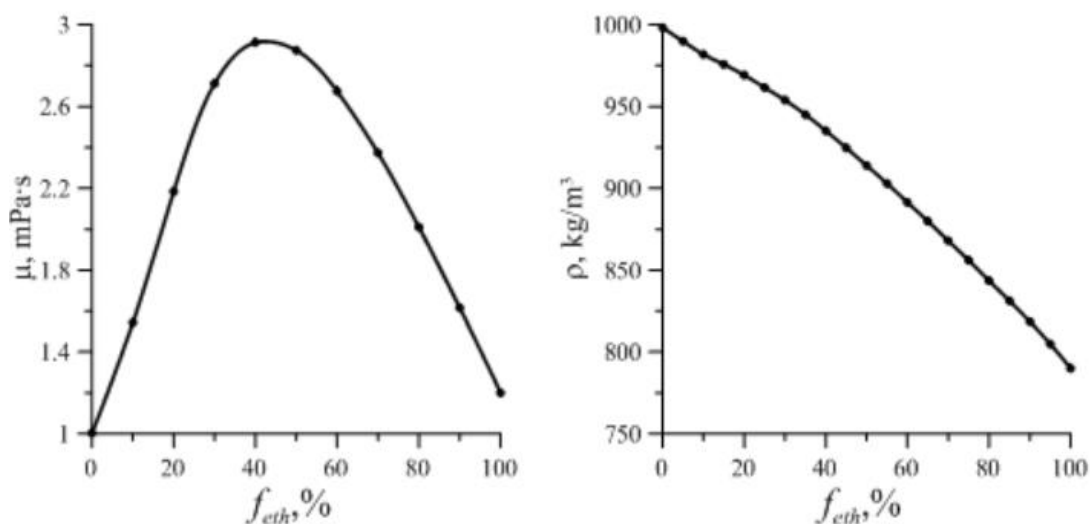


Рис. 1.32 – Зависимость вязкости и плотности смеси от массовой доли этанола.

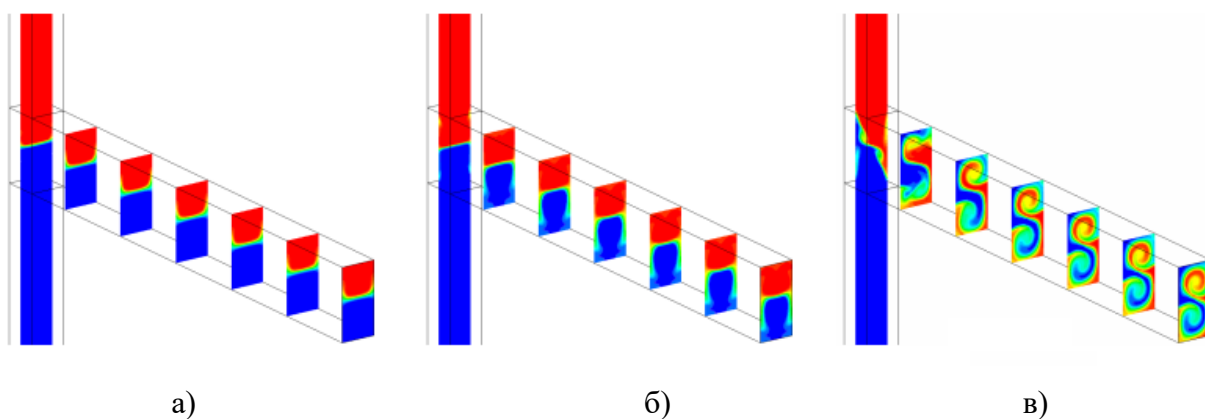


Рис. 1.33 – Изолинии концентрации этанола для  $Re = 50$  (а);  $120$  (б);  $200$  (в).

Здесь и далее красный цвет – 100 % концентрация воды, синий цвет – 100 % концентрации этанола.

Для определения числа  $Re$  использовалось значение вязкости для воды. Как видно из графиков вязкость этилового спирта выше, а плотность ниже, чем соответствующие величины для воды. Таким образом, при смешении жидкостей с различными свойствами мы имеем комбинацию отдельно изученных нами случаев смешения жидкостей с различной вязкостью и плотностью. Это приводит к следующим результатам. Подобно смешению двух одинаковых жидкостей, здесь для малых значений числа  $Re$  наблюдается безвихревое течение с низкой эффективностью перемешивания. Это показано на рис. 1.33 (а).

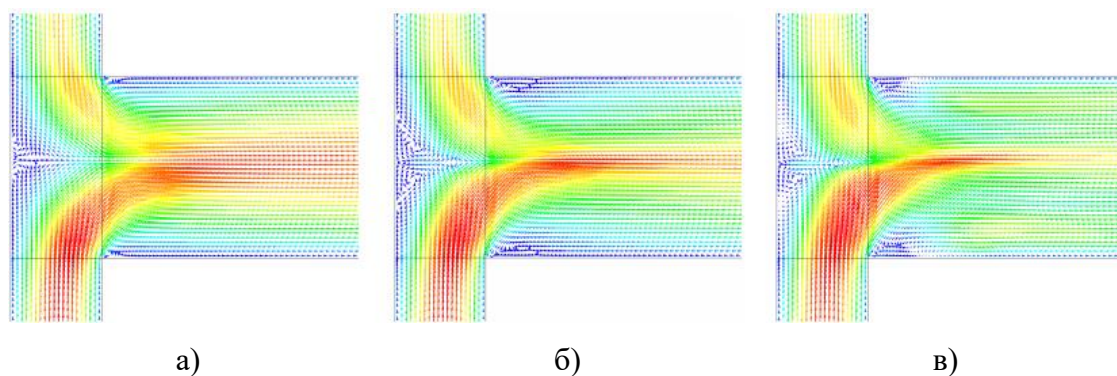


Рис. 1.34 – Поле скоростей в центральном сечении миксера  
для  $Re = 50$  (а);  $120$  (б);  $200$  (в).

На рисунках вода подается сверху.

Далее, как и для случая смешения двух одинаковых жидкостей, начиная с числа Рейнольдса порядка 50 в торцевой части миксера начинают зарождаться два симметричных подковообразных вихря, которые окончательно формируются, когда число  $Re$  около 120, и распространяются в канал смешения. Это продемонстрировано на рис. 1.34. Как видно, скорость воды ниже, чем скорость этанола, из-за более высокой плотности. Кроме того, вследствие того, что у этанола вязкость в 1,2 раза больше, чем у воды, он начинает постепенно оттеснять воду, как это было показано для случая различных вязкостей (см. рис. 1.33).

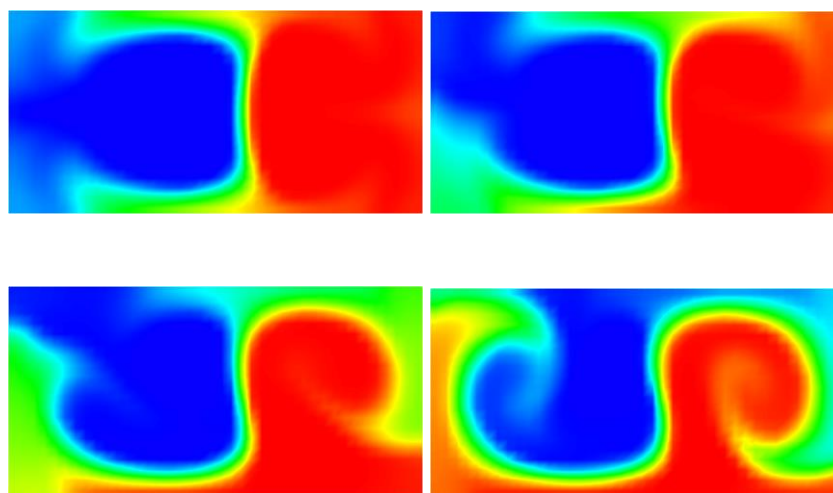


Рис. 1.35 – Изолинии концентрации воды и этанола в поперечном сечении при  
 $Re = 150, 156, 159, 165$ .

Кроме того, ранее было показано, что наступление режима двух симметричных вихрей зависит только от отношения вязкостей и не зависит от отношения плотностей. В случае течения двух жидкостей с одинаковыми свойствами такой переход режима наблюдается при

числе Рейнольдса около 145. Для более вязких жидкостей этот переход затягивается. Так, для смеси вода–этанол переход к режиму с двумя симметричными вихрями наступает при числе  $Re \sim 162$ . Изменение режима течения в узком диапазоне чисел  $Re$  можно видеть на рисунке 1.35.

Используя формулу для приведенного числа Рейнольдса  $Re_{пр} = Re \frac{2 \cdot \mu_0}{\mu + \mu_0}$ , можно построить

зависимость эффективности смешения и сравнить полученные зависимости с аналогичными для смешения двух одинаковых жидкостей. Здесь  $\mu_0$  – вязкость чистого этанола. Сравнение эффективности смешения и перепада давления для двух смесей показано на рис. 1.36. Как видно, с использованием приведенного числа Рейнольдса опрокидывание течения для смеси вода–этанол наступает при числе  $Re \sim 145$ , так же как и для смешения жидкостей с одинаковыми свойствами. Поэтому приведенное число Рейнольдса можно использовать для предсказания критического значения числа Рейнольдса при смешении жидкостей с существенно разными свойствами. Сравнение эффективности перемешивания показывает, что для смеси вода–этанол эффективность выше в режиме до перехода и ниже после по сравнению со смесью вода–вода, обусловлено влиянием вязкости и плотности. Также можно заметить, что величина скачка эффективности при переходе к другому режиму не такая существенна, как для чистой воды. Это обусловлено влиянием различий в плотности жидкостей.

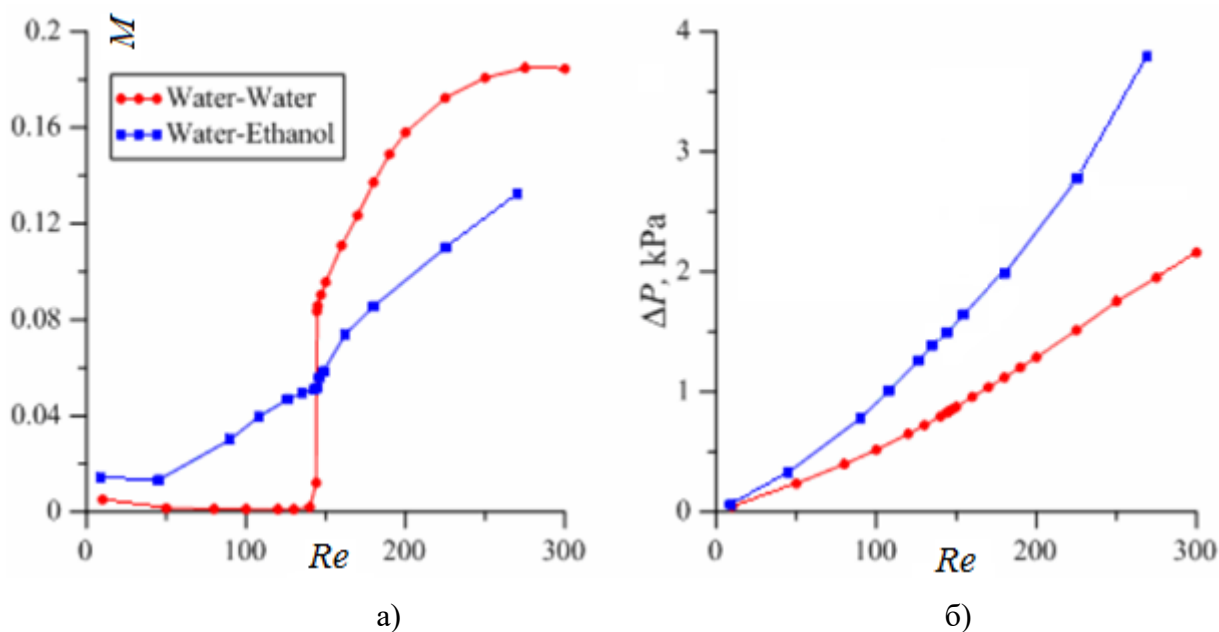


Рис. 1.36 – Зависимость эффективности смешения и потерь давления от приведенного числа  $Re$ .

### 1.5.5 Смешение воды и наножидкости

Отдельно был изучен случай смешения воды и наножидкости [39]. Здесь важно отметить, что при смешении жидкости и наножидкости необходимо учитывать диффузию наночастиц. В качестве наножидкости в данной работе была рассмотрена наиболее хорошо исследованная нами наножидкость на водной основе с частицами оксида алюминия (150 нм). Плотность наножидкости в зависимости от концентрации наночастиц определяется стандартным соотношением:  $\rho = \varphi \rho_p + (1 - \varphi) \rho_w$ , где  $\varphi$ ,  $\rho_p$ ,  $\rho_w$  – соответственно объемная концентрация наночастиц, плотность их материала и плотность базовой жидкости. В уравнение (1.5), описывающее конвективно-диффузионный перенос входит также коэффициент диффузии наночастиц. В данной работе для описания коэффициента диффузии использовался закон Эйнштейна-Стокса:  $D = kT / (3\pi\mu d)$ , где  $\mu$  – вязкость наножидкости,  $d$  – средний размер наночастиц. В работе [36] было показано, что данная формула корректно работает для наножидкостей с размером частиц более 10 нм. Для определения зависимости коэффициента вязкости использовалась экспериментальная корреляцией, разработанная в третьей главе:  $\mu = \mu_0 (1 + 6\varphi + 72\varphi^2)$ , где  $\mu_0$  – коэффициент вязкости воды.

Ниже приводятся данные моделирования смешения воды и описанной наножидкости в микроканале Т-типа. Массовый расход в обоих входных каналах был одинаков. На нижнем входе задавалась однородная концентрация наночастиц, которая варьировалась в расчетах до 5 об. %. При максимальной концентрации частиц коэффициент вязкости наножидкости был примерно в 1,48 раза выше, чем у воды. В то же время плотность наножидкости больше плотности воды примерно на 15 %. Учитывая данные, полученные в предыдущем разделе, легко спрогнозировать результаты этих расчетов.

Показано, что при смешении обычной жидкости и наножидкости наблюдаются качественно такие же режимы течения, что и при смешении двух обычных жидкостей, а именно: стационарное безвихревое; стационарное вихревое течение с двумя подковообразными вихрями; скачкообразное изменение структуры течения (опрокидывание); стационарное течение с двумя вихрями в канале смешения. В качестве примера на рис. 1.37 приведены изолинии концентрации наночастиц, характеризующие процесс смешения в миксере и на выходе из него. Красный цвет соответствует наножидкости, синий воде.

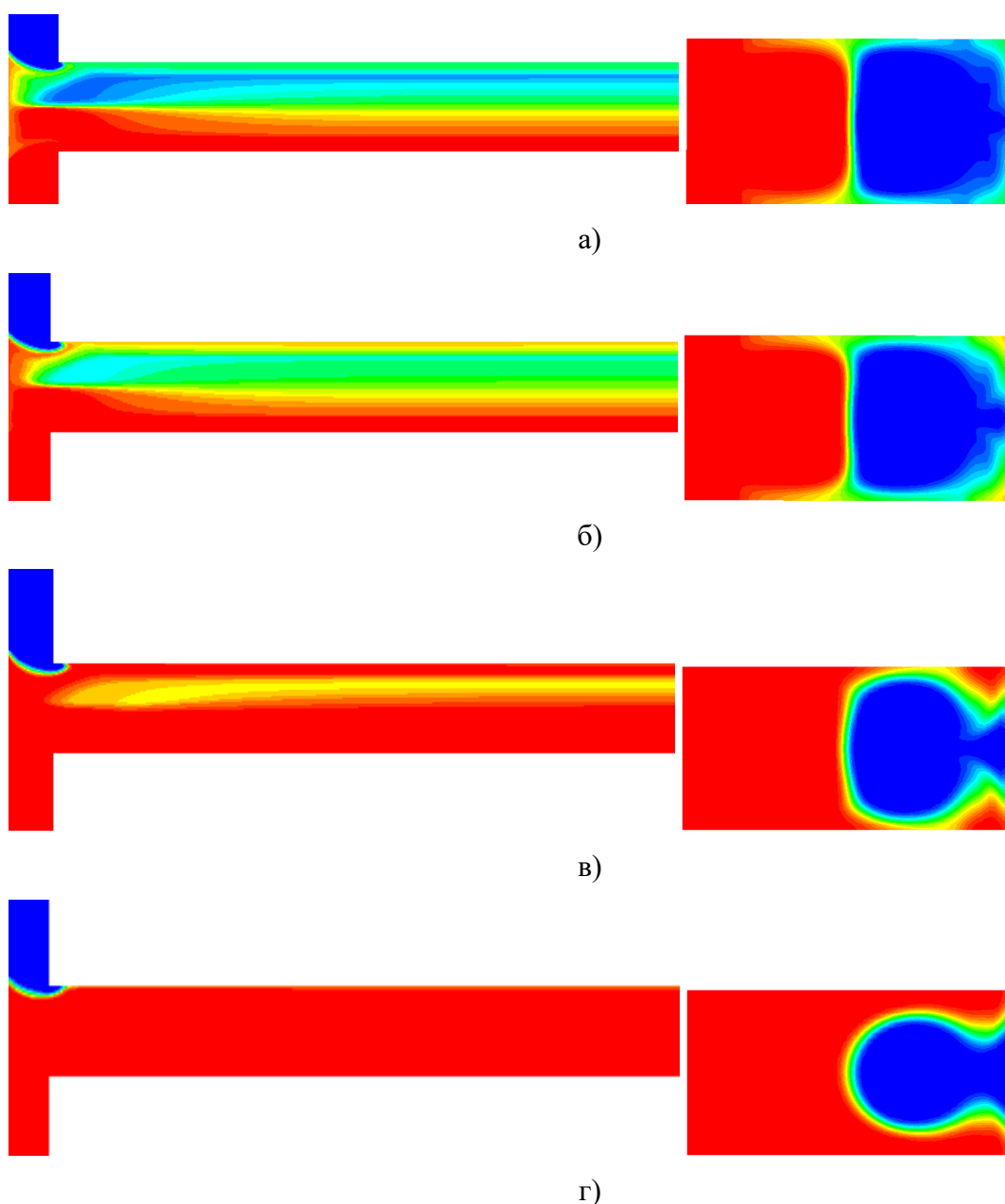


Рис. 1.37 – Изолинии концентрации наночастиц на стенках миксера и на выходе из него при концентрации частиц на входе 0,5 % (а), 1 % (б), 2,5 % (в), 5 % (г) для  $Re = 150$ .

Как видно, с увеличением объемной доли частиц наножидкость начинает отжимать воду от стенок канала, как бы обтекая ее. Подобное поведение мы наблюдали при исследовании смешения жидкостей с различной плотностью и вязкостью (см. рис. 1.27). В случае с наножидкостью мы имеем совокупное действие данных механизмов, поскольку для наножидкости с увеличением концентрации наночастиц плотность и вязкость увеличиваются. Однако имеется очень существенная особенность, связанная с тем что, коэффициент диффузии наножидкости обратно пропорционален коэффициенту вязкости. Как будет показано в третьей главе, вязкость наножидкостей зависит от концентрации и размера частиц. С увеличением

концентрации частиц коэффициент вязкости наножидкости увеличивается, а коэффициент диффузии уменьшается. В результате с увеличением концентрации наночастиц уменьшается эффективность смешения. Это показано на рис. 1.38. При увеличении концентрации наночастиц с 0,25 до 5 % эффективность смешения уменьшается на 42 %, что примерно соответствует уменьшению коэффициента диффузии.

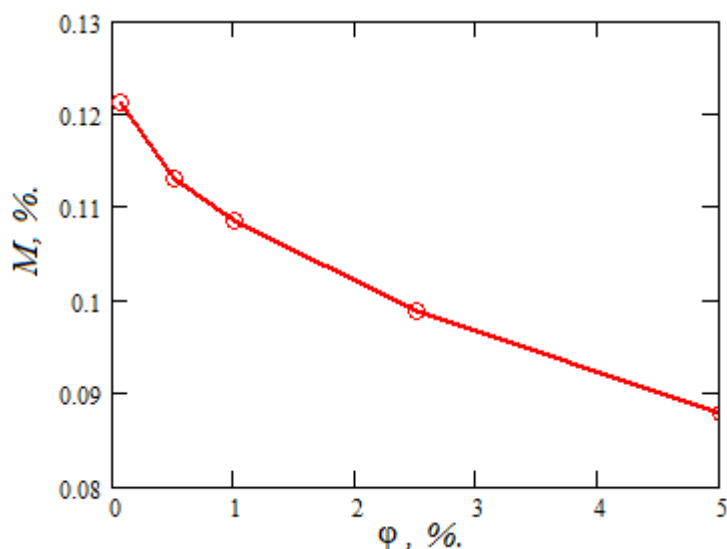


Рис. 1.38 – Зависимость эффективности смешения воды и наножидкости на основе воды с частицами оксида алюминия, размером 150 нм, от концентрации наночастиц,  $Re = 150$ .

Помимо зависимости от вязкости, коэффициент диффузии наножидкости зависит и от размера наночастиц. Согласно формуле Эйнштейна–Стокса коэффициент диффузии обратно пропорционален размеру наночастиц и обратно пропорционален коэффициенту вязкости, который, в свою очередь, как это будет показано в третьей главе, падает с ростом размера наночастиц. Зависимость эффективности смешения от размера наночастиц была подробно изучена в нашей работе [39]. Было установлено, что, во-первых, с увеличением среднего размера наночастиц эффективность смешения наножидкости уменьшается, а во-вторых, уменьшается критическое значение числа  $Re$ , соответствующее опрокидыванию течения, описанному в предыдущих разделах. Кроме того, показано, что критическое значение  $Re$  уменьшается с увеличением размера наночастиц. Таким образом, существует возможность управления режимами течения и перемешивания в микромиксере с помощью варьирования концентрации и размера наночастиц.

## 1.6 Влияние неизотермичности на режимы течения в микромиксере

Кроме того, было проведено изучение теплового смешения жидкостей в микромиксере [41]. Рассмотрено смешение ньютоновских жидкостей в микромиксере Т-типа. Исследовалось влияние различия в начальных температурах жидкостей на входе в Т-образном микроканале. В данной серии расчетов температура одной из жидкостей задавалась равной 20 °С, а у другой жидкости варьировалась и была равна: 10, 30, 40 и 50 °С. В качестве исследуемой жидкости использовалась вода. В работе использовались известные зависимости теплофизических свойств воды от температуры [69].

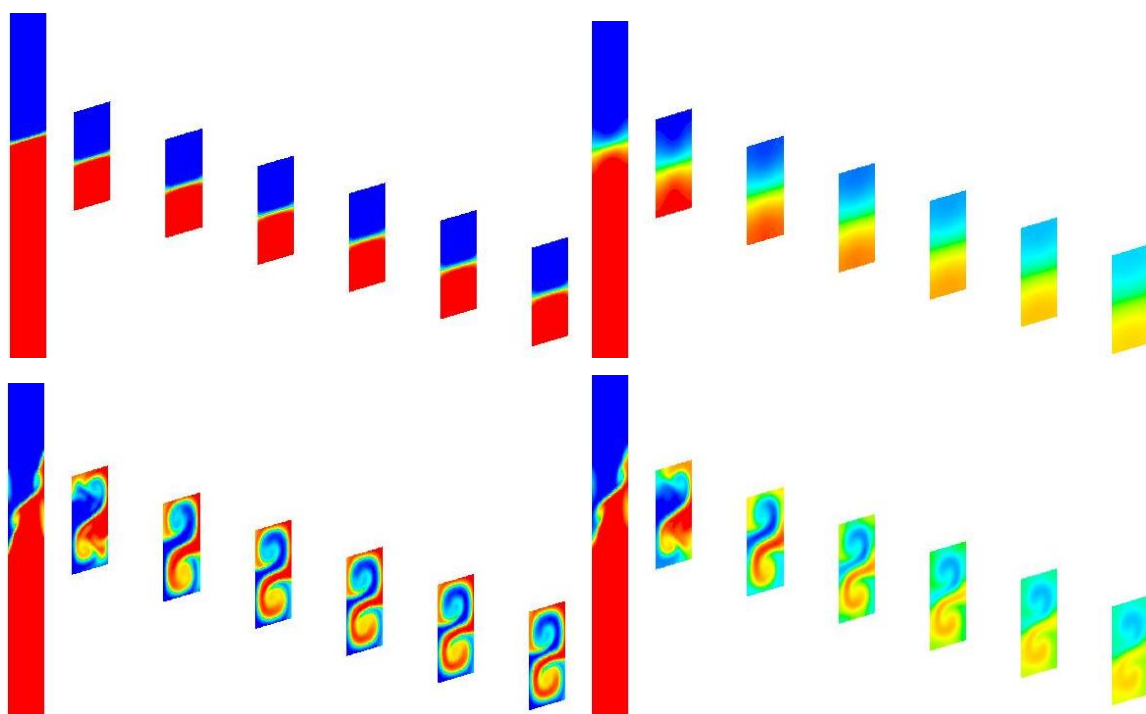


Рис. 1.39 – Распределение концентраций (слева) и температур (справа) при  $Re = 10$  (вверху) и  $Re = 150$  (внизу).

При различных температурах жидкостей на входах в каналы у этих жидкостей будут различные теплофизические свойства. Главным образом на смешение двух жидкостей в микромиксере будут влиять вязкость и плотность этих жидкостей. В приведенных выше результатах было показано, что с увеличением вязкости одной из жидкостей происходит смещение области наступления перехода от стационарного вихревого симметричного течения к режиму двух S-образных вихрей. С увеличением плотности одной из жидкостей возникает асимметрия в течении этой жидкости по отношению к другой. Оба эти эффекта проявляют себя в случае смешения двух жидкостей с различными температурами на входах в микромиксер.



Жидкость с большей вязкостью начинает постепенно обтекать жидкость с меньшей вязкостью, как это было показано для случая различных вязкостей. Однако плотности жидкостей также различны, поэтому с увеличением числа Рейнольдса жидкость с большей плотностью, в свою очередь, начинает обтекать жидкость с меньшей плотностью, как это было показано выше для случая различных плотностей. Распределение температуры и концентрации смешивающихся компонент в различных сечениях миксера показано на рис. 1.39. Как видно, распределение концентрации и температуры не абсолютно тождественны. Толщина слоя смешения температурного поля значительно выше толщины слоя смешения концентрации. Это обусловлено различными масштабами процессов теплопроводности и диффузии.

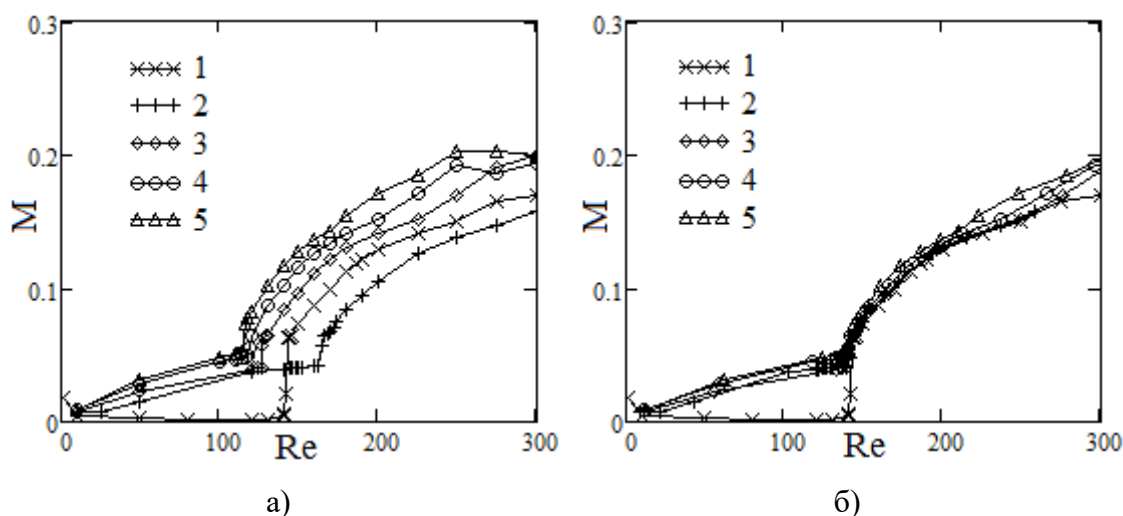


Рис. 1.40 – Зависимость эффективности смешения от числа  $Re$  (а) и приведенного к средней вязкости смеси числа  $Re$  (б). Здесь разность температур жидкостей на входе равна: 0 °C (1); -10 °C (2); 10 °C (3); 20 °C (4); 30 °C (5).

Анализ результатов на рис. 1.40 показывает, что смена режимов течения наступает при числе Рейнольдса 162 для разности температур  $\Delta t = 10$  °C, при  $Re = 126$  для  $\Delta t = 10$  °C, при  $Re = 118$  для  $\Delta t = 20$  °C и при  $Re = 114$  для  $\Delta t = 30$  °C. В большей степени это, конечно, обусловлено влиянием вязкости. Обобщить полученные данные удастся с помощью приведенного числа  $Re$ , для вычисления которого используется среднеарифметическое значение  $\mu_m = 0,5 \cdot (\mu_0 + \mu_1)$ , где  $\mu_0$  – коэффициент вязкости воды при температуре 20 °C,  $\mu_1$  – коэффициент вязкости воды текущей температуре. Подробно различные способы задания эффективной вязкости и их влияние на представление полученных результатов рассмотрено в работе [35]. Используя данный способ определения приведенного числа Рейнольдса, можно построить зависимость эффективности смешения двух жидкостей от числа  $Re$ . Она показана на рис. 1.40 (б). Видно, что при использовании приведенного числа Рейнольдса для всех случаев

переход наступает в районе числа Рейнольдса, равного 145, как это и было показано в разделе 1.5. Также из рис. 1.40 (б) видно, что, если использовать приведенное число Рейнольдса, для всех случаев значение эффективности смешения примерно одинаково.

Кроме того, были проанализированы потери давления (рис. 1.41 (а)) на обоих входах в микромиксер. Видно, что различия между ними не значительные. Если же рассматривать, как зависит от числа Рейнольдса перепад давлений между выходом из микромиксера и входом, на который подавалась вода с варьируемой температурой, то можно видеть более значительную разницу между полученными результатами для различных случаев (см. рис. 1.41 (б)). Видно, что эти кривые выстраиваются в порядке увеличения значения начальной температуры жидкости на входе. Такое поведение несложно объяснить, ведь перепад давлений пропорционально зависит от вязкости и плотности жидкости, поэтому с увеличением температуры жидкости на входе перепад давления падает.

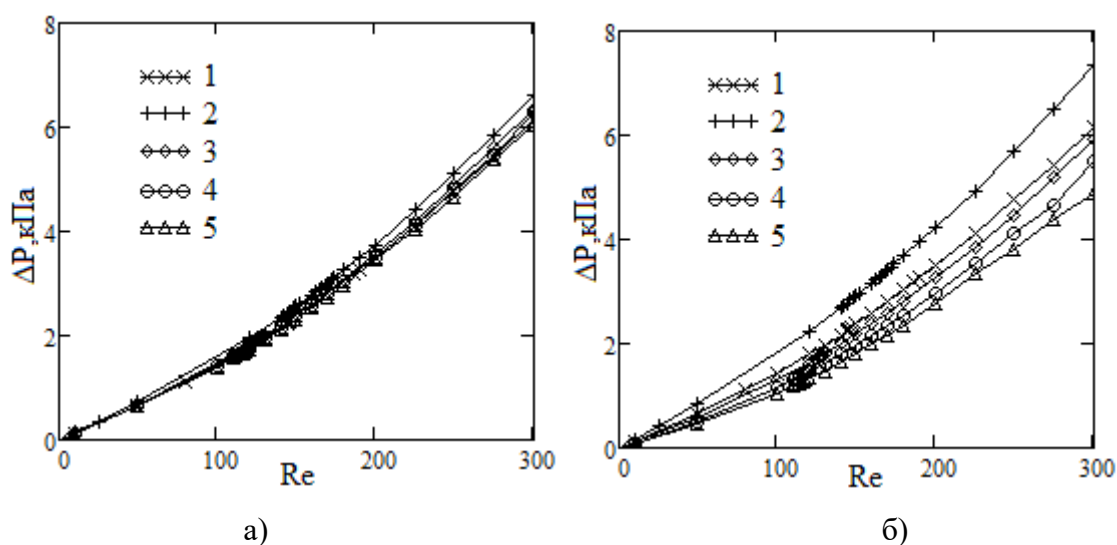


Рис. 1.41 – Зависимость перепада давлений от числа Рейнольдса:

$\Delta t = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$  (1);  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  (2);  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  (3);  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$  (4);  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  (5). Здесь (а) перепад давления между выходом из микромиксера и входом, на который подается вода с фиксированной температурой; (б) перепад давления между выходом из микромиксера и входом, на который подается вода с варьируемой температурой.

При рассмотрении неизоэтермических течений в микроканалах естественно возникает вопрос о влиянии свободной конвекции. В задачах тепловой конвекции за соотношение влияния естественной и вынужденной конвекции отвечает число Ричардсона:  $Ri = \frac{g\beta(T_h - T_c)L}{u^2}$ , где  $g$  – ускорение свободного падения,  $\beta$  – коэффициент температурного расширения,  $T_h$  –

температура горячей жидкости,  $T_c$  – температура холодной жидкости,  $L$  – характерная длина и  $u$  – характерная скорость. Установлено что, при  $Ri < 0,1$  естественная конвекция пренебрежимо мала, при  $Ri > 10$  вынужденная конвекция пренебрежимо мала и при  $0,1 < Ri < 10$  необходимо учитывать и естественную, и вынужденную конвекцию. В нашем случае максимальная разность температур была равна  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $T_h = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $T_c = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), число Рейнольдса в расчетах варьировалось от 10 до 300. В этих условиях число Ричардсона находится в пределах от  $1,3 \cdot 10^{-5}$  (для  $Re = 300$ ) до 0,01218 (для  $Re = 10$ ). Очевидно, что в таких условиях естественной конвекцией можно пренебречь. Результаты моделирования этих неизотермических течений с учетом гравитации подтвердили эти выводы. Аналогичные рассуждения справедливы и для приведенных выше результатов расчетов смешения жидкостей с различной плотностью. Было показано, что различия в эффективности смешения при учете силы тяжести и без нее для различных отношений плотностей смешивающихся жидкостей не превышают 3 %.

## **1.7 Влияние на режимы течения условий скольжения и шероховатостей на стенках микромиксера**

### **1.7.1 Исследование влияния условий скольжения**

Для того чтобы обеспечить эффективное смешение при малых числах Рейнольдса, длина миксера должна быть достаточно большой. Кроме того, не стоит забывать, что гидравлические диаметры каналов в микрофлюидных миксерах очень малы. Это приводит к значительным затратам на прокачивание жидкостей через них, что требует использования достаточно мощных насосов. Известно, что потери давления при прокачивании можно уменьшить, используя гидрофобные покрытия. Моделирование гидрофобных и супергидрофобных покрытий осуществляется с помощью задания на стенках канала граничных условий скольжения потока. Граничные условия скольжения в обычных условиях применяются только для описания течений достаточно разреженного газа. Для газовых потоков применяются граничные условия Максвелла–Смолуховского:

$$u_{\text{ж}} - u_{\text{с}} = \lambda \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \frac{\partial T}{\partial x}, \quad T_{\text{ж}} - T_{\text{с}} = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1.15)$$

В этих уравнениях  $\text{Pr}$  – число Прандтля,  $\sigma_v$  – коэффициент аккомодации тангенциального импульса,  $\sigma_T$  – температурный коэффициент аккомодации,  $\rho$  – плотность газа,  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей.

Обычно, как это было отмечено выше, наступление режима течения со скольжением на стенках определяют по безразмерному числу Кнудсена, который определяется следующим

образом:  $Kn = \lambda / l$ , где  $l$  – характерный размер канала,  $\lambda$  – длина свободного пробега молекул. При  $Kn \leq 0,001$  реализуются условия прилипания на стенке, при  $0,001 \leq Kn < 0,1$  наступают граничные условия скольжения на стенке, при  $0,1 \leq Kn < 10$  – переходный режим,  $Kn > 10$  соответствует свободному молекулярному потоку.

В жидкостях не существует строгого понятия числа Кнудсена для описания условий скольжения на стенке, однако, заменив в условиях Максвелла–Смолуховского физические постоянные на коэффициенты, можно получить граничные условия скольжения скорости на стенке для жидкостей:

$$u_{\text{ж}} - u_{\text{с}} = b \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1.16)$$

Здесь  $b$  – коэффициент скольжения. В макроскопических течениях жидкости в обычных условиях длина скольжения изменяется от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров. И этим эффектом вполне можно пренебречь. Однако в микроканалах наличие скольжения может оказаться значимым. Кроме того, в последнее время появились работы, в которых для увеличения длины скольжения используют различные гидрофобные и супергидрофобные покрытия [67, 68]. При этом в ряде случаев эффективная длина скольжения может достигать микрометров.

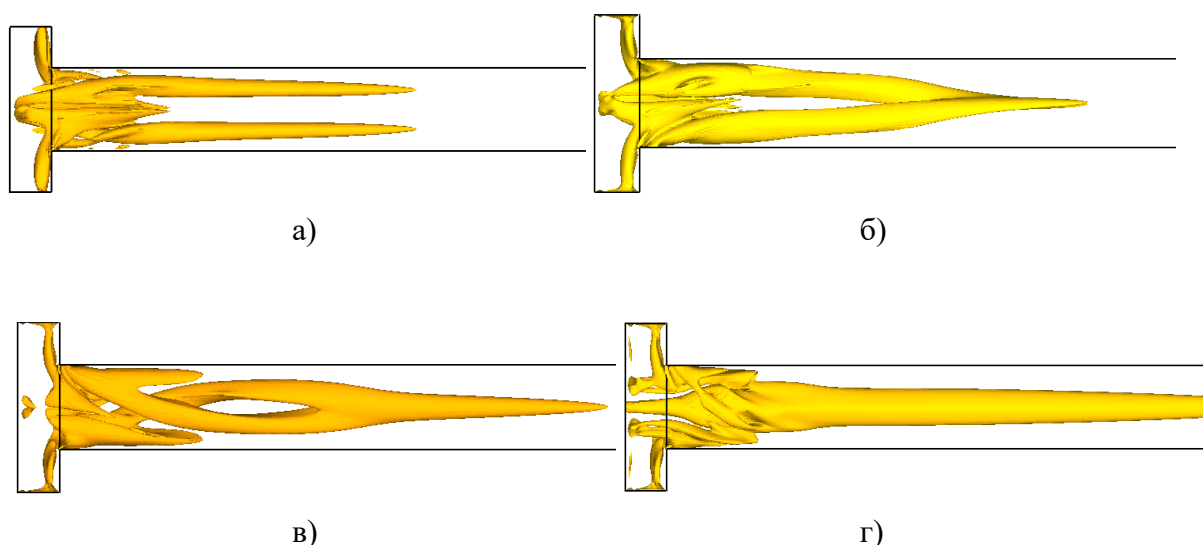


Рис. 1.42 – Вихревая структура потока при различной длине скольжения при числе Рейнольдса, равном 186: а)  $b = 0$ ; б)  $b = 10$  мкм; в)  $b = 30$  мкм; г)  $b = 70$  мкм.

В связи с этим было проведено исследование влияния длины проскальзывания на стенках микромиксера на режимы течения в нем [27, 31]. В данной серии расчетов на всех твердых стенках микромиксера задавались условия скольжения для скорости. Величина которого варьировалась в расчетах от 1 до 80 мкм. В остальном постановка задачи совпадает с

описанными выше. Скольжение на стенках приводит к существенному изменению режимов течения (см. рис. 1.42). При этом значении числа Рейнольдса в отсутствии скольжения в канале смешения образуется S-образная структура течения с двумя вихрями, центры которых параллельны друг другу и стенкам канала. В отсутствии скольжения центры вихрей находятся в центральной продольной плоскости канала смешения. С введением скольжения на стенках канала структура течения в канале смешения начинает изменяться. Центры вихрей начинают смещаться к противоположным стенкам канала смешения. Вихри как бы поворачиваются относительно друг друга. Такое смещение центров вихрей хорошо заметно уже при  $b = 1$  мкм (см. рис. 1.43 (а)).

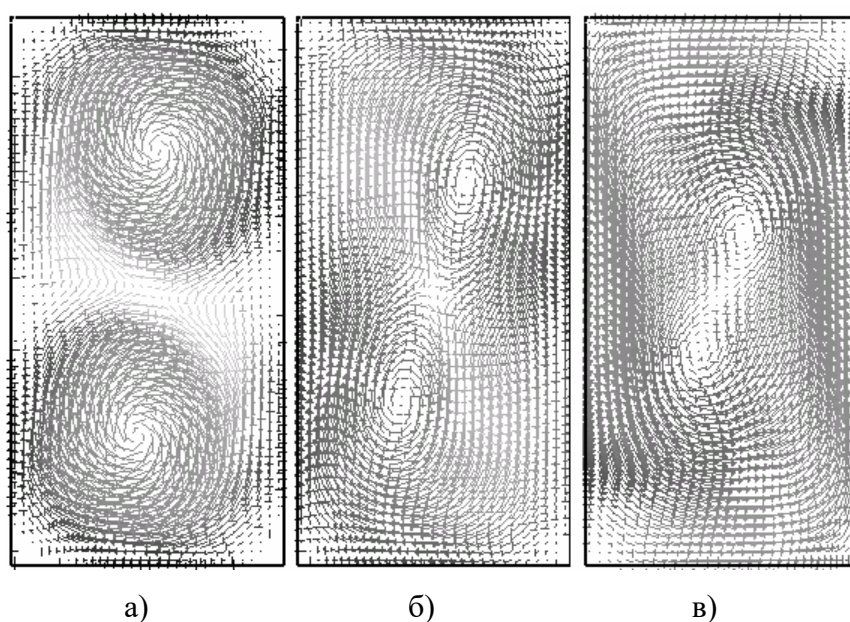


Рис.1.43 – Поле скоростей в поперечном сечении канала смешения на расстоянии 400 мкм от его входа: а)  $b = 1$  мкм, б)  $b = 10$  мкм, в)  $b = 30$  мкм.

С увеличением длины скольжения отклонение центров вихрей от центральной плоскости канала увеличивается. Далее с увеличением длины скольжения течение вновь теряет симметрию. В канале смешения вновь образуется два вихря, которые на некотором расстоянии сливаются в один концентрированный вихрь. Такое слияние вихрей хорошо видно на рис. 1.43 (в) для  $b = 30$  мкм. Расстояние, на котором происходит слияние двух вихрей в один уменьшается с увеличением длины скольжения. Эффективность смешения в этом режиме течения снижается с ростом длины скольжения. При некотором значении длины скольжения слияние вихрей происходит практически у входа в канал смешения. В итоге в канале формируется один вихрь.

На рис. 1.44 представлены результаты моделирования перемешивания жидкостей в данном канале для различных значений числа Рейнольдса и нескольких значениях коэффициента скольжения  $b$ . Как видно, наличие граничных условий скольжения на стенке приводит не только к существенному изменению структуры потока в канале смешения, но и к смещению режимов течения в нем, в частности, влияет на наступление перехода от стационарного вихревого симметричного течения к режиму двух S-образных вихрей. С увеличением значения коэффициента  $b$  наступление данного режима смещается дальше по числу Рейнольдса: при  $b = 10$  мкм отличие составляет 6,5 %, при  $b = 30$  мкм – 10 %. При этом, как видно из рисунка, перепад давлений с увеличением скольжения на стенке существенно уменьшается.

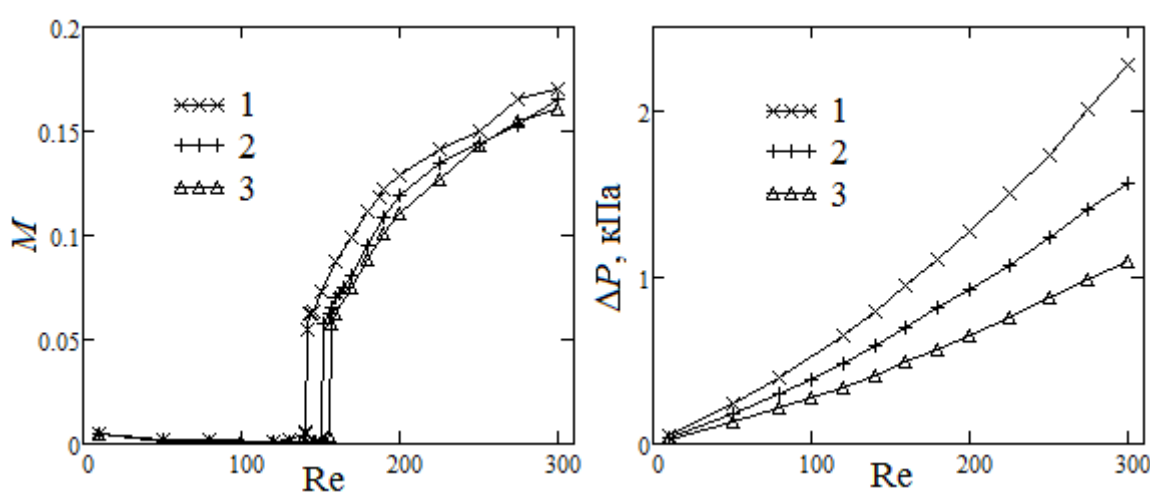


Рис. 1.44 – Зависимость от числа  $Re$  эффективности смешения (а) и перепада давлений (б) в микромиксере,  $b = 0$  (1); 10 мкм (2); 30 мкм (3).

Таким образом, показано, что наличие граничных условий скольжения скорости на стенке существенно меняет характер течения жидкостей в микроканалах. Используя гидрофобные покрытия, можно управлять режимами течения.

### 1.7.2 Исследование влияния шероховатостей стенок

На практике наличие шероховатости на стенках каналов, как правило, сказывается на интегральных характеристиках макротечений. Для микротечений наличие шероховатостей может существенно изменить структуру потока. В данной серии расчетов исследовалось влияние шероховатостей на стенках канала на характеристики течения в микромиксере Т-типа [34]. В расчетах на боковых стенках задавались периодические шероховатости в виде прямоугольных выступов. Высота шероховатости составила 4 мкм, ширина – 2 мкм, расстояние

между ними – 10 мкм. Ширина канала смешения – 200 мкм. Таким образом, относительная высота шероховатостей составила порядка 2 % к гидравлическому диаметру канала, что достаточно велико для макроскопических каналов, но, учитывая трудности с изготовлением, может быть вполне типично для микроканалов. На стенках заданы условия прилипания. Для моделирования использовалась структурированная расчетная сетка со сгущением к выступам на стенках канала. Общее количество расчетных узлов составило около 25 млн. В расчетах варьировалось число Рейнольдса. На рис. 1.45 показаны характерные картины течения в шероховатом канале.

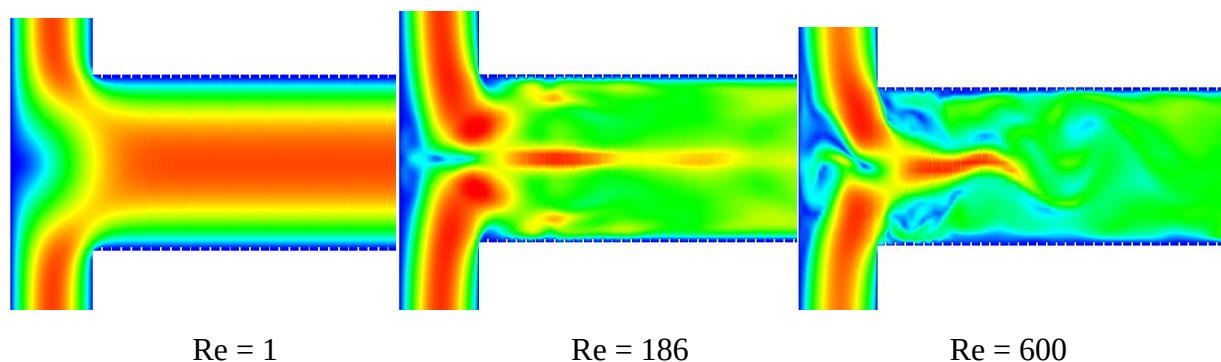


Рис. 1.45 – Модуль скорости в микроканале с шероховатыми стенками.

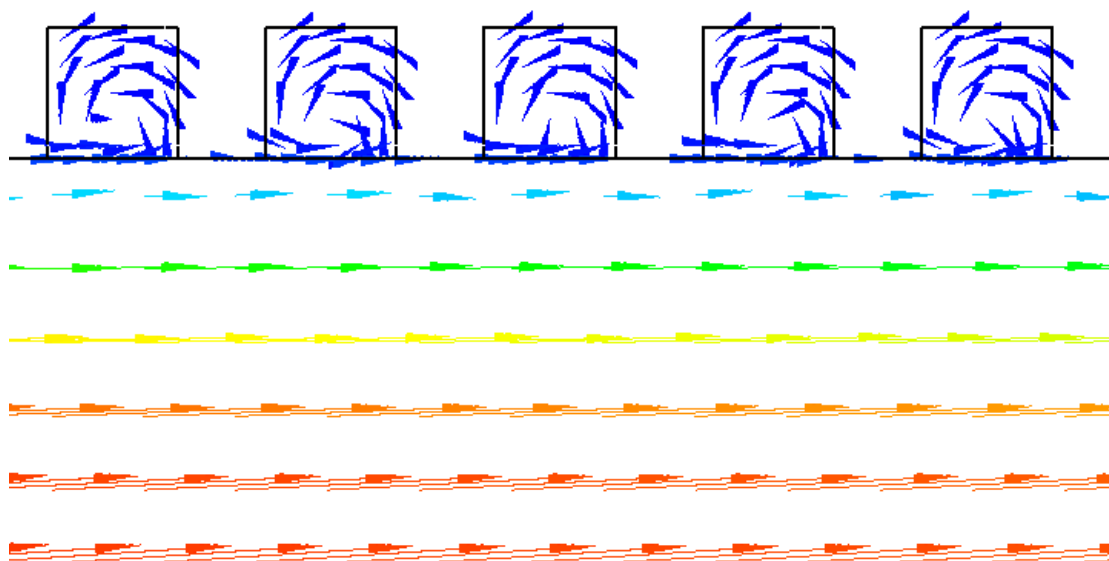


Рис. 1.46 – Структура течения вблизи шероховатостей для  $Re = 300$ .

Надо заметить, что в целом наличие шероховатостей не оказывает значительного влияния на структуру течения в микромиксере (см. рис. 1.45). Наиболее существенные изменения происходят у стенок канала. Поле скорости вблизи шероховатостей показано на рис. 1.46. Как видно при высоких в выступах между шероховатостями формируются вихри.

Наличие шероховатости значительно меняет гидравлическое сопротивление канала смешения. На рис. 1.47 показана зависимость перепада давления от числа Рейнольдса. Верхняя кривая соответствует шероховатому каналу, а нижняя кривая – гладкому каналу. При малых числах Рейнольдса сопротивление меняется слабо. Затем в шероховатом канале сопротивление быстро увеличивается.

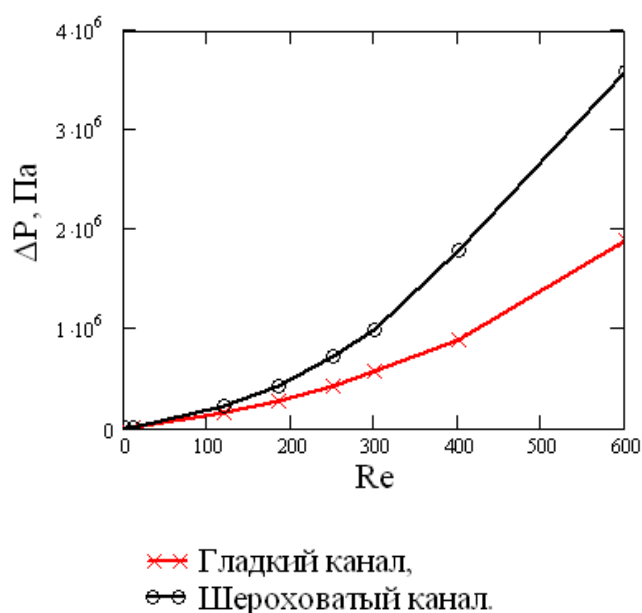
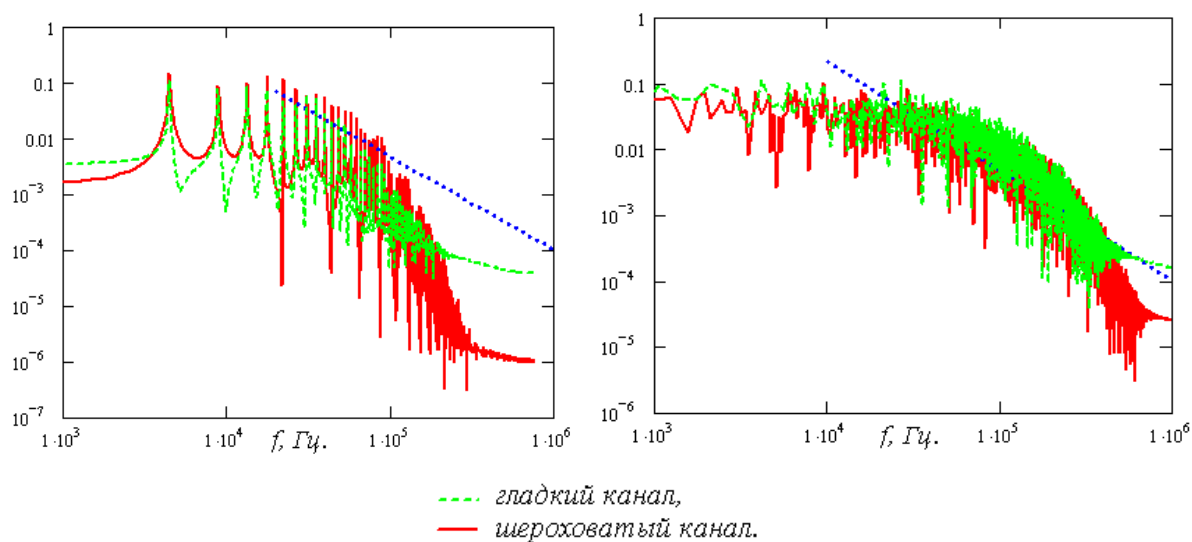


Рис. 1.47 – Зависимость перепада давления в канале от числа Рейнольдса.



а)

б)

Рис. 1.48 – Спектр кинетической энергии пульсаций потока для  $Re = 300$  (а) и  $Re = 600$  (б).



Еще одной характеристикой, на которую могут оказывать влияние шероховатости, являются пульсации потока (см. рис. 1.48). Эти спектры получены в точке, расположенной по центру канала смешения на расстоянии 300 мкм от входа. Для сопоставления на графиках синим цветом приведена кривая, соответствующая закону Колмогорова–Обухова (закон  $-5/3$ ). Сравнение графиков показывает, что наиболее значительные отличия в спектрах для гладкого и шероховатого канала наблюдается для меньшего значения числа Рейнольдса. Видно, что в средней и высокочастотной части спектра шероховатого канала присутствует гораздо больше частот, и спектр шероховатого канала ближе к сплошному. Для  $Re = 600$  различия в спектре гладкого и шероховатого канала выражены слабее. Спектр для  $Re = 600$  в обоих случаях близок к сплошному, что соответствует изотропной турбулентности. По-видимому, поэтому и влияние шероховатости в этом режиме на структуру течения не столь существенное.

### 1.8 Течения в микромиксере S-типа

Еще одним распространенным видом микромиксера является миксер S-типа [26]. Геометрию канала такого миксера можно видеть на рис. 1.49. Для моделирования был выбран миксер со следующими геометрическими размерами: ширина канала смешения 100 мкм, высота 50 мкм, длина перпендикулярного миксеру участка канала 200 мкм, длина параллельного участка 300 мкм. Для данного микромиксера изучена эффективность смешения двух ньютоновских жидкостей в зависимости от числа секций микромиксера. Расчеты проведены для:  $Re = 2$ ,  $Re = 5000$ . В расчетах было исследовано влияние количества секций смешения из которых состоит данный миксер. Результаты расчетов приведены в таблице 1.15. На рис. 1.49 показано смешение в канале с четырьмя криволинейными секциями.

Таблица 1.15 – Результаты моделирования смешения для микроканала S-типа

| Кол-во секций | Перепад давления в S канале, Па | Перепад давления в прямом канале, Па | Смешение в S канале, % | Смешение в прямом канале, % |
|---------------|---------------------------------|--------------------------------------|------------------------|-----------------------------|
| 1             | 283                             | 356                                  | 24,4                   | 8,3                         |
| 2             | 403                             | 547                                  | 32,4                   | 10,3                        |
| 3             | 522                             | 738                                  | 37,4                   | 11,9                        |
| 4             | 641                             | 930                                  | 43,7                   | 13,4                        |
| 8             | 1118                            | 1693                                 | 58,7                   | 18,2                        |

Анализ данных таблицы показывает, что перепад давления между входом и выходом в искривленный канал меньше, чем в прямом канале такого же сечения. Это объясняется тем, что в местах стыковки прямолинейных участков S канала, площадь сечения становится в два раза

больше, это вызывает падение сопротивления канала, и, следовательно, перепада давления. Таким образом, данный микромиксер можно эффективно использовать для смешения двух жидкостей, если длина миксера не является важным параметром оптимизируемой системы.

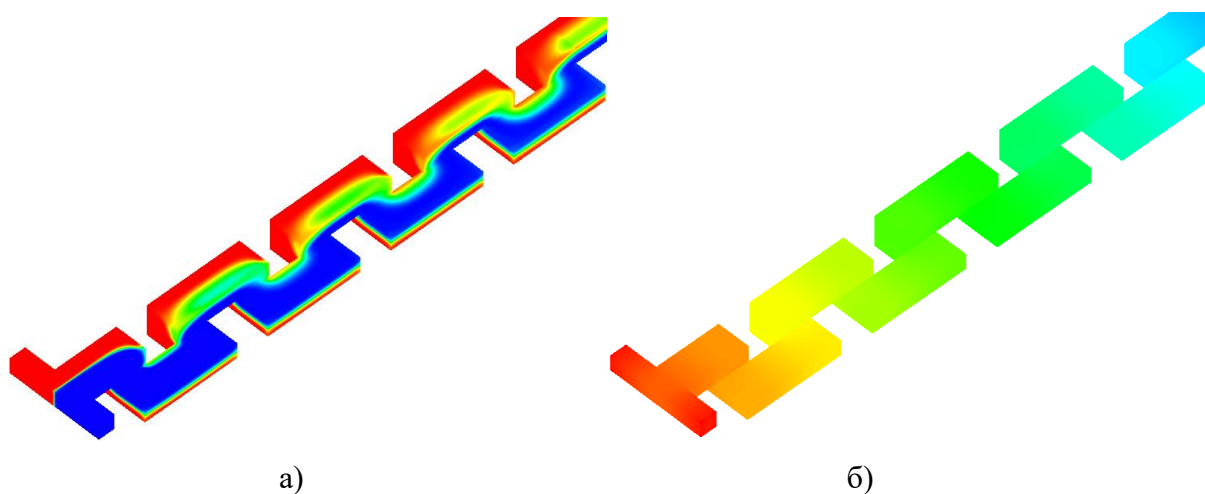


Рис. 1.49 – Изолинии концентрации краски (а) и давления на стенках канала (б).

Поскольку при добавлении криволинейных секций в канал его длина меняется, то здесь так же, как для микромиксера Т-типа, будем анализировать приведенные к длине канала характеристики смешения и сопротивления, показанные на рис. 1.50.

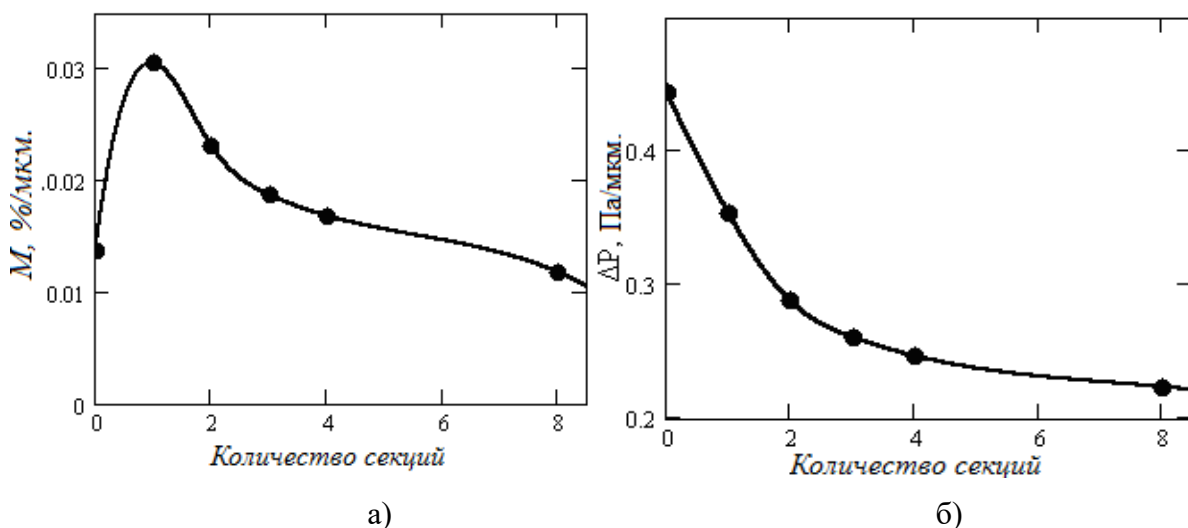


Рис. 1.50 – Приведенные эффективности смешения (а) и потери давления (б) от количества секций смешения для микромиксера S-типа.

Анализ показывает, что приведенная к длине канала эффективность смешения максимальна для миксера с одной криволинейной секцией. Прирост эффективности смешения с

увеличением количества секции для данного типа миксера оказывается не столь значительным. Поэтому приведенная к длине канала эффективность смешения с увеличением количества секций уменьшается. Сопоставление между собой эффективности смешения на единицу длины канала для S- и Т-миксеров говорит о том, что для Т-миксера данная величина в среднем в несколько раз выше. Однако и перепад на единицу длины канала у миксеров Т-типа во много раз выше, чем у миксеров S-типа.

### 1.9 Течения в микромиксерах сложной конфигурации

В данном разделе исследована структура потока и эффективность смешения жидкостей для нескольких распространенных моделей промышленных микромиксеров [44]. Геометрия этих миксеров приведена на рис. 1.51.

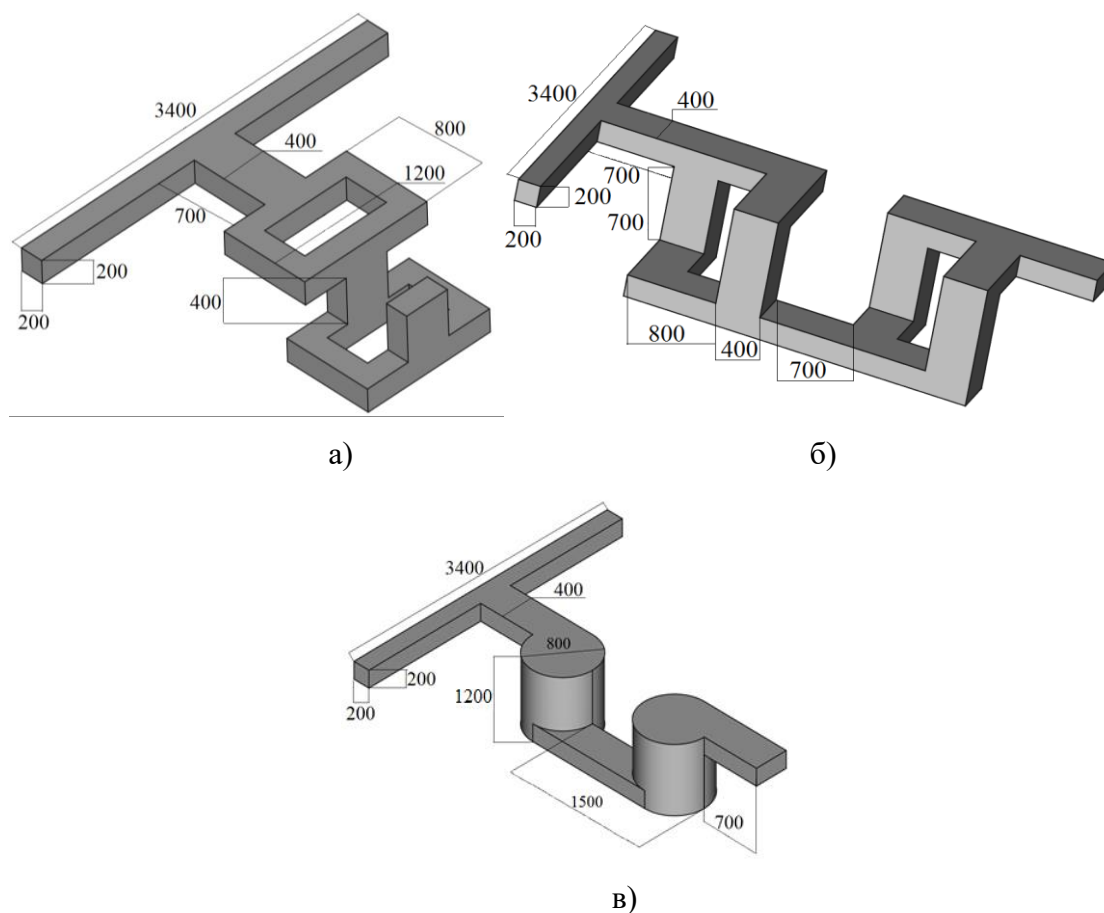


Рис. 1.51 – Геометрия микромиксеров: а) № 1, б) № 2, в) № 3.

В конфигурациях, представленных на рис. 1.51, реализуются различные принципы интенсификации смешения. Геометрия каждого из этих миксеров состоит из набора отдельных

камер смешения. Для улучшения перемешивания количество камер смешения увеличивают. В миксерах, используемых на практике, количество таких камер может быть более десяти. Естественно, при этом возрастают потери давления на прокачивание смеси через такой миксер. Соответственно возникает задача оптимизации. При построении геометрии рассматриваемых миксеров была задана одинаковая входная часть и размеры канала смешения. Это дало возможность сопоставить эффективность работы миксеров с друг другом.

На рис. 1.51 (а) представлена геометрия простейшего из этой серии микромиксера № 1, состоящая из входных каналов, небольшого предварительного канала, к которому подсоединяются камеры смешения. В таком миксере реализуется принцип поочередного разделения и слияния потоков. Попадая в камеру смешения поток, разделяется на два в противоположные стороны. Далее разделенные потоки объединяются в прямом канале и попадают во вторую камеру смешения, где вся последовательность повторяется. При этом при разделении две смешивающиеся жидкости движутся по отдельным каналам.

Более сложным является миксер № 2 (рис. 1.51 (б)). В этом миксере потоки, проходящие по каналам в камере смешения, разделяются на два, один продолжает двигаться прямо, второй уходит в перпендикулярный канал. Далее разделенные потоки вновь объединяются. В отличие от предыдущего миксера при разделении на каналы, смешивающиеся жидкости движутся вместе. Из-за этого площадь контакта смешивающих сред после прохождения первой камеры смешения увеличивается в два раза, второй в четыре раза и так далее. Тем самым реализуется принцип "умножения" потоков.

Микромиксер № 3 (рис. 1.51 (в)) состоит из входных каналов, предварительного канала и цилиндрических камер смешения. Потоки, проходящие по каналу смешения, смешиваются в цилиндрическом канале, после чего попадают в прямой канал, и далее в следующий цилиндр. В этом миксере интенсификация смешения достигается за счет закрутки потока в цилиндрической камере. Наиболее эффективным данный миксер становится при числах  $Re$ , больших 20, когда в камере смешения формируется вихрь.

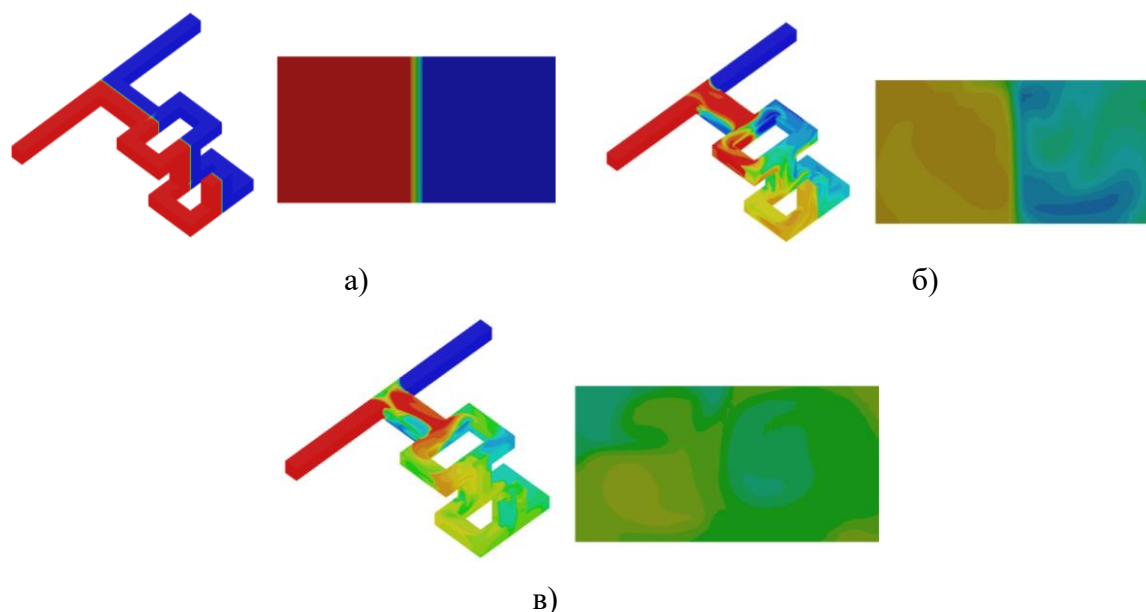


Рис. 1.52 – Распределение концентрации по каналу и на выходе из него для геометрии № 1, а)  $Re = 120$ ; б)  $Re = 160$ ; в)  $Re = 250$ .

Для каждой из рассмотренных геометрий было проведено численное исследование зависимости эффективности перемешивания, гидравлических потерь от числа  $Re$ , а также от количества камер смешения. Постановка моделирования аналогична той, что использовалась для исследования смешения в Т-миксере при высоких числах Рейнольдса. Результаты моделирования смешения двух жидкостей в миксере № 1 приведены на рис. 1.52 в виде распределения поля концентраций этих жидкостей по каналу микромиксера и на выходе из него для нескольких характерных значений числа Рейнольдса. Было обнаружено, что для данной геометрии миксера реализуются фактически те же режимы течения, что и для Т-миксера. Важнейшим из них является режим течения с двумя вихрями в канале смешения, который формируется при  $Re > 145$ . Эффективность смешения для данной геометрии представлена на рис. 1.53 (а). Как видно, зависимость эффективности смешения от числа  $Re$  для данного миксера похожа на аналогичную зависимость для прямого миксера. Также имеется резкий скачок эффективности при переходе режима течения к режиму с двумя вихрями. Сравнение эффективности смешения этого миксера с эффективностью смешения прямого миксера аналогичной длины показывает, что для данного миксера эффективность выше примерно в 1,4 раза для  $Re < 145$ , и в 1,1 раза для  $Re > 145$ . Очевидно, что такой миксер нельзя считать очень эффективным, учитывая сложность с его изготовлением.

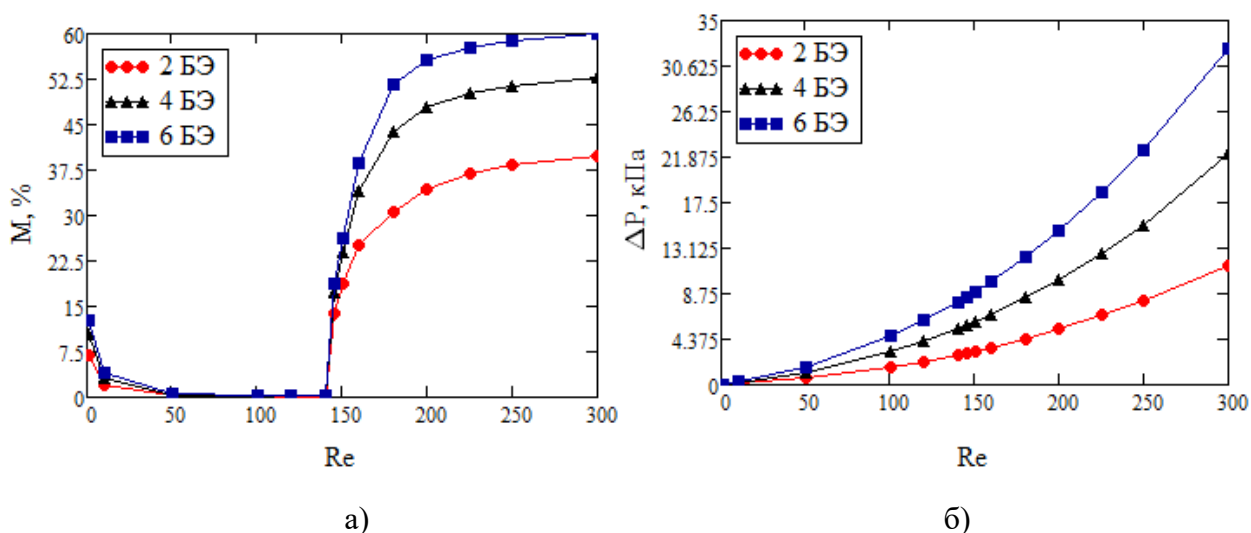


Рис. 1.53 – Зависимость эффективности смешения (а) и перепада давления (б) от числа Re для геометрии №1 с различным количеством камер смешения.

Изучено также влияние числа камер смешения на режимы течения, эффективность смешения и перепад давлений. Результаты моделирования распределения концентраций приведены на рис. 1.54. Показано, что во всем диапазоне чисел Рейнольдса с увеличением количества камер смешения эффективность смешения возрастает (см. рис. 1.54). При этом наиболее значительное влияние наблюдается в области течений  $Re < 145$ . Так, для  $Re = 10$  эффективность смешения для 6 камер в 1,3 раз больше, чем для 4 и в 1,8 раз больше, чем для 2; для  $Re = 180$  эффективность смешения для 6 камер в 1,18 раз больше, чем для 4 и в 1,6 раз больше, чем для 2. Естественно, что с увеличением количества камер смешения возрастает перепад давлений (см. 1.54). Перепад давлений для 6 камер в 1,47 раза выше чем для 4 и в 2,76 раза выше чем у 2.

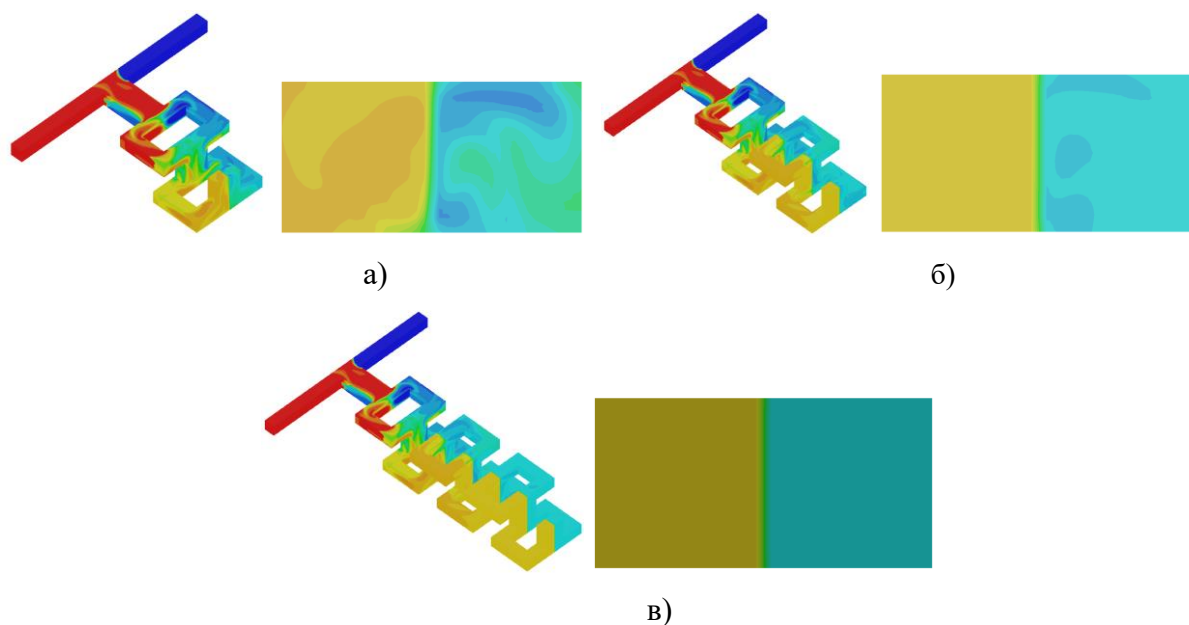


Рис. 1.54 – Распределение концентрации по каналу и на выходе из него для геометрии № 1 при  $Re = 160$ : а) 2 камеры смешения; б) 4 камеры смешения; в) 6 камер смешения.

Аналогичные исследования были проведены и для двух других рассмотренных геометрий миксеров. Результаты приведены на рисунках 1.55 – 1.58.

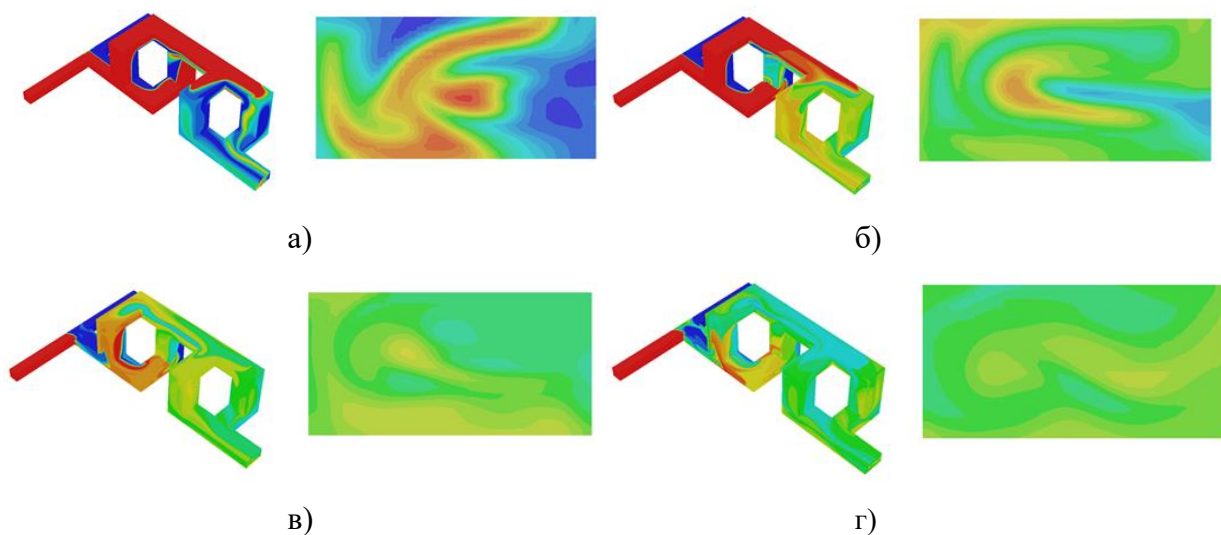


Рис. 1.55 – Распределение концентрации по каналу и на выходе из него для геометрии № 2: а)  $Re = 50$ ; б)  $Re = 120$ ; в)  $Re = 160$ ; г)  $Re = 250$ .

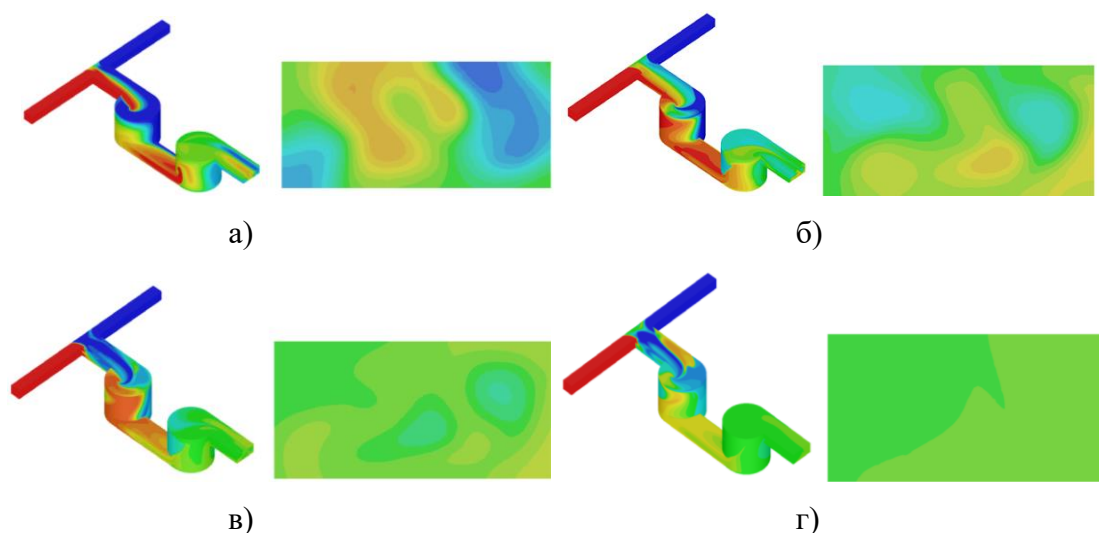


Рис. 1.56 – Распределение концентрации по каналу и на выходе из него для геометрии № 3: а)  $Re = 50$ ; б)  $Re = 120$ ; в)  $Re = 160$ ; г)  $Re = 250$ .

Сравнение эффективности этих миксеров показало, что последние два из них позволяют получить гораздо более высокую степень перемешивания по сравнению с рассмотренным выше миксером (см. рис. 1.57 (а), 1.58 (а)). При этом наблюдается качественное отличие в поведении эффективности смешения в зависимости от числа Рейнольдса. Так для геометрии № 1, также как и для прямого Т-канала, при низких числах Рейнольдса ( $Re < 145$ ) с увеличением  $Re$  эффективность смешения уменьшается. Это связано с тем, что перемешивание в этом случае преимущественно осуществляется в диффузионном режиме, а с увеличением числа Рейнольдса уменьшается время пребывания смеси в миксере, соответственно, ухудшается перемешивание.

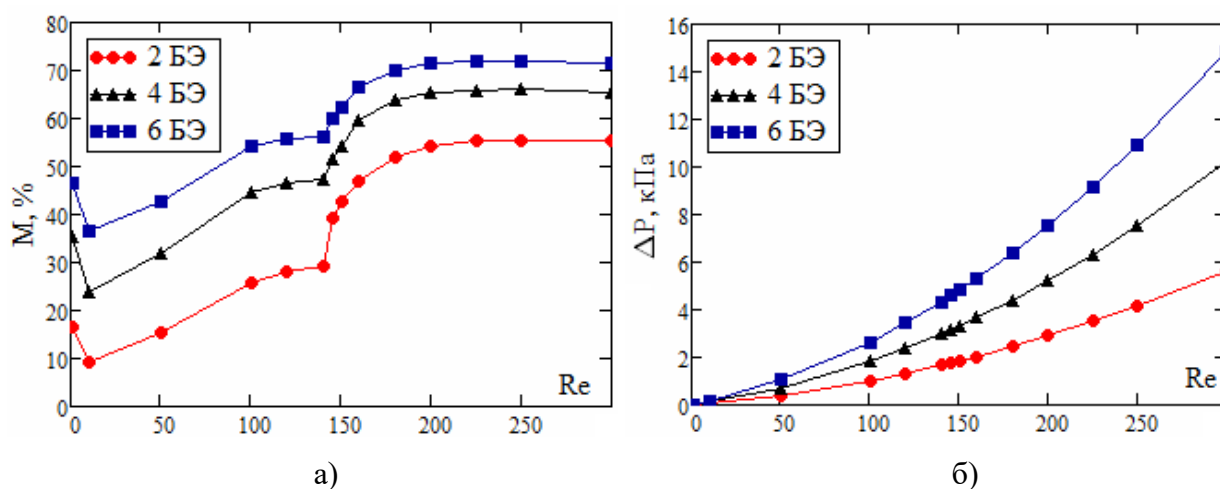


Рис. 1.57 – Зависимость эффективности смешения (а) и перепада давления (б) от числа  $Re$  для геометрии № 2 с различным количеством камер смешения.



Для геометрий № 2 и № 3 большую роль играет перемешивание посредством вихрей, интенсивность которых увеличивается с увеличением числа Рейнольдса. Это и обуславливает тот факт, что с увеличением числа Рейнольдса эффективность смешения для этих миксеров возрастает. В количественном отношении применение этих миксеров в диапазоне чисел  $Re$  от 10 до 145 позволяет увеличить эффективность смешения в тысячи раз по сравнению с аналогичным по длине Т-миксером и миксером № 1. При этом миксер № 3 дает эффективность смешения в среднем на 60 % выше, чем миксер № 2. Также необходимо отметить, что для всех рассмотренных миксеров наблюдается скачок эффективности смешения в области числа  $Re = 140-150$ . Это говорит об изменении режима течения. Анализ структуры потока в миксерах показывает, что при достижении этого значения числа Рейнольдса в канале предварительного смешения, который есть у всех миксеров, происходит формирование двухвихревой S-образной структуры, описанной в разделе 1.5. Далее эта структура распространяется в камеры смешения, дополнительно интенсифицируя перемешивание.

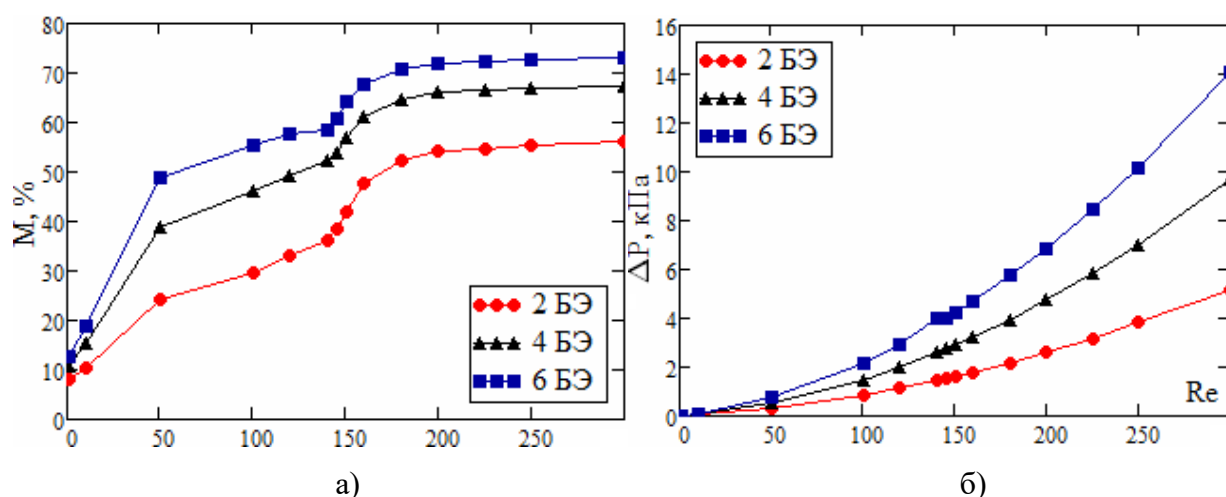


Рис. 1.58 – Зависимость эффективности смешения (а) и перепада давления (б) от числа  $Re$  для геометрии № 3 с различным количеством камер смешения.

На рисунках 1.57 (б) и 1.58 (б) приведены зависимости потерь давления в микрофлюидных миксерах в зависимости от числа  $Re$ . Анализ показывает, что миксеры № 2 и № 3 имеют очень близкие потери давления, в то время как потери давления в миксере № 1 примерно в два раза выше.

Интересно сопоставить эффективность рассмотренных миксеров с учетом затрат на потери давления при прокачивании смеси. Для этого в работе введен критерий эффективности смешения, приведенной к перепаду давления между входом и выходом миксера. Такое сравнение приведено на рис. 1.59. Как видно, приведенная эффективность смешения

значительно различается. Максимальной приведенной эффективностью смешения обладает миксер № 3. В диапазоне чисел  $Re < 145$  он позволяет перемешивать жидкости примерно в 600 раз эффективнее, чем Т-миксер. Миксер № 2 уступает ему по приведенной эффективности примерно в 1,5 раза. Миксер № 1 в этом диапазоне позволяет повысить эффективность перемешивания всего в 1,5 раз по сравнению с прямым каналом. В диапазоне чисел  $Re > 145$  приращение эффективности смешения для миксеров № 2 и № 3 по сравнению с прямым миксером и миксером № 1 не такое существенное, но, тем не менее, составляет около двух раз.

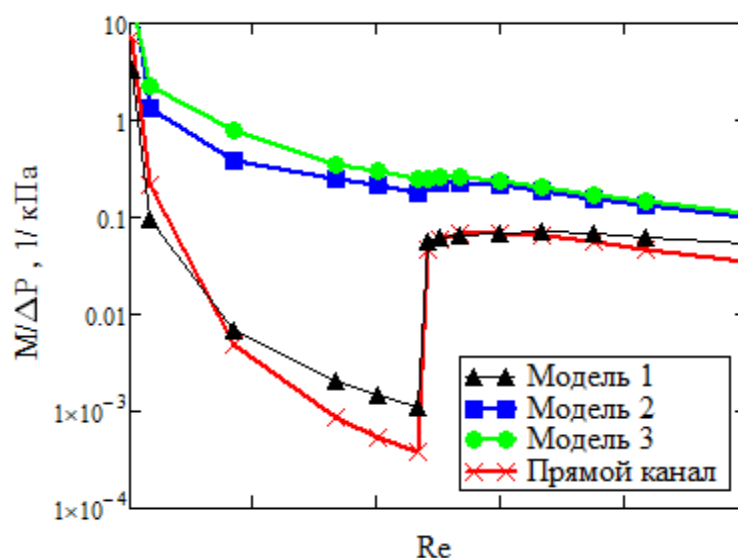


Рис. 1.59 – Приведенная к потерям давления эффективность смешения для различных микромиксеров.

Таким образом, установлено, что с точки зрения общей эффективности работы наилучшим миксером из рассмотренных следует считать миксер № 3 с цилиндрическими камерами смешения, в которых при умеренных числах Рейнольдса происходит формирование концентрированных вихрей, интенсифицирующих перемешивания в сотни раз по сравнению с прямым Т-миксером при тех же затратах на прокачивание.

### 1.10 Процесс смешения в активных микромиксерах

Выше были приведены результаты исследований пассивных микромиксеров, в которых увеличение перемешивания достигается за счет увеличения времени пребывания смеси в миксер или геометрических особенностей канала смешения. Помимо этого, в последнее время стали широко распространяться активные миксеры. В активных миксерах на поток накладываются какие-либо внешние возмущения (акустические, электрические или магнитные

колебания и т. п.). Одним из широко используемых методов активного перемешивания является задание пульсаций расхода на входе в миксер. Этот метод был подробно изучен в наших работах [25, 34].

Ниже приведены результаты исследований процесса смешения в активном микромиксере Т-типа, с шириной канала 200 мкм. Геометрия канала показана на рис. 1.60. В данном случае задавались пульсации расхода на верхнем входе в миксер. Средняя расходная скорость течения в миксере соответствует значению числа Рейнольдса равному 0,3.

В первом варианте расчета рассматривается стационарное течение. В обоих входах скорость жидкости постоянная и равна 1 мм/с. Результат расчета этого варианта приведен на рис. 1.60. Видно, что в пассивном случае перемешивание диффузионное. Эффективность смешения здесь не превышает 10 %.



Рис. 1.60 – Смешение в пассивном микромиксере.

Далее был рассмотрен режим активного смешения жидкости в данном микромиксере. Для этого на верхнем входе задавались колебания скорости по гармоническому закону:  $V = V_0 + V_1 \sin(2\pi ft)$ , где  $f$  – частота и  $V_1$  – амплитуда пульсаций,  $V_0 = 1$  мм/с. В ходе моделирования частота варьировалась в широких пределах от 0,01 до 10 Гц, а амплитуда пульсаций скорости изменялась от  $V_0$  до  $10V_0$ . В расчетах на каждом временном шаге вычислялась мгновенная эффективность смешения. На рис. 1.61 приведены мгновенные значения эффективности перемешивания в зависимости от рассмотренных параметров. Видно, что примерно через 5-10 секунд после начала колебаний потока эффективность смешения выходит на периодический режим. Как и следовало ожидать, с ростом амплитуды пульсаций эффективность смешения в целом повышается. Однако это влияние зависит от частоты колебаний.

Зависимость осредненной эффективности смешения от частоты и амплитуды пульсаций скорости приведена на рис. 1.62. Как видно с ростом частоты пульсаций эффективность смешения в начале растет для всех значений амплитуды пульсаций. На частоте колебаний примерно равной 1 Гц наблюдается максимум эффективности смешения. И далее с

увеличением частоты колебаний эффективность смещения снижается. Зависимость от амплитуды колебаний также, как видно, сложная. При высоких частотах колебаний эффективность смещения монотонно возрастает с увеличением амплитуды колебаний. А при низких частотах зависимость  $M$  от амплитуды имеет максимум при  $V_1 = 5V_0$ .

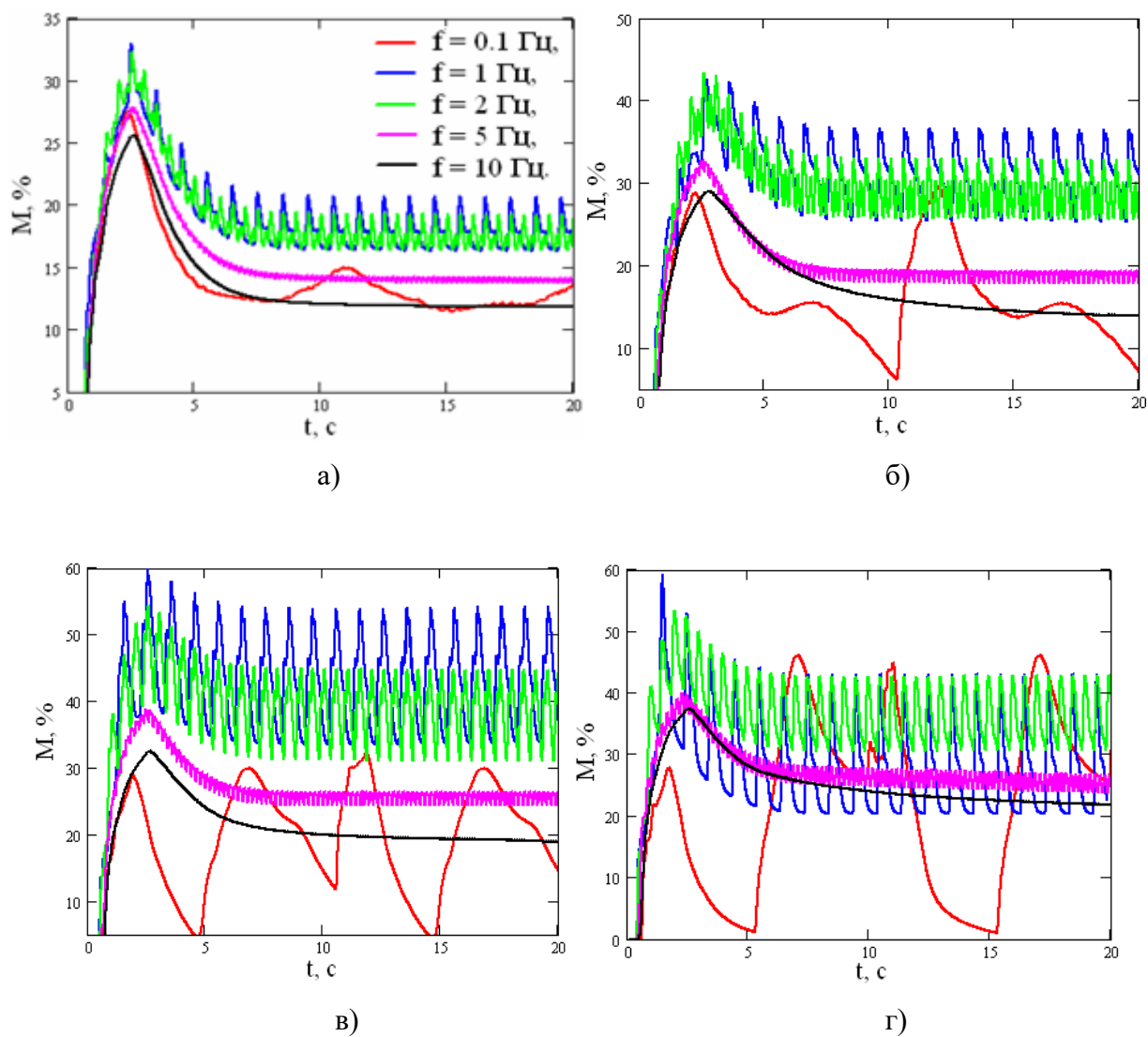


Рис. 1.61 – Мгновенные значение эффективности смещения: (а)  $V_1 = V_0$ , (б)  $V_1 = 2V_0$ ,  
(в)  $V_1 = 5V_0$ , (г)  $V_1 = 10V_0$ .

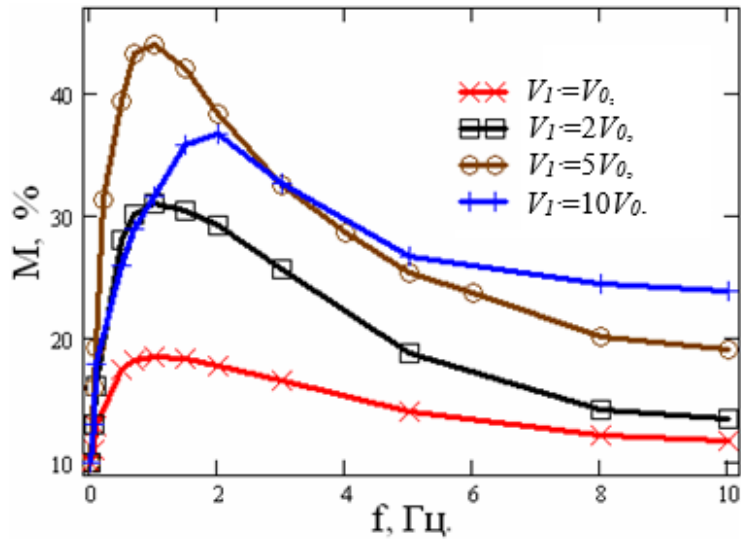


Рис. 1.62 – Зависимость осредненной по времени эффективности смешения от частоты и амплитуды пульсаций.

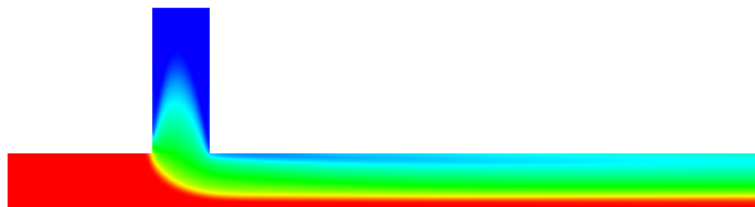
Оптимальные параметры пульсаций зависят от размеров микромиксера. Очевидно, что, если характерное время смешения  $\tau_m$  будет много меньше периода изменения расхода  $\tau_m \ll T_f$ , то это слабо скажется на эффективности смешения, что в целом и демонстрирует рисунок 61. Поэтому для увеличения эффективности смешения необходимо чтобы  $\tau_m \gg T_f$ . С другой стороны, период изменения расхода должен быть меньше, чем время прохождения канала жидкостью  $T_f < \tau_L$ . Исходя из этого можно оценить оптимальную амплитуду колебаний.

Ширина канала  $L = 200$  мкм,  $V_0 = 10^{-3}$  м/с и коэффициент диффузии  $D = 7 \cdot 10^{-11}$  м<sup>2</sup>/с, что соответствует числам  $Re = 0.3$  и  $Pe = 3000$ . Для данных параметров  $\tau_m = \frac{L^2}{D} \sim 560$  с и  $\tau_L = \frac{L}{V_0} \sim 0.2$  с., поэтому оптимальная частота должна удовлетворять условиям  $f < 1/\tau_L = 5$  Гц и  $f \geq 1/\tau_m = 0.002$  Гц. Эти качественные соображения подтверждаются непосредственными расчетами. Действительно, оптимальная частота находится в указанном диапазоне и составляет порядка 1 Гц.

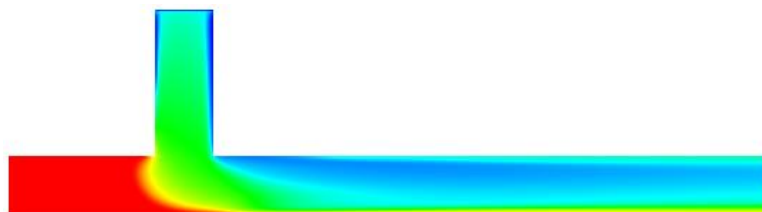
Качественная картина смешения приведена на рис. 1.63 и 1.64. Здесь изображены изолинии осредненной по времени концентрации краски в центральном сечении миксера. Эти иллюстрации хорошо подтверждают количественные результаты относительно оптимальной амплитуды и частоты колебаний расхода на входе.



а)  $f = 1$  Гц,  $V_I = 1$  мм/с.

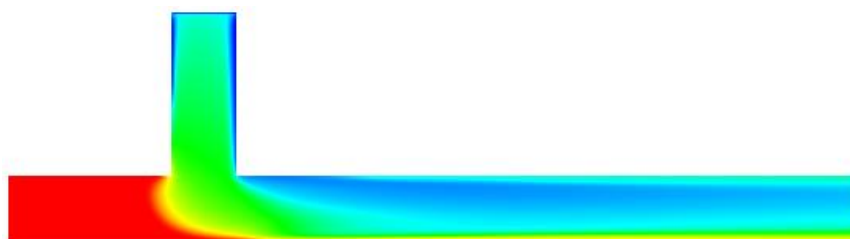


б)  $f = 1$  Гц,  $V_I = 2$  мм/с.

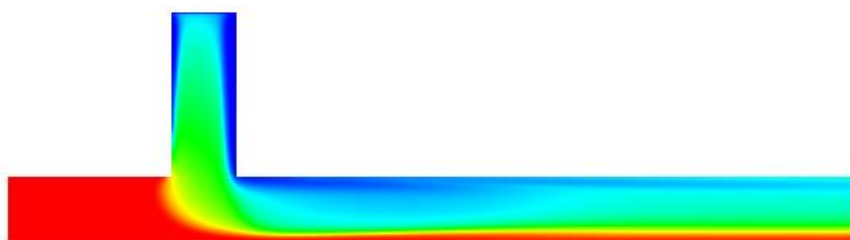


в)  $f = 1$  Гц,  $V_I = 5$  мм/с.

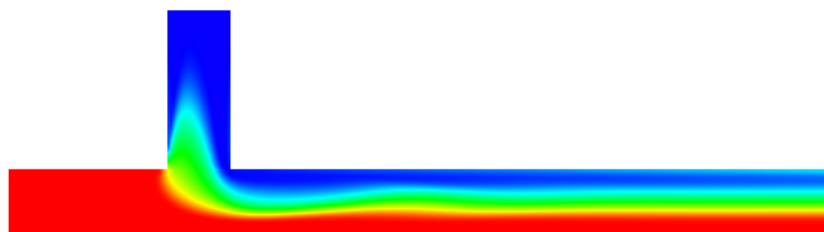
Рис. 1.63 – Изолинии осредненной по времени концентрации краски в поперечном сечении миксера.



а)  $f = 1$  Гц,  $V_I = 5$  мм/с.



б)  $f = 2$  Гц,  $V_I = 5$  мм/с.



в)  $f = 5$  Гц,  $V_I = 5$  мм/с.

Рис. 1.64 – Изолинии осредненной по времени концентрации краски в центральном поперечном сечении миксера.

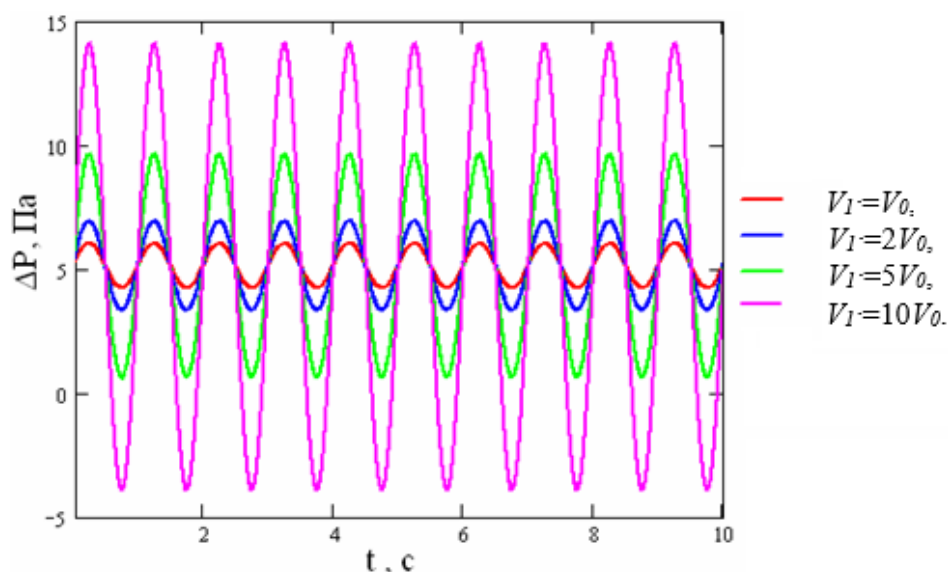


Рис. 1.65 – Зависимость величины перепада давления между верхним входом и выходом от времени для различной амплитуды пульсаций скорости на входе.

Что касается потерь давления в микроканале, то для стационарного течения (без пульсации скорости) он равен  $\Delta P = 5,15$  МПа. Зависимость величины перепада давления между верхним входом и выходом от времени для различной амплитуды пульсаций скорости при частоте 1 Гц приведена на рис. 1.65. Если эти зависимости усреднить по времени, то получается указанная величина перепада давления в стационарном расчете  $\Delta P = 5,15$  МПа. Естественно, что в процессе колебаний она значительно повышается.

Аналогичное исследование активного перемешивания для Т-миксера было проведено и для более высоких чисел Рейнольдса. Исследование проведено для трех значений числа Рейнольдса:  $Re = 120$  – симметричный стационарный режим,  $Re = 186$  – несимметричный стационарный режим,  $Re = 250$  – нестационарный периодический режим. Зависимость осредненной по времени эффективности смешения от частоты колебаний расхода при амплитуде колебаний 20 % показана на рис. 1.66. Анализ данных показал, что применение

колебаний расхода для Т-миксера целесообразно только в диапазоне чисел Рейнольдса, меньших 145. В этом диапазоне наличие колебаний расхода на одном из входов в миксер с частотой около 1 Гц позволяет примерно в 30 раз интенсифицировать смешение. В случае, если число Рейнольдса превышает 145 и течение перешло в режим двухвихревой S-образной структуры, колебания оказывают очень слабое влияние на эффективность смешения, по крайней мере, для умеренных амплитуд колебаний расхода (20–40 % от стационарного значения). В этих режимах организация колебаний расхода нецелесообразна.

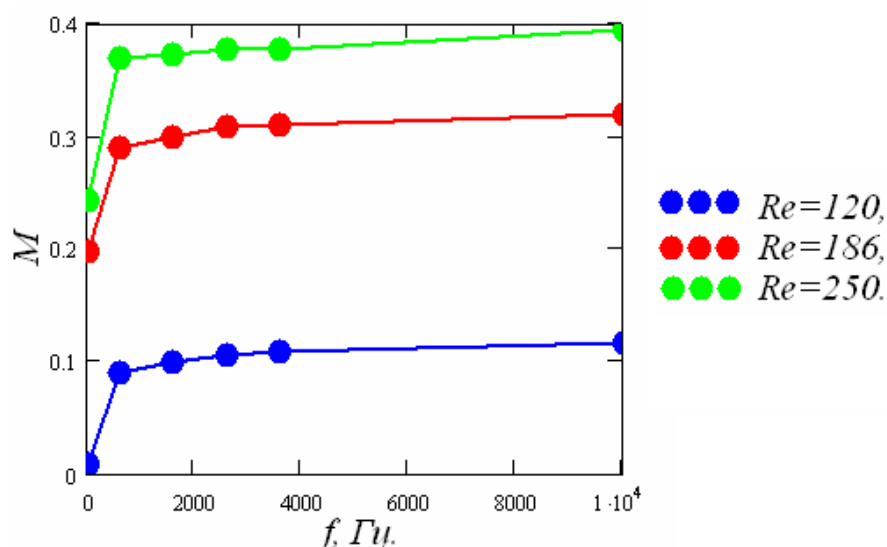


Рис. 1.66 – Зависимость эффективности смешения от частоты пульсаций расхода на входе для разных значений числа Рейнольдса.

## Выводы по главе 1

Разработана и адаптирована математическая модель и численная методика для описания многокомпонентных потоков с учетом диффузии и теплообмена в микроканалах, в том числе и для наножидкостей. Модель построена на базе гидродинамического подхода, основанного на численном решении уравнений Навье–Стокса и учитывает реологию и условия скольжения на стенках микроканалов. Тестирование разработанного численного алгоритма, выполненное на решении ряда задач гидродинамики в микроканалах, показало его высокую эффективность. Численные решения всех рассмотренных тестовых задач хорошо качественно и количественно согласуются с соответствующими экспериментальными данными, что свидетельствует не только о достоверности и надежности предложенного численного алгоритма, но и еще раз подтверждает



обоснованность применения уравнений Навье–Стокса для моделирования течений в микроканалах рассматриваемого диапазона размеров.

При помощи численного моделирования было проведено систематическое исследование режимов течения и оптимизация процесса смешения жидкостей в различных микромиксерах. При этом были рассмотрены как наиболее простые и распространенные формы миксеров, так и микромиксеры со сложной геометрией, применяемые на практике. Изучено влияние геометрии каналов, числа Рейнольдса, свойств смешиваемых жидкостей, входной температуры, условий скольжения и шероховатостей на стенках канала на режимы течения и эффективность смешения. Проведенное исследование процессов смешения жидкостей в микромиксерах показало, что даже незначительная оптимизация формы каналов позволяет существенно увеличить эффективность смешения (в некоторых случаях в разы!) при незначительном росте сопротивления.

В целях уменьшения сопротивления микроканалов было изучено влияние гидрофобных и супергидрофобных покрытий стенок канала. Показано существенное падение сопротивления при практически неизменных характеристиках смешения. Установлено, что, помимо геометрии миксера, определяющее значение на эффективность его работы имеет режим течения в нем. С практической точки зрения наибольший интерес представляет режим с образованием двухвихревой S-образной структуры, при переходе к которому эффективность смешения увеличивается в десятки раз без дополнительного роста потерь давления. Проведено систематическое исследование факторов, способствующих наступлению данного режима.

## Глава 2. Исследование двухфазных течений в микроканалах

Развитие микрофлюидики способствовало бурному развитию исследований двухфазных течений в микроскопических каналах. Многофазные потоки в микроканалах широко используются в различных приложениях [1–5]. Кроме того, они широко распространены в различных природных объектах: течения нефтеносных флюидов в пористых средах, в биологических системах и т. д.

Среди исследований двухфазных течений в микроканалах наибольшее распространение получили исследования газожидкостных потоков. Это, прежде всего, связано с задачами интенсификации процессов теплообмена. Традиционные системы охлаждения не справляются со все возрастающими плотностями теплового потока в микроэлектронном оборудовании. В микроканалах с уменьшением размеров каналов увеличивается отношение поверхности канала к его объему, и это приводит к высокой интенсивности теплоотвода [3–7]. Особенно это касается двухфазных потоков в микроканалах, где можно реализовать чрезвычайно тонкие жидкие пленки теплоносителя с огромными значениями коэффициента теплоотдачи. Отдельно можно выделить процессы кипения жидкостей в микроканалах, в которых достигаются рекордные значения плотности теплового потока [6]. Интерес к этим приложениям обуславливает огромное число работ, выполненных по этой тематике в последние годы (см., например, [6–15] и цитируемую там литературу).

Несмотря на это, результаты исследований двухфазного потока в микроканалах не всегда однозначны и нередко содержат определенные противоречия относительно границ режимов течения. В настоящее время в микроканалах обычно выделяют следующие режимы течения газожидкостного потока [10–15]. Пузырьковый режим, при котором много мелких пузырей распределены по всему объему канала. Снарядный режим, при котором размер газовых пузырей становится сопоставимым с размером канала, при этом пузыри могут быть достаточно вытянутыми. В этом случае между стенкой и газовыми снарядами образуется тонкая пленка жидкости, которая испаряется, тем самым увеличивая отводимый тепловой поток. Кольцевой режим, при котором газ непрерывным потоком движется по центру канала, по стенкам которого движется жидкая пленка. В зависимости от условий газовый поток может срывать с жидкой пленки отдельные капли, пленка может разрываться на отдельные фрагменты и струи и т. д. Капельный режим, при котором вся жидкость движется в виде отдельных капель в несущем газовом потоке. Некоторые авторы выделяют также промежуточные режимы, реализуемые в микроканалах: дисперсно-пузырьковый, снарядно-кольцевой, вспененный, струйный, ривулетный, стратифицированный.

Другим важным классом течений в микроканалах являются течения несмешивающихся жидкостей, также интенсивно исследуемые [16–24]. Такие течения широко распространены в химической, пищевой и фармацевтической промышленности и обладают богатым разнообразием режимов течения. Из-за малых размеров режимы течения в микроканалах отличаются преобладанием капиллярных сил над силами тяжести и инерции. При этом нужно заметить, что данных о картах режимов для этого класса течений в микроканалах существенно меньше, чем для газожидкостных потоков. В настоящее время обнаружены следующие режимы течения несмешивающихся двухкомпонентных потоков в микроканалах: капельный, снарядный, скользяще-снарядный, стратифицированный (параллельный), серпантинный, кольцевой и множество промежуточных режимов. Возникновение того или иного режима течения определяется балансом сил. В микроканалах это, как правило, силы межфазного натяжения, инерции и вязкости.

В настоящий момент нет единого мнения насчет того, по каким параметрам строить карты режимов течений для двухфазных потоков в микроканалах. Во многих, обычно более ранних, работах для характеристики режимов течения использовались скорости, расходы фаз [15, 18, 25], или числа Рейнольдса [18]. В работе Zhao et al. [22] карта режимов течения построена относительно числа Вебера ( $We$ ), которое отвечает за баланс сил инерции и поверхностного натяжения. В работе [23] режимы течений несмешивающихся жидкостей были построены в виде зависимостей капиллярного числа  $Ca$  для несущей фазы и числа Вебера для дисперсной фазы. В работе Кашида и др. [24] для описания режимов течения жидкость–жидкость в микроканалах было предложено использовать число Лапласа ( $La = Re/Ca$ ) для несущей фазы и размерный критерий  $(Re d)/\alpha$  для дисперсной фазы, где  $d$  – гидравлический диаметр канала,  $\alpha$  – объемная доля дисперсной фазы. Часто для описания режимов течения встречается комбинация чисел  $Re^a We^b$  в различных степенях. Пример такого представления можно найти в работе [26]. Однако такого рода представления нельзя рассматривать как универсальные. По-видимому, наиболее общим критерием для описания режимов несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения на сегодняшний день следует рассматривать критерий, предложенный в работах А. А. Ягодницыной [19–21]. Это произведение чисел Вебера и Онезорге ( $WeOh$ ). Число Онезорге – критерий, отвечающий за отношение вязкостных сил к силам поверхностного натяжения. Таким образом, с помощью предложенного критерия удалось построить относительно универсальную карту режимов для течений несмешивающихся жидкостей в микроканале Т-типа.

Однако границы между режимами существенно различаются в зависимости от условий проведения эксперимента. На изменение режимов течения двухфазных потоков в

микроканалах, помимо прочего, оказывают влияние геометрия и форма канала, характеристики входного участка. В некруглых каналах наблюдается скопление жидкости в углах канала. Это приводит к увеличению площади, занимаемой жидкостью, и уменьшению площади газового потока, что в значительной мере способствует переходу к кольцевому режиму течения и формированию ривулетных течений. По этой причине для прямоугольных каналов переход к кольцевому режиму начинается существенно раньше.

Кроме таких свойств жидкостей, как вязкость и межфазное натяжение, на режимы течения двухфазных потоков в микроканалах важнейшее влияние оказывают условия смачивания на стенках. Изменением контактного угла на стенке канала можно существенно менять или сдвигать те или иные режимы течения двухфазных потоков в микроканалах. Однако до сих пор нет моделей, которые бы точно прогнозировали карту режимов с учетом условий смачиваемости поверхности. Создание таких универсальных моделей осложнено тем, что поведение контактной линии на стенках микроканала во многих случаях нельзя описать равновесным значением краевого угла смачивания. Необходимо учитывать динамическое поведение контактного угла [26–30].

Для описания течений данного класса широко применяется численное моделирование, которое в данном случае имеет свои существенные особенности, связанные с доминирующей ролью капиллярных сил. Существенное преобладание капиллярных сил над силами вязкости и инерции зачастую приводит к неконсервативности массы в численном решении, появлению нефизичных токов на границе раздела фаз и др. Особенно остро эта проблема стоит для низких значений капиллярного числа  $Ca < 10^{-6}$ . Такие режимы течения встречаются, например, при течении нефтеносных флюидов в пористых средах.

Численное моделирование двухфазных течений в микроканале производится в большинстве случаев с использованием метода прямого численного моделирования DNS с отслеживанием межфазной границы [31–36]. Надо отметить, что для моделирования двухфазных потоков с подвижной границей в общем случае существуют три большие группы методов: лагранжевы, эйлеровы и бессеточные [37–43]. Но для прямого численного моделирования двухфазных потоков в микроканалах в основном используются эйлеровы методы VOF (Volume of Fluid) [41] и Level set [43]. Это обусловлено, как уже было сказано выше, доминирующей ролью капиллярных сил и взаимодействия со стенками для двухфазных потоков в микроканалах. Типичный пример использования метода VOF для численного исследования двухжидкостного течения вода–масло в микроканалах представлен в работе [34]. Для моделирования использовался классический VOF-метод и модель смачиваемости с фиксированным значением краевого угла. Исследовано влияние скоростей воды и масла, а

также размеров канала на режимы течения смеси. Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [44]. Примером использования Level-set-метода является работа [45], в которой исследована деформация капель в Т-миксере и получено очень хорошее согласие с экспериментом. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. Метод VOF является консервативным и обеспечивает сохранение массы. Его основным недостатком являются проблемы, возникающие при решении уравнения конвективного переноса для разрывной функции маркера. Эти проблемы решают при помощи ENO- (Essentially Non-Oscillatory), WENO- (Weighted Essentially Non-Oscillatory) или TVD- (Total Variation Diminishing) схем на однородных сетках. Кроме того, широко используют адаптивные к подвижной границе раздела расчетные сетки. Также применяют специальные методики, основанные на «геометрической реконструкции» поверхности, примером которых может являться схема Юнга.

Как уже было сказано, при рассмотрении двухфазных течений в микроканалах необходимо моделировать силы межфазного натяжения. При этом для вычисления межфазных сил используются различные неявные подходы. Здесь наиболее распространенными являются CSF- (Continuum Surface Force) [46] и CSS- (Continuum Surface Stress) [47] алгоритмы. Идея этих подходов заключается в введении в уравнения сохранения импульса смеси дополнительной объемной силы для CSF-алгоритма или дополнительных напряжений для CSS-алгоритма. Последний алгоритм считается более консервативным. Основной проблемой здесь является появление искусственных нефизичных течений на границе раздела из-за дисбаланса сил поверхностного натяжения и градиента давления. Эту проблему решают, используя различные сглаживающие алгоритмы.

В последнее время большую популярность для исследования двухфазных течений в микроканалах получили различные разновидности метода решеточных уравнений Больцмана (LBM) [48]. Примеров успешного применения LBM для моделирования газожидкостных и двухжидкостных потоков в микроканалах достаточно много [49–50]. Решеточные уравнения Больцмана существенно быстрее, чем CFD-подходы, основанные на методе конечных разностей или конечных объемов. LBM легко реализуются и хорошо масштабируются при распараллеливании вычислений. Кроме того, этот подход работает в гораздо более широком диапазоне чисел Кнудсена, поэтому его распространение для моделирования микротечений, по-видимому, будет увеличиваться.

Отдельно нужно отметить развитие моделей, связанных с расчетами многофазных потоков в микропористых средах. Эти задачи в последнее время стали очень актуальны в связи

с развитием технологий так называемого цифрового ядра (фрагмента горной породы), которые используются для изучения течений нефтеносных флюидов.

Для моделирования течения нефти широко используются модели многофазных течений в пористой среде. Эти модели для трехфазных систем (нефть–газ–вода) реализованы во многих специализированных программных продуктах для гидродинамического моделирования (Eclipse, t-Navigator и другие). Данные модели описываются уравнениями механики сплошной среды в пористой среде для многофазного потока, полученными путем объемного осреднения непрерывных уравнений по каждому объему эйлеровой сетки. При этом в отличие от подхода прямого моделирования, описанного выше, в данных моделях не описывается граница раздела между фазами. Фазы осреднены по объему пористой среды, и явления на границе фаз моделируются с помощью эмпирических подмоделей относительной фазовой проницаемости и капиллярного давления.

Отдельным направлением можно выделить моделирование двухфазных течений в микропористых средах, для расчета которых используются сетевые (одномерные) подходы. Модели поровых сетей являются наиболее широко используемыми численными методами для исследования двухфазного течения нефтеносных флюидов в пористых горных породах [51–52]. Эти модели используют микрофотографии пористой породы для создания одномерной сети каналов и позволяют удовлетворительно предсказывать характеристики течения. Однако эти модели следует рассматривать как эмпирические, поскольку, чтобы получить хорошее согласие с экспериментом, необходима корректировка расчетных параметров.

Таким образом, несмотря на то, что для исследований двухфазных и двухжидкостных потоков в микроканалах достаточно широко используется численное моделирование и существует немало методов для расчета этих течений, здесь остается немало нерешенных проблем, прежде всего связанных с аккуратным учетом сил межфазного натяжения, моделированием контактной линии и эффектов смачивания поверхности. В связи с этим разработка эффективной и достоверной численной методики моделирования двухфазных течений в микроканалах остается актуальной задачей. В данной главе представлены результаты разработки и тестирования методики моделирования двухфазных потоков в микроканалах, а также результаты расчетных исследований этих течений. Эта глава базируется на публикациях [53–65 и 91–93].

## 2.1 Математическая модель и численный алгоритм расчета двухфазных течений в микроканалах

В данной диссертации для моделирования двухфазных и двухжидкостных потоков в микроканалах была разработана численная методика, базирующаяся на VOF-методе [41]. Данный метод позволяет моделировать несмешивающиеся многокомпонентные потоки газ–жидкость или жидкость–жидкость, решая уравнения сохранения массы и импульса и используя объемную долю каждой фазы. Для этого в каждой расчетной ячейке (см. рис 2.1) в рассмотрение вводится объемная доля второй фазы  $\alpha$  и объемная доля первой фазы  $\beta$ . Поскольку  $\alpha + \beta = 1$ , достаточно использовать только объемную долю второй фазы  $\alpha$ . В этом случае плотность и вязкость смеси, входящей в уравнения Навье–Стокса, определяются следующим образом:

$$\rho = \rho_2(\varphi)\alpha + (1 - \alpha)\rho_1 \quad (2.1)$$

$$\mu = \mu_2(\varphi)\alpha + (1 - \alpha)\mu_1 \quad (2.2)$$

Здесь  $\rho_1, \mu_1$  – плотность и вязкость первой фазы, а  $\rho_2(\varphi), \mu_2(\varphi)$  – плотность и вязкость второй фазы. Поскольку в качестве одной фаз в диссертационной работе рассматривается использование наножидкости, то методика в общем случае учитывает зависимость ее свойств от концентрации наночастиц  $\varphi$ .

Уравнение сохранения массы в этом случае имеет стандартный вид (2.3):

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho \cdot \vec{V}) = 0 \quad (2.3)$$

Здесь  $\vec{V}$  – вектор скорости смеси, для определения которого решается уравнение количества движения (2.4), где  $p$  – статическое давление смеси,  $\vec{F}_s$  – это вектор объемной силы, вызванный капиллярными силами:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{V}) + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \vec{V} + \nabla \vec{V}^T)] + \vec{F}_s, \quad (2.4)$$

Для моделирования движения межфазной границы раздела в процессе двухфазного течения решается следующее уравнение переноса:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{V}) = 0 \quad (2.5)$$

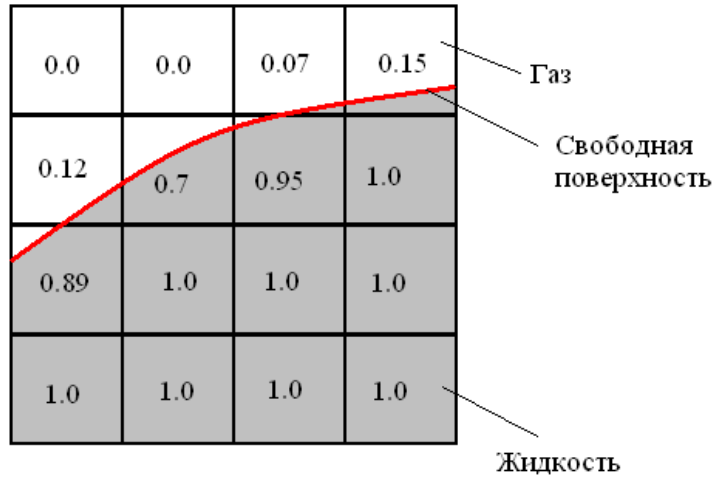


Рис. 2.1 – Задание границы задела фаз с помощью объемной доли фаз в расчетной ячейке.

Для моделирования поверхностного натяжения при течении двухфазных потоков в микроканалах использовался алгоритм континуальной поверхностной силы (CSF), предложенный Brackbill et al. [46].

В этом методе эффекты поверхностного натяжения моделируются путем добавления источника в уравнение импульса:

$$\vec{F}_s = \sigma(\varphi)k\nabla\alpha \quad (2.6)$$

$\sigma(\varphi)$  – коэффициент межфазного натяжения, которое в случае использования наножидкости зависит от концентрации наночастиц,  $k$  – кривизна границы раздела, которая определяется как:

$$k = \nabla \left( \frac{\vec{n}}{|\vec{n}|} \right) \quad (2.7)$$

Здесь  $\vec{n}$  – вектор нормали к границе раздела фаз, который определяется в объеме расчетной области следующим образом:

$$\vec{n} = \nabla\alpha \quad (2.8)$$

На стенках расчетной области вектор нормали определяется с помощью следующего выражения:

$$\vec{n} = \vec{n}_w \cos(\theta(\varphi)) + \vec{\tau}_w \sin(\theta(\varphi)) \quad (2.9)$$

Здесь  $\theta(\varphi)$  – угол контакта на стенке,  $\vec{n}_w$  – перпендикулярно вектору стенки,  $\vec{\tau}_w$  – касательно вектора стенки (см. рис. 2.2).

При моделировании несмешивающихся течений с наножидкостями в расчетах использованы экспериментально измеренные значения вязкости  $\mu(\varphi)$ , плотности  $\rho(\varphi)$ ,



межфазного натяжения  $\sigma(\varphi)$  и угла смачивания  $\theta(\varphi)$  наносuspензии в зависимости от концентрации  $\varphi$  и размера частиц. Эти данные приведены в разделе 2.4 данной главы.

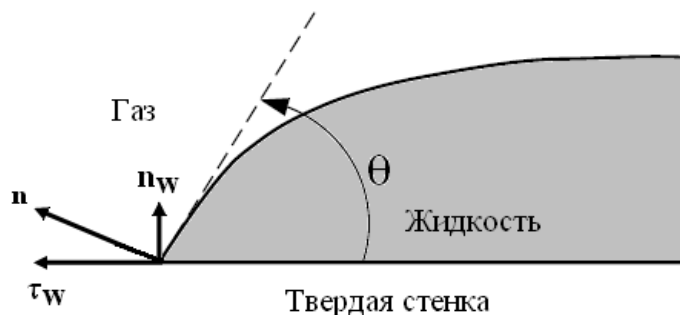


Рис. 2.2 – Условия на линии контакта.

### 2.1.1 Моделирование контактного угла

Капли различных жидкостей ведут себя по-разному на одной и той же поверхности, это связано с природой жидкости, подложкой и контактным углом. Наиболее очевидной характеристикой смачивания является краевой угол  $\theta$ , определяемый как угол между стенкой и касательной в точке соприкосновения трех фаз.

Согласно уравнению Юнга, равновесный краевой угол  $\theta$  зависит от соотношения значений напряжений  $\sigma$  на границах соприкосновения фаз:

$$\cos(\theta) = \frac{\sigma_{s-l1} - \sigma_{s-l2}}{\sigma_{l1-l2}}. \quad (2.10)$$

Угол смачивания  $\theta$  влияет на то, как жидкость будет распространяться по твердой поверхности. При движущейся контактной линии, как и при распространении капель на подложках, краевой угол является динамическим и может значительно отклоняться от равновесного значения. Равновесное  $\theta$  значение контактного угла находится между значениями углов натекания  $\theta_A$  и оттекания  $\theta_R$ . Разность углов  $\theta_A$  и  $\theta_R$  называется гистерезисом контактного угла. Очень важным обстоятельством является то, что с увеличением скорости контактной линии  $U_{CL}$  углов натекания  $\theta_A$  будет увеличиваться, а угол оттекания  $\theta_R$ , напротив, уменьшаться. Важность поверхностного натяжения и, в частности, динамических контактных углов контакта, возрастает с уменьшением числа Вебера или капиллярного числа, что характерно для течений в микроканалах. В этих условиях использование адекватной модели динамического угла контакта имеет решающее значение для описания режимов течения. Моделирование динамического контактного угла является очень сложной задачей. Прежде всего, по той причине, что окончательной универсальной модели контактного угла в настоящее

время еще не создано [27–30]. Рассмотрим некоторые известные модели динамического контактного угла.

Наиболее простой для реализации является квазидинамическая модель, в которой значение контактного угла выбирается исходя из направления движения контактной линии, где  $\theta_{mda}$  – максимальный динамический угол натекания,  $\theta_{mdr}$  – минимальный динамический угол оттекания (2.11):

$$\theta_d(U_{CL}) = \begin{cases} \theta_{mda} & \text{if } U_{CL} > 0 \\ \theta_{mdr} & \text{if } U_{CL} < 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Данная модель учитывает гистерезис контактного угла, но не учитывает зависимость углов от скорости контактной линии.

В качестве основной использовалась модель динамического контактного угла, предложенная Кистлером. Данный подход базируется на использовании равновесного значения контактного угла  $\theta$  и капиллярного числа:

$$\theta_d = f(Ca + f^{-1}(\theta)) \quad (2.12)$$

Здесь  $f$  – функция Хоффмана,  $f^{-1}$  – обратное значение функции Хоффмана:

$$f = \arccos \left\{ 1 - 2 \tanh \left( 5.16 \left( \frac{x}{1 + 1.31x^{0.99}} \right)^{0.706} \right) \right\}, \quad x = Ca + f^{-1}(\theta), \quad Ca = \frac{\mu U_{CL}}{\sigma} - \text{капиллярное}$$

число.

Скорость контактной линии  $U_{CL}$  в расчете определялась как скалярное произведение тангенциальной компоненты вектора нормали  $U_{CL} = (V_{cell} \cdot \tau_w) \cdot$  межфазной границы на вектор скорости потока в ближайшей к стенке ячейки.

При малых значениях капиллярного числа эта модель стремится к известной модели Хоффмана–Войнова–Таннера [66, 67]. Здесь  $k$  – эмпирический параметр:

$$\theta_d = \theta + \sqrt[3]{Ca/k} \quad (2.13)$$

Также была рассмотрена модель Йокои [68]:

$$\theta(U_{CL}) = \begin{cases} \min \left[ \theta_e + \left( \frac{Ca}{k_a} \right)^{1/3}, \theta_{mda} \right] & \text{if } U_{CL} \geq 0 \\ \max \left[ \theta_e + \left( \frac{Ca}{k_r} \right)^{1/3}, \theta_{mdr} \right] & \text{if } U_{CL} < 0 \end{cases} \quad (2.14)$$

Здесь  $k_a$ ,  $k_r$  – параметры материала, относящиеся к натеканию и оттеканию, соответственно, зависящее от материала стенки. В общем случае эти параметры определяются

из эксперимента, что осложняет использование данной модели. Как видно, эта модель является в некотором смысле комбинацией квазидинамической модели и модели Хоффмана–Войнова–Таннера.

Данные модели были реализованы, и проведено их тестирование для классических задач скатывания капель по наклонной поверхности (см. рис. 2.3) и растекания капель после удара о твердую поверхность с различным смачиванием (см. рис. 2.4).

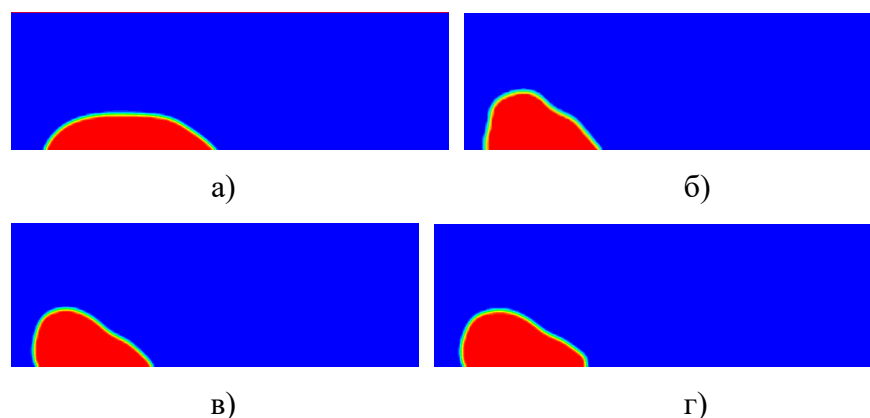


Рис. 2.3. Результаты моделирования скатывания капли по наклонной поверхности: расчет с постоянным значением контактного угла (а), квазидинамическая модель краевого угла (б), модель Кистлера (в), модель Йокои (г).

Здесь в качестве примера тестирования динамической модели краевого угла смачивания приведем задачу о растекании капли по твердой поверхности. Параметры капли воды:  $d = 2,28$  мм,  $\mu = 0,001$  Па·с,  $\rho = 1000$  кг/м<sup>3</sup>. Капля падает на твердую подложку со скоростью 1 м/сек. Для сравнения с расчетами использовались экспериментальные данные из работы [68]. Максимальный динамический наступающий угол  $\theta_{mda} = 114^\circ$ , минимальный динамический отступающий угол  $\theta_{mdr} = 52^\circ$ . Коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma = 0,072$  Н/м, ускорение свободного падения  $9,81$  м/сек<sup>2</sup>. Эмпирические константы были заданы  $k_a = 9 \times 10^{-9}$  и  $k_r = 9 \times 10^{-8}$ . Граничные условия: скорость жидкости на поверхности тела равна нулю. Качественная динамика изменения формы поверхности капли приведена на рис. 2.4. Как видно, согласование вполне удовлетворительное. Количественное сравнение с результатами эксперимента для модели Йокой, которая для этого теста дала наилучшее согласие с экспериментом, показано на рис. 2.5. Надо заметить, что модель Кистлера дала близкие результаты.

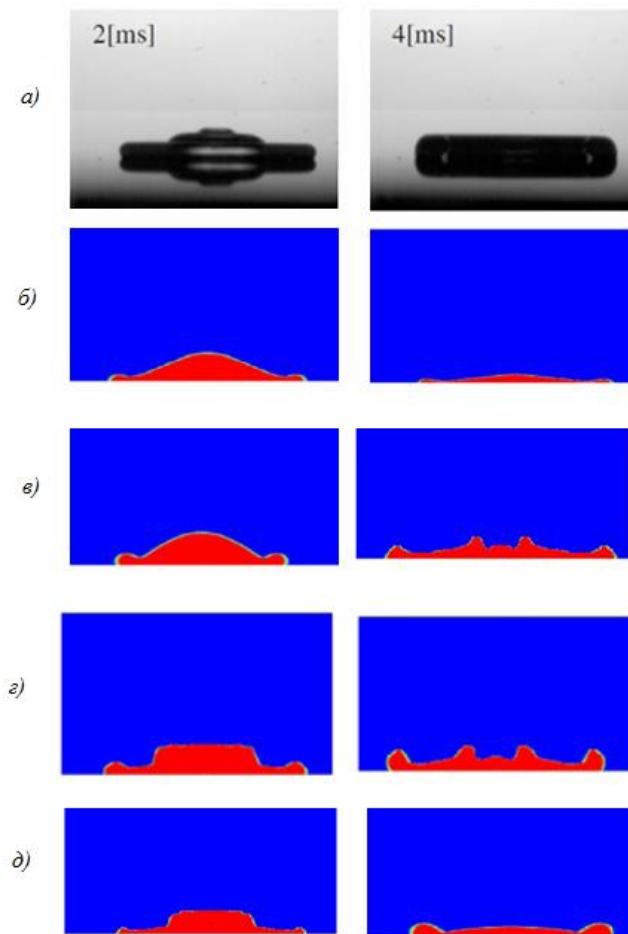


Рис. 2.4 – Формы капли в моменты времени 2 мс (левые рисунки) и 4 мс.  
а) Эксперимент [68], б) статический угол  $\theta_{mdr} = 52^\circ$  в) статический угол  $\theta_{mda} = 114^\circ$ ,  
г) квазидинамическая модель, г) динамический угол – модель Иоккой.

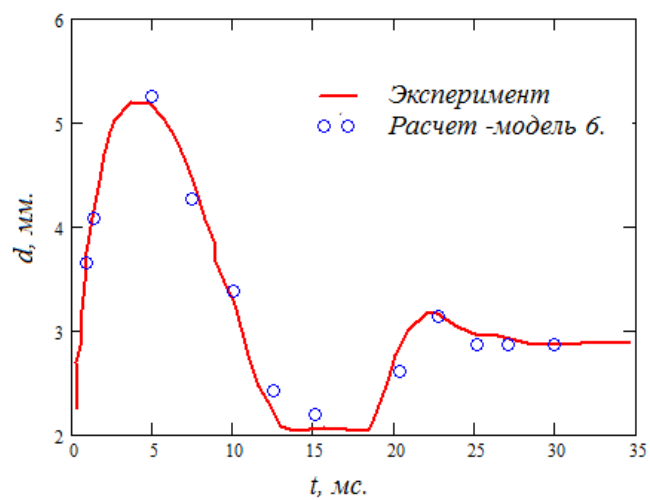


Рис. 2.5 – Зависимость диаметра капли от времени в процессе ее растекания по подложке.

При проведении расчетов было установлено, что квазидинамическая модель с искусственным переключением контактного угла в зависимости от знака скорости контактной линии, несмотря на простоту реализации, обладает рядом серьезных вычислительных трудностей, связанных с устойчивостью численного алгоритма. Резкое переключение от одного значения контактного угла к другому приводит к «раскачке» всего итерационного процесса в целом. В результате могут наблюдаться нефизичные «дергания» контактной линии. В модели Иокой это переключение является заметно более плавным. Однако, при больших значениях капиллярного числа эта модель вырождается в предыдущую. Модель Кистлера лишена этих недостатков. В целом по результатам тестирования было получено, что модели Кистлера и Иокой для большинства задач дают близкие результаты.

Детально используемый численный алгоритм описан в работах [53–55]. Здесь же отметим ее основные моменты. Для решения системы нелинейных дифференциальных уравнений (2.1–2.12) использовался метод контрольного FVM (Finite Volume Method). Связь между полем скорости и давлением реализуется с использованием алгоритма SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent). Схема PRESTO (PREssure Staggering Option) использовалась для дискретизации уравнения неразрывности. Неявная схема второго порядка использовалась для аппроксимации нестационарных членов уравнений переноса. Противопоточная схема второго порядка использовалась для аппроксимации конвективных членов уравнений Навье–Стокса. Для решения системы линейных алгебраических уравнений использовался многосеточный решатель AMG.

Надо отметить, что точность описанной численной методики во многом зависит от качества численного решения уравнения конвективного переноса (2.3). Поэтому вопросу разработки и тестирования надежного метода решения этого уравнения уделялось особое внимание в нашей кандидатской диссертации [53]. В результате на основе использования TVD-схем высокого порядка была разработана методика решения конвективного уравнения переноса, по точности не уступающая прецизионными, но вычислительно затратным схемам с геометрической реконструкцией границы раздела. Результаты этих исследований приведены в работах [53–55]. Данная численная методология использовалась при исследовании двухфазных потоков в микроканалах, выполненных в докторской диссертации.

Многочисленные методические расчеты, проведенные в рамках диссертации позволили сформулировать некоторые требования к детализации расчетной сетки и величине временного шага. Несмотря на то, что использовалась неявная схема по времени, величина временного шага определялась заданием максимального значения числа CFL (Куранта–Фридрихса–Леви),  $CFL = \tau v/h$ , где  $\tau$ ,  $h$  и  $v$  – шаг по времени, размер сетки и скорость жидкости соответственно в

расчетной ячейке. Максимальное значение CFL в рассмотренных ниже расчетах, как правило, не превышало 2.

В каждой рассмотренной ниже задаче предварительно проводилось исследование влияния детализации расчетной сетки на точность моделирования. В результате многочисленных тестовых расчетов удалось сформулировать некоторые требования к детализации расчетной сетки для моделирования газожидкостного и двухжидкостного потока в микроканалах. Так было установлено, что для адекватного описания таких течений необходимо иметь не менее 10 узлов сетки на толщину пленки между стенкой канала и снарядом. Пример такой сетки показан на рис. 2.6.

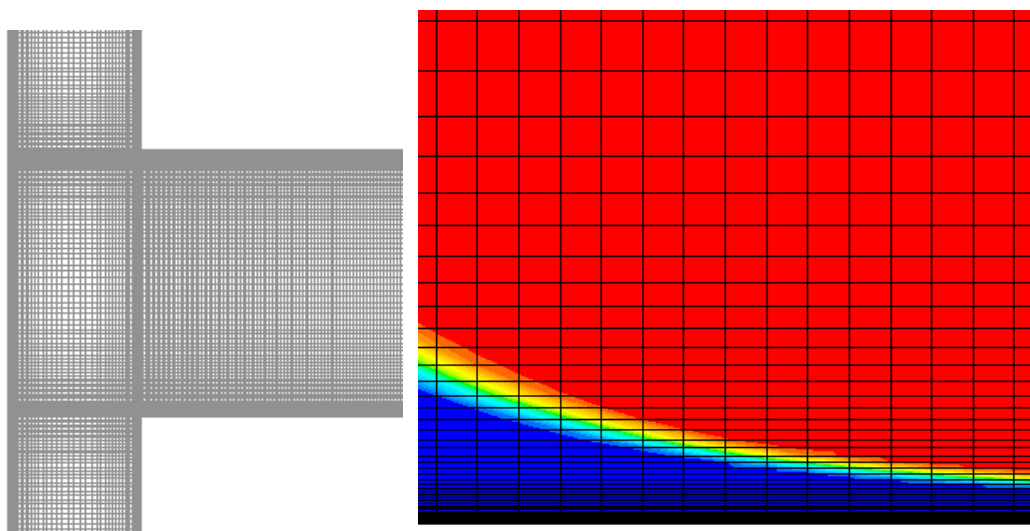


Рис. 2.6 – Фрагменты расчетной сетки с детализацией в области снаряда.

## 2.2 Моделирование газожидкостных течений в микроканалах

### 2.2.1 Движение газовых снарядов в прямоугольном миниканале

Движение газовых снарядов в прямоугольном миниканале рассматривалось в работе [56]. Снарядный режим течения газожидкостных потоков широко распространен во многих технологических и промышленных аппаратах. Как правило, речь идет о течении газожидкостных потоков в круглых трубах. Однако в микрофлюидных устройствах наиболее распространены прямоугольные каналы. С точки зрения моделирования такие режимы течения отличаются особой сложностью из-за особенностей поведения границы раздела и контактной линии в углах канала. И здесь хорошим тестом могут служить экспериментальные данные из работы [70], в которой исследовано движение газовых снарядов в миниканале с прямоугольным поперечным сечением  $2 \times 7$  мм при разных углах наклона канала по отношению к горизонту  $\Theta$ .

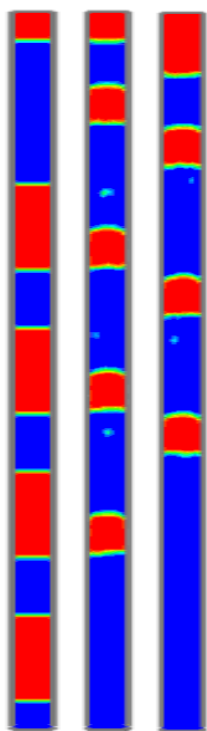


Рис. 2.7 – Формирование и всплытие газовых снарядов в вертикальном миниканале.

Канал был заполнен ацетоном, и в него подавались пузыри воздуха объемом порядка  $300 \text{ мм}^3$ , которые, по мере их всплытия, формировались в газовые снаряды (рис. 2.7). Всплытие снарядов происходило за счет действия силы Архимеда. На верхней стенке канала задавалось условие свободного выхода. В расчетах начальное распределение газовых снарядов задавалось в виде параллелепипедов (см. левый рисунок на рис. 2.7) указанного объема. Жидкость и газ в начальный момент покоились. Примерно через 1-2 секунды после начала моделирования под действием капиллярных сил газовые снаряды приобретали естественную форму, слабо меняющуюся со временем.

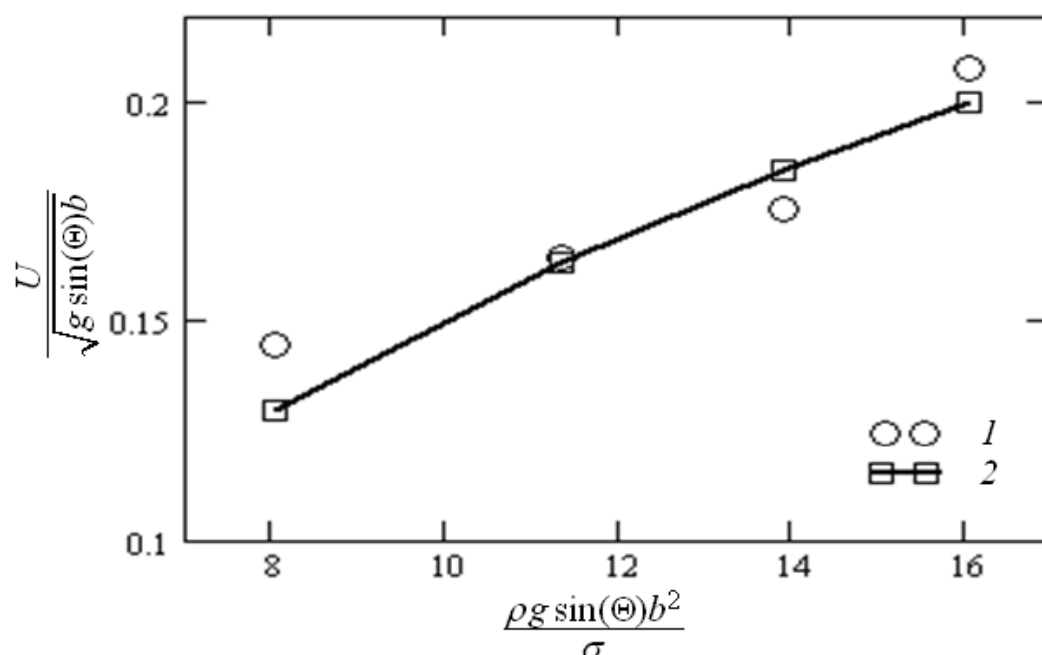


Рис. 2.8 – Безразмерная скорость всплытия газовых снарядов в наклонном микрочанале. Экспериментальные данные (1), расчетные данные (2).

После того, как расчет достигал квазиустановившегося состояния, осуществлялось определение скорости снарядов  $U$  в процессе их всплытия. Было рассмотрено четыре варианта угла наклона канала по отношению к горизонту:  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ . Скорость движения снарядов определялась как среднее по трем снарядам значение расстояния, пройденного центром снаряда за определенное время. На рис. 2.8 представлено сравнение безразмерной расчетной скорости движения снарядов с соответствующими экспериментальными значениями. На графике по оси ОХ отложена зависимость числа Этвеша  $Eo = \frac{\rho g \sin(\Theta) b^2}{\sigma}$ , здесь ширина канала  $b = 2$  мм. В целом расчет удовлетворительно описывает данные измерений.

### 2.2.2 Газожидкостное течение в Т-образном микроканале круглого сечения

В следующей тестовой задаче было рассмотрено моделирование газожидкостного течения в Т-образном микроканале круглого сечения [58, 61]. Экспериментальное исследование этой задачи проведено в работе [44]. Диаметры входных каналов и канала смешения были одинаковы и равны  $d = 250$  мкм. Через нижний боковой вход подавался воздух, через верхний – вода. В расчетах варьировались значения скоростей воздуха и воды на входе в каналы варьировались в диапазонах, соответствующих капельному режиму течения. Значение краевого угла смачивания было задано  $90^\circ$ . Расчетная сетка состояла из 267 тыс. расчетных узлов со сгущением к месту пересечения каналов.



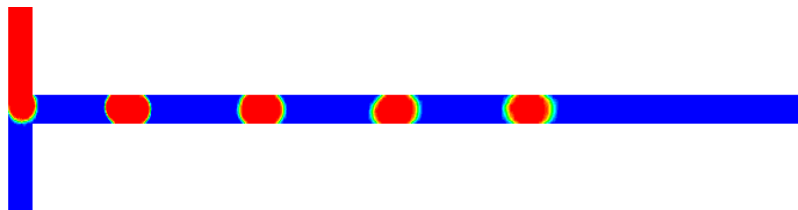


Рис.2.9 – Изолинии плотности в центральном сечении канала при скорости газа 0,05 м/с и скорости воды 0,02 м/с.

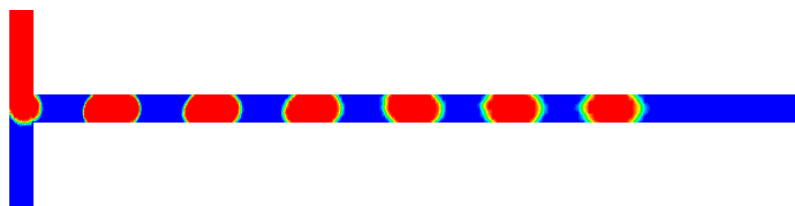


Рис. 2.10 – Изолинии плотности в центральном сечении канала при скорости газа 0,05 м/с и скорости воды 0,05 м/с.

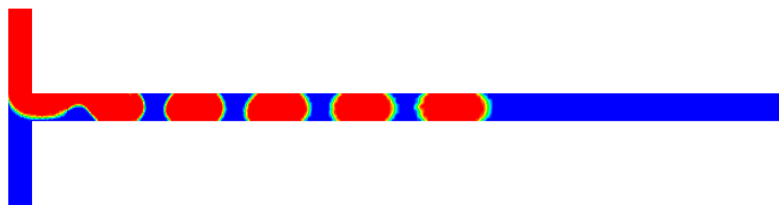


Рис. 2.11 – Изолинии плотности в центральном сечении канала при скорости газа 0,05 м/с и скорости воды 0,1 м/с.

В данном случае также был рассмотрен капельный режим течения. На рис. 2.9 – 2.11 приведены картины двухфазного течения при различных соотношениях скоростей потоков на входах. Здесь красным цветом показаны капли воды. Количественное сравнение данных моделирования с экспериментальными [44] здесь проведено по отнесенной к диаметру канала длине капли в зависимости от отнесенной к суммарной скорости потока скорости жидкости. Это сопоставление приведено на рис. 2.12. Анализ показывает, что расчетные точки (на рис. 2.12 показаны красным цветом) хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными значениями для круглого микроканала, диаметром  $d = 250$  мкм.

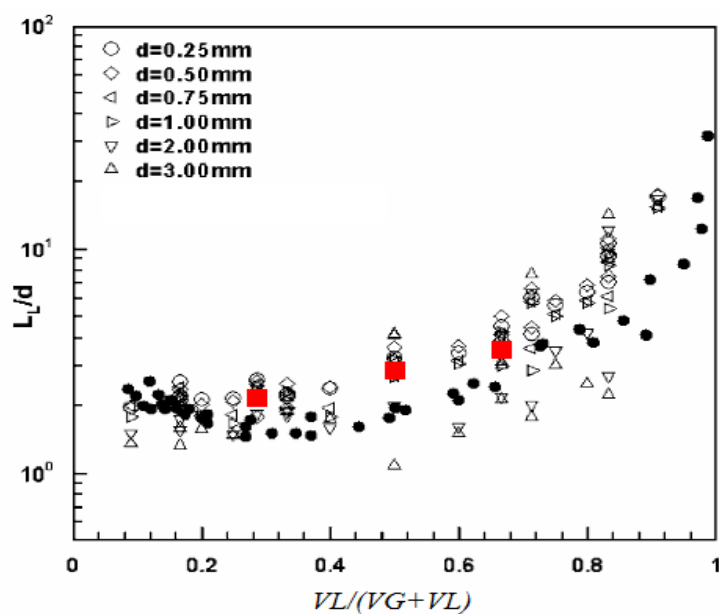


Рис. 2.12 – Зависимость безразмерной длины капли от безразмерной скорости потока.

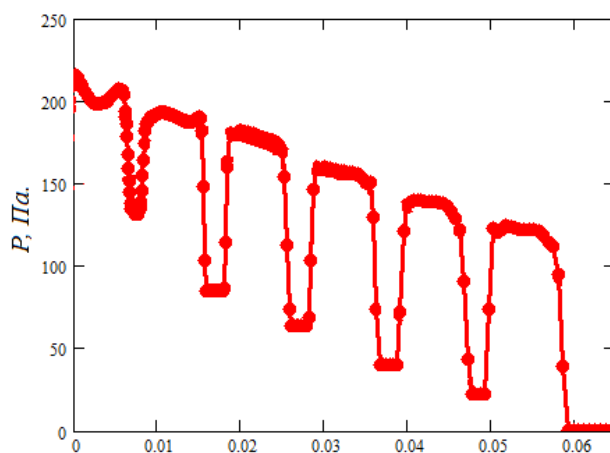


Рис. 2.13 – Распределение статического давления вдоль микроканала при скорости газа 0,05 м/с и скорости воды 0,1 м/с.

Использование численного моделирования позволяет получить информацию о локальном распределении давления по каналу в процессе движения капель. Типичное поведение давления при капельном режиме течения показано на рис. 2.13. Видно, как на монотонное падение давления, обусловленное вязким трением, накладываются перепады, связанные с капиллярными силами.

### 2.2.3 Моделирование стационарных газовых снарядов в миниканале

Моделирование стационарных газовых снарядов в миниканале рассматривалось в работах [58, 61]. В рассмотренных выше задачах проведено сравнение с экспериментом по

размерам, образующихся в микроканалах пузырей и капель, а также скоростям их движения. В целом показано вполне удовлетворительное согласие. Для более детальной верификации численной методики необходимо было провести ее сопоставление с экспериментом по локальным характеристикам течения. Экспериментальных данных о локальных характеристиках течений газожидкостных потоков в микроканалах известно не так много. Примером такого экспериментального исследования может служить работа О. Н. Кашинского с коллегами [71], в которой проведено исследование снарядного течения в круглом миниканале. В отличие от большинства похожих работ по этой тематике, в работе [71] с помощью специальной установки был изучен стационарный газовый снаряд, обтекаемый жидкостью. Это позволило замерить напряжение трения на стенке канала по длине снаряда. Для формирования газового снаряда в круглый канал с водой, радиусом 1 см, по тонкой трубке, радиусом 0,15 см, подавался воздух (см. рис. 2.14). Средняя скорость воды в канале была заданной и равна 0,16 м/с. Регулируя расход газа, можно было управлять длиной получающегося газового снаряда. Детали численного моделирования этой задачи описаны в нашей работе [58].

Типичная картина двухфазного потока в канале при различных длинах снаряда показана на рис. 2.14. Здесь черно-белые рисунки – экспериментальные фотографии, цветные – результаты моделирования. Как видно, наблюдается хорошее качественное согласие формы и размеров снарядов в расчете и эксперименте. Анализ результатов моделирования показывает, что в верхней части снаряда течение является практически стационарным. Граница раздела между жидкостью и газом здесь практически не меняется. Между снарядом и стенкой канала формируется пленка жидкости, толщина которой уменьшается вниз по потоку. В нижней части снаряда течение, напротив, является существенно нестационарным и сопровождается периодическими отрывами пузырей от донны снаряда. Судя по фотографиям на рис. 2.14, аналогичное поведение наблюдается и в эксперименте.

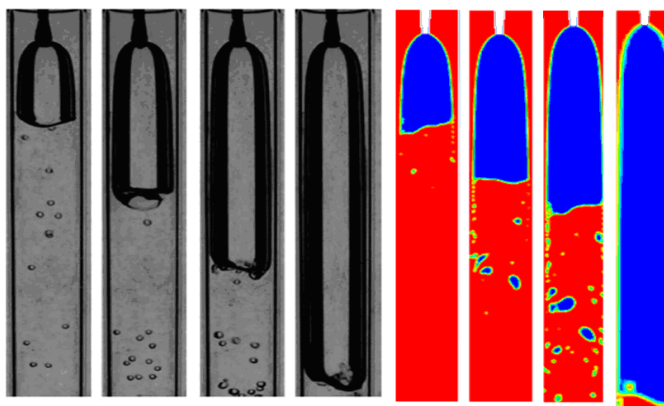


Рис. 2.14 – Обтекание стационарного газового снаряда в круглом миниканале (слева эксперимент, справа расчет).

Результаты количественного сопоставления расчета, полученного на различных по детализации сетках, и эксперимента по напряжению трения на стенке канала показаны на рис. 2.15. Сравнение проведено для разной длины снаряда  $L$ . Наблюдается автомодельность кривой трения на стенке в зависимости от длины снаряда. Видно, что расчетные кривые, соответствующие различной длине снаряда, укладываются на экспериментальную кривую соответствующую максимальной длине снаряда  $L$  порядка 15 см. При этом для эксперимента приведена осредненная по времени кривая, а для расчетов приведены мгновенные значения. Как видно из расчетных кривых, течение пленки на некотором расстоянии от носика снаряда перестает быть стационарным. На нижней части снаряда на поверхности пленки развиваются возмущения, приводящие к формированию волн. Наличие этих волн прослеживается по колебаниям трения на стенке (см. рис 2.15).

Кроме того, было установлено, что на точность расчета трения на стенке существенную роль оказывает детализация сетки в области пограничного пристеночного слоя. Как видно, расчет на грубой сетке практически в два раза занижает значение трения по сравнению с экспериментом и расчетом на детализированной сетке. Таким образом, было показано, что для адекватного численного описания газожидкостных потоков в микроканалах необходимо не менее 10 расчетных узлов на толщину пленки между стенкой канала и снарядом.

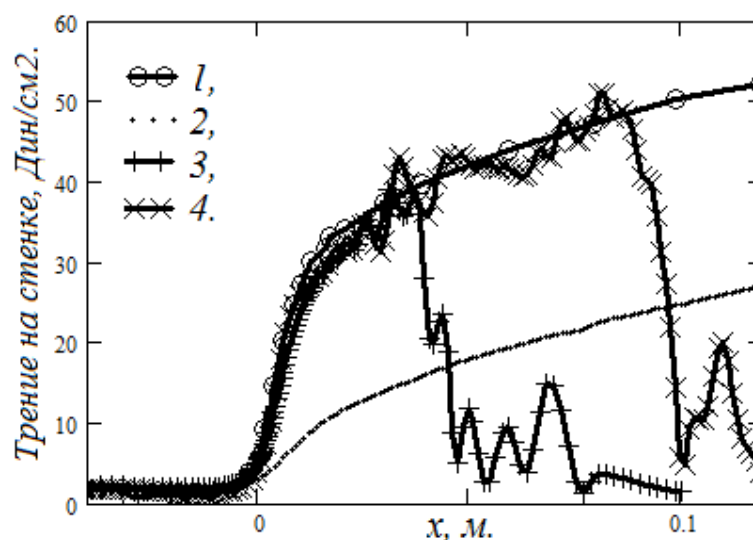


Рис. 2.15 – Трение на стенке канала при различных значениях длины газового снаряда.

1 – эксперимент,  $L = 15$  см; 2 – расчет на грубой сетке,  $L = 10$  см; 3 – расчет на детальной сетке,  $L = 4$  см; 4 – расчет на детальной сетке  $L = 10$  см.

#### 2.2.4 Моделирование образования пузырей азота в водном растворе глицерина

В следующей задаче рассмотрен процесс образования пузырей азота в водных растворах глицерина в Х-образном микроканале квадратного сечения. Результаты этих расчетных исследований опубликованы в работе [58]. Детальное экспериментальное исследование этой задачи было выполнено в работе Т. Фу и др. [72]. Топология исследуемого канала показана на рис. 2.16. Азот подавался с левого входа, а раствор глицерина – с боковых перпендикулярных каналу смешения входов. В расчетах было рассмотрено два варианта размеров поперечного сечения каналов:  $400 \times 400$  и  $600 \times 600$  мкм. Объемный расход азота задавался равным  $Q_g = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ , а расход жидкости  $Q_l$  варьировался в диапазоне от 10 до  $60 \text{ мм}^3/\text{с}$ . Для моделирования использовалась структурированная расчетная сетка, состоявшая из 378 тыс. узлов, со сгущениями к стенкам канала. Свойства рабочих жидкостей задавались из эксперимента [72].

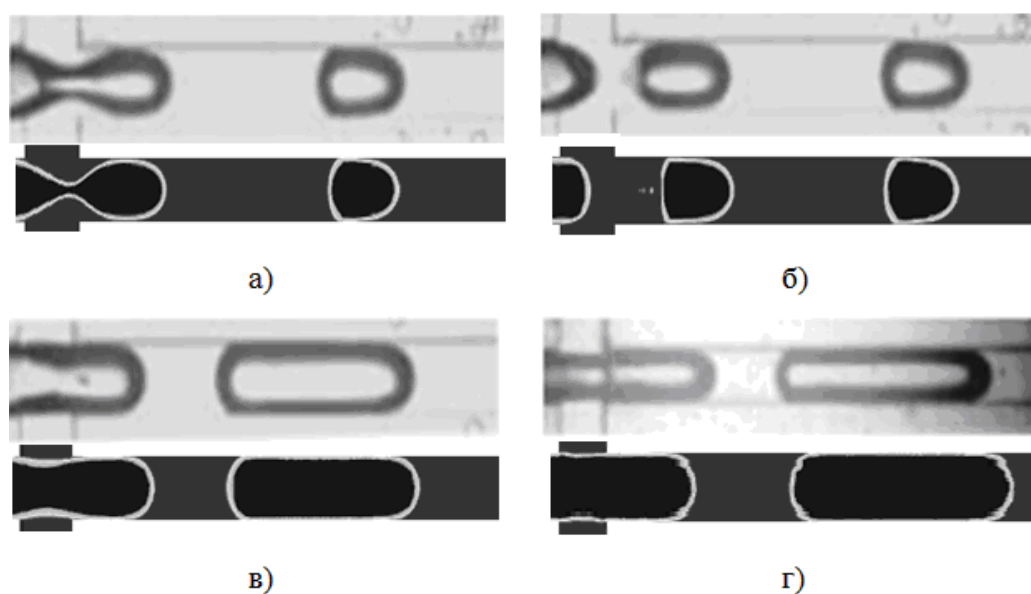


Рис. 2.16 – Сравнение результатов расчетов с экспериментальными фотографиями для микроканала сечением  $400 \times 400$  мкм: а)  $Q_g = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ ,  $Q_l = 56 \text{ мм}^3/\text{с}$ , 25 % водный раствор глицерина,  $t = 5 \text{ мс}$ ; б)  $Q_g = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ ,  $Q_l = 56 \text{ мм}^3/\text{с}$ , 25 % водный раствор глицерина,  $t = 6 \text{ мс}$ ; в)  $Q_g = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ ,  $Q_l = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ , 25 % водный раствор глицерина; г)  $Q_g = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ ,  $Q_l = 14 \text{ мм}^3/\text{с}$ , вода с добавкой SDS 0,5 %.

На рис. 2.16 представлено качественное сопоставление результатов расчетов с экспериментальными фотографиями снарядов в канале  $400 \times 400$  мкм для различных режимов. В целом получено хорошее соответствие экспериментальных и расчетных снарядов по форме, размерам и расстоянием между ними. Сравнение было проведено по зависимости безразмерной длины газовых снарядов от расхода водоглицериновой смеси. На рис. 2.17 приведено

количественное сопоставление результатов с экспериментом. Продемонстрировано удовлетворительное согласие расчетной длины снарядов с экспериментальными значениями. Расхождение расчета и эксперимента не превышает 7 %.

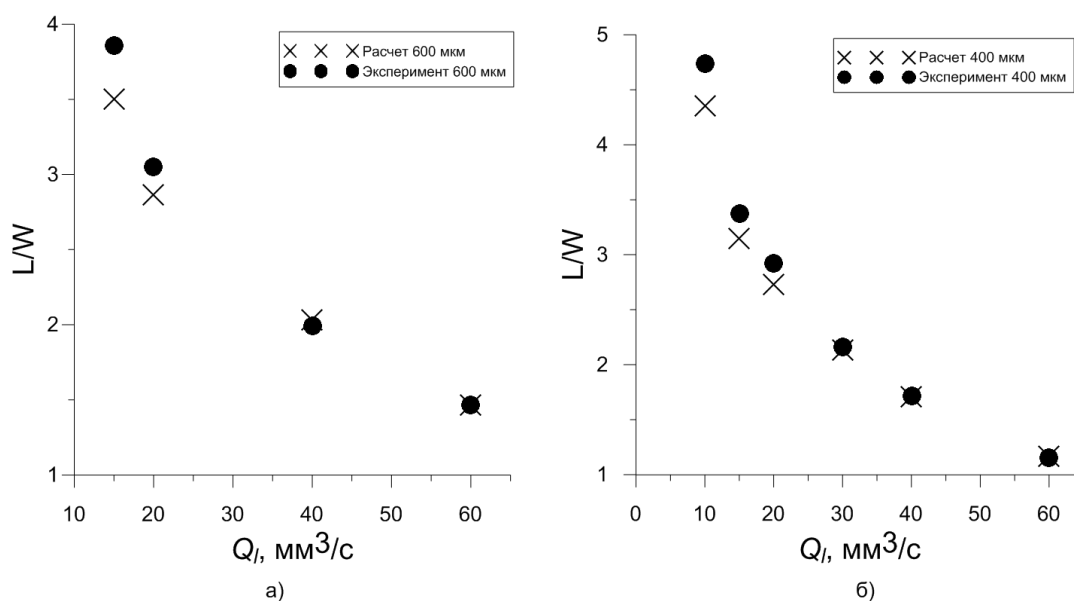


Рис. 2.17 – Зависимость безразмерной длины газового снаряда от расхода жидкости: а) сечение микроканала  $400 \times 400 \text{ мкм}$ ; б) сечение микроканала  $600 \times 600 \text{ мкм}$ . Здесь  $W$  – ширина микроканала.

## 2.3. Исследование двухжидкостных течений в микроканалах

### 2.3.1. Моделирование течения воды и масла в Т-образном микроканале круглого сечения

Далее рассмотрены течения несмешивающихся жидкостей в различных микроканалах. Такие потоки в последнее время стали широко распространены в химической, пищевой и фармацевтической промышленности и также сопровождаются богатым разнообразием режимов течений.

В данной задаче были рассмотрены режимы течения воды и минерального масла в Т-канале [58]. Эксперимент был проведен Р. Garstecki и др. [44]. Геометрию канала можно видеть на рис. 2.18. Высота канала  $33 \text{ мкм}$ , ширина верхнего входа  $50 \text{ мкм}$ , ширина правого входа  $100 \text{ мкм}$ , общая длина канала составляла  $1900 \text{ мкм}$ . Через правый вход подается масло, через узкий верхний вход – вода. Для расчетов была использована структурированная сетка, состоящая из 121 тысячи ячеек. Свойства рабочих жидкостей задавались из эксперимента [44]. Детали численного моделирования этой задачи описаны в нашей работе [58].

В расчетах в соответствии с экспериментом варьировалось отношение объемных расходов воды и масла в диапазоне  $Q_w/Q_o = 0,3-2,0$ . При этом расход воды был равен  $Q_w = 0,14$  мл/с. Поскольку точное значение краевого угла смачивания в эксперименте не было известно, расчеты были проведены для нескольких значений краевого угла смачивания. Типичная картина течения при заданном отношении расходов и краевом угле смачивания, равном  $150^\circ$ , приведена на рис. 2.18.

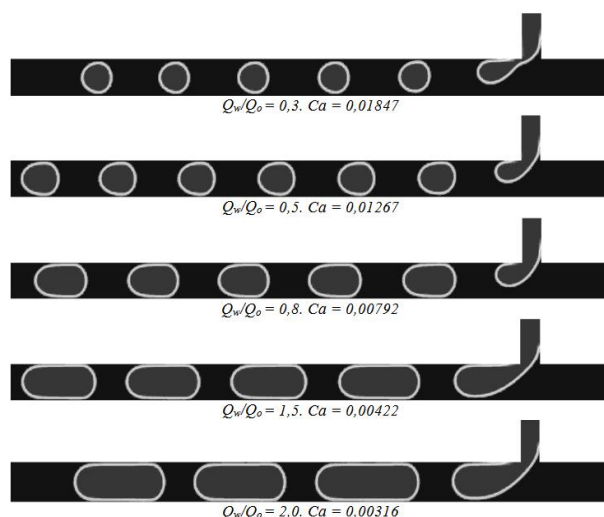


Рис. 2.18 – Результаты расчетов течения вода–масло для различных соотношений расхода воды и масла при краевом угле смачивания  $150^\circ$ .

На рис. 2.19 показана картина течения для краевого угла смачивания  $90^\circ$ . Как видно из сравнения рис. 2.18 и 2.19, при одинаковом соотношении расходов воды и масла в зависимости от значения краевого угла смачивания наблюдаются совершенно различные режимы течения. Таким образом, еще раз продемонстрировано, что краевой угол смачивания играет определяющую роль в двухфазном течении в микроканалах. В результате расчетов установлено, что предельное значение краевого угла смачивания, при котором начинают образовываться водные капли, составляет около  $120^\circ$ . При более низких значениях осуществляется пленочное течение (см. рис. 2.19).

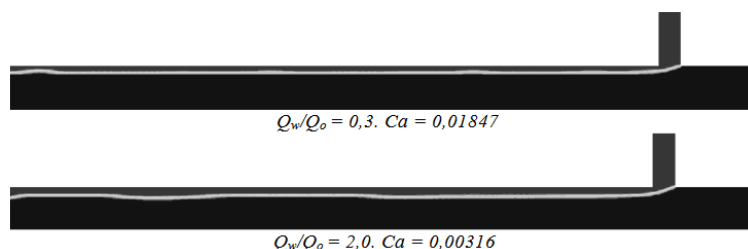


Рис. 2.19 – Результаты расчетов течения вода–масло для различных соотношений расхода воды и масла при краевом угле смачивания  $90^\circ$ .

Количественное сравнение с экспериментом проведено по зависимости безразмерной длины снаряда воды от отношения расхода воды и масла. Результаты сравнения показаны на рис. 2.20. Как видно из графика, на длину снаряда сильное влияние оказывает краевой угол смачивания. Наилучшее согласие с экспериментом наблюдается при значении  $\theta = 150^\circ$ .

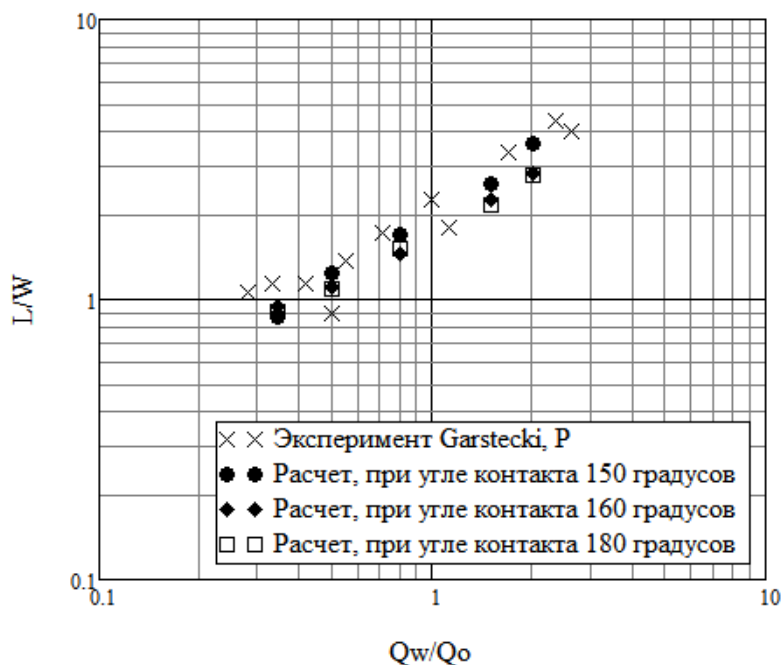


Рис. 2.20 – Зависимость безразмерной длины снаряда от отношения расходов.

### 2.3.2 Моделирование течения воды и ионной жидкости в Т-образном микроканале круглого сечения

Расчетная методика была детально протестирована на двухкомпонентном течении смеси водного раствора и ионной жидкости в микроканале круглого сечения с диаметром канала 200 мкм. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными  $Q_i$   $L_i$  и др. [73]. В этой работе подробно изучен снарядный режим течения в широком диапазоне значения капиллярного числа. Свойства водного раствора были следующими: плотность – 1030 кг/м<sup>3</sup>, вязкость – 0,75 Сп. Свойства ионной жидкости: плотность – 1259 кг/м<sup>3</sup>, вязкость – 25,59 Сп. Межфазное натяжение равно 6,7 мН/м. Для моделирования динамического контактного угла использовалась модель Кистлера. Равновесное значение краевого угла смачивания 120 градусов. Расчеты проведены в трехмерной постановке. Для расчетов использовалась расчетная сетка, состоящая из 3,6 миллионов узлов со сгущением к стенкам канала. В расчетах варьировались значения скорости потока на входах ионной жидкости и водного раствора. На рис. 2.22–2.25 показана форма снарядов водного раствора (синий цвет) для некоторых из



рассмотренных режимов течения. Как видно, с изменением скорости потока меняется форма и размер снарядов, а также толщина пленки ионной жидкости между снарядом и стенкой канала.

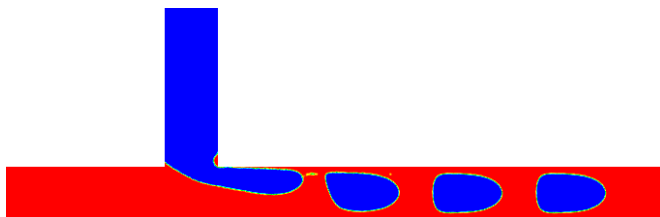


Рис. 2.21 – Форма снарядов воды в ионной жидкости для режима  $V_i = 0,03 \text{ м/с}$ ,  $V_w = 0,03 \text{ м/с}$ .

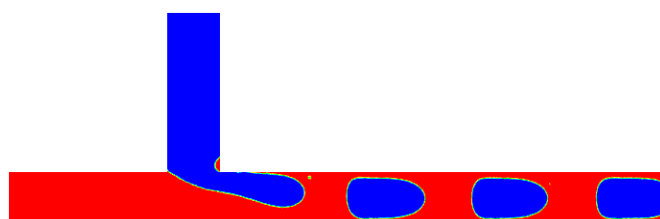


Рис. 2.22 – Форма снарядов воды в ионной жидкости для режима  $V_i = 0,02 \text{ м/с}$ ,  $V_w = 0,02 \text{ м/с}$ .

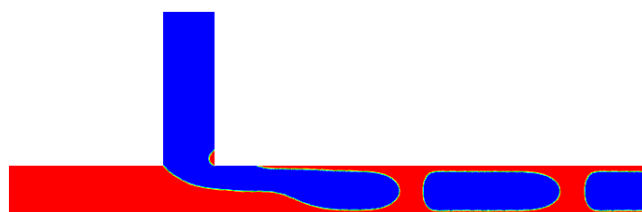


Рис. 2.23 – Форма снарядов воды в ионной жидкости для режима  $V_i = 0,01 \text{ м/с}$ ,  $V_w = 0,03 \text{ м/с}$ .

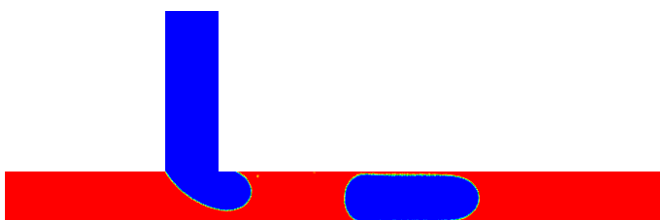


Рис. 2.24 – Форма снарядов воды в ионной жидкости для режима  $V_i = 0,005 \text{ м/с}$ ,  $V_w = 0,005 \text{ м/с}$ .

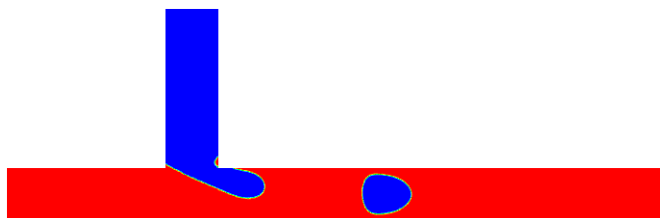


Рис. 2.25. Форма снарядов воды в ионной жидкости для режима  
 $V_i = 0,03 \text{ м/с}$ ,  $V_w = 0,01 \text{ м/с}$ .

На рис. 2.26 показаны результаты сопоставления расчета с экспериментальными данными. Наблюдается хорошее качественное и количественное согласие экспериментальных данных и моделирования по форме и размеру снаряда. Аналогичные результаты были получены и для других значений капиллярного числа.

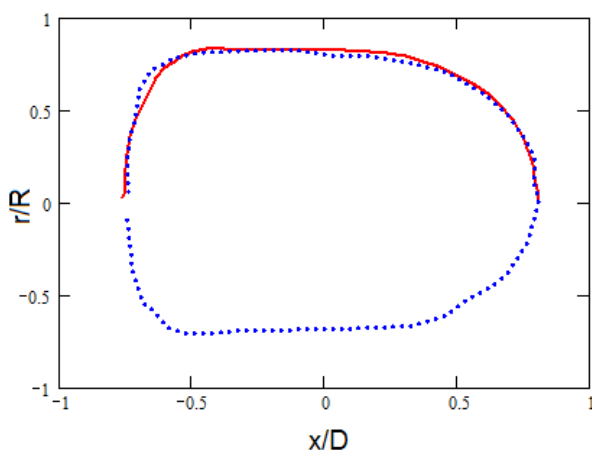


Рис. 2.26 – Сравнение формы снаряда в расчете (синим цветом)  
и эксперименте (красным) [73] для  $Ca = 0,227$ .

Количественное сравнение расчета и эксперимента выполнено по толщине пленки ионной жидкости между стенкой и снарядом и скоростью движения снаряда в микроканале. На рис. 2.27 приведена зависимость безразмерной толщины пленки от капиллярного числа  $Ca$ . Показано, что с увеличением значения капиллярного числа, толщина пленки возрастает. Для сравнения на графиках также приведены известные эмпирические формулы из работ Bretherton et al, J. Fluid Mech., 1961 [74]:  $d/R = 0,5Ca^{0,5}$ , Irandoust et al, Eng. Chem. Res., 1989 [75]:  $d/R = 0,33(1 - \exp(-3,08 \times Ca^{0,79}))$  и Mac Giolla Eain et al, Int. J. Heat Fluid Flow, 2013 [76]. Формулу Mac Giolla Eain, по-видимому, следует считать наиболее общей из них. Согласно этой формуле безразмерная толщина пленки зависит не только от капиллярного числа, но и от значения числа Вебера и определяется как:  $d/R = Ca^{0,35} We^{0,09}$ . Здесь  $R$  – радиус микроканала. В результате

сравнения получено хорошее согласие расчета и эксперимента по толщине пленки. Видно, что расчетное значение толщины пленки несколько меньше экспериментального значения, что обусловлено тем, что в расчете положение границы раздела определяется с точность до размера расчетной ячейки.

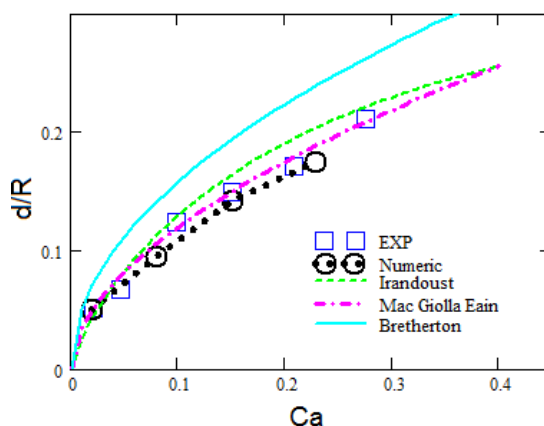


Рис. 2.27 – Зависимость безразмерной толщины пленки от капиллярного числа.

Зависимость безразмерной скорости снаряда от капиллярного числа показана на рис. 2.28. Помимо расчета и эксперимента, на графике для сравнения также приведена эмпирическая формула из работы Lui. et al, Indus. Eng. Chem. Res, 2005 [77]. Согласно этой работе, безразмерная скорость снаряда определяется как:  $V_p/V = 1/(1 - 0.61Ca^{0.33})$ . С увеличением капиллярного числа увеличиваются толщина пленки и скорость движения снаряда. Профиль скорости вблизи стенки канала показан на рис. 2.29. Хорошо видно, что пленка ионной жидкости между снарядом и стенкой канала движется с меньшей скоростью. В этом месте профиль скорости практически линейный. В снаряде же мы видим резкое увеличение скорости. Профиль скорости в снаряде приближается к параболическому. На границе раздела двух жидкостей профиль скорости имеет излом. Сопоставление расчетной и экспериментальной скорости снаряда показывает, что расчетная скорость немного ниже. Это, вероятно, обусловлено недооценкой толщины пленки в расчете.

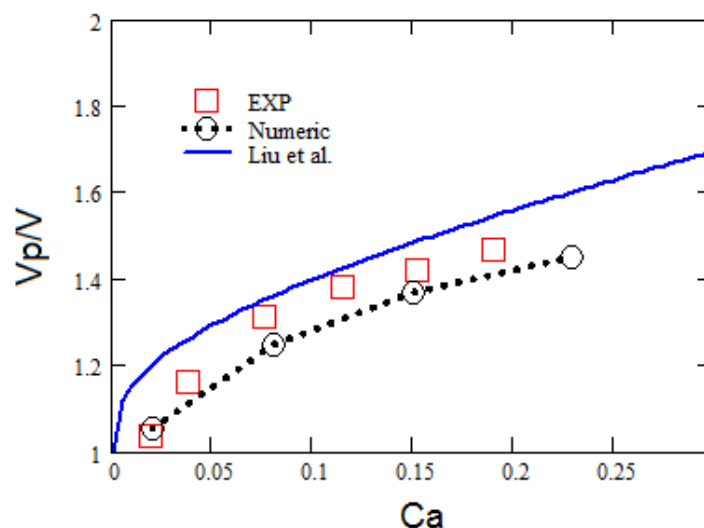


Рис. 2.28 – Зависимость безразмерной скорости снарядов от капиллярного числа.

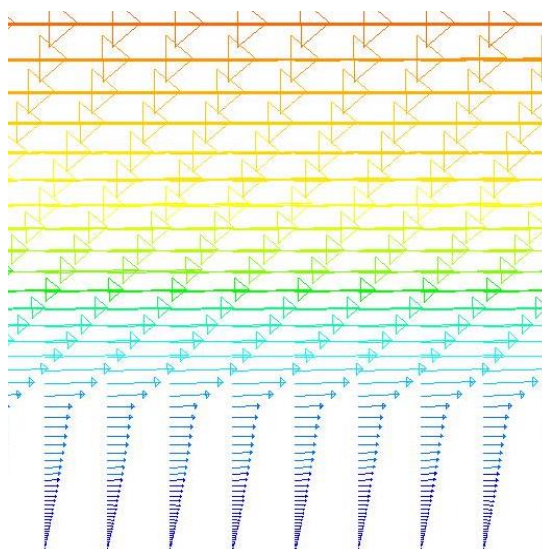


Рис. 2.29 – Фрагмент профиля скорости вблизи стенки канала между пленкой и снарядом.

### 2.3.3 Исследование режимов течения воды и керосина в Т-образном микроканале прямоугольного сечения

Ниже рассмотрено течение керосина и воды микроканале Т-типа прямоугольного сечения [59, 60]. Все условия расчета соответствовали постановке экспериментальных исследований, выполненных А. А. Ягодницыной с коллегами [19–21]. Поперечные размеры канала смешения были равны 200×400 мкм. Через нижний канал с заданным расходом подавали керосин, через верхний — дистиллированную воду. Для расчетов использовалась структурированная расчетная сетка, состоящая из 900 тысяч узлов.

Проведена серия расчетов, в которых варьировались значения расходов воды  $Q_w$  и керосина  $Q_k$  на входе в микромиксер. Типичные режимы течения системы вода–керосин для этого микроканала показаны на рис. 2.30–2.34. Для  $Q_w = 4$  мкл/мин и  $Q_k = 24$  мкл/мин формируется снарядный режим течения (рис. 2.30). На этом режиме течения наиболее наглядно видна роль краевого угла смачивания для таких течений. На рис. 2.30 показана форма снарядов, соответствующая трем различным расчетам. Первые два расчета получены для статических углов смачивания, равных  $30^\circ$  и  $130^\circ$ , а последний – для модели динамического контактного угла Кистлера. Как видно, расчеты со статическим контактным углом даже качественно не могут описать форму снаряда, наблюдаемую в эксперименте. Динамическая модель контактного угла дает качественно и количественно правильную форму обоих менисков и размер снаряда.

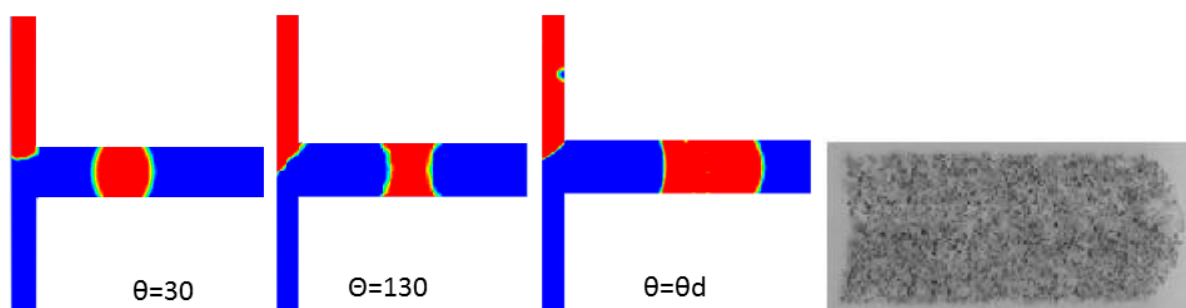


Рис. 2.30 – Изолинии плотности для снарядного режима течения при различных углах смачивания и характерное изображение снаряда в эксперименте [21].

Если продолжить увеличивать расходы до  $Q_w = 4000$  мкл/мин и  $Q_k = 240$  мкл/мин, наблюдается ривулетный режим течения (рис. 2.31). В данном режиме течение керосина осуществляется в виде струйки,двигающейся по стенкам канала. Движение ривулета в данном случае нельзя назвать регулярным. Преимущественно струйка керосина движется в углах канала смещения, периодически перескакивая на стенки и разрываясь. Несмотря на такое сложное поведение, расчет достаточно качественно воспроизводит данное явление (см. рис.2.31).

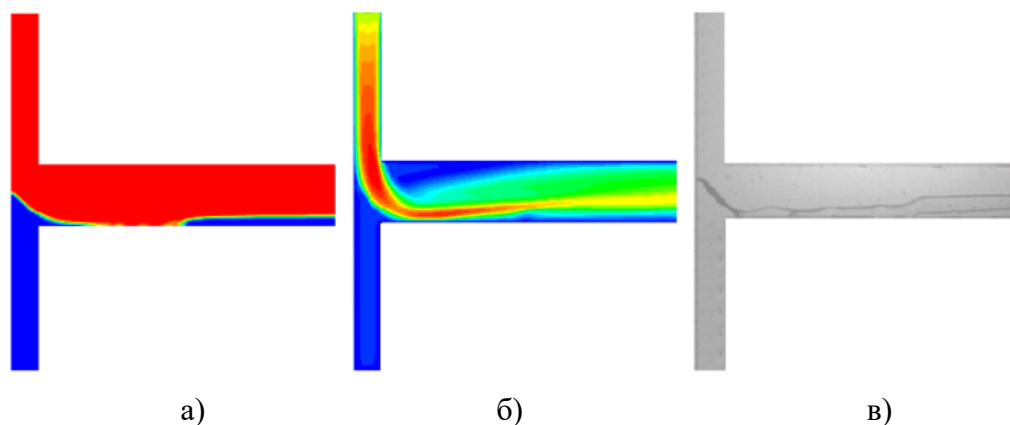


Рис. 2.31 – Ривулетный режим течения: а) плотность; б) модуль скорости; в) эксперимент [21].

Для данного режима приведена динамика движения капли по времени от начала заполнения канала (рис. 2.32). Анализ результатов показывает, что в целом динамика заполнения канала и форма свободной поверхности в расчете и эксперименте согласуются. Видно, что результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

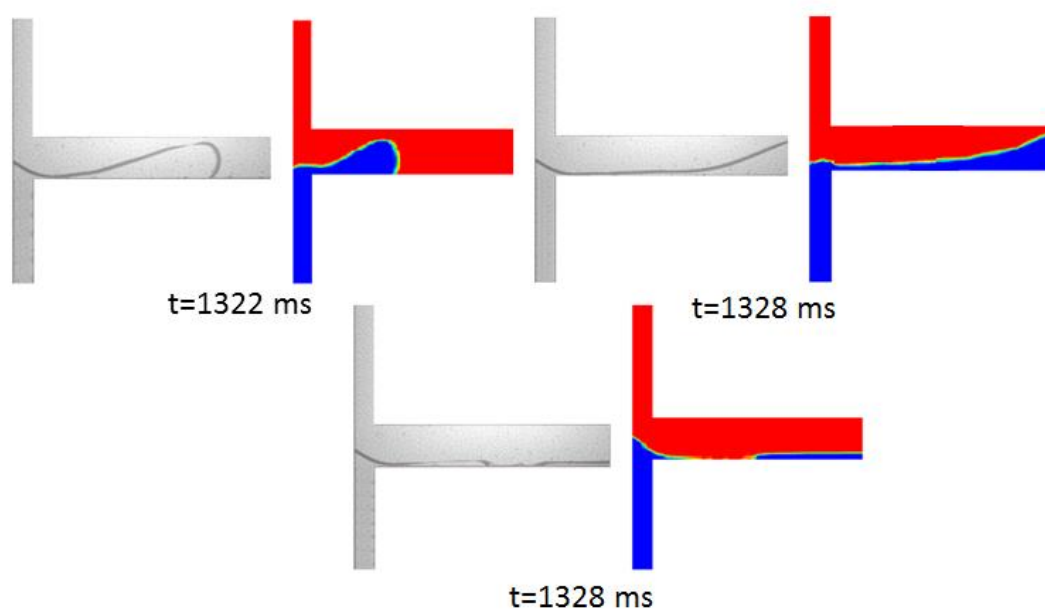


Рис. 2.32 – Формирование снаряда в динамике.

Для  $Q_w = 960$  мкл/мин и  $Q_k = 240$  мкл/мин наблюдается параллельный режим течения (рис. 2.33). В этом режиме расход керосина выше, и его течение происходит в виде сплошной пленки по стенке. При этом течение является нестационарным и сопровождается колебаниями свободной поверхности. Этот факт подтверждается данными эксперимента.

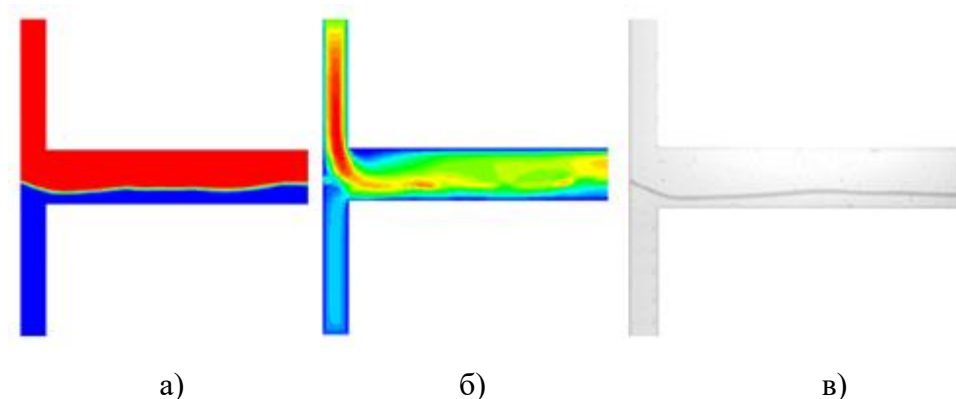


Рис. 2.33 – Параллельный режим течения: а) плотность; б) модуль скорости; в) эксперимент [21]

Следует обратить внимание на интересную разновидность параллельного режима течения, которая формируется при одинаковом соотношении расходов воды 4000 мкл/мин и керосина 4000 мкл/мин на входах (рис. 2.34). При таком режиме граница раздела не является плоской, а является серпантинной поверхностью. Интересно, что этот режим стационарный. Такое формирование течения в серпантинном режиме происходит из-за образования S-вихревой структуры. Похожее явление наблюдалось при изучении течения воды в микроканале при  $Re > 145$  (см. главу 1).

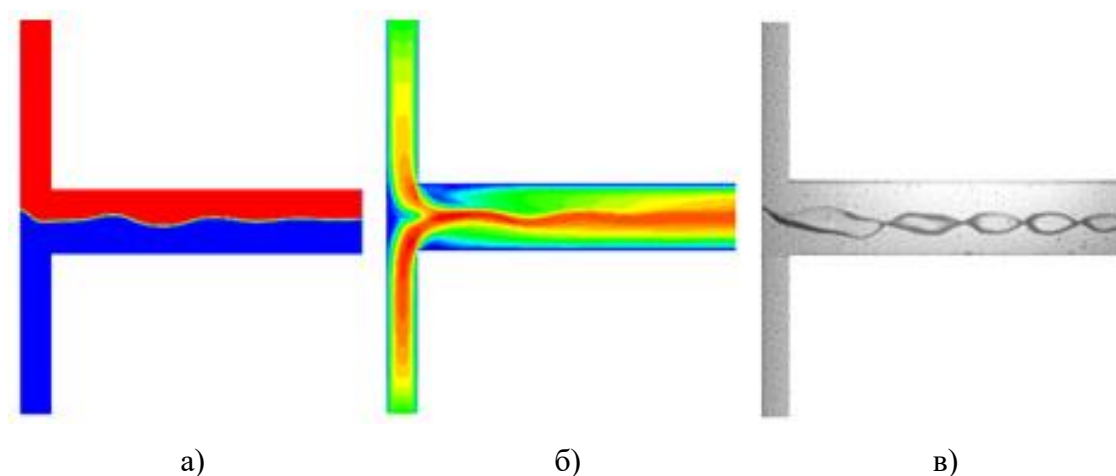


Рис. 2.34 – Серпантинный режим течения: а) плотность; б) модуль скорости; в) эксперимент [21].

Для расхода воды 10 мкл/мин и расхода керосина 2400 мкл/мин наблюдается капельный режим течения (рис. 2.35). В этом режиме расход воды по отношению к керосину очень мал. Данный режим течения характеризуется образованием отдельных капель, которые время от времени отлетают от стенки и двигаются в потоке. При этом течение не является регулярным.

Капли стохастические отрываются от основной струи и далее могут либо свободно двигаться в потоке, либо прилипнуть к какой-либо из стенок канала (рис.2.35).

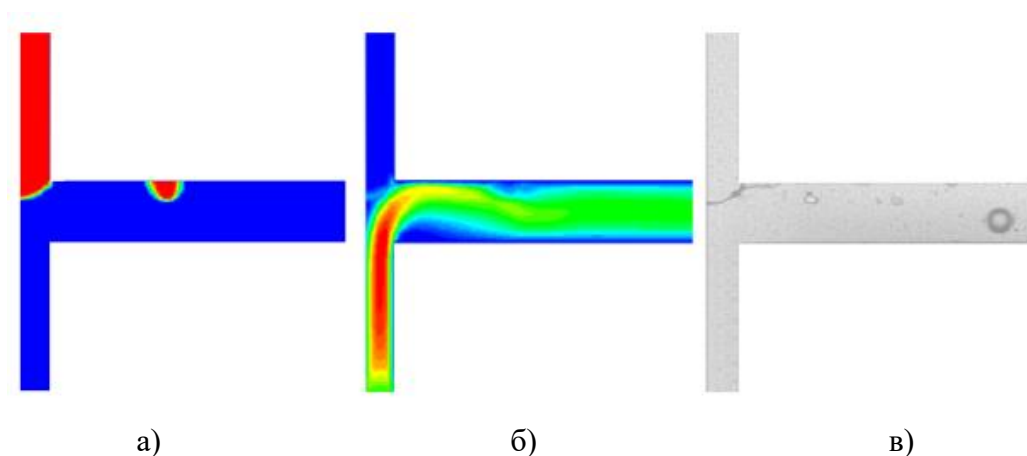


Рис. 2.35. Капельный режим течения: а) плотность; б) модуль скорости; в) эксперимент [21].

#### 2.3.4 Течения парафинового и касторового масел в Т-образном микроканале прямоугольного сечения

Далее изучены режимы течения в Т-образном микроканале смеси парафиновое масло–касторовое масло, имеющей высокую вязкость [63, 65]. Все условия расчета соответствовали постановке экспериментальных исследований, выполненных А. А. Ягодницыной с коллегами [19–21]. Для каждого из полученных в эксперименте режимов было проведено расчетное моделирование. Расчетная область соответствовала эксперименту и имела следующие размеры: входные каналы –  $2400 \times 200 \times 200$  мкм, канал смешения –  $6000 \times 400 \times 200$  мкм. Физические свойства жидкостей задавались из эксперимента (табл. 2.1). Для моделирования динамического контактного угла использовалась модель Кистлера.

Таблица 2.1 – Физические свойства исследуемых жидкостей

|                               | Парафиновое масло | Касторовое масло |
|-------------------------------|-------------------|------------------|
| Плотность, кг/м <sup>3</sup>  | 845               | 935              |
| Вязкость, мПа·с               | 110               | 650              |
| Краевой угол смачивания, град | 25                | 152              |
| Межфазное натяжение, мН/м     | 17                |                  |

Одной из задач данной работы было показать, что выбранная численная методика позволяет корректно описывать все многообразие режимов течения для данной смеси в рассматриваемом канале. Критерием для этого может служить соответствие результатов



численного моделирования результатам эксперимента в части воспроизведения режимов течения и области их существования, а также формы межфазной границы и длины снарядов. Для отладки выбранной численной модели мы брали несколько различных комбинаций расходов обеих жидкостей для каждого зарегистрированного в эксперименте режима течения и производили численный расчет.

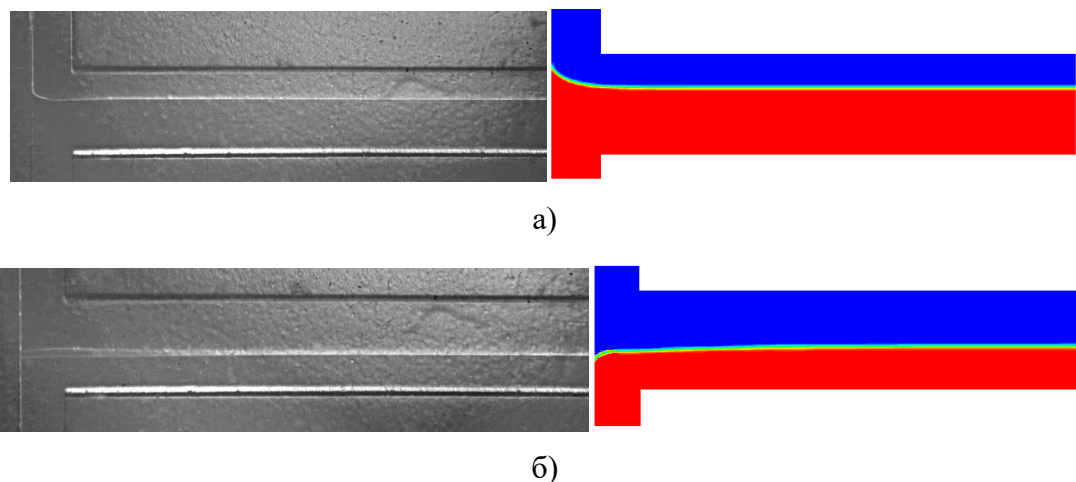


Рис. 2.36 – Параллельный режим течения (эксперимент слева, расчет справа):  
а)  $Q_p = 12$  мкл/мин,  $Q_c = 12$  мкл/мин; б)  $Q_p = 240$  мкл/мин,  $Q_c = 64$  мкл/мин.

На рис. 2.36 представлены результаты расчета и эксперимента для двух случаев, соответствующих параллельному режиму. Здесь парафиновое масло подается сверху, а касторовое масло снизу. Как видно, в данном режиме жидкости в канале смешения движутся слоями параллельно друг другу. При таких скоростях течения силы инерции существенно превышают силы межфазного натяжения, и граница раздела между жидкостями является практически плоской. Анализ полученных полей скорости показывает, что даже в случае равенства объемных расходов жидкостей из-за того, что толщина слоев в канале смешения разная, жидкости движутся с существенно различными скоростями. Так, в первом случае ( $Q_p = 12$  мкл/мин,  $Q_c = 12$  мкл/мин) скорость течения в слое парафинового масла примерно в 2,5 раза выше, чем в касторовом масле (см. рис. 2.37).

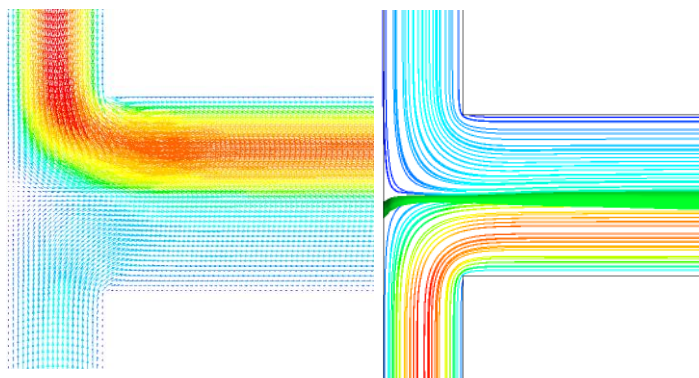


Рис. 2.37 – Расчетное поле скорости для параллельного режима течения парафинового (синим цветом) и касторового масел для  $Q_p = 240$  мкл/мин,  $Q_c = 64$  мкл/мин.

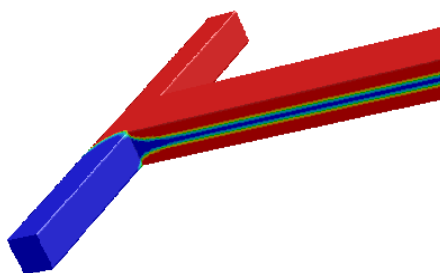


Рис.2.38 – Распределение концентрации касторового масла на стенках канала в ривулетном режиме течения,  $Q_p = 6$  мкл/мин,  $Q_c = 48$  мкл/мин.

При уменьшении расхода парафинового масла формируется так называемый ривулетный режим. В этом режиме парафиновое масло течет по боковой стенке канала смешения в виде тонкой струйки. Типичная картина такого течения показана на рис. 2.38 для случая  $Q_p = 6$  мкл/мин,  $Q_c = 48$  мкл/мин. При этом нужно отметить, что и в расчетах, и в экспериментах для ривулетного режима наблюдалось квазистационарное поведение, при котором большую часть времени струйка является стационарной, но в некоторые моменты она меняет свое положение и прилипает то к одной, то к другой стенке канала.

Качественное сравнение расчета и эксперимента для ривулетного режима течения показано на рис. 2.39. Здесь, как в большинстве наблюдаемых ривулетных режимах течения, струйка парафинового масла на входе распространяется вдоль ближайшей боковой стенки выходного канала, напоминая тем самым параллельный режим течения. Однако в отличие от параллельного режима течения, ниже по потоку струйка (ривулет) парафинового масла меняет свое положение и может распространяться вдоль любой стенки выходного канала, необязательно занимая всю его ширину.

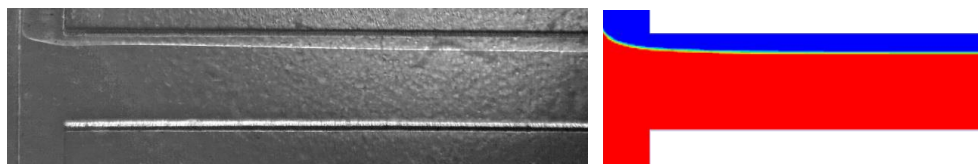


Рис. 2.39 – Ривулетный режим течения для  $Q_p = 6$  мкл/мин,  $Q_c = 48$  мкл/мин.

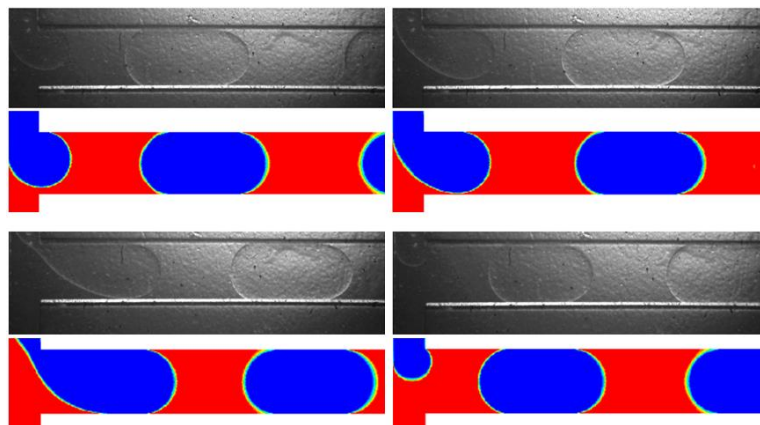


Рис. 2.40 – Сравнение расчета и эксперимента на этапе формирования снаряда парафинового масла в касторовом масле  $Q_p = 0,05$  мкл/мин,  $Q_c = 0,05$  мкл/мин

При значительном уменьшении расходов обеих жидкостей силы межфазного натяжения начинают доминировать над силами инерции и в канале смешения образуются снаряды парафинового масла. На рис. 2.40 представлено качественное сравнение результатов расчета с экспериментальными фотографиями на этапе формирования снаряда, для одного из рассмотренных случаев снарядного режима течения. Представленная картина течения, соответствует четырем последовательным моментам времени. Видна динамика образования и движение снарядов парафинового масла в касторовом масле. Наблюдается хорошее качественное согласие экспериментальных фотографий и результатов моделирования, не только на этапе движения отдельных снарядов, но, что наиболее важно, на этапе их формирования. Форма границы раздела сред в сходные моменты времени в расчете и эксперименте очень хорошо согласуется, что говорит о хорошей разрешающей способности расчетного алгоритма.

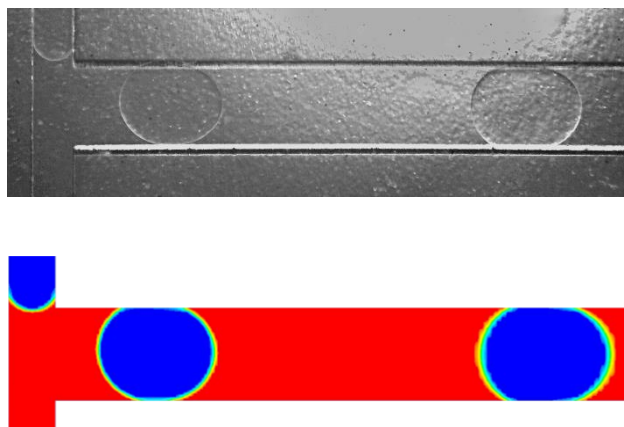


Рис. 2.41 – Режим снарядного течения парафинового масла в касторовом масле.

$$Q_p = 0,05 \text{ мкл/мин}, Q_c = 0,2 \text{ мкл/мин}$$

Картина течения для снарядного режима при других соотношениях расходов жидкости представлена на рис. 2.41. Анализ результатов моделирования и экспериментов показал, что при фиксированном значении расхода парафинового масла и увеличении расхода касторового масла, увеличивается расстояние между снарядами. При этом уменьшается длина самих снарядов. При увеличении расхода парафинового масла и при фиксированном расходе касторового масла, увеличивается длина снаряда парафинового масла. Расстояние между снарядами соответственно сокращается.

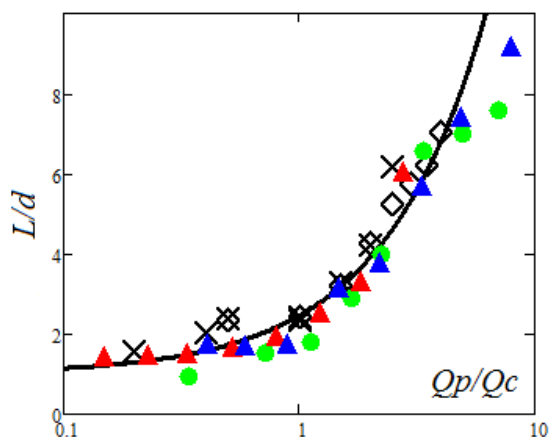


Рис. 2.42 – Зависимость безразмерной длины снаряда от отношения расходов. Кресты – экспериментальные данные, ромбы – расчетные данные, сплошная кривая соответствует предложенной корреляции, синие и красные треугольники – экспериментальные данные [44], зеленые точки – расчетные данные [78].

Длина снарядов является важнейшей количественной характеристикой данного вида течения. Этот параметр важен для практики, поскольку от него зависят характеристики

процессов тепломассообмена в такой смеси. Зависимость длины снаряда, обезразмеренной на гидравлический диаметр канала, от отношения расходов касторового и парафинового масла показана на рис. 2.42. Анализ полученных данных показал, что безразмерная длина снарядов хорошо описывается следующей корреляцией:  $L/d = 1 + 1,45(Q_p/Q_c)$ . На рис. 2.42 также приведено сравнение расчета и эксперимента по длине снаряда. В целом расхождение расчета и эксперимента не превышает 5 %. Для сравнения на рис. 2.42 также показаны экспериментальные данные из статьи Р. Garstecki et al. [44] и результаты численного моделирования из работы R. Raj et al. [78]. Как видно, наши результаты хорошо согласуются и с этими данными.

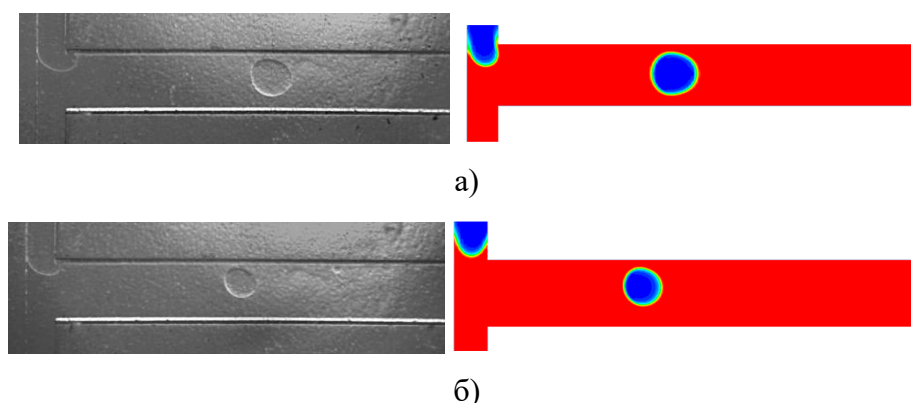


Рис. 2.43 – Капельный режим течения: а)  $Q_p = 0,05$  мкл/мин,  $Q_c = 0,8$  мкл/мин;  
б)  $Q_p = 0,05$  мкл/мин,  $Q_c = 1,5$  мкл/мин

При увеличении расхода касторового масла и при фиксированном расходе парафинового масла формируется капельный режим течения. В этом режиме поток касторового масла отрывает от выходной струи парафинового масла отдельные капли. Этот режим для двух соотношений расходов показан на рис. 2.43. При этом расстояние между каплями становятся очень значительным. Так, для случая  $Q_p = 0,05$  мкл/мин и  $Q_c = 1,5$  мкл/мин расстояние между каплями парафинового масла около 8000 мкм. С увеличением расхода касторового масла размер капли уменьшается, а расстояние между каплями увеличивается. Сравнение расчета и эксперимента для капельного режима показало, что расчет в целом хорошо воспроизводит и размер формирующихся капель, и расстояние между ними.

При больших расходах парафинового масла формируется скользяще-снарядный (slug) режим течения. При данном режиме канал смешения практически полностью заполнен парафиновым маслом, а слой касторового масла течет вдоль боковой стенки канала. Визуализация этого режима показана на рис. 2.44. При этом течение касторового масла является волновым. В начале длительное время происходит накопление слоя касторового

масла. Он утолщается и продвигается все дальше от входа вниз по потоку. После достижения слоем касторового масла некоторой толщины происходит его разрыв и снос вниз по потоку. После этого процесс повторяется вновь.

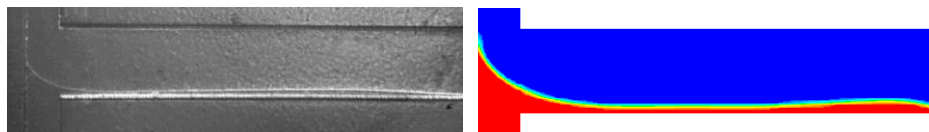


Рис. 2.44 – Скользяще-снарядный режим течения при  $Q_p = 2$  мкл/мин,  $Q_c = 0,1$  мкл/мин.

Таким образом, результаты численного моделирования полностью подтвердили существование обнаруженных в эксперименте режимов течения. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных. Показано, что все зафиксированные в эксперименте режимы воспроизводятся в расчете при соответствующих значениях расходов фаз. Расчет во всех рассмотренных режимах качественно верно предсказывает форму границы раздела между жидкостями, правильно описывает размер и форму снарядов и капель и расстояние между ними, скорость движения снарядов и толщину пленки между стенкой и снарядами.

### **2.3.5 Расчетно-экспериментальное исследование течения воды и нефти в микроканале Y-типа**

Особенную важность течение несмешивающихся жидкостей имеет в задачах вытеснения нефти при заводнении пластов, поровое пространство которых представлено сетью микроканалов сложной формы. На управлении режимами течения нефти и вытесняющих жидкостей основаны многие методы увеличения нефтеотдачи. Улучшение нефтеотдачи из микропористой среды зависит от структуры течения в поровом пространстве. Структура потока, возникающая в микропористой среде, зависит от нескольких параметров, а именно от геометрии (характерный размер и тип соединений микроканалов пористой среды), физических свойств нефти и вытесняющей жидкости для улучшения нефтеотдачи (плотность, вязкость, межфазное натяжения, краевой угол смачивания). В настоящее время микрофлюидика широко используется для изучения течений при вытеснении нефти из пористой среды. Однако, несмотря на сравнительно большое число работ, посвященных изучению течений нефти в микропористых средах, систематических данных об имеющих здесь место режимах течения все еще недостаточно. Число факторов, влияющих на режимы течения при нефтевытеснении столь велико, что необходимо их дальнейшее изучение.

В связи с этим в данной диссертации проведено систематическое экспериментальное и численное исследование режимов течений воды и нефти в микроканале Y-типа и установлены основные характеристики этих течений.

Таблица 2.2 – Свойства исследуемых жидкостей

| Параметр                     | Вода  | Нефть |
|------------------------------|-------|-------|
| Плотность, кг/м <sup>3</sup> | 997   | 826   |
| Вязкость, мПа·с              | 0,894 | 8,47  |
| Межфазное натяжение, мН/м    | 22,4  |       |
| Контактный угол, deg         | 23,5  |       |

Исследование проведено на чипе с микроканалом Y-типа (рис. 2.45). Ширина и высота микроканала смешения составляла 500 и 200 мкм, длина – 20 мм, для входных микроканалов высота и ширина составляли по 325 мкм, длина – 5 мм. Чип был изготовлен из ПММА (Novattro, Russia) методом фрезерования и термического спекания. Фрезерование было выполнено с помощью фрезерного станка ModelaMDX-40a (Roland, Япония).

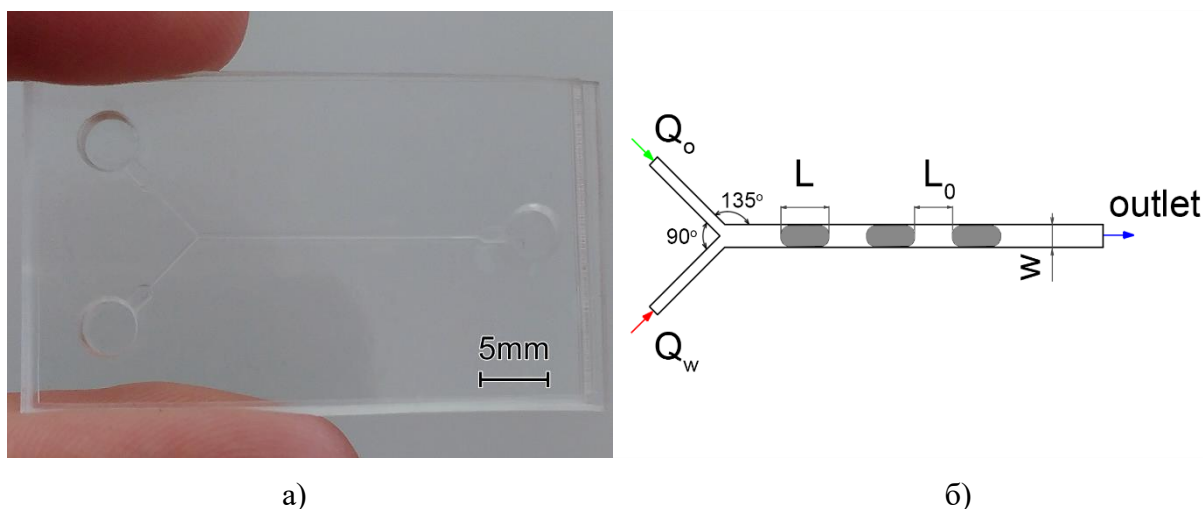


Рис. 2.45 – Фото чипа с Y-микроканалом (а) и его схема (б).

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.46. Нефть и вода закачиваются в PMMA-чип с Y-микроканалом с помощью шприцевых насосов SP Lab02 (Baoding Shench Precision Pump Co., Ltd), позволяющих задавать расход с относительной погрешностью 0,5 %. Микроканал располагался горизонтально на предметном столе микроскопа, на котором установлена высокоскоростная камера acA2000-165um-Baslerace (BaslerAG, Germany). Входы микроканала соединялись со шприцами Hamilton (Model number: 1005) и трубками из

полипропилена с ID 1,2 мм и OD 2 мм. Задавался объемный расход жидкостей  $Q$ . Картина течения в Y-микроканале фиксировалась высокоскоростной камерой.

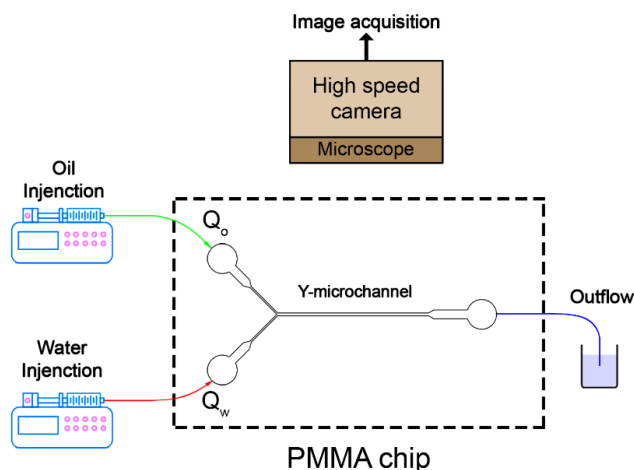


Рис. 2.46 – Схема экспериментальной установки.

На режим течения жидкость–жидкость в микроканале оказывают влияние силы инерции, вязкостные силы и силы поверхностного натяжения. Безразмерными критериями подобия, характеризующими тот или иной режим течения, являются число Рейнольдса, число Вебера, капиллярное число. Число Вебера характеризует баланс между силами инерции и силами поверхностного натяжения (2.15), где  $\sigma$  – поверхностное натяжение:

$$We = \frac{\rho U^2 D}{\sigma} \quad (2.15)$$

Отношение вязкостных сил к силам поверхностного натяжения и инерции определяется числом Онезорге (2.16):

$$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\rho \sigma D}} \quad (2.16)$$

При построении карты режимов течения жидкостей в микроканалах чаще всего используются число Рейнольдса, число Вебера, произведение чисел Вебера и Онезорге.

$$WeOh = Ca\sqrt{We} = \sqrt{Re \cdot Ca^3} \quad (2.17)$$

Эксперименты проводились в широком диапазоне расходов жидкостей и чисел подобия. Диапазоны критериев подобия представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Диапазоны экспериментальных параметров

| Parameter  | Вода                                        | Нефть                            |
|------------|---------------------------------------------|----------------------------------|
| $Q$ [мл/ч] | $2.5 \cdot 10^{-2} < Q_w < 6.6 \cdot 10^2$  | $10^{-1} < Q_o < 55$             |
| Re         | $2.2 \cdot 10^{-2} < Re_w < 5.8 \cdot 10^2$ | $7.7 \cdot 10^{-3} < Re_o < 4.2$ |



| Parameter | Вода                                           | Нефть                                          |
|-----------|------------------------------------------------|------------------------------------------------|
| We        | $6.1 \cdot 10^{-8} < We_w < 43$                | $9.5 \cdot 10^{-8} < We_o < 2.8 \cdot 10^{-2}$ |
| Oh        | $1.12 \cdot 10^{-2}$                           | $1.17 \cdot 10^{-1}$                           |
| Ca        | $2.8 \cdot 10^{-6} < Ca_w < 7.3 \cdot 10^{-2}$ | $1.1 \cdot 10^{-4} < Ca_o < 5.7 \cdot 10^{-2}$ |

В результате систематического экспериментального исследования было установлено четыре различных типа режима течения вода–нефть в рассматриваемом Y-микроканале: снарядный режим, капельный режим, параллельный и хаотический режимы. Типичные изображения этих режимов показаны на рис. 2.47. Далее приведено подробное описание этих режимов.

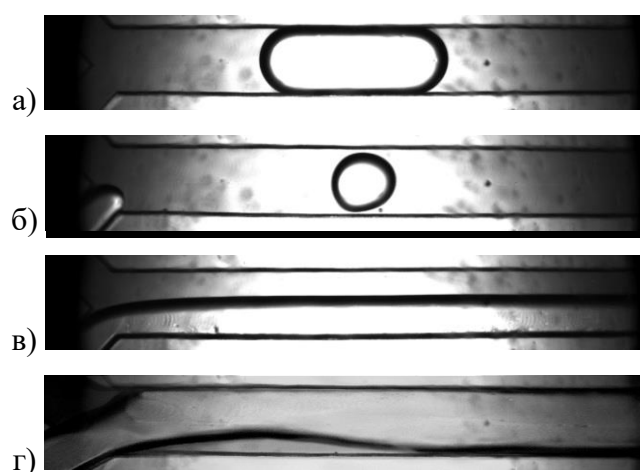


Рис. 2.47 – Различные режимы течения: снарядный режим (а), капельный режим (б), параллельный режим (в), хаотический режим (г).

Снарядный режим течения наблюдается при малых расходах воды и нефти. Во всех экспериментах в этом режиме формируются снаряды воды. Нефть является дисперсионной (несущей) средой, так как лучше смачивает стенки канала. Вода выступает в качестве дисперсной фазы. Разделение дисперсной фазы на снаряды определяется межфазным натяжением. Снаряд воды занимает почти все поперечное сечение микроканала с очень тонкой пленкой нефти между снарядом воды и стенкой микроканала (см. рис. 2.48, 2.49). При постоянном расходе воды (дисперсной фазы) наблюдалось уменьшение длины снаряда при увеличении расхода нефти. Такая же тенденция наблюдалась при постоянном расходе нефти, но при уменьшении расхода воды. Снарядный режим течения вода–нефть в Y-микроканале реализуется в следующих диапазонах критериев подобия:  $Re_w < 10$  и  $Re_o < 1.3$ ,  $We_w < 1.3 \cdot 10^{-2}$

и  $We_o < 2.4 \cdot 10^{-2}$ ,  $Ca_w < 1.3 \cdot 10^{-2}$  и  $Ca_o < 1.8 \cdot 10^{-2}$ . Дальнейшее увеличение расхода нефти приводило к переходу в капельный режим течения, а увеличение расхода воды при постоянном расходе нефти вызвало переход от снарядного режима к параллельному.

На рис. 2.48 и 2.49 приведены экспериментальные фотографии снарядов и результаты численного моделирования течения вода–нефть VOF-методом. Метод VOF качественно хорошо описывает форму снарядов. Тестирование показало, что расчет хорошо описывает данные эксперимента по форме, длине и скорости снарядов, толщине пленки, расстоянию между снарядами в широком диапазоне расходов дисперсной и несущей фазы.

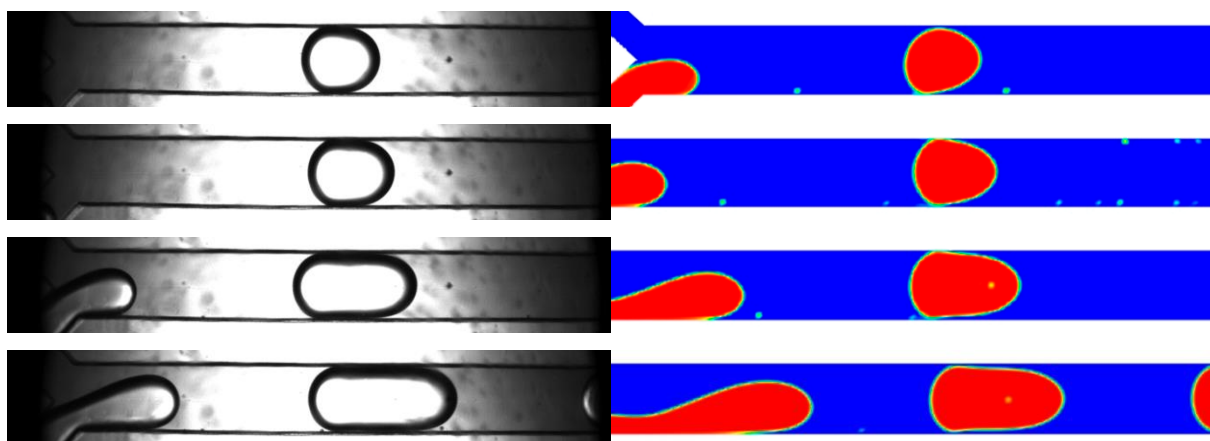


Рис. 2.48 – Снарядный режим при расходе нефти 17,2 мл/ч. Расход воды (сверху вниз), мл/ч: 0,2132; 0,3693; 6,744; 11,68.

При очень низких расходах нефти формируются удлиненные снаряды (Рис. 2.49). Для удлиненных снарядов характерная длина много больше, чем расстояния между ними. Как видно, результаты расчета также хорошо воспроизводят форму и размер снарядов в этих режимах.

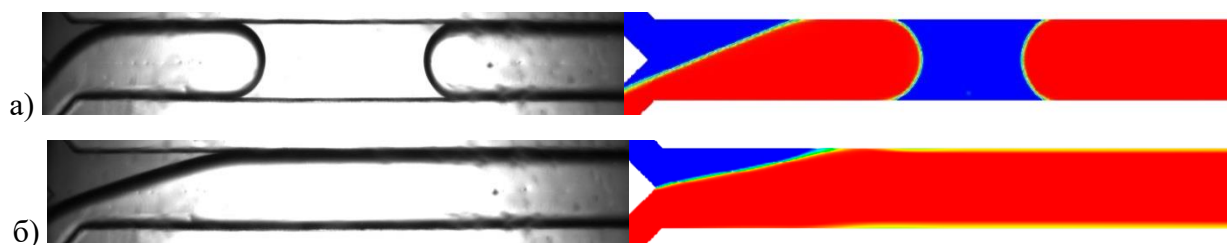


Рис. 2. 49 – Режим удлиненных снарядов при расходе воды 1,168 мл/ч (а) и 11,68 мл/ч (б). Расход нефти 0,5 мл/ч.

С практической точки зрения важной характеристикой такого течения является информация о длине и расстояниях между снарядами. Исследованию длины снарядов от различных параметров в микроканалах различной формы посвящено большое количество работ [44, 79]. Однако универсальных корреляций, позволяющих предсказывать длины снарядов до сих пор не создано. На рис. 2.50 показана относительная длина снарядов и относительное расстояние между снарядами (обе величины приведены к гидравлическому диаметру микроканала) от отношения расходов воды и нефти. Здесь же приведены и результаты численного моделирования в соответствующих экспериментах режимах. Как уже было сказано, результаты расчетов количественно хорошо согласуются с экспериментальными данными по относительной длине снарядов и расстоянию между ними. Однако, как видно, полученные данные плохо обобщаются с зависимостью, содержащей только отношение расходов дисперсной и несущей жидкостей.

Полученные данные были сопоставленными с известными эмпирическими корреляциями. Одной из первых корреляций длины снаряда была корреляция, предложенная Garsteckietal [44] для течения газ–жидкость в Т-микроканале (2.18), где  $\alpha$  – константа, конкретное значение которой зависит от геометрии Т-образного перехода. В различных работах  $\alpha$  варьируется от 1 до 1,5:

$$\frac{L}{D} = 1 + \alpha \frac{Q_d}{Q_c} \quad (2.18)$$

Сравнение с нашими данными показывает, что уравнение (2.18) при  $\alpha = 1$  [39] плохо описывает экспериментальные данные (рис. 2.50 (а)). Помимо уравнения (2.18) в работе была также рассмотрена корреляция, предложенная Xu et al. [79], которая дополнительно учитывает капиллярное число несущей фазы:

$$\frac{L}{D} = \varepsilon + k \left( \frac{Q_d}{Q_c} \right)^\alpha \left( \frac{1}{Ca_c} \right)^\beta \quad (2.19)$$

где  $\varepsilon$ ,  $k$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  – параметры уравнения. В результате анализа экспериментальных данных были получены следующие параметры для снарядного режима течения:  $\varepsilon = 1.72$ ,  $k = 1.45$ ,  $\alpha = 0.525$ ,  $\beta = 0.138$ .

Сравнение длины снаряда, рассчитанное по уравнениям (2.18) и (2.19), представлено на Рис. 2.51а. Анализ показал, что учет капиллярного числа позволяет гораздо точнее предсказывать длину снаряда. На рис. 2.51 (б) построена зависимость приведенной к капиллярному числу длины снаряда  $L^*$  с учетом параметров, которая зависит только от отношения расходов воды и нефти:

$$L^* \left( \frac{Q_w}{Q_o} \right) = \left( \frac{\frac{L}{D} - \varepsilon}{k \cdot Ca_o^{-\beta}} \right)^{1/\alpha} \quad (2.20)$$

Как видно, данная корреляция хорошо обобщает полученные экспериментальные данные.

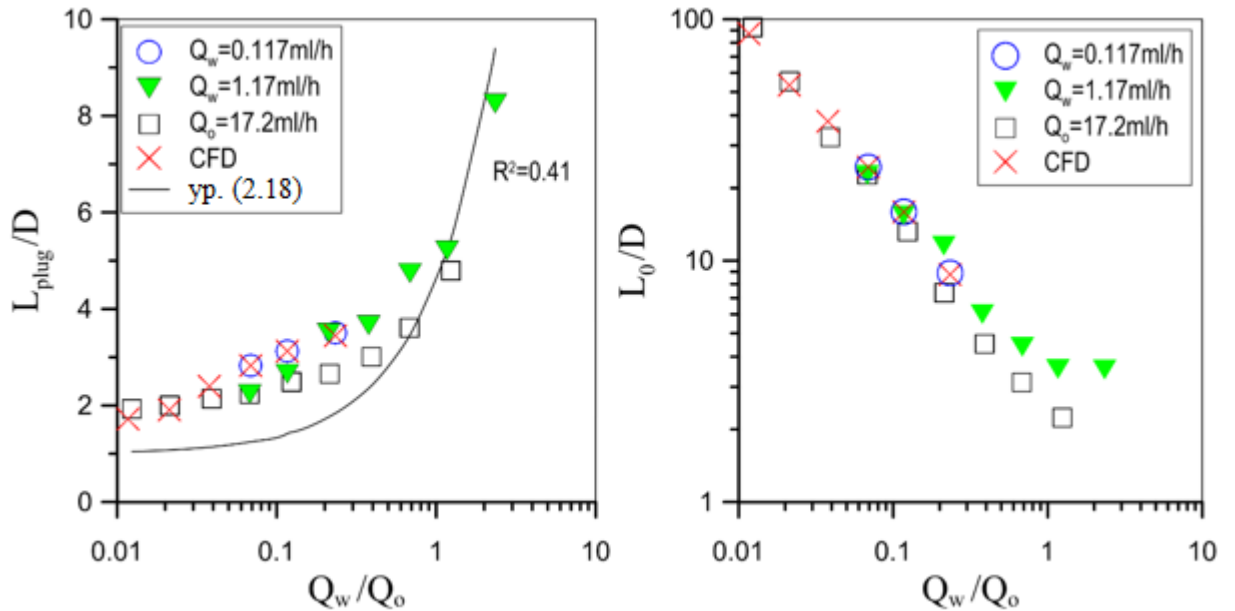


Рис. 2.50 – Зависимость относительной длины снарядов (слева) и относительного расстояния между снарядами от отношения расходов воды и нефти.

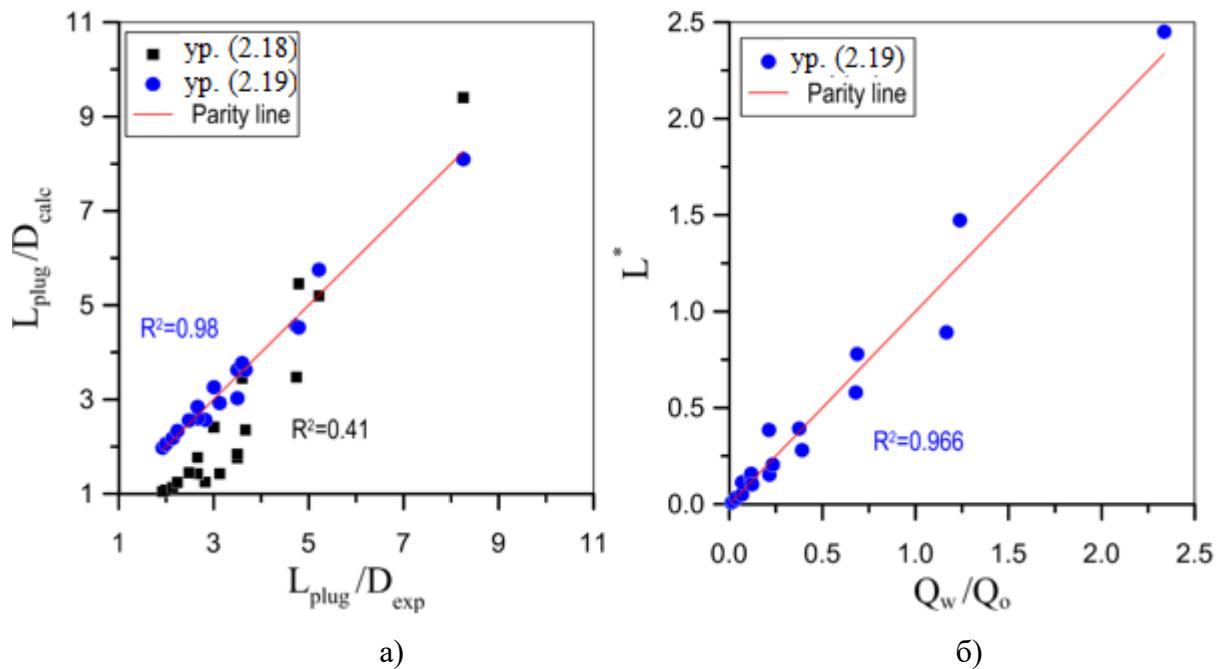


Рис. 2.51 – (а) Зависимость относительной длины снарядов рассчитанной и экспериментальной; (б) Зависимость  $L^*$  от отношения расходов воды и нефти.

Типичные фотографии капельного режима представлены на рис. 2.52. В этом режиме размер капель воды меньше размера микроканала. Режим реализуется при высоких расходах дисперсионной среды (нефти) и низких расходах дисперсной фазы (воды):  $Re_w < 10$  и  $Re_o > 1.3$ ,  $We_w < 1.3 \cdot 10^{-2}$  и  $We_o > 2.4 \cdot 10^{-2}$ ,  $Ca_w < 1.3 \cdot 10^{-2}$  и  $Ca_o > 1.8 \cdot 10^{-2}$ . Капельный режим течения широко распространен в задачах вытеснения нефти из пористой среды.

На рис. 2.52 показано сравнение экспериментальных фотографий и расчетных картин течения для капельного режима течения. Расход нефти был равен 54,5 мл/ч, а расход воды варьировался в диапазоне от 1,168 до 36,93 мл/ч. Расчетные и экспериментальные фотографии хорошо согласуются во всем исследуемом диапазоне расходов воды. При высоких значениях расхода воды на входе в канал смешения формируется струя, от которой на некотором удалении отрываются капли. С увеличением расхода длина этой струи увеличивается. Расчет хорошо воспроизводит это явление.

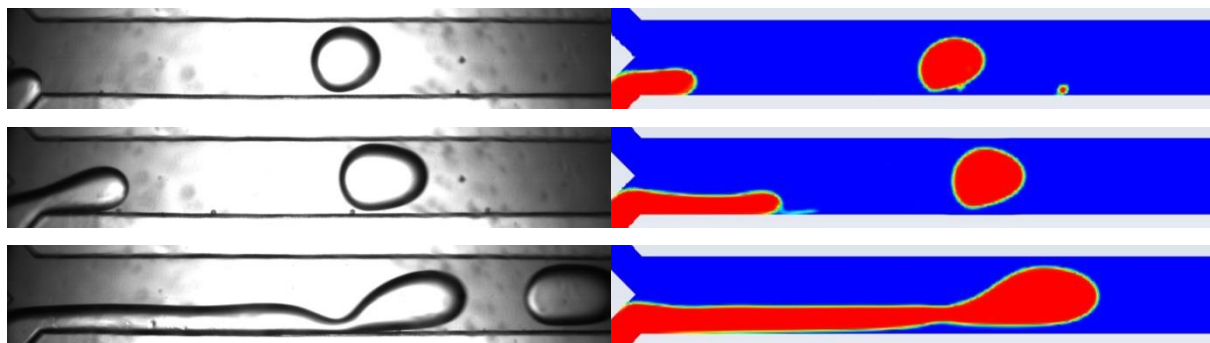


Рис. 2.52 – Капельный режим при расходе нефти 54,5 мл/ч. Расход воды (сверху вниз), мл/ч: 1,168; 11,68; 36,93.

Надо сказать, что эмпирических корреляций, которые бы определяли зависимость размеров капель от различных параметров течения в микроканале, в настоящий момент практически нет. Минимальный размер капель, как правило, меньше ширины микроканала, в отличие от снарядов, длина которых сопоставима с ширины каналов или много больше. По аналогии со снарядным режимом течения представим зависимость безразмерной длины капель от отношения расходов воды и нефти в следующем уравнении (2.21), где  $A$  и  $B$  – параметры уравнения. При этом коэффициент  $A$  в отличии от снарядного режима имеет значение меньше 1:

$$\frac{L}{D} = A + B \frac{Q_w}{Q_o} \quad (2.21)$$

Однако было установлено, что для капельного режима так же, как и для снарядного режима течения, безразмерную длину капль нельзя хорошо описать линейной зависимостью от отношения расходов дисперсной и несущей фаз (рис. 2.53 (а)). Как мы видим, длина капль зависит не только от отношения расходов дисперсной и несущей фаз, но и от значения расхода нефти. Поэтому применение корреляций типа уравнения (2.21) дает плохой результат. В свою очередь, учет капиллярного числа с помощью уравнения (2.19) позволяет хорошо описать экспериментальные данные не только для снарядного режима, но и для капельного режима (рис. 2.53 (б)). В результате были установлены следующие параметры (2.19) для капельного режима течения:  $\varepsilon = 1.17$ ,  $k = 0.0926$ ,  $\alpha = 0.412$ ,  $\beta = 0.936$ . Как видно, с этими параметрами уравнение (2.19) хорошо описывает экспериментальные данные.

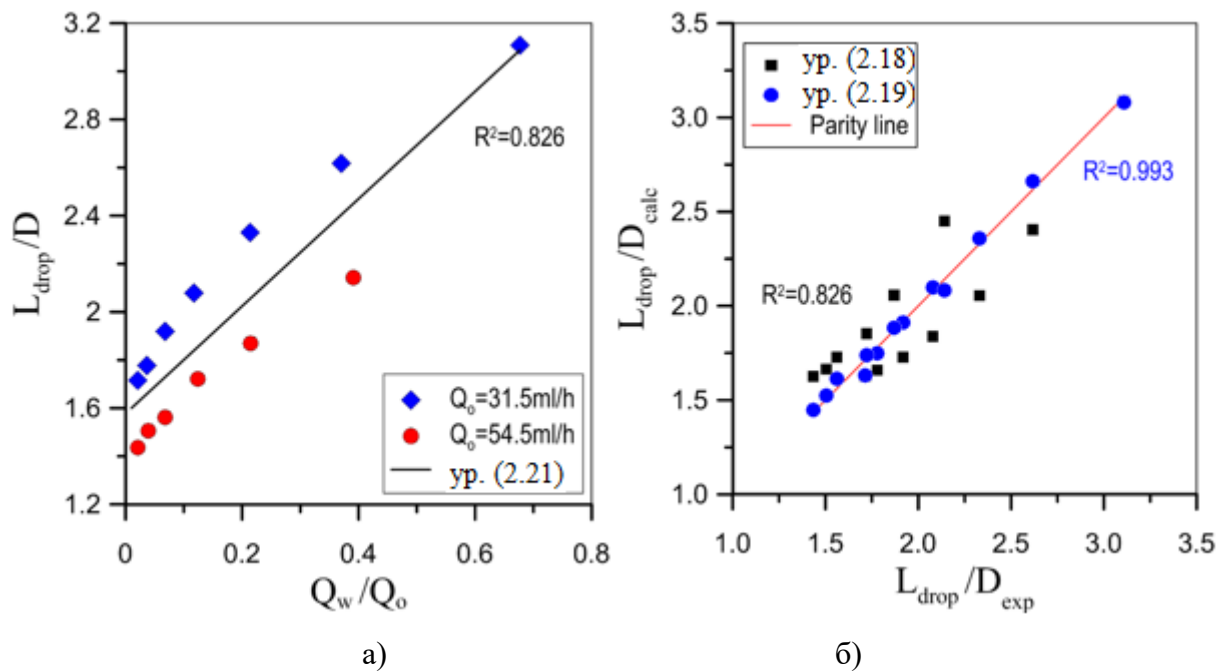


Рис. 2.53 – Зависимость относительного размера капль и относительного расстояния между каплями от отношения расходов воды и нефти.

Еще одной из важных характеристик капельного режима течения является частота отрыва капль  $f$ . Безразмерным критерием, характеризующим процесс отрыва капль, является число Струхалиа  $Sh = \frac{f \cdot D}{U_{\text{mix}}}$  (здесь  $U_{\text{mix}}$  – суммарная скорость воды и нефти). Частота отрыва капль и число Струхалиа в зависимости от отношений расходов приведены на рисунке 2.54.

Вначале воспользуемся стандартным представлением Струхалия от отношения расходов в степенном виде (см. рис. 2.54 (б)), где  $K = 0.423$  и  $n = 0.538$ :

$$Sh = K \left( \frac{Q_w}{Q_o} \right)^n \quad (2.22)$$

Как видно, число Струхалия также плохо описывается только зависимостью от отношения расходов дисперсной и несущей фаз. Коэффициенты  $K$  и  $n$  в уравнении (2.22) при различных расходах нефти являются различными. Соответственно, корреляцию (2.22) нельзя считать универсальной.

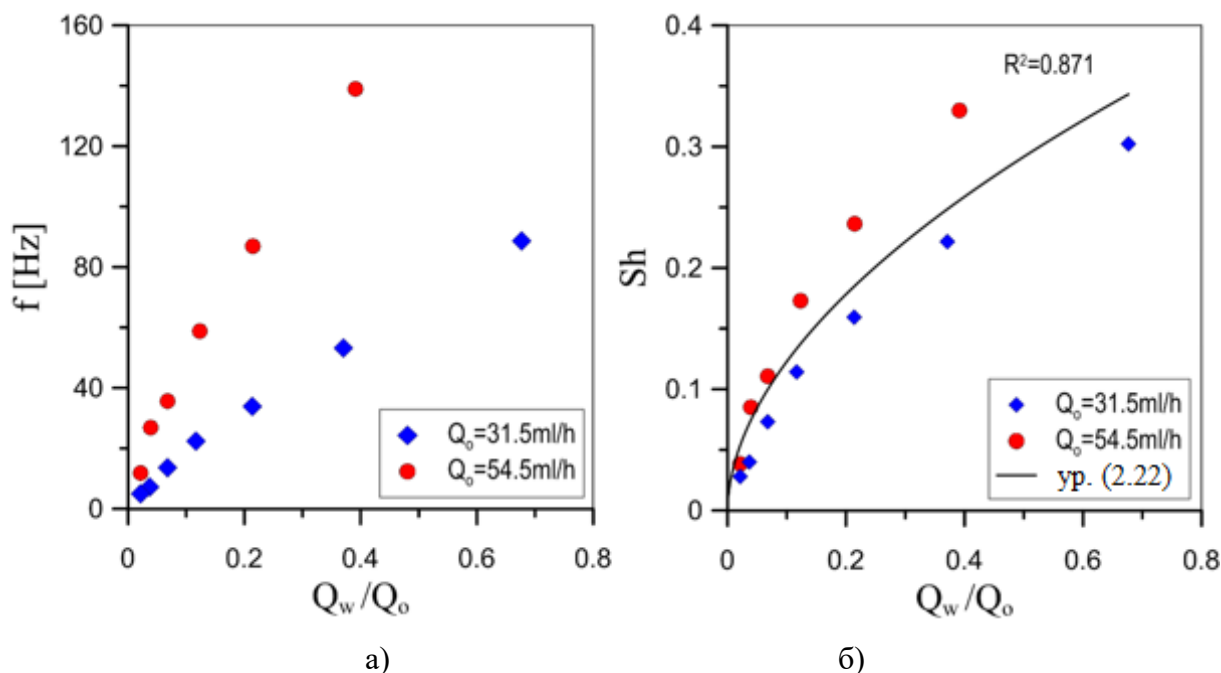


Рис. 2.54 – Зависимость частоты отрыва капель (слева) и число Струхалия от отношения расходов воды и нефти.

Учтем капиллярное число несущей фазы, как это было сделано для безразмерной длины прибора:

$$Sh = k \left( \frac{Q_w}{Q_o} \right)^{n_1} \left( \frac{1}{Ca_o} \right)^{n_2} \quad (2.23)$$

где  $k = 5.11$ ,  $n_1 = 0.615$ ,  $n_2 = 0.753$ .

Далее приведем число Струхалия (2.23) к линейной зависимости от безразмерного расхода:

$$\text{Sh}^* \left( \frac{Q_w}{Q_o} \right) = \left( \frac{\text{Sh}}{k \left( \frac{1}{\text{Ca}} \right)^{n_2}} \right)^{\frac{1}{n_1}} \quad (2.24)$$

Сравнение полученной корреляции (2.24) с экспериментальными данными показано на рисунке 2.55. Как видно, наблюдается хорошее согласие. Таким образом, было продемонстрировано, что при определении числа Струхаля отрыва капль необходимо учитывать не только отношение расхода дисперсной и несущей фазы, но и значение капиллярного числа.

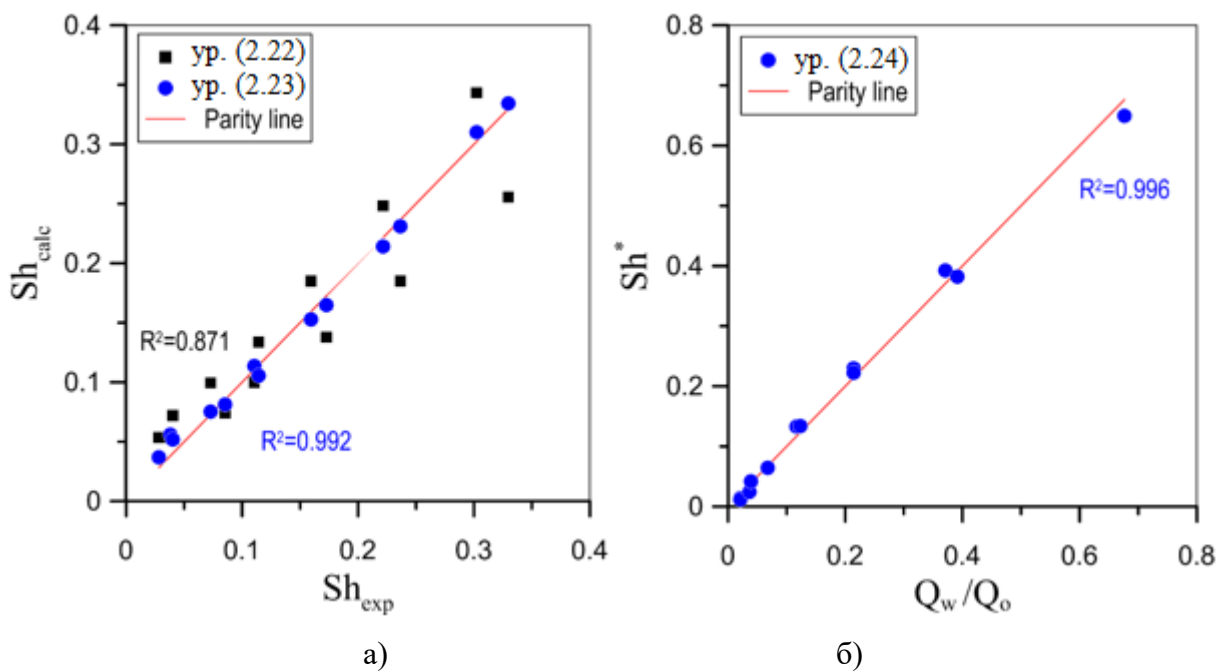


Рис. 2.55 – Сравнение числа Струхаля, рассчитанного и экспериментального (а);  
Зависимость числа Струхаля от отношения расходов воды и нефти (б).

Далее проведено измерение средней скорости капль воды в нефти. На рис. 2.56 представлены экспериментальные данные для средней скорости капль от скорости смеси  $U_{\text{mix}}$ . Как видно, скорость капль пропорциональна скорости смеси. Анализ показал, что наилучшим образом поведение скорости капль от скорости смеси описывается степенной зависимостью  $U_{\text{drop}} = 1.425 \cdot U_{\text{mix}}^{1.242}$ .



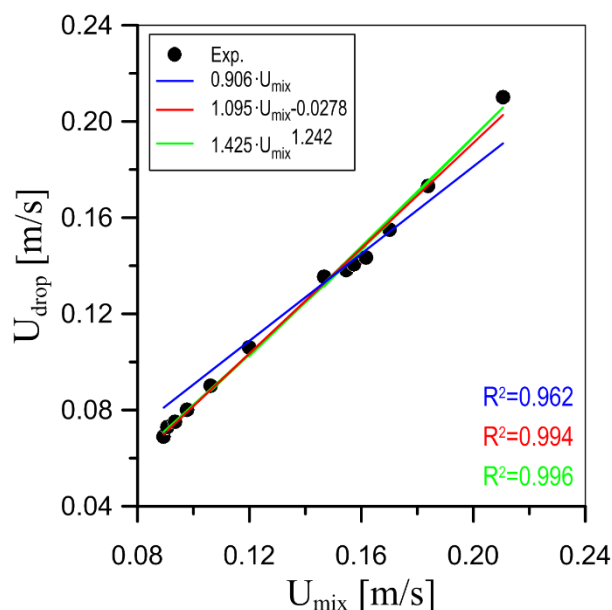
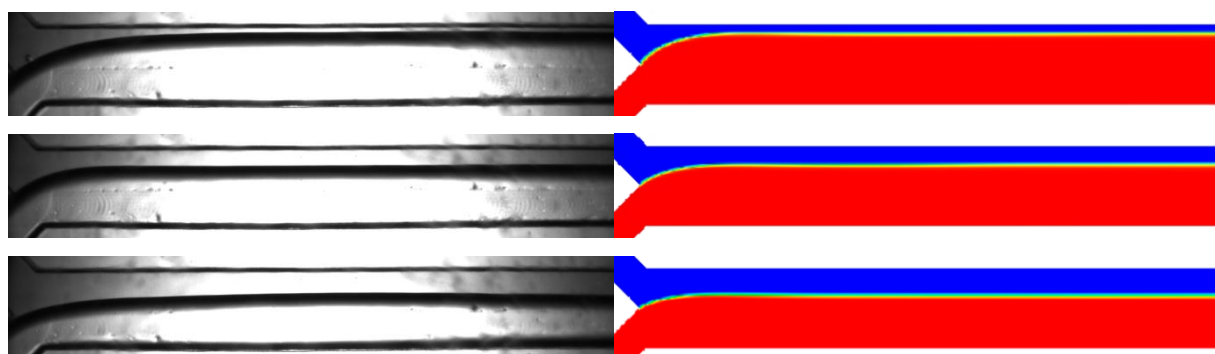


Рис. 2.56 – Зависимость средней скорости каплей от скорости смеси.

При более высоких значениях расходов несущей и дисперсной фазы наблюдается параллельный режим. Типичные фотографии параллельного режима представлены на рис. 2.57. При более высоких расходах воды и нефти сила инерции преобладает над силой межфазного натяжения, и они протекают друг мимо друга без образования снарядов или капель, не смешиваясь. Положение границы раздела между фазами внутри микроканала смещается по мере изменения расходов воды и нефти. Такой режим реализуется при следующих параметрах:  $Re_w > 10$ ,  $We_w > 1.3 \cdot 10^{-2}$ ,  $Ca_w > 1.3 \cdot 10^{-2}$ . Было проведено сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными в параллельном режиме течения при фиксированном расходе воды 36,9 мл/ч. Расход нефти варьировался в диапазоне от 0,5 до 17,2 мл/ч. Сравнение экспериментальных фотографий с результатами расчетов представлено на рис. 2.57. С ростом расхода нефти контактная граница вода/нефть смещается по сечению канала, положение и форма контактной границы хорошо описывается с помощью расчетной методики, основанной на VOF-методе.



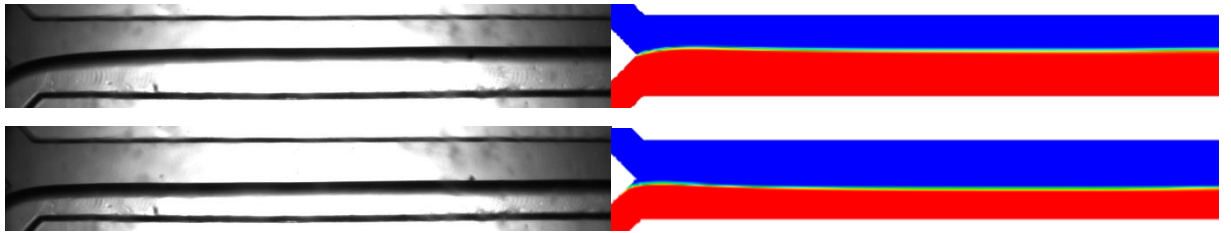
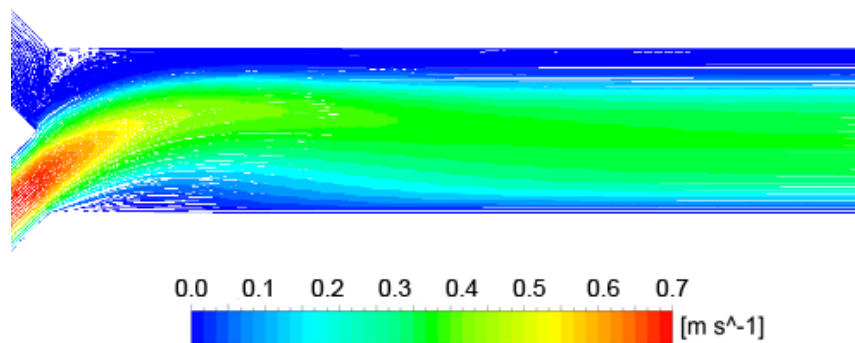
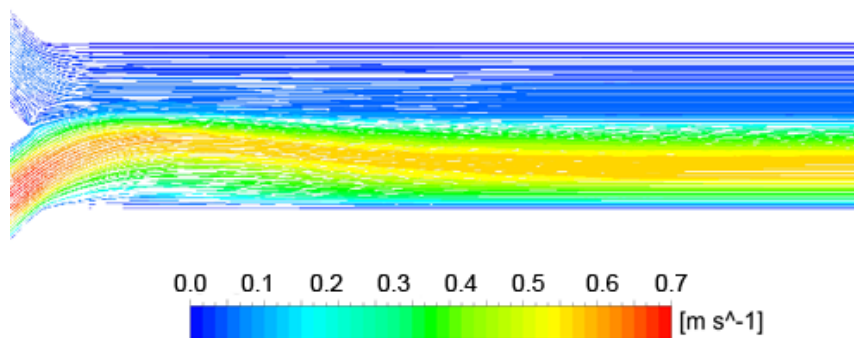


Рис. 2.57 – Параллельный режим при расходе воды 36,9 мл/ч. Расход нефти (сверху вниз), мл/ч: 0,5; 1,0; 1,7; 5,5; 17,2.

На рис. 2.58 показаны расчетные поля скорости в микроканале при течении системы вода/нефть в параллельном режиме для различных расходов нефти при фиксированном расходе воды, равном 36,9 мл/ч. Анализ полученных полей скорости показывает, что из-за того, что толщина слоев в канале смешения разная, жидкости движутся с существенно различными скоростями.



а)



б)

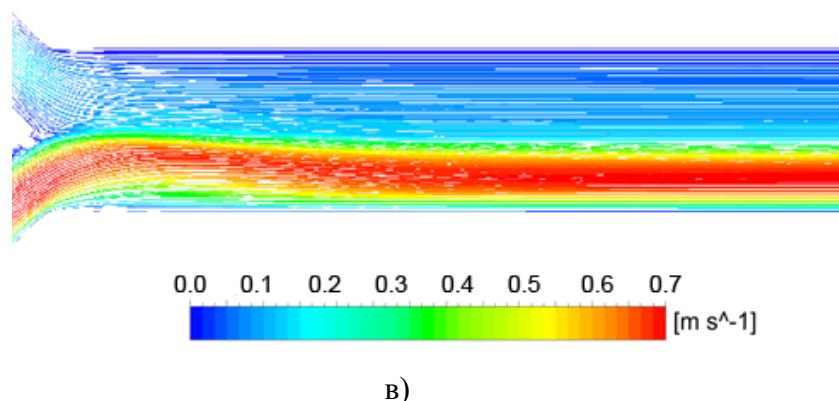


Рис. 2.58 – Поле вектора скорости для различных расходов нефти: а) 0,5 мл/ч; б) 5,5 мл/ч; в) 17,2 мл/ч, расход воды равен 36,9 мл/ч.

При дальнейшем увеличении расхода воды происходит переход от параллельного режима течения к хаотическому режиму (см. рис. 2.59 и 2.60). Этот режим реализуется при очень высоких расходах воды и нефти: по воде  $Re_w > 3.3 \cdot 10^2$ ,  $We_w > 13$  и,  $Ca_w > 4.1 \cdot 10^{-2}$ , по нефти –  $Re_o > 2.4 \cdot 10^{-1}$ ,  $We_o > 7.8 \cdot 10^{-4}$ ,  $Ca_o > 3.3 \cdot 10^{-3}$ . Chaotic flow режим был детально исследован при фиксированном расходе воды равном, 369,3 мл/ч, а расход нефти варьировался в диапазоне от 3,1 до 31,5 мл/ч. Хотя такие режимы не являются типичными при течении в микропористых средах, с фундаментальной точки зрения данный режим представляет определенный интерес. В данном режиме течения потоки воды и нефти опрокидываются в канале смешения и далее движутся в расслоенном режиме у противоположных стенок. Понять структуру течения в этом режиме лучше всего позволяют результаты численного моделирования. Но вначале сравним результаты моделирования с экспериментом. Такое сравнение представлено на рис. 2.59. Как видно, в целом наблюдается удовлетворительное согласие. На рис. 2.59 и 2.60 показаны расчетные изолинии поля скорости и структура потоков в различных сечениях микроканала для расхода нефти 3,1 и 31,5 мл/ч. В месте соединения, где потоки воды и нефти входят в основной канал, наблюдается взаимное пересечение потоков воды и нефти, и течение опрокидывается. Похожее поведение отмечалось при однофазном течении жидкостей в микроканале Т-типа. Результаты систематических исследований однофазных течений в данном микроканале при высоких числах Рейнольдса можно найти в наших работах [56, 61].

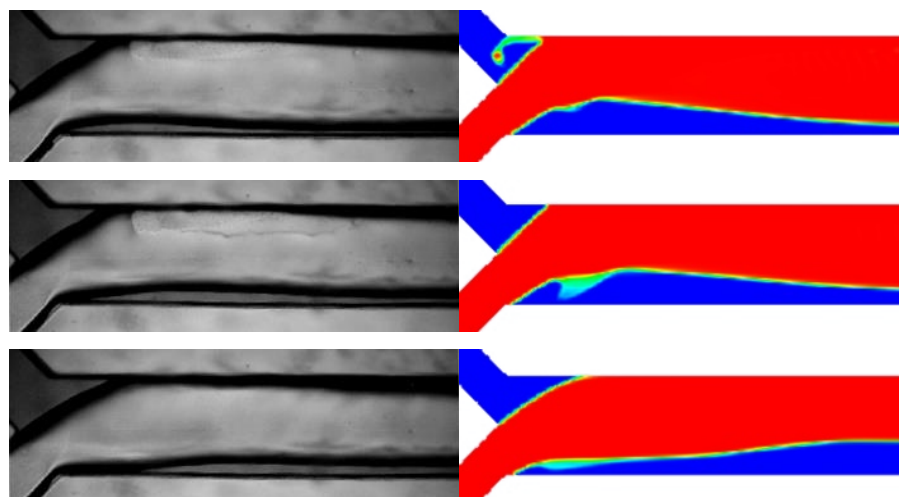


Рис. 2.59 – Хаотический режим при расходе воды 369,3 мл/ч. Расход нефти (справа налево, сверху вниз), мл/ч: 5,5; 10; 31,5.

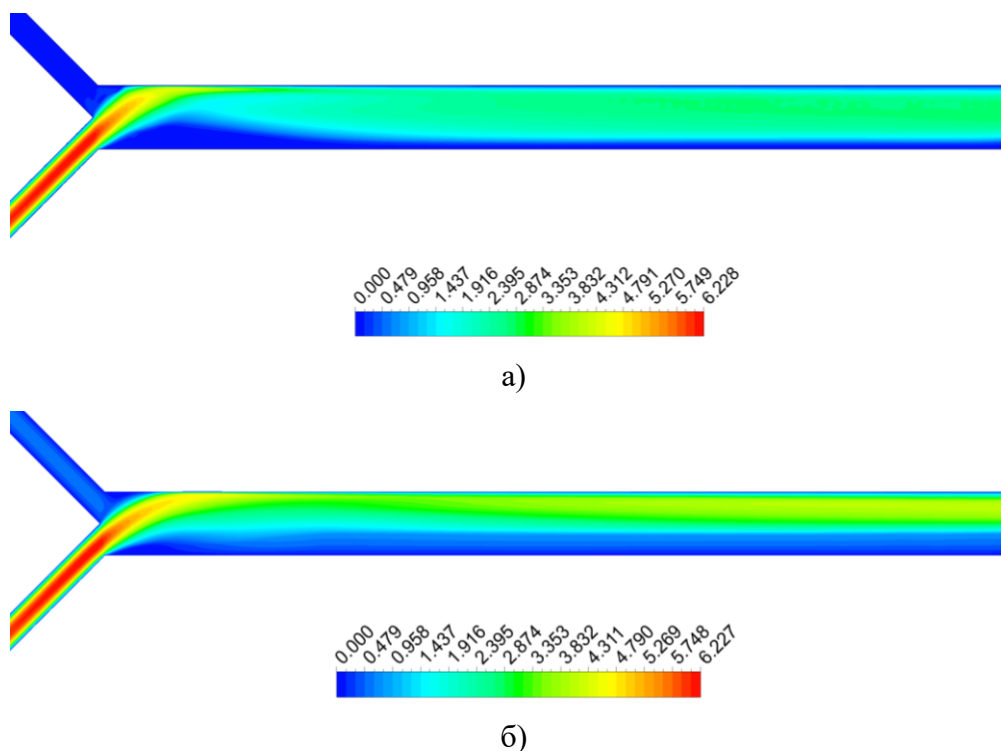


Рис. 2.60 – Изолинии поля скорости в микроканале для различных расходов нефти  
а) 3,1 мл/ч; б) 31,5 мл/ч.

Для описания диапазонов существования различных режимов течения важным является построение карт режимов. Как уже было сказано во введении, в настоящий момент нет единого мнения, относительно каких параметров строить карты режимов течений для двухфазных потоков в микроканалах. Во многих, обычно более ранних, работах для характеристики режимов течения использовались скорости или расходы фаз. Также распространено

использование для классификации режимов чисел Рейнольдса, Вебера и капиллярного числа для несущей и дисперсной фаз. Часто для описания режимов течения встречается комбинации чисел  $Re^a We^b$  в различных степенях. По-видимому, наиболее общим критерием для описания режимов несмешивающихся жидкостей в микроканалах прямоугольного сечения на сегодняшний день следует рассматривать произведение чисел Вебера и Онезорге ( $WeOh$ ) [19–21]. Число Онезорге – критерий, отвечающий за отношение вязкостных сил к силам поверхностного натяжения. Ниже на рис. 2.61 и 2.62 представлены карты полученных режимов течения в микроканале Y-типа в наиболее распространенных координатах.

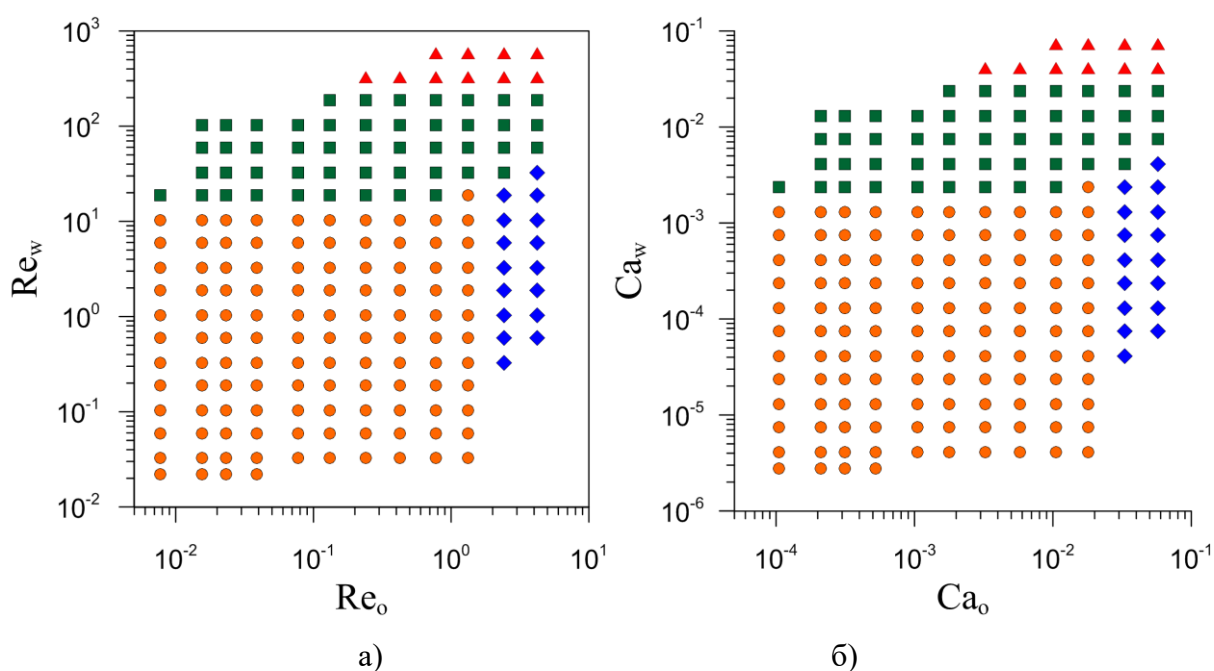


Рис. 2.61 – Карта режимов течения вода–нефть в координатах чисел Рейнольдса (слева) и капиллярных чисел (справа): зеленый квадрат – параллельный режим, оранжевый кружок – снарядный режим, синий ромб – капельный режим, красный треугольник – вихревой режим.

На рис. 2.62 (б) построена карта режимов течения в координатах чисел  $WeOh$  на основе экспериментальных данных и результатов численного моделирования (символы – эксперимент, фоновая заливка – режимы в расчетах). Как видно, численное моделирование воспроизводит все режимы течения, полученные в эксперименте, во всем рассмотренном диапазоне расходов нефти и воды. Однако границы режимов течений в расчетах и моделировании несколько сдвинуты. Расчет немного затягивает начало наступления следующего режима по сравнению с экспериментом. Тем не менее, расчетная и экспериментальная карта режимов близки. Это позволяет использовать численное моделирование для построения карт режимов течения в микроканалах.

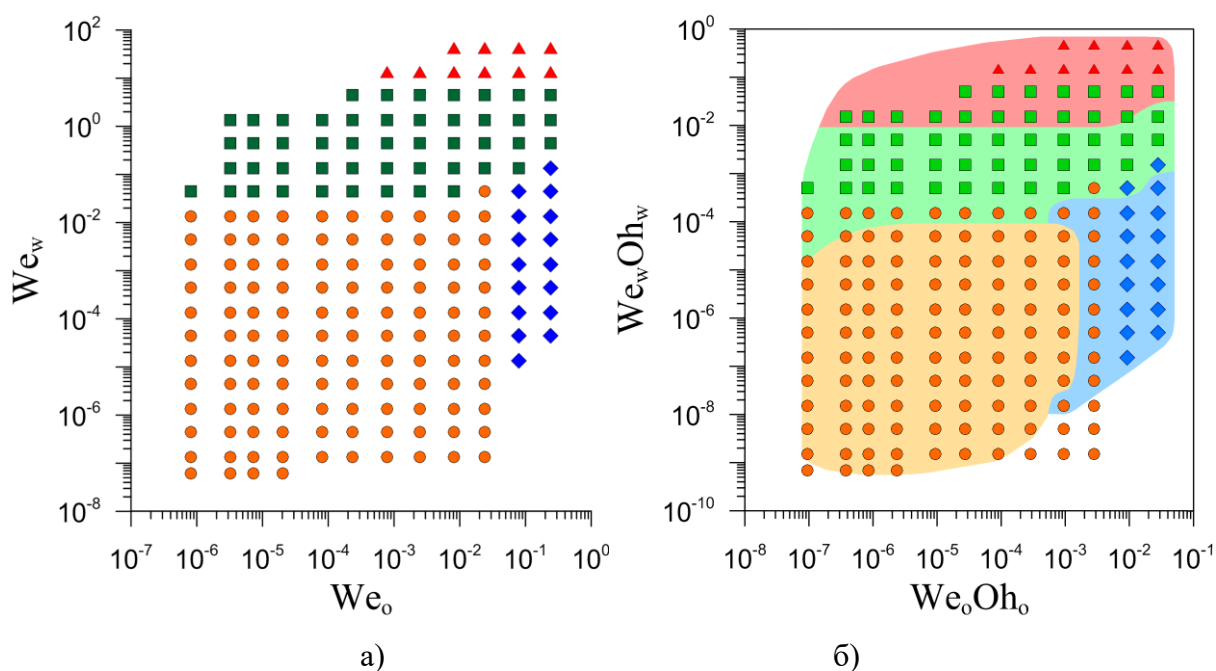


Рис. 2.62 – Карта режимов течения вода–нефть в координатах чисел Вебера (слева) и комплексе  $WeOh$  (справа). Символы – эксперимент: зеленый квадрат – параллельный режим, оранжевый кружок – снарядный режим, синий ромб – капельный режим, красный треугольник – вихревой режим; фоновая заливка – CFD.

Таким образом, в результате систематического экспериментального и численного исследования были установлены четыре различных типа режима течения вода–нефть в Y-микроканале: параллельный, капельный, снарядный и хаотический. Определены диапазоны существования этих режимов течений. Построены карты обнаруженных режимов в различных координатах. Установлены зависимости длины, скорости и частоты образования снарядов воды в сырой нефти от параметров капельного и снарядного режимов течения. Было продемонстрировано, что при определении безразмерных длин снарядов и числа Струхала отрыва капель необходимо учитывать не только отношение расхода дисперсной и несущей фазы, но и значение капиллярного числа. Построены универсальные корреляции, определяющие эти зависимости.

Для снарядного режима течения:

$$\frac{L}{D} = \varepsilon + k \left( \frac{Q_d}{Q_c} \right)^\alpha \left( \frac{1}{Ca_c} \right)^\beta \quad (2.25)$$

где  $\varepsilon = 1.72$ ,  $k = 1.45$ ,  $\alpha = 0.525$ ,  $\beta = 0.138$ .

Для капельного режима течения:

$$\frac{L}{D} = \varepsilon + k \left( \frac{Q_d}{Q_c} \right)^\alpha \left( \frac{1}{Ca_c} \right)^\beta \quad (2.26)$$

где  $\varepsilon = 1.17$ ,  $k = 0.0926$ ,  $\alpha = 0.412$ ,  $\beta = 0.936$ .

Число Струхала образования капель:

$$Sh = k \left( \frac{Q_w}{Q_o} \right)^{n_1} \left( \frac{1}{Ca_o} \right)^{n_2} \quad (2.27)$$

где  $k = 5.11$ ,  $n_1 = 0.615$ ,  $n_2 = 0.753$ .

Проведено детальное численное моделирование течения вода–нефть в Y-микроканале. С помощью моделирования изучена структура течения в рассматриваемых режимах. Результаты численного моделирования подтвердили существование обнаруженных в эксперименте режимов течения. Проведенное сравнение расчета и эксперимента показало, что расчет во всех случаях качественно верно предсказывает характеристики течений воды и нефти в рассматриваемом Y-канале. Тестирование показало, что расчет хорошо описывает данные эксперимента по форме, длине и скорости снарядов, толщине пленки, расстоянию между снарядами в широком диапазоне расходов дисперсной и несущей фазы. Это позволяет использовать численное моделирование для построения карт режимов течения в микроканалах.

## **2.4 Исследование процесса вытеснения нефти наножидкостью из микропористой среды**

С практической точки зрения задача исследования двухфазных течений в микроканалах чрезвычайно актуальна для развития технологий интенсификации нефтеотдачи. Известно, что 78 % газа и 58 % всех разведанных мировых запасов нефти находится в так называемых терригенных (песчаных) коллекторах [80, 81]. В таком коллекторе порода представляет собой пористую среду, сложенную частицами песка с размером зерен от 0,01 до 10 мм, а пустотное пространство заполнено нефтеносным флюидом. В этом случае пустотное пространство по сути представляет собой разветвленную сеть микроканалов с характерными размерами от 1 до 1000 мкм, по которым происходит движение многофазной среды (нефть–газ–вода). Одним из распространенных методов разработки таких месторождений является заводнение пласта, при котором нефть из пористой среды вытесняется водой или растворами ПАВ. Интенсивно ведется поиск альтернативных технологий. В последние годы появились работы, в которых показано, что использование наносuspensions позволяет существенно повысить коэффициент извлечения нефти из пласта [82]. В работах [83, 84] показано, что добавки наночастиц в вытесняющий

флюид позволяют значительно увеличить коэффициент извлечения нефти. Так, в работе [83] для этой цели использовали наночастицы  $\text{SiO}_2$  с размерами 20–70 нм. Моделью пластовой воды служил 5 %-ный раствор  $\text{NaCl}$  с плотностью 1,05 г/см<sup>3</sup> и вязкостью 1,09 сП. Вытесняющую наножидкость готовили, добавляя в этот раствор наночастицы, концентрация которых была равна 4 г/л. Исследовали вытеснение природной нефти с вязкостью 11,014 сП и плотностью 859,3 кг/м<sup>3</sup> из кернов карбонатного коллектора. Было показано, что применение наножидкости позволяет повысить коэффициент извлечения нефти с 47 % до 76 % по сравнению с пластовой водой. Данный эффект авторы объяснили тем, что в результате адсорбции наночастиц материал породы приобретает свойства водосмачивания, что способствует вымыванию как пленочной, так и капиллярно-удержанной нефти. В работе [84] для нефтевытеснения использовали наночастицы  $\text{TiO}_2$ , средним размером около 50 нм. В экспериментах использовали тяжелую природную нефть с плотностью 920 кг/м<sup>3</sup>, с динамической вязкостью 41,21 сП. Результаты измерений показывают, что при использовании наножидкости коэффициент вытеснения нефти увеличивается как минимум в 1,3 раза.

Одной из причин, по которой в методах увеличения нефтеотдачи пластов используют растворы ПАВ, является изменение смачиваемости породы, способствующие изменению как пленочной, так и капиллярно-удержанной нефти. В последние годы было проведено достаточно большое количество лабораторных экспериментов, подтвердивших высокую эффективность разнообразных наночастиц для снижения краевого угла на поверхности различных материалов [85–90]. Так, например, в публикации [85] описаны исследования изменений краевого угла наночастицами  $\text{SiO}_2$  с размерами 20–70 нм. Показано, что при отсутствии модификации наночастицами величина краевого угла составляла 146 градусов (нефтесмачивание), а после модификации краевой угол уменьшался до 50 градусов, то есть порода становилась водосмачиваемой, со слабым прилипанием капель нефти к поверхности. Таким образом, возникающие экологические проблемы при использовании высокотоксичных ПАВ могут быть решены путем замены подобных ПАВ суспензиями наночастиц. Проведенные в последние годы эксперименты показали, что величина краевого угла не является единственным показателем эффективности наночастиц по отношению к отмыванию от породы удержанной нефти. Было обнаружено, что в среде наносуспензий на поверхности соприкосновения нефти с породой возникают специфические явления, отсутствующие в среде обычных жидкостей, не содержащих наночастиц, а именно вдоль этой поверхности могут распространяться тонкие клинья наножидкости, постепенно формирующие сплошную пленку, разделяющую нефть и породу. Подобные эксперименты с использованием наносуспензий описаны в публикациях [88–90].



Несмотря на существенный интерес и достаточно большое количество экспериментальных работ по данной тематике, окончательного понимания механизмов, за счет которых наносуспензии интенсифицируют нефтеотдачу при заводнении пласта, еще нет. В связи с этим в данной диссертации проведено комплексное исследование по выяснению этих механизмов. Результаты этих исследований опубликованы в работах [91–93].

#### **2.4.1 Экспериментальное исследование межфазного натяжения и краевого угла смачивания на границе нефть/наножидкость/горная порода**

В работе проведено исследование процесса вытеснения нефти из микропористой породы с помощью наножидкости. Для описания этого процесса использовалась описанная выше методика моделирования двухжидкостного течения нефть–наножидкость с учетом сил поверхностного натяжения и краевого угла смачивания. При этом для корректного моделирования необходимы данные по межфазному натяжению и краевому углу смачивания на границе нефть/вода/горная порода. Для получения этих данных проведены систематические экспериментальные исследования межфазного натяжения и смачиваемости поверхности в системах наносуспензия/нефть/горная порода [91, 92]. В экспериментах использовалась пластовая вода и нефть с одного из месторождений Красноярского края. Плотность нефти равна  $0,831 \text{ г/см}^3$ . Вязкость нефти  $7,8 \text{ сП}$ . Средний размер наночастиц варьировался от 5 до 70 нм. Концентрация наночастиц варьировалась от 0 до 1 мас. %.

Измерение межфазного натяжения и краевого угла смачивания проводилось с помощью автоматического тензиометра IFT-820-P (см. рис. 2.63). Принцип действия тензиометра IFT-820-P основан на методе висячей капли, при котором поверхностное натяжение определяется по результатам измерений геометрических параметров капли исследуемой жидкости. Обработка результатов измерений выполнена с использованием программного обеспечения DropImage Advanced. Итоговые данные получены осреднением по четырем независимым измерениям. Разброс данных в экспериментах не превышал 5 %. Методика измерений коэффициента поверхностного натяжения была протестирована на воде и этиленгликоле. Получено хорошее согласие с эталонными данными.



Рис. 2.63 – Фотография автоматического тензиометра IFT-820-P.

Вначале проведено исследование концентрации наночастиц на межфазное натяжение наносuspension/нефть и краевого угла смачивания нефть/наносuspension/горная порода. На рис. 2.64 и 2.65 показаны результаты измерений для наножидкости с частицами оксида кремния, средним размером 5 нм. Концентрация наночастиц варьировалась от 0 до 1 мас. %. Показано, что с увеличением концентрации наночастиц межфазное натяжение на границе нефть/наносuspension снижается. При этом довольно значительно. Так, добавка 1 мас. % наночастиц снижает межфазное натяжение почти в 1,7 раза.

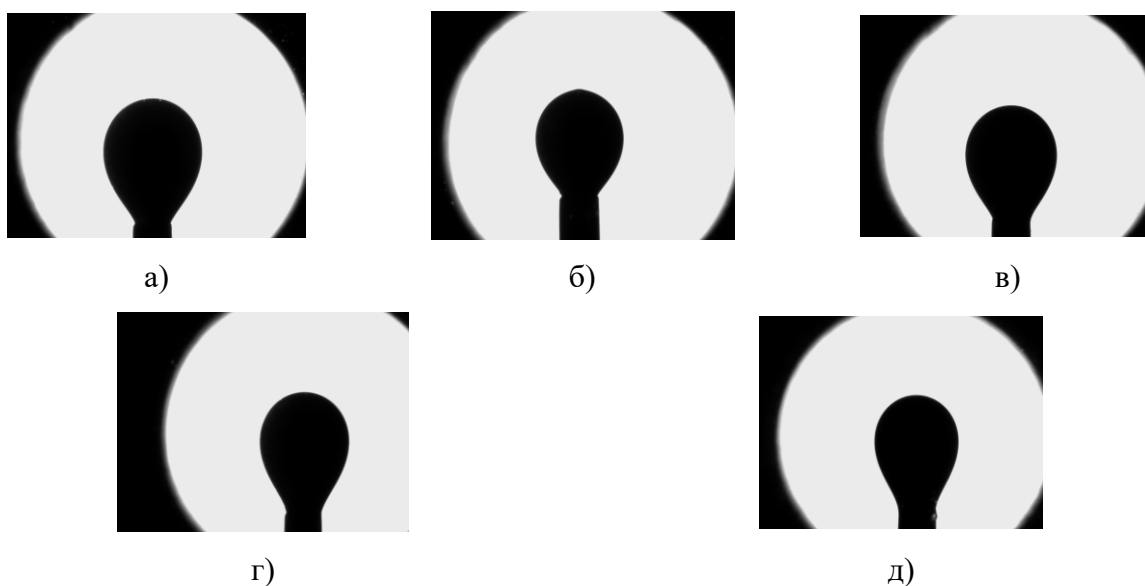


Рис. 2.64 – Фотографии капли нефти в наносuspension  $\text{SiO}_2$  (5 нм) при разной концентрации наночастиц: а) 0 %; б) 0,125 %; в) 0,25 %; г) 0,5 %; д) 1 %.

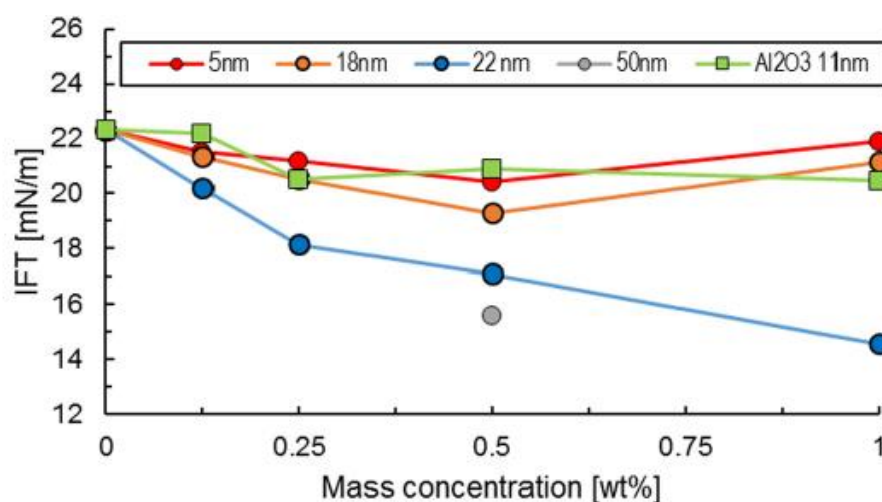


Рис. 2.65 – Зависимость межфазного натяжения наносuspензия/нефть от концентрации наночастиц SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с разным размером.

Кроме того, было установлено, что добавка наночастиц значительно влияет на характеристики смачивания нефтью горной породы (см. рис. 2.66 и 2.67). Анализ влияния добавки наночастиц на значения краевого угла смачивания показал, что с увеличением концентрации наночастиц краевой угол (внутренний) возрастает с 73° до 153°. Таким образом, установлено, что добавка наночастиц в жидкость существенно ухудшает смачиваемость нефтью горной породы. Фактически добавка 1 мас. % наночастиц в воду делает горную породу несмачиваемой нефтью.

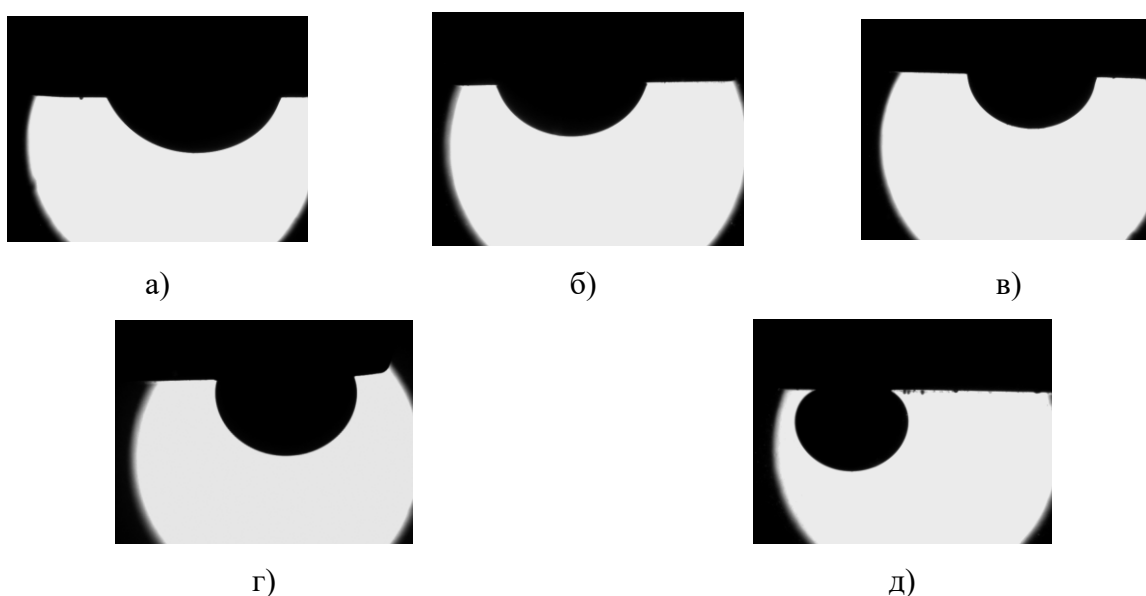


Рис. 2.66 – Фотографии капли нефти в наносuspензии SiO<sub>2</sub> (5 нм) на поверхности доломита при разной концентрации наночастиц:

а) 0 %; б) 0,125 %; в) 0,25 %; г) 0,5 %; д) 1 %.

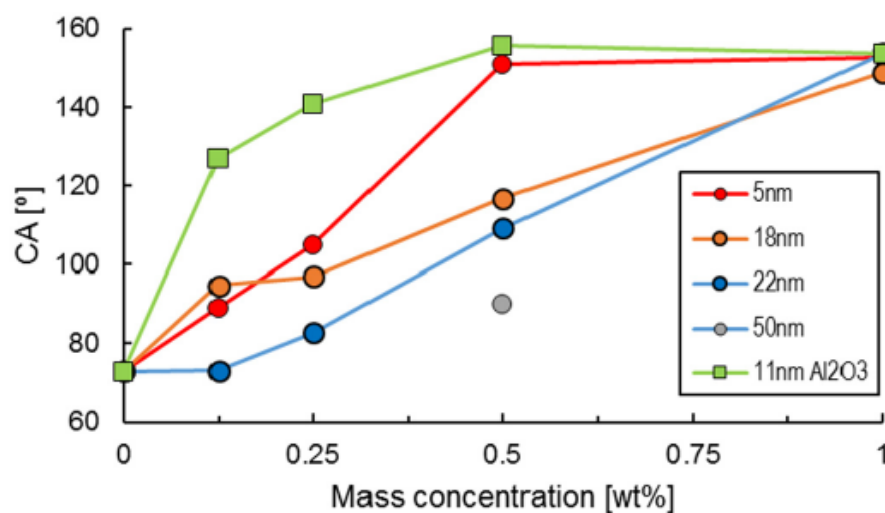


Рис. 2.67 – Зависимость краевого угла смачивания наносуспензия/нефть на доломите от концентрации наночастиц SiO<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с разным размером.

Далее исследовано влияние размера наночастиц на межфазное натяжение наносуспензия/нефть и краевого угла смачивания нефть/наносуспензия/горная порода. Для этого рассмотрена добавка в воду наночастиц оксида кремния, размерами 5, 18, 22, 50 нм. Результаты экспериментов показывают, что размер наночастиц также значительно влияет на межфазное натяжение и особенно на краевой угол смачивания поверхности нефтью. Анализ полученных данных позволяет выделить следующие закономерности. С уменьшением размера наночастиц краевой угол смачивания на границе нефть/наносуспензия/горная порода увеличивается. При этом было показано, что чем меньше средний размер частиц, тем быстрее с ростом концентрации наночастиц возрастает краевой угол смачивания. Так, для частиц оксида кремния размером 5 нм краевой угол смачивания увеличивается на 20° уже при концентрациях 0,125 мас. %. Действие размера наночастиц тем сильнее, чем меньше концентрация наночастиц. При больших концентрациях наночастиц влияние размера наночастиц пропадает. Влияние размера наночастиц на межфазное натяжение на границе нефть/наносуспензия не столь существенное. При этом было установлено, что с увеличением размера наночастиц поверхностное натяжение уменьшается. С другой стороны, наночастицы с минимальным рассмотренным размером практически не оказывают влияния на величину межфазного натяжения. При концентрации 1 мас. % снижение по сравнению с чистой водой составляет около трех процентов, в то время как частицы, размером 22 нм, снижают натяжение в 1,7 раз.

Анализ влияния материала наночастиц показал, что материал наночастиц влияет на величину контактного угла. Однако это влияние проявляется только при низких концентрациях наночастиц. Влияние материала наночастиц на межфазное натяжение на границе

нефть/наносуспензия не прослеживается. Отличие в поведении межфазного натяжения для рассмотренных наносуспензии оксидов кремния и алюминия не превышают погрешностей эксперимента (см. рис. 2.65).

#### **2.4.2 Результаты моделирования процесса вытеснения нефти наножидкостью**

Эти экспериментальные данные были использованы при моделировании процесса вытеснения нефти из пористой породы. В качестве модели горной породы использовалась модель песчаника Berea Sandstone. Пористость керна равна 30 %. Средний размер зерен 100 мкм.

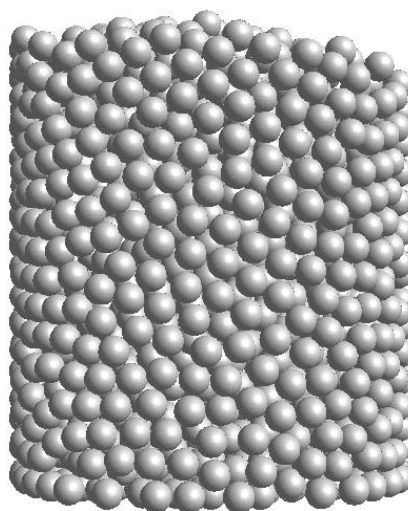


Рис. 2.68 – Расчетная модель пористой среды, сформированной в виде засыпки твердых сфер различного диаметра.

Для моделирования процесса вытеснения была создана трехмерная цифровая модель керна. В данной модели зерна горной породы представлены в виде сферических шаров. Пористая среда в модели сформирована в виде случайной засыпки шаров, со средним размером 100 мкм (см. рис. 2.68). Расчетная область представляла собой цилиндр, диаметром 1,5 мм и высотой 2 мм. При таких размерах пустотное пространство представляет собой сеть микроканалов, размером от 1 до 100 мкм. Для расчетов использовалась расчетная сетка, состоящая из 3 500 000 узлов (см. рис. 2.69).

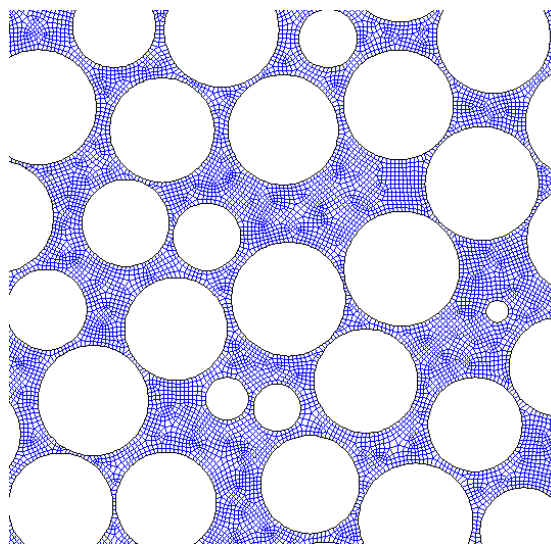


Рис. 2.69 – Фрагмент расчетной сетки.

В качестве граничных условий на входе в расчетную область задавалось значение скорости наножидкости, равное 0,0002 м/с. Такое значение скорости соответствовало условиям стандартного эксперимента по заводнению керна, диаметром 3 см, с расходом жидкости 10 мл/мин. На выходе из расчетной области задавались условия Неймана. На стенках канала задавалось условие прилипания. В начальный момент расчетная область полностью заполнена нефтью. В процессе расчета вытесняющая жидкость заполняет свободный объем расчетной области, вытесняя нефть. В расчете определялся коэффициент извлечения нефти (COF) и величина перепада давления при закачивании жидкости. Коэффициент извлечения определялся как отношение объема вытесненной нефти к первоначальному объему нефти в поровом пространстве.

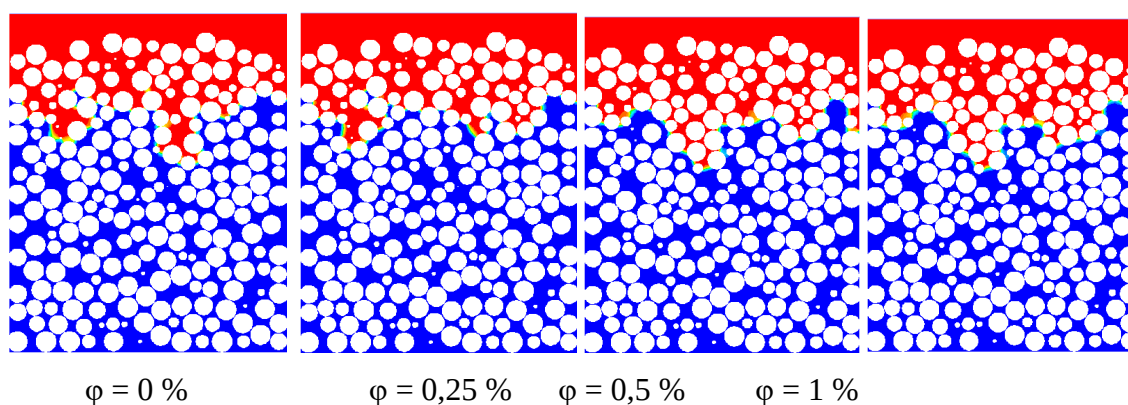


Рис. 2.70 – Распределение нефти (синий) и наножидкости (красный) в пористой среде для различных концентраций наночастиц в момент времени  $t = 0,3$  сек. после начала вытеснения.

Вначале проведено исследование влияния концентрации наножидкости на эффективность вытеснения нефти. Для этого была проведена серия расчетов, в которых концентрация наночастиц варьировалась от 0 до 1 мас. %. На рис. 2.70–2.73 приведена иллюстрация процесса вытеснения нефти (синий цвет) наножидкостью (красный) по времени.

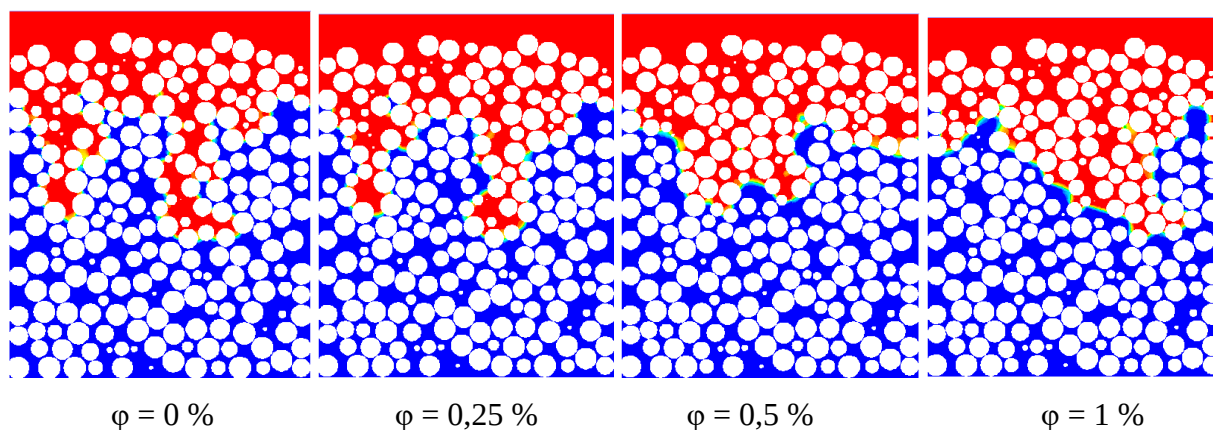


Рис. 2.71 – Распределение нефти (синий) и наножидкости (красный) в пористой среде для различных концентраций наночастиц в момент времени  $t = 0,6$  сек. после начала вытеснения.

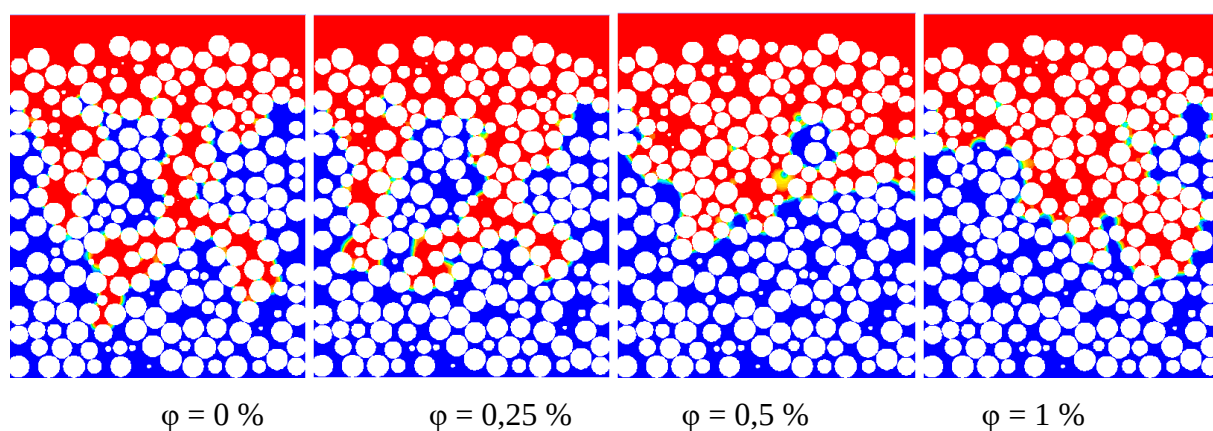


Рис. 2.72 – Распределение нефти (синий) и наножидкости (красный) в пористой среде для различных концентраций наночастиц в момент времени  $t = 0,9$  сек. после начала вытеснения.

Анализ результатов моделирования показывает, что добавка наночастиц в вытесняющую жидкость значительно влияет на процесс вытеснения нефти из пористой среды. В случае чистой воды или наножидкости с малой концентрацией наночастиц, вытесняющая жидкость продвигается по насыщенной нефтью породе в виде отдельных ручейков или струек. Вытесняющая жидкость продвигается по каналам в пористой среде, для которой



гидравлическое и межфазное сопротивление минимально. Достаточно быстро такие ручейки воды прорываются к выходу из расчетной области. Это хорошо видно на рис. 2.55. Дальнейшее течение воды происходит по этому каналу, и распространение воды по объему пористой среды фактически прекращается. При этом большая часть объема пористой среды остается заполненной нефтью. Так, для рассматриваемого случая вода вытеснила примерно около 30% нефти. Дальнейшая промывка такой породы не приносит результата. Процесс течения становится стационарным. На рис. 2.74 приведено установившееся распределение модуля скорости потока. Хорошо видно, что вода движется в виде тонкой струйки.

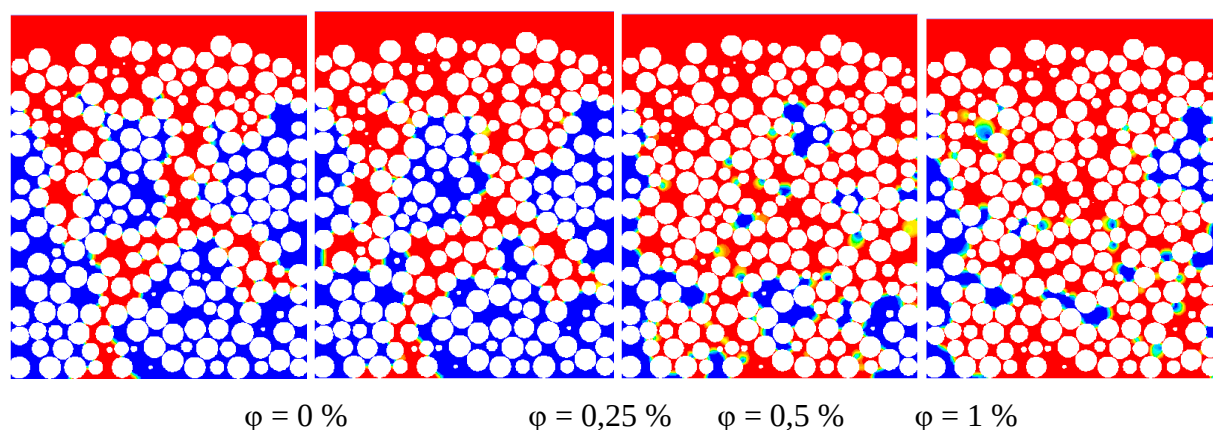


Рис. 2.73 – Распределение нефти (синий) и наножидкости (красный) в пористой среде для различных концентраций наночастиц в момент времени  $t = 5$  сек. после начала вытеснения.

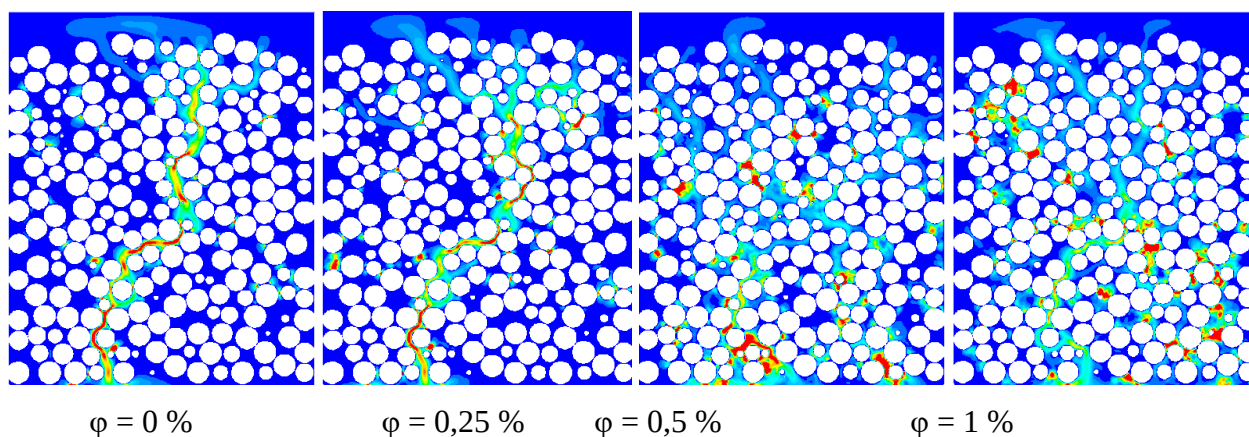


Рис. 2.74 – Распределение модуля скорости потока смеси для различных концентраций наночастиц в момент времени  $t = 5$  сек. после начала вытеснения.

Существенно иначе происходит процесс вытеснения нефти наножидкостью. Как видно из рис. 2.70–2.74, движение наножидкости при высоких концентрациях наночастиц происходит не отдельными струйками, а более однородным фронтом по всему объему расчетной области, в



результате чего прорыв вытесняющей жидкости происходит существенно позже. Так, если вода прорывается к выходу из расчетной области примерно за 1 секунду с момента начала заводнения породы, то наножидкость с концентрацией частиц 1 мас. % примерно за 1,8 секунд. В результате чего гораздо больший объем пористой среды оказывается охваченным движением вытесняющей жидкости (см. рис. 2.74). И, соответственно, существенно большее количество нефти вымывается из породы.

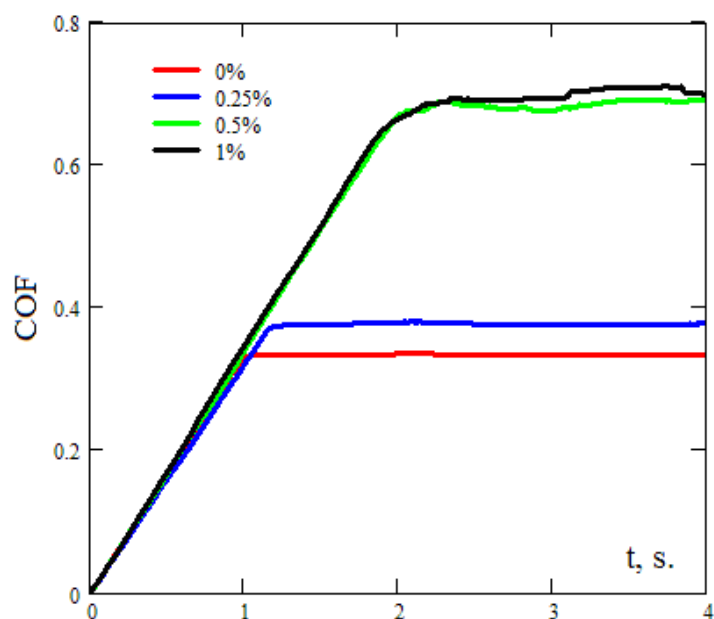


Рис. 2.75 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от времени при различных концентрациях наночастиц оксида кремния со средним размером 5 нм.

Количественно зависимость эффективности извлечения нефти от времени вытеснения при различных концентрациях наночастиц приведена на рис. 2.75. Как видно, с увеличением концентрации наночастиц в вытесняющей жидкости коэффициент извлечения нефти возрастает, при этом довольно значительно. Так, в результате моделирования было показано, что 1 мас. % концентрация наночастиц оксида кремния, размером 5 нм, позволяет повысить КИН примерно в 2,15 раза по сравнению с водой.

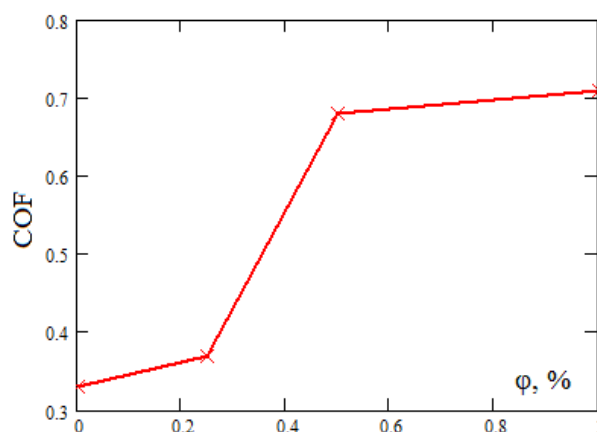


Рис. 2.76 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от концентрации наночастиц оксида кремния со средним размером 5 нм.

Зависимость КИН от концентрации наночастиц приведена на рис. 2.76. Видно, что зависимость является немонотонной. При концентрациях наночастиц, больших 0,5 мас. %, происходит насыщение коэффициента извлечения нефти, и дальнейшее увеличение концентрации частиц нецелесообразно.

На рис. 2.77 приведена зависимость перепада давления между входом и выходом из расчетной области при вытеснении нефти от времени. Как видно, процесс вытеснения нефти сопровождается пульсациями, связанными прорывами вытесняющей жидкости через более вязкую нефть. После того, как жидкость прорывается до выхода из расчетной области, перепад давления резко падает. Пульсации прекращаются, и перепад давления устанавливается. При этом, несмотря на то, что наножидкость имеет бóльшую вязкость и плотность, величина перепада давления для наножидкости в общем случае оказывается ниже, чем для чистой воды. Это связано с тем, что, во-первых, наножидкость лучше смачивает породу, во-вторых, добавка наночастиц уменьшает межфазное натяжение, в-третьих, наножидкость движется практически равномерно по всему сечению расчетной области, в то время как вода движется в виде тонкой струйки по одному из каналов в пористой среде, что вызывает бóльшие гидравлические потери.

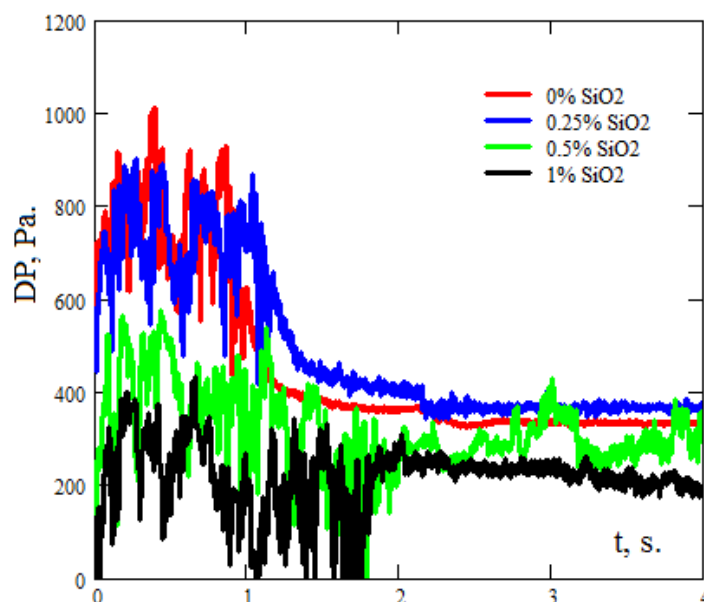


Рис. 2.77 – Зависимость перепада давления при вытеснении нефти от времени при различных концентрациях наночастиц оксида кремния со средним размером 5 нм.

Для выяснения механизмов увеличения коэффициента нефтеотдачи при заводнении пласта наножидкостью проведено систематическое исследование факторов, влияющих на эффективность процесса вытеснения. В качестве таких факторов были рассмотрены вязкость, межфазное натяжение и краевой угол смачивания вытесняющей жидкости. Каждый из этих параметров варьировался в широких пределах относительно свойств воды при постоянстве остальных свойств. Так, краевой угол смачивания варьировался от  $85^\circ$  до  $145^\circ$ . Относительная вязкость наножидкости варьировалась от 1 до 4. Относительное межфазное натяжение на границе нефть/наножидкость варьировалось от 0,4 до 2,5.

На рис. 2.78, 2.79 приведена зависимость коэффициента извлечения нефти от краевого угла смачивания. Как видно, краевой угол оказывает существенное влияние на КИН. Увеличение краевого угла смачивания с  $85^\circ$  до  $115^\circ$  увеличивает КИН больше чем в два раза. При этом расчеты показали, что дальнейшее увеличение контактного угла не приводит к дальнейшему росту КИН.

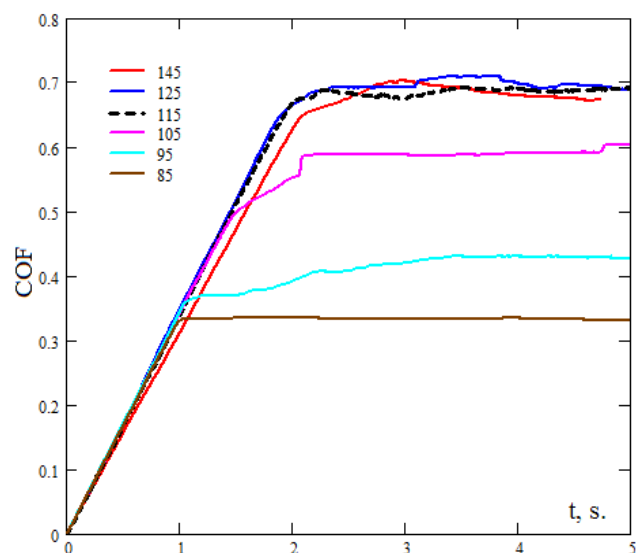


Рис. 2.78 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от времени при различных значениях контактного угла на границе нефть/вода/порода.

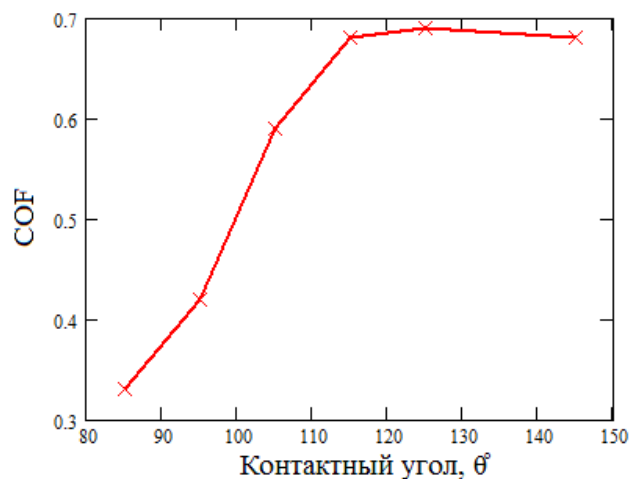


Рис. 2.79 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от контактного угла на границе нефть/вода/порода.

Далее было исследовано влияние межфазного натяжения. На рис. 2.80, 2.81 показана зависимость КИН от значения относительного коэффициента межфазного натяжения. Здесь за единицу принято значение межфазного натяжения вода/нефть. Анализ результатов показывает, что межфазное натяжение в данном случае оказывает гораздо более слабое влияние на КИН, чем краевой угол смачивания. Так, при уменьшении коэффициента натяжения в 6 раз КИН увеличивается примерно на 30 % (с 0,31 до 0,41).

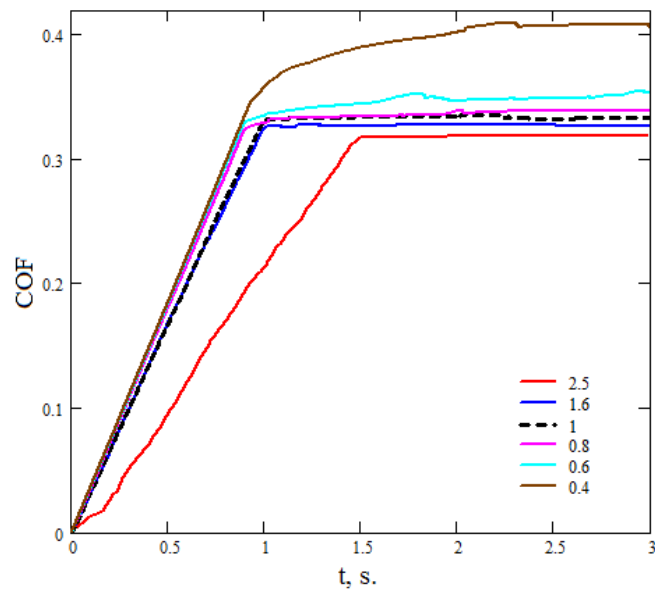


Рис. 2.80 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от времени при различных значениях относительного коэффициента межфазного натяжения на границе нефть/вода.

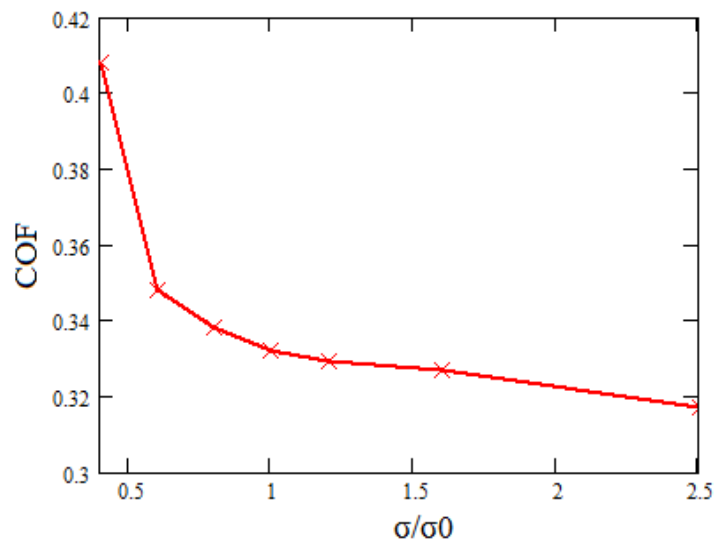


Рис. 2.81 – Зависимость коэффициента извлечения нефти от значения относительного коэффициента межфазного натяжения на границе нефть/вода.

На рис. 2.82 приведена зависимость перепада давления при прокачивании вытесняющих жидкостей с различным значением межфазного натяжения к нефти от времени. В результате было установлено, что величина перепада давления увеличивается с увеличением натяжения как на участке вытеснения, так и на участке после прорыва вытесняющего агента.

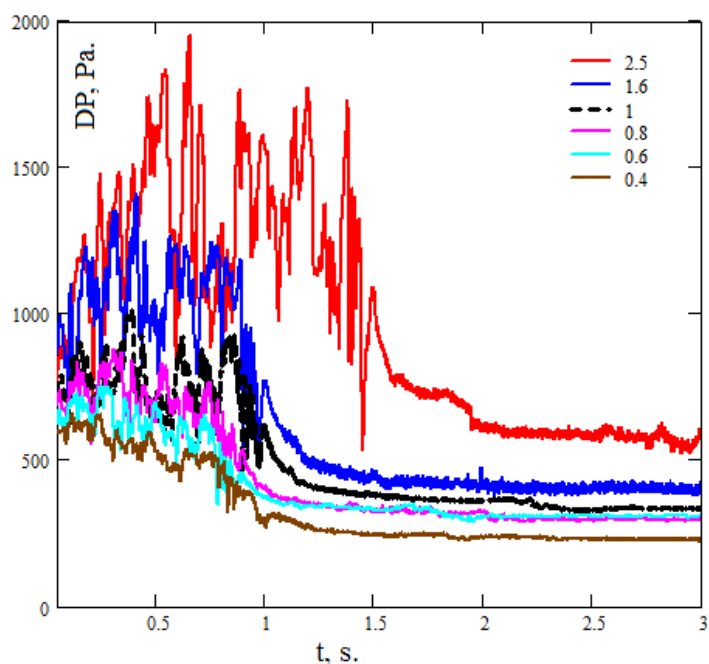


Рис. 2.82 – Зависимость перепада давления от времени при различных значениях относительного коэффициента межфазного натяжения на границе нефть/вода.

На рис. 2.83 приведена зависимость КИН от значения относительной вязкости вытесняющего флюида. Здесь за единицу принято значение вязкости воды. Анализ результатов моделирования показал, что вязкость оказывается вторым по значимости после краевого угла смачивания фактором, влияющим на КИН. При увеличении вязкости вытесняющей жидкости в 4 раза КИН увеличился в 1,75 раз. Это при условии, что значение относительной вязкости нефти в данном случае принято равным 10.

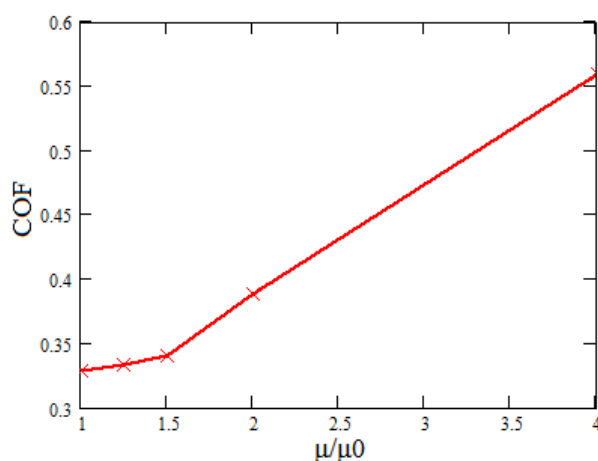


Рис. 2.83 – Зависимость КИН от относительной вязкости вытесняющего флюида.

На рис. 2.84 приведена зависимость от времени перепада давления при прокачивании вытесняющих жидкостей с различным значением относительной вязкости. В результате было установлено, что величина перепада давления на участке вытеснения (примерно до 1 секунды) слабо зависит от вязкости вытесняющей жидкости. На этом участке потери давления обусловлены силами поверхностного натяжения. После прорыва жидкости через нефть потери давления увеличиваются пропорционально вязкости вытесняющей жидкости. Таким образом, на этом участке потери давления обусловлены в большей степени гидравлическими потерями.

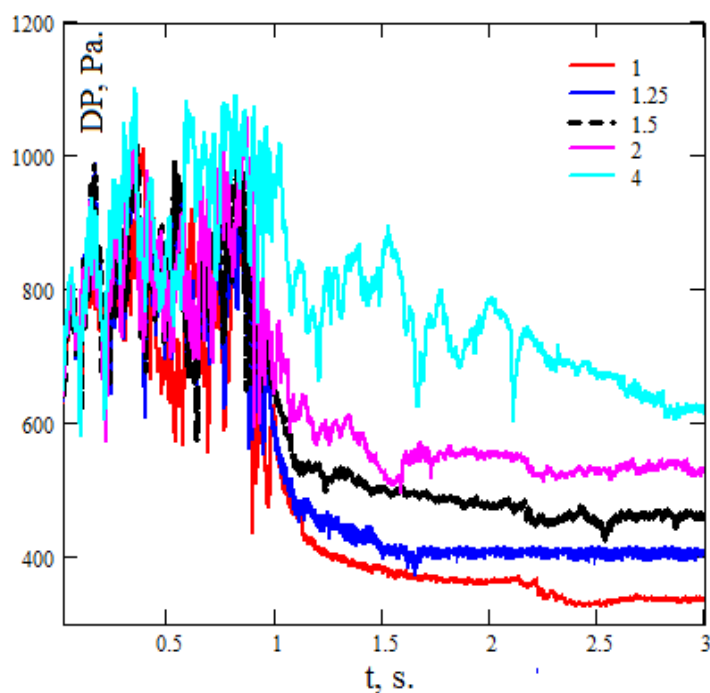


Рис. 2.84 – Зависимость перепада давления от времени при различных значениях относительной вязкости вытесняющего флюида.

Как показали результаты экспериментальных исследований, представленные выше, при добавлении наночастиц в вытесняющую жидкость у нее в общем случае меняется вязкость (см. главу 3), плотность, межфазное натяжение и краевой угол смачивания. Однако поскольку используются очень низкие концентрации наночастиц, то эти изменения, за исключением краевого угла смачивания, незначительные. Так, при концентрации наночастиц 1 мас. % плотность меняется примерно на 1 %, вязкость увеличивается на 10 %, межфазное натяжение снижается на 10 %. Принимая во внимание эти данные, становится ясно, что столь малые изменения параметров не могли повысить КИН с 0,32 до 0,71. Единственный параметр, который значительно изменился при добавлении наночастиц, это краевой угол смачивания, который увеличился с 70° до 145°. Таким образом, в результате анализа всех полученных

данных было установлено, что основной причиной увеличения КИН при вытеснении нефти наножидкостью является улучшение смачивания горной породы вытесняющим агентом.

## **Выводы по главе 2**

Разработана и протестирована численная методика расчета двухфазных и двухжидкостных потоков в микроканалах с учетом межфазного натяжения и динамического контактного угла смачивания. Методика расчета учитывает нестационарность и трехмерность процесса движения и образования пузырей и капель в микроканалах, а также межфазное натяжение и эффекты смачивания поверхностей. Проведено детальное тестирование разработанной численной методики на решении ряда задач газожидкостного и двухжидкостного течения несмешивающихся сред в мини- и микроканалах различной геометрии. Расчет во всех рассмотренных режимах качественно верно предсказывает форму границы раздела между фазами, правильно описывает размер и форму снарядов и капель, расстояние между ними, скорость движения снарядов и толщину пленки между стенкой и снарядами.

При помощи разработанной численной методики проведено исследование двухфазных и двухжидкостных течений в мини- и микроканалах различной формы. Изучены особенности данных течений. В результате численного моделирования подтверждены режимы течения, обнаруженные в экспериментах. Впервые было показано, что для снарядного режима течения воды и керосина невозможно описать поведения снаряда, используя статическую модель контактного угла. Расчеты со статическим контактным углом даже качественно не могут описать форму снаряда, наблюдаемую в эксперименте. Динамическая модель контактного угла, напротив, дает качественно и количественно правильную форму обоих менисков и размер снаряда.

Проведено систематическое экспериментальное и численное исследование режимов течений воды и нефти в микроканале Y-типа. Установлено четыре различных типа режима течения вода–нефть в данном микроканале: параллельный, капельный, снарядный и хаотический. Определены диапазоны существования этих режимов течений. Построены карты обнаруженных режимов в различных координатах. Установлены зависимости длины, скорости и частоты образования снарядов воды в сырой нефти от параметров капельного и снарядного режима течения. Было продемонстрировано, что при определении безразмерных длин снарядов и числа Струхала отрыва капель необходимо учитывать не только отношение расхода



дисперсной и несущей фазы, но и значение капиллярного числа. Построены универсальные корреляции, определяющие эти зависимости.

Проведены систематические исследования по влиянию добавок наночастиц на эффективность вытеснения нефти из микропористой породы. Экспериментально показано, что добавка наночастиц способна значительно повлиять на межфазное натяжение и смачиваемость поверхности нефтью в наносуспензии. Установлено, что с увеличением концентрации наночастиц межфазное натяжение на границе нефть/наносуспензия снижается, а краевой угол для нефти на горной породе в наносуспензии возрастает, при этом весьма существенно (с  $73^\circ$  до  $153^\circ$ ). Таким образом, добавка наночастиц в жидкость существенно ухудшает смачиваемость нефтью горной породы и способствует ее лучшему вымыванию из пористой среды.

С помощью разработанной методики получены результаты расчетного исследования процесса вытеснения нефти наножидкостью из микропористой среды. Анализ результатов моделирования показал, что добавка наночастиц в вытесняющую жидкость значительно влияет на процесс вытеснения нефти из пористой породы. Показано, что наносуспензия с 1 мас. %  $\text{SiO}_2$ , размером 5 нм, позволяет повысить коэффициент извлечения нефти примерно в 2,15 раза по сравнению с водой. Анализ факторов, влияющих на процесс вытеснения нефти наножидкостью, позволил установить, что основным механизмом увеличения КИН при вытеснении нефти наножидкостью является улучшение смачивания горной породы.

### **Глава 3. Экспериментальное изучение коэффициента вязкости наножидкостей**

Изучение свойств наножидкостей начнем с коэффициента вязкости (КВ), хотя большинство исследований наножидкостей посвящено прежде всего коэффициенту теплопроводности, а коэффициенту вязкости, как правило, отводится, второстепенное значение. Однако вязкие свойства крайне важны для применения наножидкостей в качестве теплоносителей. Вязкость жидкостей определяет характер течения и существенно влияет на потери давления в каналах при прокачивании. Кроме того, появилось множество приложений, в которых коэффициент вязкости наножидкости играет ключевую роль. Вязкость и реология, например, являются ключевыми характеристиками при использовании наножидкостей в трибологии. Поэтому с практической точки зрения очень важно знать вязкостные свойства наножидкостей.

Сегодня известны сотни статей, в которых изучалась вязкость наножидкостей (см., например, обзоры [1–7]). Большая часть экспериментов проводилась на наножидкостях на водной основе с различными наночастицами оксидов металлов. Этиленгликоль, его смеси с водой и машинное масло также часто используются в качестве основы для приготовления наножидкостей. В подавляющем большинстве случаев в качестве базовых жидкостей используются обычные ньютоновские жидкости.

Самый первый вопрос, который возникает при измерении коэффициента вязкости любой жидкости, – вопрос о том, является ли реологическое поведение жидкости ньютоновским. Тем не менее, во многих работах, посвященных измерению коэффициента вязкости наножидкости, этот вопрос, был упущен. При измерениях либо пользовались капиллярными вискозиметрами, либо не исследовалась зависимость вязкости от скорости сдвига. Во многом это послужило одной из причин большого количества противоречий и широкого разброса данных в измерениях коэффициента вязкости наножидкостей, полученных различными авторами. Тем не менее, детальный обзор литературы показывает, что наножидкости могут обладать и ньютоновской и неньютоновской реологией в зависимости от различных факторов и условий [1–24].

Наиболее исследованным фактором, определяющим поведение КВ наножидкости, является объемная концентрация наночастиц. В большинстве исследований с увеличением объемной доли наночастиц коэффициент вязкости наножидкости, как правило, значительно возрастает. При этом в части работ отмечается, что исследуемые наножидкости проявляют ньютоновское поведение даже при достаточно высоких концентрациях частиц. Например,

Апоор и др. [8] исследовали КВ наножидкостей наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Размер частиц составлял 100 нм. Вязкость измерялась в широком диапазоне скоростей сдвига (от  $10 \text{ c}^{-1}$  до  $1000 \text{ c}^{-1}$ ) и при разной объемной концентрации наночастиц в базовой жидкости (0,5 %; 1 %, 2 %, 4 % и 6 %). Измерения показали, что наножидкости во всем диапазоне скоростей сдвига являются ньютоновскими. Namburu и др. [24] выполнили экспериментальные исследования реологии наножидкости с наночастицами  $\text{CuO}$  в смеси воды и этиленгликоля (40:60 по массе). Исследуемые наножидкости оставались ньютоновскими в рассмотренном диапазоне объемных концентраций от 0 % до 6,12 %. Ньютоновское поведение наножидкости также получено Chen и др. [10]. Авторами [10] исследовались наножидкости на основе этиленгликоля, содержащие наночастицы титана, до 8 масс. %, в очень широком диапазоне скоростей сдвига  $0,5 - 10^4 \text{ c}^{-1}$  при 293-333 К.

С другой стороны, есть группа работ, в которых в результате исследования влияния концентрации наночастиц на вязкость наножидкостей показано проявление неньютоновского поведения. Например, в работе Tseng и др. [11] показано исследование реологического поведения наножидкости с наночастицами диоксида титана ( $\text{TiO}_2$ ), диспергированными в чистой воде, в диапазоне высоких объемных концентраций  $\phi = 5-12 \text{ \%}$  и скоростей сдвига  $\gamma = 10^1 - 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Авторами отмечается, что наножидкости проявляли псевдопластическое поведение. По мере увеличения концентрации выше 10 % наножидкости становились тиксотропными. Вонг и др. [12] исследовали наножидкости на основе воды с углеродными нанотрубками с объемной концентрацией до 0,24 %. Наножидкости при скоростях сдвига выше  $10 \text{ c}^{-1}$  были ньютоновскими, а при скоростях ниже  $10 \text{ c}^{-1}$  проявляли псевдопластичное поведение. Поскольку аспектное отношение (отношение длины нанотрубки к ее диаметру) размеров нанотрубки может составлять несколько тысяч, то очевидно, что и механизмы переноса в наножидкостях с нанотрубками могут быть существенно иными, чем для наножидкостей со сферическими наночастицами. Во многих экспериментальных работах было показано, что с увеличением аспектного соотношения коэффициент вязкости суспензий с УНТ повышается. При этом очень значительно. При этом обзор литературы показывает, что наножидкости с углеродными нанотрубками, как правило, имеют неньютоновское поведение даже при очень низких концентрациях (меньших 0,1 об. %).

Вторым важным фактором, от которого зависит коэффициент вязкости наножидкости, является размер наночастиц. Этому обстоятельству долгое время не придавали должного значения. В ранних работах размер частиц, как правило, не контролировался. Это во многом стало еще одной причиной большого количества разногласий и противоречий в данных различных авторов. В работах [25, 26] с помощью молекулярно-динамического моделирования

было установлено, что на эффективный КВ наножидкости может оказывать влияние не только объемная концентрация наночастиц, но и их размер. Одновременно это было показано в экспериментальных работах [8, 9, 16]. И в настоящее время существование зависимости КВ наножидкости от размера частиц уже не вызывает сомнений. Однако все еще остаются некие разногласия относительно вида этой зависимости. В большинстве работ показано, что с увеличением размера наночастиц коэффициент вязкости наножидкости снижается, но при этом есть работы, в которых утверждается, что с увеличением среднего размера частиц вязкость возрастает. Так, Нгуен и соавторы [27] измерили вязкость водной наносuspension с частицами оксида алюминия  $Al_2O_3$  со средними размерами частиц 36 и 47 нм. Измерения показали, что при объемных концентрациях ниже 4 % влияние размера частиц на вязкость не регистрируется. Обе наносuspension имеют одинаковую вязкость. При более высоких концентрациях вязкость suspension с наночастицами размером 36 нм меньше вязкости suspension с частицами размером 47 нм. Prasher и др. [16] исследовали вязкость наножидкостей на базе пропиленгликоля и частиц оксида алюминия с тремя различными размерами (27 нм, 40 нм и 50 нм) при их концентрациях от 0,5 до 3 об. % в широком диапазоне скоростей сдвига ( $0,7 \text{ с}^{-1} - 100 \text{ с}^{-1}$ ). Было показано, что все рассмотренные наножидкости были ньютоновскими. Но при этом коэффициент вязкости не монотонно зависел от размера наночастиц. Для концентрации частиц 3 об. % наблюдалось повышение вязкости на 29 % для частиц 27 нм, на 36 % для частиц 40 нм и на 24 % для частиц 50 нм соответственно.

С другой стороны, Аноор et al. [8] для наножидкости на водной основе с теми же частицами  $Al_2O_3$  размером 95, 100 и 150 нм показали, что КВ наножидкости увеличивается с уменьшением частиц. Аналогичные результаты получил Хи с соавторами [28] для водной наносuspension с частицами оксида  $TiO_2$  размером 95, 145 и 210 нм. Они также наблюдали снижение вязкости с увеличением размера частиц. Такое же поведение только для частиц оксида кремния размером 35, 94 и 190 нм в диапазоне объемных концентраций 1,4 – 7 % в воде обнаружено в работе [17] и [9] для suspension с частицами  $SiO_2$  со средними размерами от 20 до 100 нм, диспергированных в смеси этиленгликоля и воды (60:40 %). Аналогичное поведение было описано в работе [18] для наножидкостей с частицами  $TiO_2$  с четырьмя различными размерами (20 нм, 25 нм, 40 нм, 100 нм).

Исследований реологии наножидкостей от размера наночастиц, в которых показано неньютоновское поведение наножидкостей, довольно мало. В одной из таких работ Chang и др. [19] приводят результаты исследования реологии наножидкости на водной основе с размерами наночастиц  $CuO$  в диапазоне от 30 нм до 150 нм. Обнаружено, что для всех размеров наночастиц наножидкости были неньютоновскими и имели псевдопластичную реологию. В

целом было показано, что чем меньше размер наночастиц  $\text{CuO}$ , тем выше вязкость наносuspensions.

Систематический анализ литературы показывает, что, несмотря на достаточное большое количество работ по изучению вязкости наножидкостей, в целом сообщений о неньютоновском поведении наножидкостей очень мало [1–7]. В большей степени это связано, по нашему мнению, с низкой культурой измерений во многих, особенно ранних, работах, в которых этому вопросу вообще не уделялось внимания. Часто при измерении вязкости пользовались либо капиллярными, либо вибрационными вискозиметрами, либо не исследовали в необходимых пределах зависимость вязкости наносuspensions от скорости сдвига, хотя любое изучение вязкости прежде всего должно начинаться с изучения именно этой зависимости. Только в последние годы стали появляться работы, в которых изучение реологии наножидкостей проводилось целенаправленно. Примером такого систематического исследования может служить наша работа [50], в которой установлены факторы, приводящие к возникновению неньютоновской реологии наножидкостей. Кроме того, неньютоновское поведение наножидкостей, приготовленных на базе этиленгликоля, наблюдалось при повышении концентрации частиц  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в работе [29], а частиц  $\text{CuO}$  – в [30]. Неньютоновской с ростом концентрации наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  оказывалась и реология наножидкостей на водной основе в работе [31].

Изменение реологии наножидкостей с ростом концентрации наночастиц в общем не должно вызывать удивление. Аналогичное поведение наблюдалось ранее и при изучении реологии классических крупнодисперсных жидкостей. Неньютоновское поведение крупнодисперсных жидкостей с ростом концентрации дисперсных частиц является правилом [32–35]. Такое поведение объясняется несколькими причинами, в частности, структурированием дисперсного флюида [36]. Однако, как уже упоминалось, вязкость наножидкостей существенно зависит от размера частиц. Тем не менее, в большинстве работ, где изучалось изменение реологии наножидкостей, с увеличением концентрации частиц практически не варьировались их размеры. Более того, в ряде работ просто сложно понять, наножидкость с каким средним размером частиц рассматривалась. Таким образом, фактически отсутствуют работы, где бы изучалось влияние размера наночастиц на реологию рассматриваемых наножидкостей.

Еще одним важным фактором, который оказывает влияние на вязкость и реологическое поведение наножидкости, является температура. Температурная зависимость коэффициента вязкости жидкости является одной из важных теплофизических характеристик. Температура оказывает сильное влияние на коэффициент вязкости базовой жидкости, из которой состоит

наножидкость, а также на реологию. Этим и обусловлено очень большое количество работ, в которых исследовали поведение вязкости наносuspензий от температуры. Saeedinia и др. [13] исследовали вязкость наножидкости на основе моторного масла с разной массовой концентрацией наночастиц CuO при различных температурах. Установлено, что наножидкости CuO-масло демонстрируют ньютоновское поведение для всех изученных массовых концентраций и температуры в диапазоне от 20 °C до 60 °C. Sahoo и др. [14] изучали реологию наножидкости с наночастицами оксида алюминия. В качестве базового флюида использовалась смесь воды и этиленгликоля. Объемная доля частиц увеличивалась до 10 %. Средний размер наночастиц был около 50 нм. В результате измерения вязкости наножидкостей было получено, что с увеличением концентрации частиц вязкость растет, а при увеличении температуры, наоборот, падает. При низких температурах (от – 35 °C до 0 °C) наножидкость проявляла неньютоновские свойства. Она вела себя как бингамовская жидкость с малым пределом текучести, который уменьшается с уменьшением объемной концентрации и увеличением температуры жидкости. При высоких температурах (от 0 °C до 90 °C) она становилась ньютоновской. Измерений вязкости наножидкостей при повышенных давлениях и температурах пока мало. Аноор и др. в своей работе [15] исследовали реологические характеристики наножидкостей на основе минеральных масел при высоком давлении и высокой температуре. Наножидкости были получены путем механического диспергирования наночастиц SiO<sub>2</sub> (~ 20 нм) в высокоочищенном парафиновом минеральном масле. Во время эксперимента значения вязкости наножидкостей измерялись при давлениях 0,1 МПа и 42 МПа при температурах от 25 °C до 140 °C и при разных скоростях сдвига. Результаты показывают, что значения вязкости как наножидкостей, так и базовой жидкости увеличивались по мере увеличения давления. Кроме того, наножидкости проявляют неньютоновские свойства при повышенных температурах и давлениях.

Обобщая результаты работ, в которых исследовалась температурная зависимость вязкости наножидкостей, можно уверенно сделать лишь достаточно тривиальный вывод – вязкость наножидкости уменьшается с ростом температуры. Этот факт является очевидным, поскольку с ростом температуры уменьшается вязкость базовой жидкости. Более интересным является вопрос о поведении относительной (приведенной к вязкости базовой жидкости) вязкости наножидкости. Здесь окончательного понимания до сих пор нет. Имеются работы, в которых показано, что относительная вязкость наносuspензий не зависит от температуры [37]. В других же работах отмечается, что относительная вязкость с ростом температуры возрастает, и даже может наблюдаться гистерезис [38–40].

Другим фактором, от которого может зависеть вязкость и реология, являются свойства жидкости, из которой была приготовлена наножидкость. В подавляющем большинстве случаев для приготовления наножидкостей используются ньютоновские базовые жидкости (вода, спирты, масла и тд.). Однако, как было показано выше, даже в этом случае при добавлении наночастиц отмечается появление неньютоновских свойств у полученных наножидкостей. При этом важно отметить, что наличие у наножидкости ньютоновского или неньютоновского поведения при прочих равных условиях (концентрация, вид и размер наночастиц) зависит от выбора базовой жидкости. Например, в работе [20] изучалось неньютоновское поведение наносuspензий с наночастицами оксида титана для двух различных базовых флюидов – вода и этиленгликоль. Было показано, что наножидкость на основе этиленгликоля проявляет ньютоновские свойства, тогда как наножидкость на основе воды показывает неньютоновское поведение при тех же самых концентрациях частиц.

Наконец, необходимо отметить, что при приготовлении устойчивых наножидкостей для их стабилизации нередко используют различные дисперсанты (поверхностно активные вещества – ПАВ). ПАВы обычно имеют достаточно сложную структуру, и их добавление в базовую жидкость само по себе может изменить ее структуру и, как следствие, вязкость и реологию [22–23].

Несмотря на достаточно большое количество работ, появившихся в последнее время, окончательной ясности в вопросе вязкости и особенно реологии наножидкостей все еще не было. Кроме того, необходимо отметить, что во многих случаях результаты экспериментов противоречат друг другу и очень разрознены. Это, прежде всего, относится к зависимости вязкости наносuspензий от размера частиц и материала наночастиц. До сих пор нет и однозначно ответа на вопрос, как ведет себя относительная вязкость наножидкости в зависимости от температуры. Нет полной ясности относительно реологического поведения наножидкостей. Более того, при измерении вязкости наножидкости не придают значения ее зависимости от скорости сдвига и пользуются, например, капиллярными вискозиметрами. Во многих случаях не уделяется должного внимания контролю размеров наночастиц, а этот параметр является ключевым фактором, определяющим свойства наножидкости. Экспериментальные данные у различных авторов плохо согласуются с друг другом. Это связано с тем, что коэффициент вязкости наножидкостей зависит от очень большого количества параметров (концентрация, размер, форма, материал, морфология поверхности наночастиц, свойства базовой жидкости, температура, добавки стабилизирующих ПАВ, ультразвуковая обработка и многое другое), которые трудно контролировать при приготовлении и измерении свойств наножидкостей. Незначительные различия в этих параметрах у различных

исследователей при изготовлении наножидкостей приводят к существенным изменениям вязкости.

Таким образом, несмотря на большое количество работ по вязкости наножидкости, систематических экспериментальных данных по данной тематике в настоящий момент недостаточно. В данной диссертационной работе были проведены такие систематические измерения для наножидкостей с частицами оксидов металлов. В рамках одной лаборатории и в одинаковых условиях были проведены исследования вязкости нескольких десятков различных наножидкостей [41–52]. При этом при проведении экспериментов было учтено максимально большое количество параметров, которые могли бы повлиять на вязкость наножидкости. Такого комплексного и систематического исследования вязкости наножидкостей ранее не было.

### **3.1 Приготовление наножидкостей и описание методики эксперимента**

Всего в работе было изучено поведение коэффициента вязкости несколько десятков различных наножидкостей на основе нескольких базовых флюидов с восемью различными материалами наночастиц в широком диапазоне изменения их концентраций и средних размеров. Для исследований использовались наночастицы, средний размер которых варьировался от 10 до 150 нм, а их объемная доля менялась в пределах от 0,25 до 8 %.

Размеры наночастиц в уже приготовленных наносuspensions измеряли с использованием акустического спектрометра DT-1202 Dispersion Technologies (США) и анализатора динамического рассеяния света Malvern Zetasizer Nano ZS. Для каждого образца измерения размера частиц проводились 4 – 5 раз. Типичный результат распределения частиц по размерам непосредственно в жидкости (в данном случае в воде) показан на рис. 3.1 (а). Кроме того, размер наночастиц контролировался с помощью просвечивающего электронного микроскопа высокого разрешения JEM-2100, JEOL (Япония), оборудованного дисперсионной системой Oxford Inca x-sight (см. рис. 3.1 (б)).



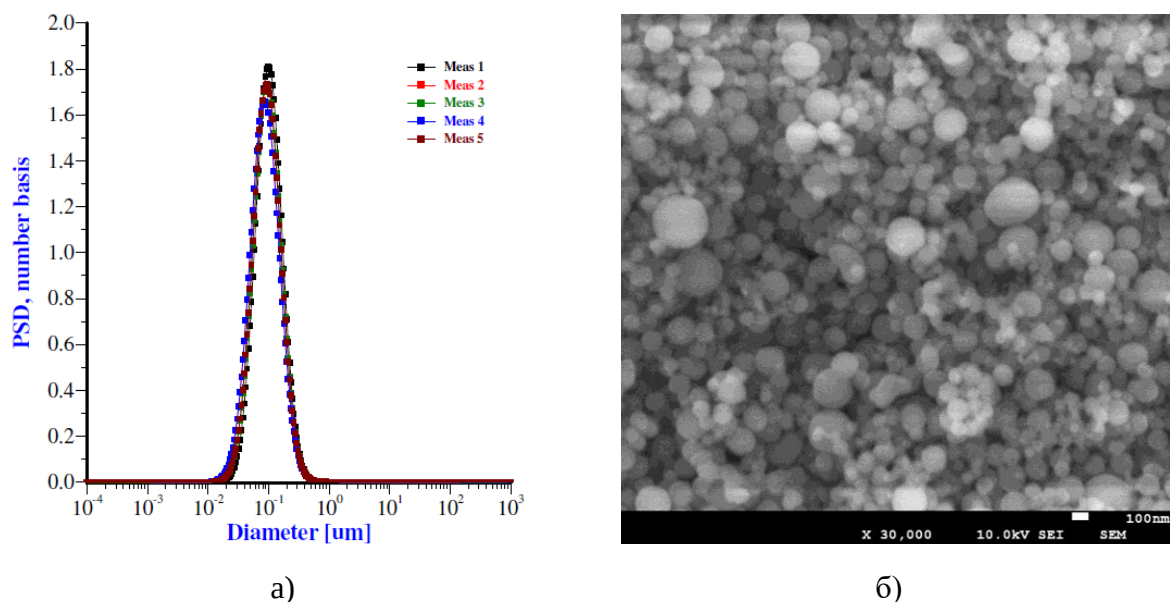


Рис. 3.1 – Распределение наночастиц по размерам (а) для наножидкости на водной основе с частицами  $\text{SiO}_2$  со средним размером 100 нм и электронная микроскопия этих частиц (б).

Все используемые в описываемых экспериментах наножидкости приготавливались так называемым двухстадийным методом. Для создания наножидкости нанопорошок, содержащий частицы заданного среднего размера, добавляется в нужном количестве в базовый флюид. Затем наносuspension тщательно механически перемешивается с помощью высокоскоростной мешалки (трехшпиндельная мешалка HamiltonBeach и OFITE 152-18 Prince Castle 20000 об/мин) и далее подвергается обработке ультразвуком для разрушения агрегатов из частиц. Для этих целей в работе использовалась ультразвуковая ванна «Сапфир ТЦ-10338» (мощность 100 Вт, частота 35 кГц) и ультразвуковой аппарат «Волна» УЗТА-0,4/22-ОМ (мощность 400 Вт, частота 22 кГц). Время длительности ультразвуковой обработки наносuspension определялось эмпирическим путем до получения полной стабилизации значений ее вязкости от времени обработки. Кроме этого, проводилось измерение размера наночастиц непосредственно в жидкости с помощью спектрометра DT-1202. Распределение наночастиц по размерам также стабилизировалось после определенного времени ультразвуковой обработки.

Пример такого поведения относительной вязкости в процессе ультразвуковой обработки показан на рис. 3.2. Как видно, с увеличением времени обработки вязкость наножидкости уменьшается. Примерно через 20-30 минут ультразвуковой обработки вязкость наножидкости стабилизируется в пределах погрешности измерения.

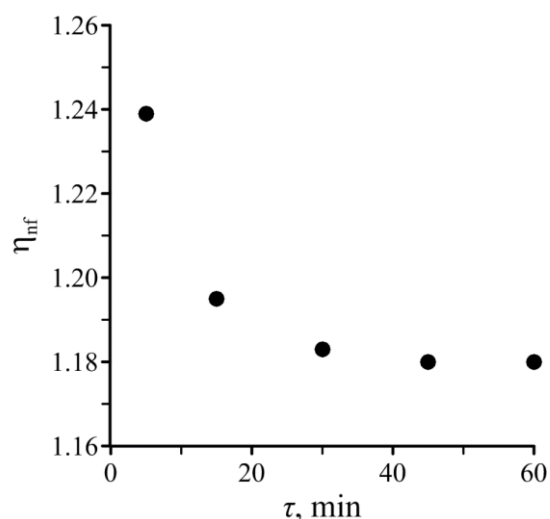


Рис. 3.2 – Зависимость относительной вязкости наножидкости  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -вода от времени ультразвуковой обработки ( $\varphi = 2\%$ , размер частиц 75 нм).

Измерение коэффициента вязкости наножидкостей проводилось с помощью ротационного вискозиметра Brookfield DV2T со шпинделями (LV-61, LV-62) и адаптера для низких значений вязкости UL Adapter. Частота вращения шпинделя варьировалась от 1 до 200 об/мин. Диапазон скоростей сдвига для этого вискозиметра в зависимости от шпинделя и адаптера – от 0,01 до  $250 \text{ c}^{-1}$ . Вискозиметр Brookfield DV2T имеет заявленную погрешность  $\pm 1\%$  (при использовании шпинделей LV) в зависимости от используемого диапазона. При использовании адаптера UL к погрешности прибавляется 1 %. Кроме того, для измерения вязкости в работе также использовался ротационный вискозиметр OFITE-900. Диапазон скоростей вращения этого вискозиметра 3–600 об/мин соответствовал диапазону скорости сдвига от 5 до  $1022 \text{ c}^{-1}$ . Погрешность измерения вязкости составила около 2 %. Таким образом, во всех рассмотренных случаях осуществлялось измерение зависимости коэффициента вязкости от скорости сдвига  $\dot{\gamma}$  во всех доступных диапазонах изменения  $\dot{\gamma}$ . Это позволило получить систематические данные относительно реологии наножидкости. В процессе измерения тщательно контролировалась температура. За исключением результатов, представленных в разделе 6 этой главы, все данные, приведенные ниже, получены при температуре  $25^\circ\text{C}$ .

Наножидкости были изготовлены с использованием нанопорошков различных производителей. Нанопорошки  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  были изготовлены ОАО «Плазмотерм». Нанопорошки  $\text{SiO}_2$  имели средний размер частиц 10, 16, 25 и 100 нм,  $\text{TiO}_2$  – 71, 100 и 150 нм,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 50, 75, 100 и 150 нм,  $\text{ZrO}_2$  – 44 и 150 нм,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  – 18 и 50 нм,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  – 50 и 100 нм. Нанопорошок оксида меди  $\text{CuO}$  произведен в ООО «ПЕРЕДОВЫЕ ПОРОШКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ». Средний размер частиц 100 нм. Порошок нанопорошков производства ФНПЦ

«Алтай». Средний размер частиц определялся с помощью рентгенофазового анализа и составлял 5 нм. В более поздних исследованиях использовались нанопорошки оксидов кремния и алюминия, изготовленные компанией «Бардаханов».

Методика измерения вязкости была проверена на чистых жидкостях. Сравнение измеренных значений вязкости для чистых жидкостей и литературных значений [55] приведено в таблице 3.1. Получено хорошее согласие между измеренными и эталонными значениями вязкости. Рассчитанные средние абсолютные отклонения находятся в пределах экспериментальной погрешности.

Таблица 3.1 – Сравнение измеренных значений коэффициента вязкости чистых жидкостей с литературными данными

| Жидкости      | Коэффициент вязкости (мПа·с) и погрешность $\Delta$ (%) |           |          |       |           |          |       |           |          |
|---------------|---------------------------------------------------------|-----------|----------|-------|-----------|----------|-------|-----------|----------|
|               | 25 °C                                                   |           |          | 50 °C |           |          | 75 °C |           |          |
|               | Exp.                                                    | Ref. [55] | $\Delta$ | Exp.  | Ref. [55] | $\Delta$ | Exp.  | Ref. [55] | $\Delta$ |
| Вода          | 0,898                                                   | 0,89      | 0,89     | 0,55  | 0,547     | 0,55     | 0,381 | 0,377     | 1,06     |
| Этанол        | 1,062                                                   | 1,074     | 1,1      | 0,701 | 0,694     | 1,00     | 0,481 | 0,476     | 1,05     |
| Этиленгликоль | 16,32                                                   | 16,1      | 1,36     | 6,682 | 6,554     | 1,95     | 3,336 | 3,34      | 0,11     |
| Изопропанол   | 2,025                                                   | 2,038     | 0,63     | 1,015 | 1,028     | 1,26     | 0,569 | 0,576     | 1,21     |

### 3.2 Зависимость вязкости от концентрации частиц

Вязкость дисперсных жидкостей интенсивно изучается уже более ста лет. Соответствующая теория для крупнодисперсных суспензий с малыми концентрациями частиц (их взаимовлияние не учитывалось) была построена в классической работе Эйнштейна [56]. Он показал, что дисперсная частица генерирует в несущей жидкости возмущения поля скорости, которые дают соответствующие вклады в тензор напряжений. Это позволило получить известную формулу для расчета коэффициента вязкости  $\eta$  суспензий от объемной концентрации  $\varphi$  частиц, где  $\eta_0$  – коэффициент вязкости базового флюида (формула 3.1):

$$\eta = \eta_0(1 + 2.5\varphi) \quad (3.1)$$

Представленные выше результаты литературного обзора показывают, что в подавляющем большинстве случаев вязкость наножидкостей существенно выше вязкости суспензий с микроскопическими частицами и не описывается формулой Эйнштейна даже при низких концентрация частиц. Полученные в данной диссертации данные также подтверждают это. В качестве примера на рис. 3.3 представлена зависимость коэффициента относительной вязкости  $\eta_r = \eta/\eta_0$  наножидкости на основе этиленгликоля. Как видно, даже в случае низких концентраций наночастиц относительный КВ наножидкости значительно превышает значение

(3.1), предсказываемое теорией Эйнштейна. Так, при объемной доле наночастиц 1 %, вязкость наножидкости с частицами CuO больше значения по теории Эйнштейна на 10 %, а с частицами алмаза – почти на 35 %. Кроме того, очень важно заметить, что даже при низких концентрациях наночастиц вязкость наножидкости с увеличением их концентрации увеличивается нелинейно. Об этом свидетельствуют данные для наносuspензий с частицами алмаза и SiO<sub>2</sub>, показанные на рис. 3.3.

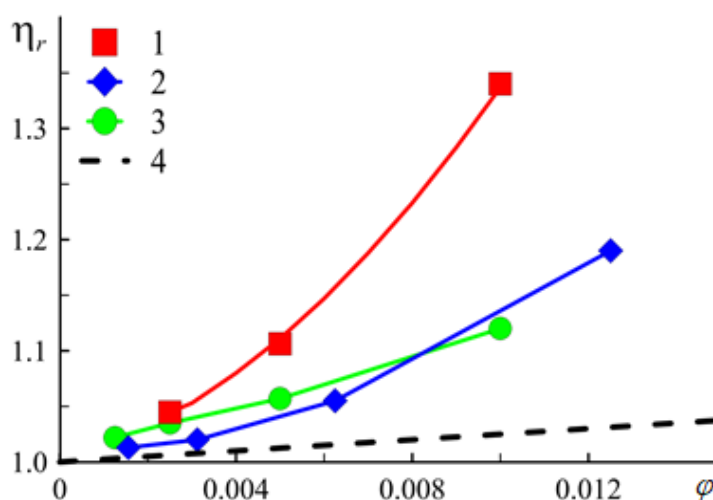


Рис. 3.3 – Зависимость относительного КВ наножидкостей, приготовленных на основе этиленгликоля от концентрации частиц. 1 – C (5 нм), 2 – SiO<sub>2</sub> (40 нм), 3 – CuO (100 нм), 4 – формула Эйнштейна (3.1).

С момента появления теории Эйнштейна было получено немало экспериментальных данных, которые показали, что данная теория удовлетворительно описывает поведение вязкости сильно разбавленных суспензий с микроскопическими частицами. При этом объемная концентрация частиц в этих экспериментах, как правило, не превышала 1 %.

Позднее появилось несколько работ, в которых попытались расширить теоретическое описание вязкости суспензий на более высокие концентрации частиц. Примером такой работы может служить классическая теория Бэтчелора [57, 58], который постарался учесть гидродинамическое взаимодействие при больших концентрациях частиц. В результате в формуле Эйнштейна появилась соответствующая квадратичная поправка:

$$\eta = \eta_0(1 + 2.5\varphi + 6.25\varphi^2) \quad (3.2)$$

Кроме того, известно еще несколько похожих формул, в которых коэффициент при квадратичном члене меняется от примерно 4 до 10,6 [1–7]. Примером может служить формула, предложенная Лундгреном [59], в которой он постарался учесть вклад в тензор напряжений от

броуновского движения частиц:

$$\eta = \eta_0 [1 + 2.5\varphi + 6.25\varphi^2 + f(\varphi^3)] \quad (3.3)$$

Важно отметить, что с уменьшением концентрации частиц большинство из этих формул стремятся к формуле Эйнштейна. При этом оценки показывают, что даже при относительно высоких концентрациях частиц (5 об. %) формулы Эйнштейна и Бэтчелора дают приращение коэффициента вязкости суспензий на уровне 15 %. Как видно из полученных в диссертации экспериментальных данных, приращения коэффициента вязкости для наножидкостей существенно выше.

Если в описанных выше исследованиях пытались описать поведение коэффициента вязкости суспензий при низких и умеренных концентрациях частиц, то в другой группе исследований пошли по принципиально другому пути и начали отталкиваться от состояния фактически плотноупакованных частиц, свободное пространство между которыми заполнено жидкостью. Примером работ, в которых были реализованы эти подходы, могут служить труды Муни (формула 3.4) [60] и работа Крюгера-Догерти (формула 3.5) [61], где  $\varphi_m$  – объемная концентрация частиц при их максимальной упаковке,  $\alpha$  – эмпирический параметр. Для низкоконтрированной суспензии  $\alpha = 2.5$ .

$$\eta = \eta_0 \exp[\varphi^\xi / (1 - k\varphi)] \quad (3.4)$$

$$\eta = \eta_0 [1 - (\varphi / \varphi_m)]^{-\alpha\varphi_m} \quad (3.5)$$

Позднее появилось еще несколько дополнительных модификаций формул (3.4) и (3.5) (см. [62, 63]), которые удовлетворительно описывали поведение вязкости суспензий при очень высоких концентрациях частиц, близких к пределу упаковки.

Таблица 3.2 – Относительный коэффициент вязкости наножидкостей

| BF | Np                             | D, нм | $\varphi$ , % | $\eta_r$ | BF | Np               | D, нм | $\varphi$ , % | $\eta_r$ |
|----|--------------------------------|-------|---------------|----------|----|------------------|-------|---------------|----------|
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 10    | 2             | 1.54     | W  | ZrO <sub>2</sub> | 105   | 2             | 1.13     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 16    | 2             | 1.46     | W  | ZrO <sub>2</sub> | 105   | 4             | 1.24     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 0.25          | 1.02     | W  | ZrO <sub>2</sub> | 105   | 6             | 1.52     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 0.5           | 1.10     | W  | ZrO <sub>2</sub> | 105   | 8             | 2.11     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 1             | 1.13     | EG | C                | 5     | 0.25          | 1.04     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 2             | 1.43     | EG | C                | 5     | 0.5           | 1.11     |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 100   | 2             | 1.16     | EG | C                | 5     | 1             | 1.34     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 50    | 2             | 1.20     | EG | C                | 5     | 2             | 2.13     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 75    | 1             | 1.09     | EG | SiO <sub>2</sub> | 25    | 1             | 1.25     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 75    | 2             | 1.18     | EG | SiO <sub>2</sub> | 40    | 0.15          | 1.02     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 100   | 1             | 1.07     | EG | SiO <sub>2</sub> | 40    | 0.31          | 1.02     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 100   | 2             | 1.14     | EG | SiO <sub>2</sub> | 40    | 0.63          | 1.06     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 1             | 1.06     | EG | SiO <sub>2</sub> | 40    | 1.25          | 1.19     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 2             | 1.13     | EG | SiO <sub>2</sub> | 100   | 1             | 1.14     |

| BF | Np                             | D, нм | $\varphi$ , % | $\eta_r$ | BF | Np                             | D, нм | $\varphi$ , % | $\eta_r$ |
|----|--------------------------------|-------|---------------|----------|----|--------------------------------|-------|---------------|----------|
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 4             | 1.36     | EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 75    | 1             | 1.15     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 6             | 1.60     | EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 100   | 1             | 1.09     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 71    | 2             | 1.26     | EG | CuO                            | 100   | 0.125         | 1.04     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 100   | 2             | 1.23     | EG | CuO                            | 100   | 0.25          | 1.05     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 1             | 1.09     | EG | CuO                            | 100   | 0.5           | 1.07     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 2             | 1.18     | EG | CuO                            | 100   | 1             | 1.12     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 4             | 1.57     | O  | Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> | 50    | 1             | 1.21     |
| W  | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 6             | 1.91     | O  | Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> | 100   | 1             | 1.06     |
| W  | ZrO <sub>2</sub>               | 44    | 2             | 1.21     | O  | Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 18    | 1             | 1.34     |
| W  | ZrO <sub>2</sub>               | 44    | 4             | 1.32     | O  | Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 50    | 1             | 1.19     |
| W  | ZrO <sub>2</sub>               | 44    | 6             | 1.59     | O  | C                              | 5     | 0.033         | 1.02     |
| W  | ZrO <sub>2</sub>               | 44    | 8             | 2.19     | O  | C                              | 5     | 0.33          | 1.05     |
|    |                                |       |               |          | O  | C                              | 5     | 3.33          | 2.04     |

В данной работе выполнены измерения нескольких десятков наножидкостей. Часть полученных данных для наножидкостей представлена в таблице 3.2. Здесь в первом столбце указана базовая жидкость (BF), во втором – материал наночастиц (Np), в третьем – характерный размер частиц ( $D$ ), в четвертом – их объемная концентрация в процентах ( $\varphi$ ), в пятом – относительный коэффициент вязкости наножидкости ( $\eta_r$ ). В качестве базовой жидкости использовалась вода (W), этиленгликоль (EG) и машинное масло (O). В качестве примера типичной зависимости КВ наножидкости от объемной концентрации наночастиц на рис. 3.4 представлены данные для четырех наножидкостей на водной основе. Как уже было отмечено, во всех рассмотренных случаях экспериментальные значения коэффициента вязкости наножидкостей значительно превосходят значения, предсказываемые формулами, полученными для крупнодисперсных суспензий.

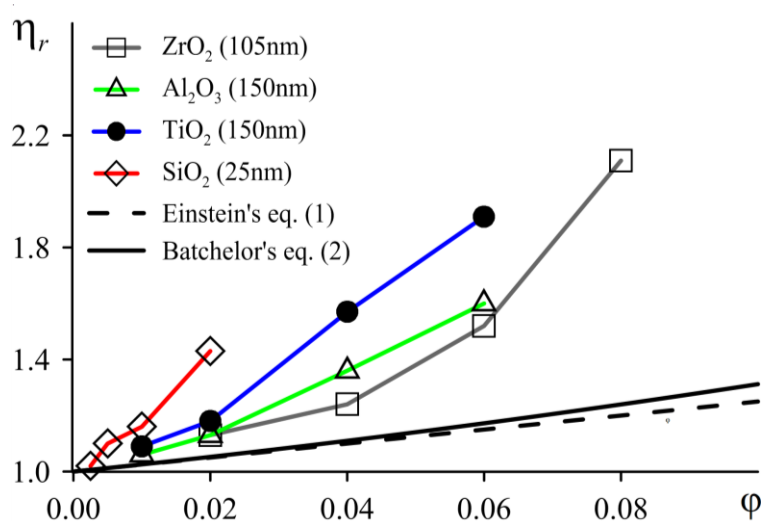


Рис. 3.4 – Зависимость относительного КВ наножидкостей от концентрации частиц.

Также из графиков на рис. 3.4 видно, что зависимость КВ наножидкостей от концентрации частиц в общем случае является нелинейной. Анализ полученных данных показал, что их с приемлемой точностью можно описать корреляциями вида:

$$\eta_r = 1 + a\varphi + b\varphi^2 \quad (3.6)$$

Однако коэффициенты в этом выражении не универсальны и для разных наносuspensions различны. Например, для наножидкостей на водной основе с частицами оксидов титана и алюминия размером 150 нм эти корреляции имеют следующий вид:

$$\eta_r = 1 + 6\varphi + 72\varphi^2 \quad (3.7)$$

$$\eta_r = 1 + 7.1\varphi + 148\varphi^2 \quad (3.8)$$

Как будет показано ниже, эта неуниверсальность обусловлена влиянием размера и материала наночастиц на коэффициент вязкости наножидкости.

### 3.3 Зависимость вязкости от размера частиц и их материала

Следующим важным фактором, от которого зависит коэффициент вязкости наножидкости, является размер наночастиц. В ранних работах размер частиц, как правило, не контролировался. Это во многом стало одной из причин большого количества разногласий и противоречий в данных различных авторов. Тем не менее, как уже было сказано во введении к данной главе, в настоящее время в многочисленных экспериментах и с помощью молекулярно-динамического моделирования [64] надежно установлено, что размер наночастиц оказывает ключевое влияние на вязкость наножидкости при прочих равных условиях. Это является одной из причин неуниверсальности зависимости вязкости наножидкостей от концентрации частиц. Систематические измерения с тщательным контролем размеров наночастиц, выполненные в данной диссертации, позволили установить вид этой зависимости. Экспериментальные данные для нескольких наножидкостей с различным средним размером частиц при их концентрации 2 об. % приведены на рис. 3.5 и в таблице 3.2. Анализ полученных данных показывает, что с уменьшением размера наночастиц коэффициент вязкости наножидкостей монотонно возрастает. Кроме того, было показано, что с увеличением размера наночастиц коэффициент вязкости наножидкостей в пределе стремится к значению коэффициента вязкости, предсказанному формулой Эйнштейна.

Полученные зависимости коэффициента вязкости наножидкостей от размера частиц, кроме того, позволили количественно сравнить наши данные с известными данными из работ других авторов [65–75], полученными при той же концентрации частиц. Результаты этого

сопоставления приведены на рис. 3.5. Как видно, для рассмотренных наножидкостей наши данные удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными других авторов.

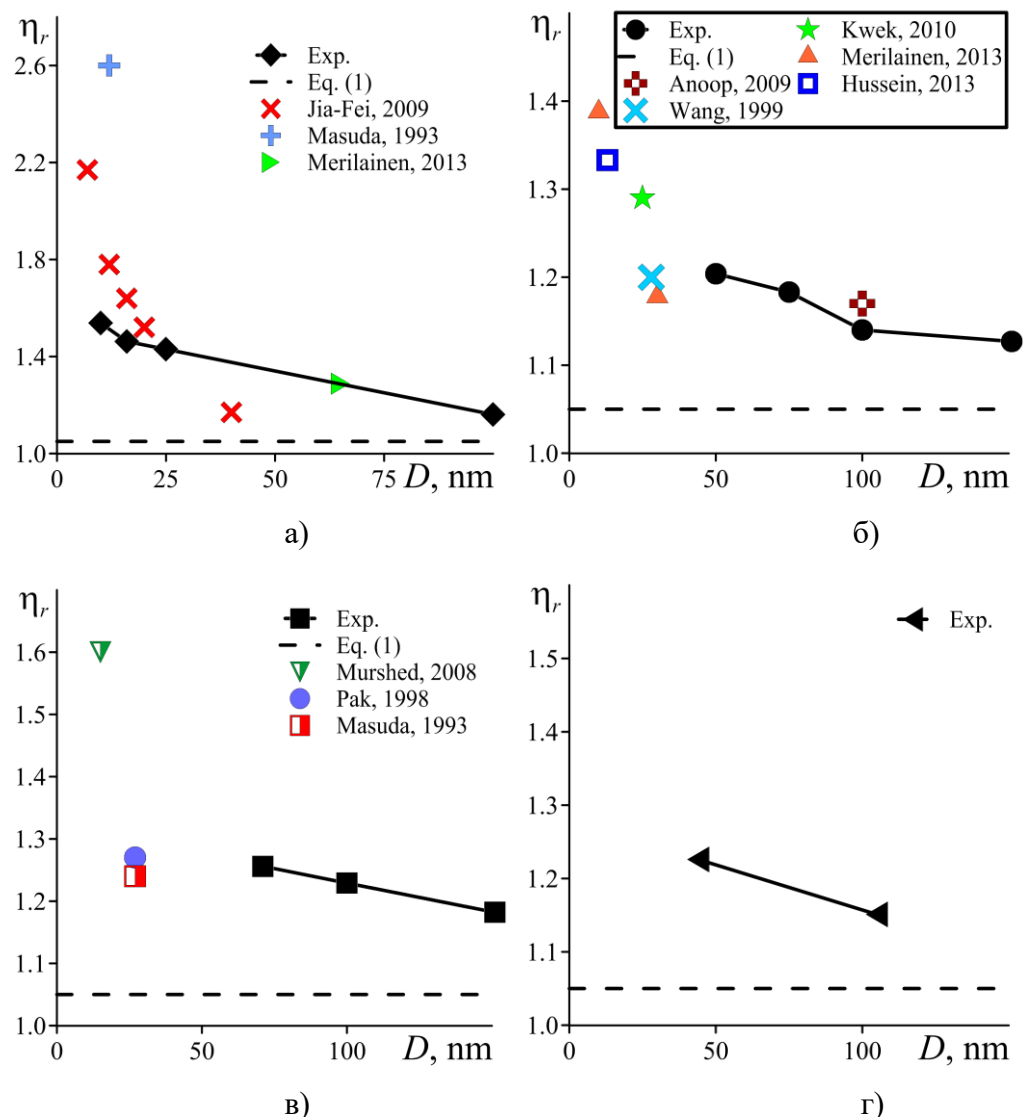


Рис. 3.5 – Коэффициент относительной вязкости наножидкостей в зависимости от размера наночастиц для частиц различного материала: а) SiO<sub>2</sub>; б) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; в) TiO<sub>2</sub>; г) ZrO<sub>2</sub>.

Штриховой линией показано значение КВ, соответствующее уравнению (3.1).

Одними из самых известных наножидкостей, которые систематически изучаются и широко применяются уже более пятидесяти лет, являются магнитные наножидкости (см. [76–78] и цитированную там литературу). Вязкость таких наножидкостей является ключевым свойством во многих приложениях, поскольку она существенно меняется при наличии магнитного поля. Тем не менее, до сих пор фактически отсутствуют работы, где изучалась бы зависимость вязкости наножидкости с магнитными частицами от их размера [79–81]. В настоящей работе была изучена вязкость наножидкостей на основе машинного масла с



частицами  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Использовались частицы  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  со средним размером 18 и 50 нм и частицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  размером 50 и 100 нм. В качестве базовой жидкости использовалось моторное масло. При  $25^\circ\text{C}$  вязкость моторного масла была 141,2 сП. Результаты измерений для этих наножидкостей при объемной концентрации частиц равной 1 % представлены в таблице 3.2 и на рис. 3.6. Как видно из графика, эти наножидкости являются ньютоновскими. Кроме того, показано, что вязкость наносuspензий с магнитными частицами также зависит от размера частиц и увеличивается с уменьшением их размера.

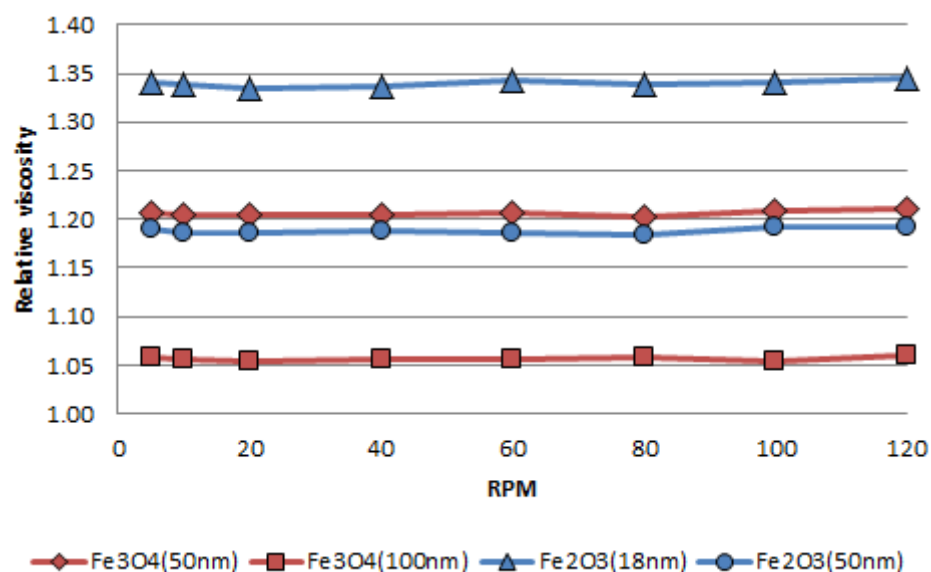


Рис. 3.6 – Относительная вязкость наножидкости на основе машинного масла и наночастиц  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  при объемной концентрации 1 %.

Зависимость коэффициента вязкости от материала наночастиц была установлена сравнительно недавно. Это было сделано методом молекулярной динамики [82, 83]. Позднее для наножидкостей с крупными частицами (100 нм)  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  это было подтверждено экспериментально в наших работах [45, 84] (см. рис. 3.5). На рис. 3.7 в качестве иллюстрации представлена зависимость коэффициента относительной вязкости двух наносuspензий наводной основе с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (метки 1) и  $\text{TiO}_2$  (метки 2) размером 150 нм. Здесь для сравнения приведены данные теорий Эйнштейна (1) (пунктирная кривая) и Бэтчелора (2) (сплошная кривая). Видно, что различия вязкости этих двух наножидкостей оказываются значительными, и они растут с увеличением концентрации наночастиц. Эти различия также хорошо видны и на рис. 3.4. Подтверждение этого факта можно увидеть и на рис. 3.8, где приведено сопоставление результатов, полученных в данной работе, с результатами измерений

других авторов [85–87] для этих же наножидкостей с размерами частиц максимально близкими к 150 нм. Как видно, наблюдается достаточно хорошее согласие.

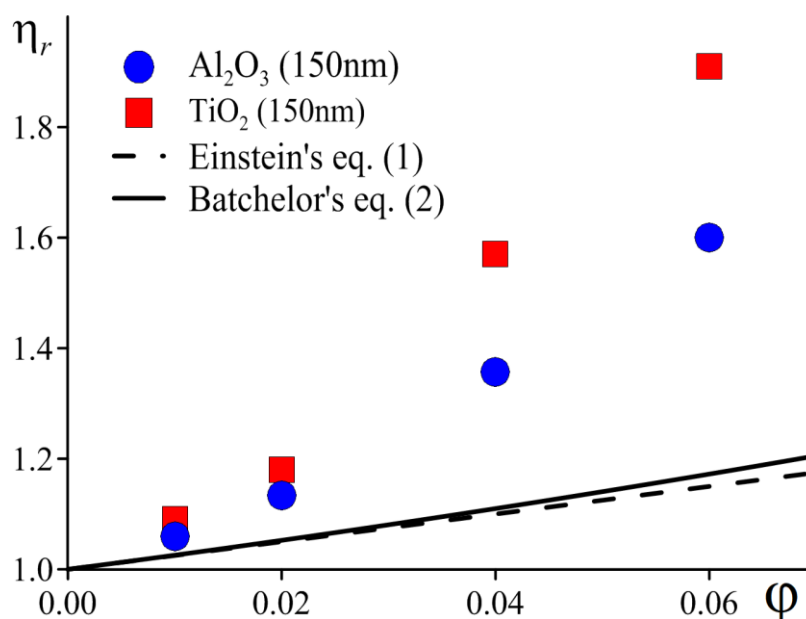


Рис. 3.7 – Зависимость относительного КВ наножидкостей на основе воды от концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$ .

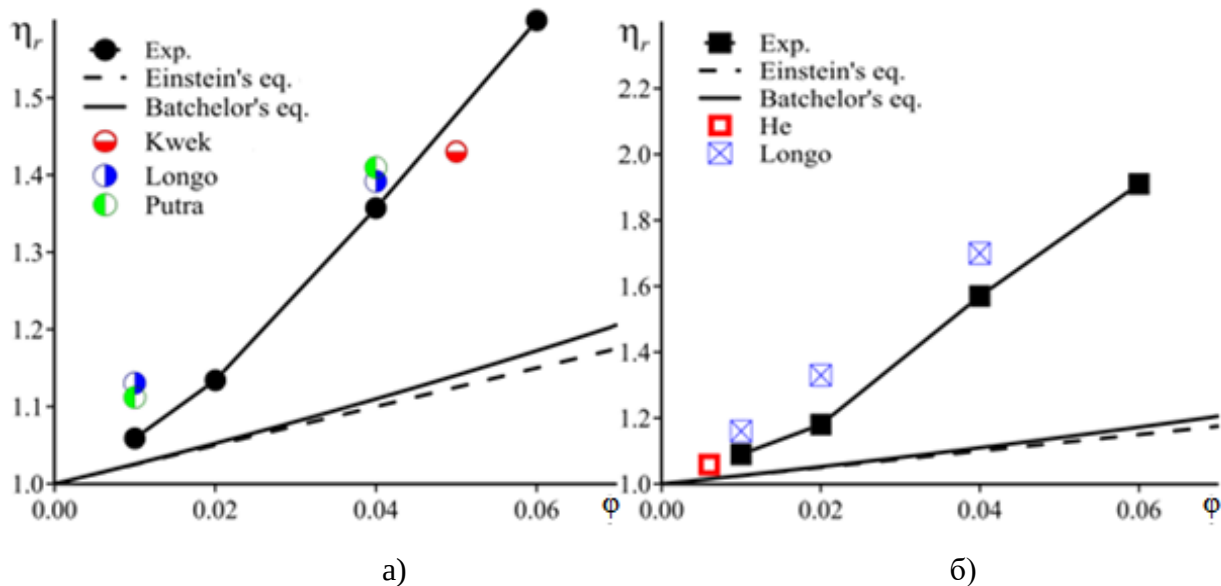


Рис. 3.8 – Зависимость относительного КВ наножидкостей на основе воды от концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (а) и  $\text{TiO}_2$  (б).

### 3.4. Зависимость вязкости наножидкости от свойств базовой жидкости

Свойства базовой жидкости, из которой была приготовлена наножидкость, также оказывают влияния на ее свойства. Поскольку вязкость наножидкости зависит и от концентрации частиц, и от их размера, то нужно исследовать влияние обоих этих факторов. Что и было сделано в данной диссертации. На рис. 3.9 представлена зависимость относительного КВ наножидкостей на основе этиленгликоля (верхние метки) и воды (нижние метки) с частицами  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от их размера. Концентрация частиц в обоих случаях одинакова и равна 1 %. Обе наножидкости являются ньютоновскими. Как видно и представленных данных, с ростом размера наночастиц вязкость наножидкостей снижается. Это уже было отмечено выше для наножидкостей, приготовленных на основе воды. Следовательно, такое поведение свойственно и наножидкостям приготовленным на основе других базовых жидкостей. Кроме того, было установлено, что относительное увеличение вязкости наножидкости тем больше, чем выше вязкость базовой жидкости. Это хорошо видно из данных на рис. 3.9. С увеличением размера частиц это различие снижается. Напомним, что для крупнодисперсных суспензий коэффициент относительной вязкости не зависит от вязкости базового флюида, одинаков для всех несущих жидкостей и определяется только концентрацией частиц. Здесь же, согласно данным, приведенным на рис. 3.9, превышение относительной вязкости наножидкости оказывается тем выше, чем больше вязкость базового флюида. Однако ситуация, как будет показано ниже, оказывается более сложной.

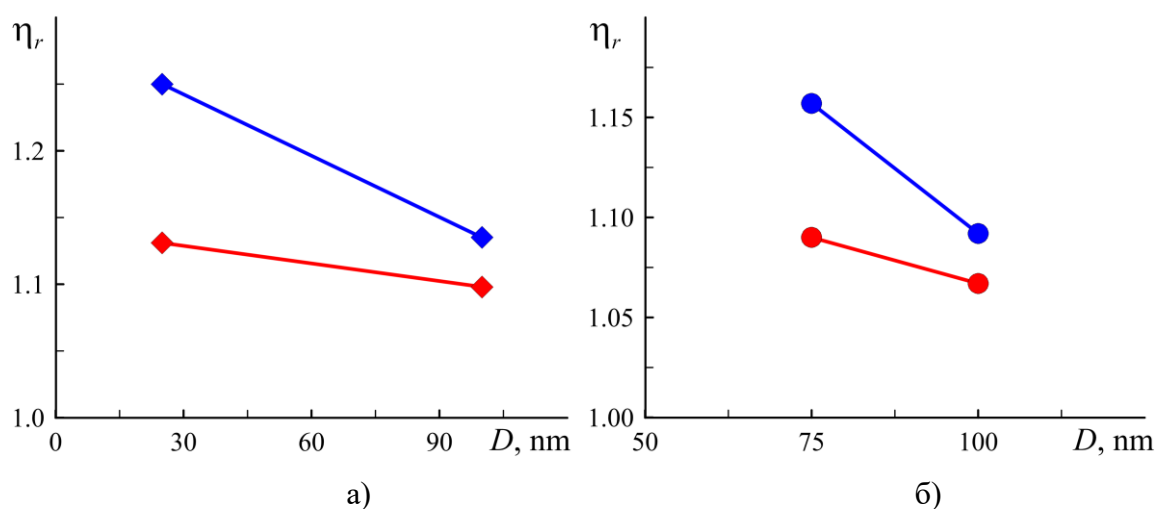


Рис. 3.9 – Зависимость относительного КВ наножидкостей на основе воды и этиленгликоля с частицами  $\text{SiO}_2$  (а) и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (б).

Этиленгликоль или его смесь с водой в различных пропорциях обычно используются для снижения точки замерзания и широко применяются как компоненты автомобильных антифризов и тормозных жидкостей, теплоносители в различных системах, в системах жидкостного охлаждения компьютеров и т. д. Во всех случаях вязкость этиленгликоля или его смеси с водой – чрезвычайно важный фактор их практического применения. Систематические измерения зависимости вязкости соответствующих наножидкостей с частицами  $\text{SiO}_2$  от температуры были выполнены в работах [9, 24]. Однако зависимость вязкости от концентрации частиц там не рассматривалась. Это сделано в настоящей диссертационной работе. Были изучены наножидкости на основе воды, этиленгликоля и их смеси с различным массовым содержанием каждого из компонентов. Исследовались наножидкости с различными наночастицами. Во всех случаях вязкость, конечно, зависит от размеров наночастиц. В данном разделе мы ограничились лишь примерами наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  размером 75 нм.

Вязкость воды почти в семнадцать раз ниже вязкости этиленгликоля, поэтому ясно, что с увеличением массовой доли этиленгликоля вязкость смеси будет расти. Однако по понятным причинам этот рост нелинейный (см. рис. 3.10 (а)). Вязкость наножидкости на основе смеси вода + этиленгликоль (W/EG) при концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  равной 2 % показана на рис. 3.10 (б). Вязкость смеси монотонно растет. Однако превышение коэффициента относительной вязкости не пропорционально массовой доле этиленгликоля. На рис. 3.10 и 3.11 также нанесены данные для вязкости наносuspензий на основе смеси этиленгликоль-вода с наночастицами оксида алюминия, полученные другими авторами [88–92].

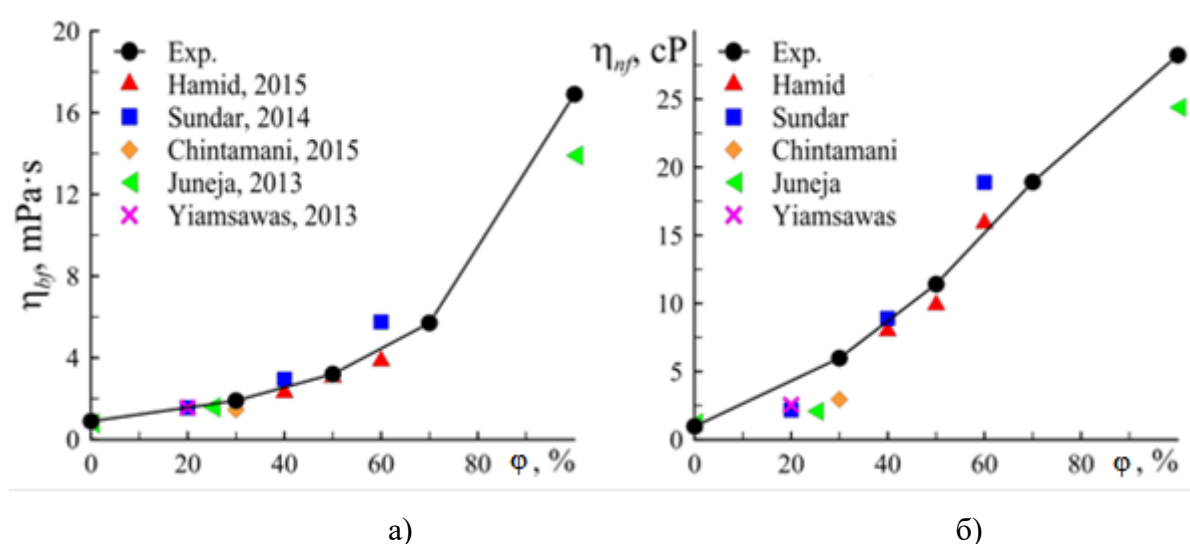


Рис. 3.10 – Зависимость вязкости смеси этиленгликоль-вода (а) и вязкости наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от массового содержания этиленгликоля (б).

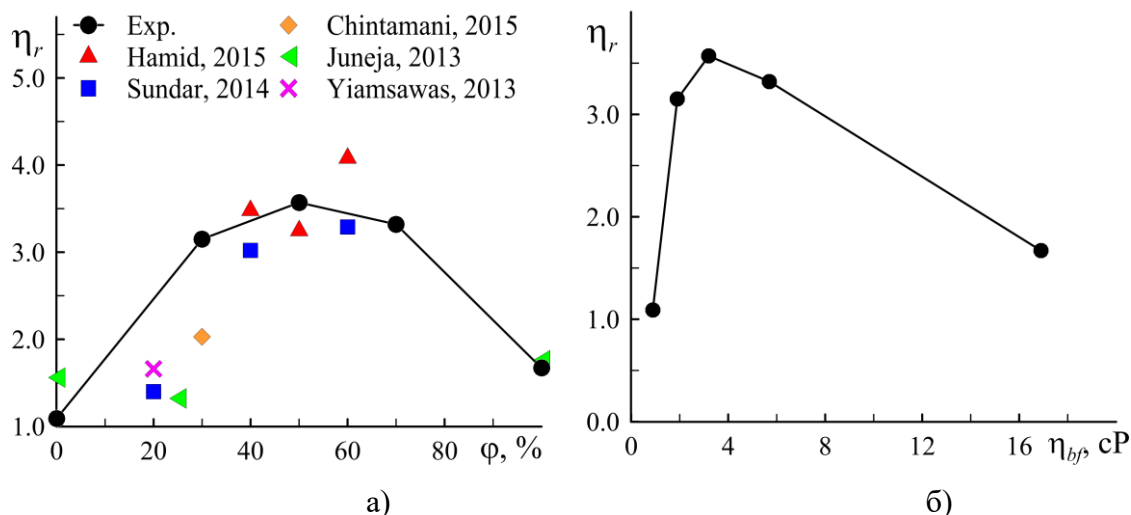


Рис. 3.11 – Зависимость относительного КВ наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (75 нм, 2 об. %) от массового содержания этиленгликоля в базовой жидкости (а) и от вязкости базовой жидкости (б).

Зависимость коэффициента относительной вязкости от содержания этиленгликоля представлено на рис. 3.11 (б). Превышение коэффициента вязкости оказывается максимальным при пятидесятипроцентной массовой концентрации этиленгликоля. Вязкость наножидкости при этом больше вязкости базовой смеси в более чем 3 раза. Полученные для смеси вода-этиленгликоль данные позволили построить зависимость коэффициента относительной вязкости наножидкости от вязкости базового флюида. Эта зависимость представлена на рис. 3.11 (б). Она также оказывается немонотонной.

### 3.5 Исследование реологии наножидкостей

Как уже было сказано в обзоре, очень важным обстоятельством является то, что наножидкости могут проявлять неньютоновские свойства, несмотря на то, что при приготовлении наножидкостей обычно используются ньютоновские жидкости. Однако в некоторых случаях наножидкости, приготовленные на основе ньютоновских жидкостей, являются неньютоновскими, даже при низких концентрациях частиц. В данной работе, как было показано выше, проведено систематическое измерение вязкости нескольких десятков наножидкостей. При измерениях вязкости всегда исследовалось поведение напряжения сдвига в зависимости от скорости сдвига. Это позволило систематически исследовать их реологию. В итоге неньютоновское поведение было обнаружено примерно в четверти случаев. Соответствующие данные представлены в таблице 3.3. Здесь в первом столбце указана базовая

жидкость (BF), во втором – материал наночастиц (Np), в третьем – характерный размер частиц (D), в четвертом – их объемная концентрация в процентах ( $\phi$ ), в пятом – реология (Rh): ньютоновская (N) или неньютоновская (N-N). В качестве базовой жидкости использовалась вода (W), этиленгликоль (EG) и машинное масло (O).

Таблица 3.3 – Реология изученных наножидкостей

| BF | Np                             | D, nm | $\phi$ , % | Rh  | BF | Np                             | D, nm | $\phi$ , % | Rh  |
|----|--------------------------------|-------|------------|-----|----|--------------------------------|-------|------------|-----|
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 10    | 0.25–2     | N   | W  | TiO <sub>2</sub>               | 71    | 2          | N   |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 16    | 0.25–2     | N   | W  | TiO <sub>2</sub>               | 100   | 2          | N   |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 0.25–6     | N   | W  | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 1–6        | N   |
| EG | SiO <sub>2</sub>               | 25    | 1          | N   | EG | TiO <sub>2</sub>               | 150   | 2–6        | N-N |
| W  | SiO <sub>2</sub>               | 100   | 0.25–2     | N   |    |                                |       |            |     |
| EG | SiO <sub>2</sub>               | 100   | 1          | N   | W  | ZrO <sub>2</sub>               | 44    | 2–8        | N   |
|    |                                |       |            |     | W  | ZrO <sub>2</sub>               | 105   | 2–8        | N   |
| EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 11    | 1          | N-N |    |                                |       |            |     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 50    | 1–2        | N   | O  | Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> | 50    | 1          | N   |
| EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 50    | 1          | N-N | O  | Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> | 100   | 1          | N   |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 75    | 1–2        | N   |    |                                |       |            |     |
| EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 75    | 2          | N   | O  | Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 18    | 1          | N   |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 100   | 1–2        | N   | O  | Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 50    | 1          | N   |
| EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 100   | 2          | N   |    |                                |       |            |     |
| W  | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 1–6        | N   | W  | C                              | 5     | 0.25–2     | N-N |
| EG | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | 150   | 2–6        | N-N | EG | C                              | 5     | 0.25–2     | N   |
|    |                                |       |            |     | O  | C                              | 5     | 0.25–2     | N-N |
| EG | CuO                            | 100   | 0.1–1      | N   |    |                                |       |            |     |

Вначале было исследовано влияние концентрации наночастиц на реологические характеристики наножидкостей. Первая серия экспериментов была направлена на выяснение характера изменения реологии рассматриваемых наножидкостей при варьировании концентрации частиц. Неньютоновское поведение было зафиксировано для наножидкостей на основе этиленгликоля с частицами оксидов алюминия и титана. Размеры наночастиц в обоих случаях были очень близки к 150 нм. Зависимость коэффициента вязкости  $\mu$  от скорости сдвига при нескольких концентрациях частиц представлена на рис. 3.12 (а). В обоих случаях наблюдается ярко выраженное неньютоновское поведение, которое усиливается с увеличением концентрации наночастиц. При этом чистый этиленгликоль является ньютоновской жидкостью. Ньютоновскими оказываются и указанные наножидкости при низких концентрациях наночастиц ( $\phi \leq 0.25\%$ ). Таким образом, можно констатировать, что переход от ньютоновской реологии к неньютоновской в наножидкостях наблюдается при увеличении концентрации наночастиц.

Такое же поведение фиксировалось и в наших работах [41–45] при изучении реологии наножидкости на основе воды с частицами CuO. Однако нужно отметить, что в этих работах для стабилизации свойств использовался ПАВ. При концентрации частиц CuO 0,25% наножидкость являлась ньютоновской, тогда как с ее увеличением она становилась неньютоновской.

Изменение реологии наножидкостей с ростом концентрации наночастиц в общем не удивительно. Аналогичное поведение хорошо известно и для классических крупнодисперсных суспензий.

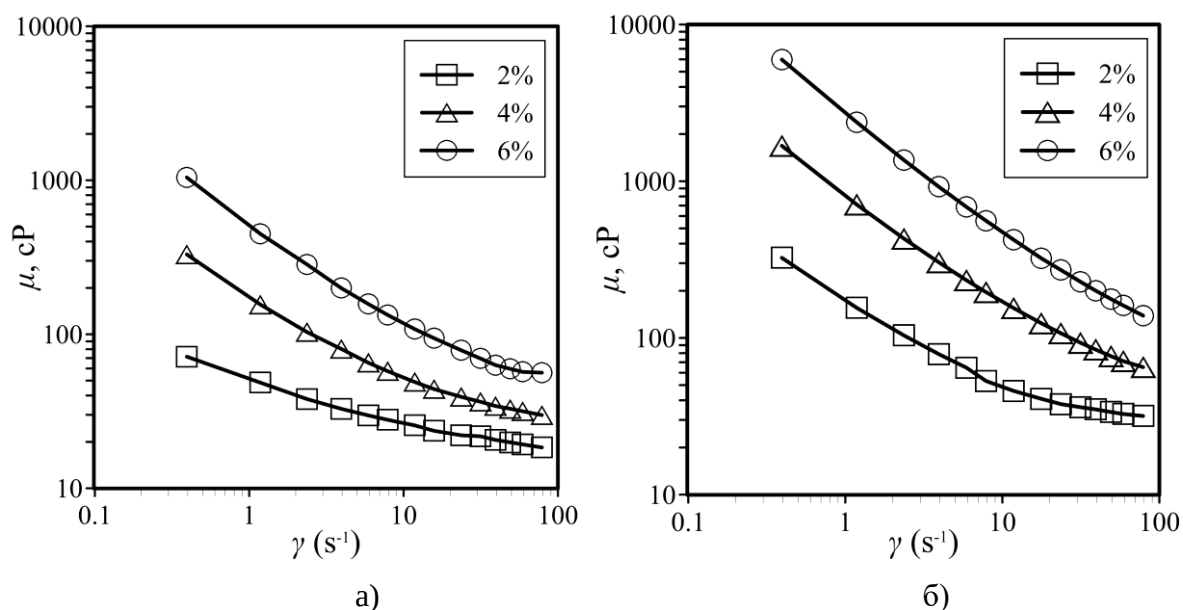


Рис. 3.12 – Зависимость КВ от скорости сдвига для наножидкостей на основе этиленгликоля с частицами Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (а) и TiO<sub>2</sub> (б) размером 150 нм.

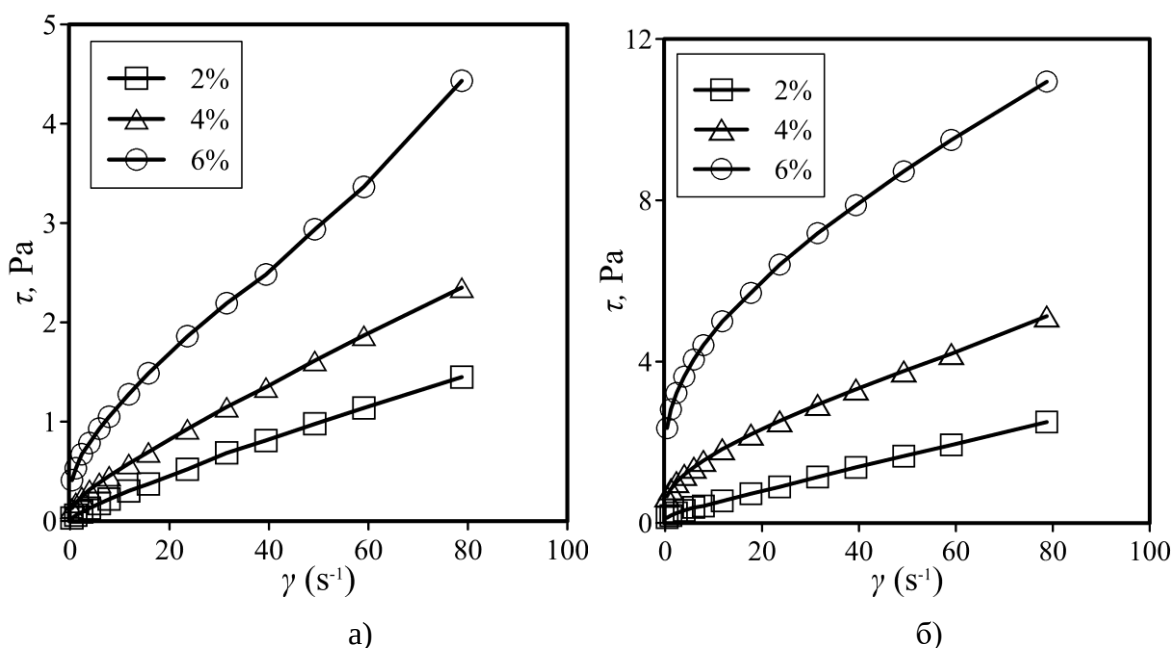


Рис. 3.13 – Зависимость напряжений сдвига от скорости сдвига для наножидкостей на основе этиленгликоля с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (а) и  $\text{TiO}_2$  (б) размером 150 нм.

Чтобы установить характер реологии наножидкости, необходимо изучить зависимость ее напряжений  $\tau$  от скорости сдвига. Для рассматриваемых наножидкостей эта зависимость приведена на рис. 3.13. Данные зависимости имеют качественно различный характер. При больших концентрациях частиц (4 и 6 %) наблюдается наличие предельного напряжения, тогда как при наименьшей (2 %) в пределах точности измерения такое напряжение отсутствует. Зависимости, представленные на рис. 3.12 и 3.13, показывают, что наножидкости демонстрируют псевдопластическое или вязкопластическое поведение – их молекулярная вязкость убывает с увеличением скорости сдвига (у вязкопластических начиная с некоторого предельного значения напряжения) [93, 94]. В первом случае для описания таких жидкостей обычно используют модель степенной жидкости (Power law):

$$\mu = k_v \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.9)$$

Во втором – модель Хершеля–Балкли (Herschel–Bulkley):

$$\mu_f = (\tau_0 + k_v \dot{\gamma}^n) \dot{\gamma}^{-1} \quad (3.10)$$

Здесь  $\tau_0$  – предел текучести вязкопластической жидкости,  $n$  – индекс течения жидкости, а  $k_v$  – показатель консистентности. При  $n = 1$  модель Хершеля–Балкли принимает вид модели Бингама (Bingham). Далее для рассмотренных наножидкостей был рассчитан коэффициент достоверности аппроксимации ( $R^2$ ) экспериментальных данных соответствующей реологической моделью (см. таблицы 4 и 5). Чем ближе значение коэффициента  $R^2$  к единице,



тем точнее данная реологическая модель описывает данные полученные с помощью вискозиметра.

Таблица 3.4 – Коэффициент достоверности аппроксимации  $R^2$  различными реологическим моделями для наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$

| $\varphi, \%$ | Power law | Bingham | Herschel–Bulkley |
|---------------|-----------|---------|------------------|
| 2             | 0,999     | 0,993   | 0,994            |
| 4             | 0,962     | 0,996   | 1,000            |
| 6             | 0,928     | 0,993   | 0,997            |

Таблица 3.5 – Коэффициент достоверности аппроксимации  $R^2$  различными реологическим моделями для наножидкости с частицами  $\text{TiO}_2$

| $\varphi, \%$ | Power law | Bingham | Herschel–Bulkley |
|---------------|-----------|---------|------------------|
| 2             | 0,999     | 0,991   | 0,994            |
| 4             | 0,955     | 0,982   | 0,999            |
| 6             | 0,960     | 0,964   | 1,000            |

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что при низких содержаниях частиц реологические кривые наножидкостей лучше всего аппроксимируются степенной моделью ( $R^2 = 0,999$ ). При повышении концентрации наночастиц возможно появление предельного напряжения сдвига. Реология наножидкости тогда меняется и лучше описывается моделями с предельным напряжением. При этом наиболее точно поведение реологии наножидкости описывает модель Хершеля–Балкли. Сравнение реологических моделей для описания реологии наножидкости на основе этиленгликоля с 6 %-объемной концентрацией частиц  $\text{TiO}_2$  представлено на рис. 3.14. Видно, что модель Хершеля–Балкли лучше всего согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, установлено, что с увеличением концентрации наночастиц в наножидкости может меняться реологическая модель.

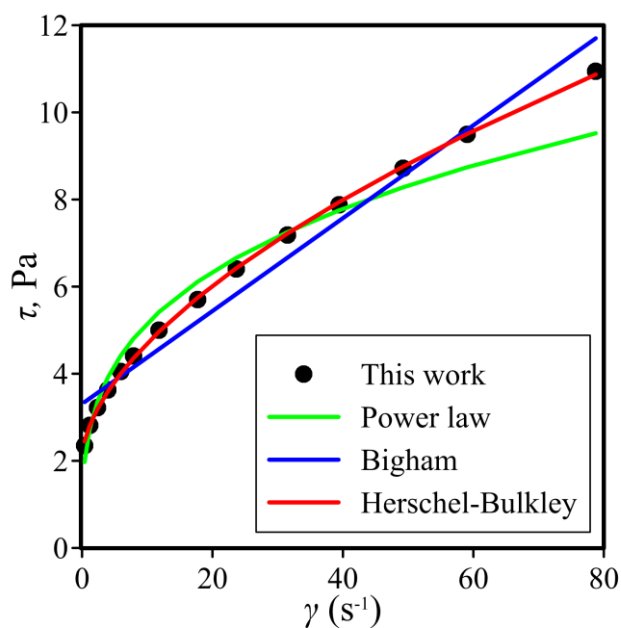


Рис. 3.14 – Напряжение сдвига от скорости деформации наножидкости с 6 %-объемной концентрацией наночастиц  $\text{TiO}_2$ .

Для рассмотренных наножидкостей были определены реологические параметры от концентрации частиц в базовой жидкости, они представлены в таблицах 3.6–3.8 и рис. 3.15–3.17.

Таблица 3.6 – Показатели консистенции и индекса течения наножидкостей с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  (Power law)

| $\varphi$ , % | $\text{Al}_2\text{O}_3$    |       | $\text{TiO}_2$             |       |
|---------------|----------------------------|-------|----------------------------|-------|
|               | $k_v$ , мПа·с <sup>n</sup> | $n$   | $k_v$ , мПа·с <sup>n</sup> | $N$   |
| 2             | 52,0                       | 0,745 | 256                        | 0,542 |
| 4             | 164                        | 0,562 | 1344                       | 0,394 |
| 6             | 476                        | 0,451 | 5010                       | 0,297 |

Таблица 3.7 – Предел текучести и показатель консистенции наножидкостей с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  (Bingham)

| $\varphi$ , % | $\text{Al}_2\text{O}_3$ |                            | $\text{TiO}_2$ |                            |
|---------------|-------------------------|----------------------------|----------------|----------------------------|
|               | $\tau_0$ , мПа          | $k_v$ , мПа·с <sup>n</sup> | $\tau_0$ , мПа | $k_v$ , мПа·с <sup>n</sup> |
| 2             | 68,84                   | 18,58                      | 173,0          | 30,27                      |
| 4             | 196,5                   | 28,83                      | 1009           | 55,28                      |
| 6             | 595,9                   | 48,57                      | 3308           | 106,6                      |

Таблица 3.8 – Предел текучести и реологические параметры наножидкостей с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  (Herschel–Bulkley)

| $\varphi$ , % | $\text{Al}_2\text{O}_3$ |                                         | $n$   | $\text{TiO}_2$ |                                         | $n$   |
|---------------|-------------------------|-----------------------------------------|-------|----------------|-----------------------------------------|-------|
|               | $\tau_0$ , мПа          | $k_v$ , мПа·с <sup><math>n</math></sup> |       | $\tau_0$ , мПа | $k_v$ , мПа·с <sup><math>n</math></sup> |       |
| 2             | 17,03                   | 35,00                                   | 0,853 | 153,5          | 37,41                                   | 0,948 |
| 4             | 127,0                   | 54,58                                   | 0,849 | 615,5          | 212,4                                   | 0,696 |
| 6             | 473,1                   | 88,08                                   | 0,864 | 2044           | 695,0                                   | 0,582 |

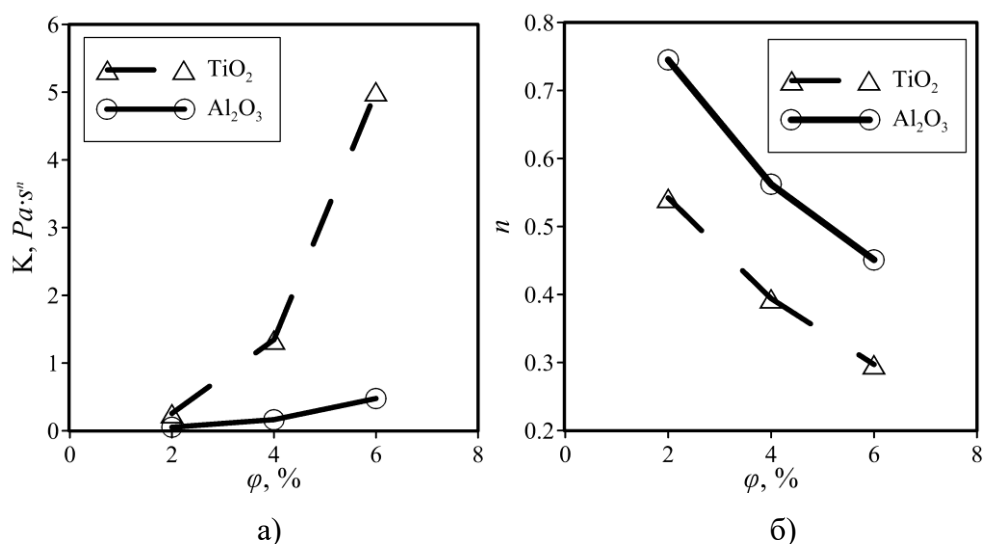


Рис. 3.15 – Зависимость реологических параметров степенной модели от концентрации наночастиц.

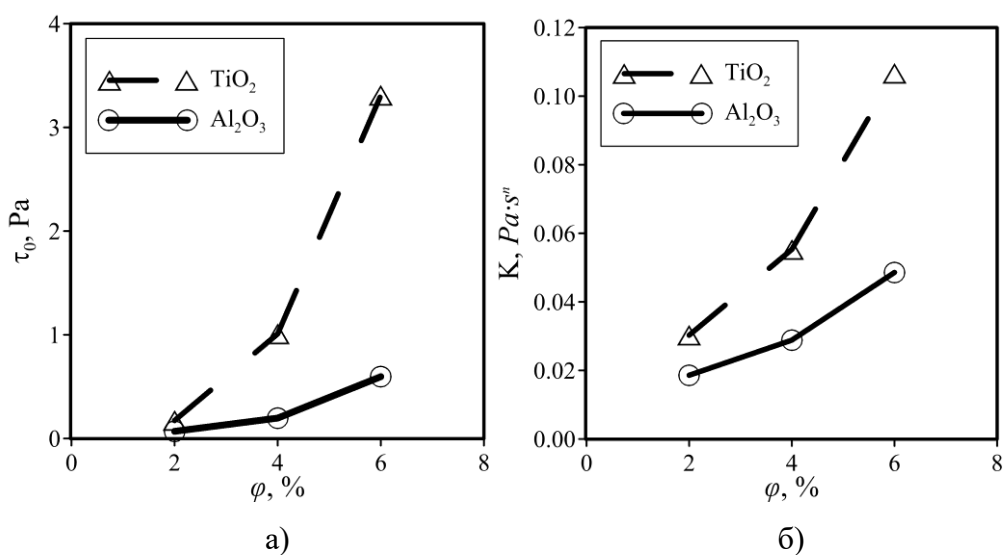


Рис. 3.16 – Зависимость реологических параметров бингамовской модели от концентрации наночастиц.

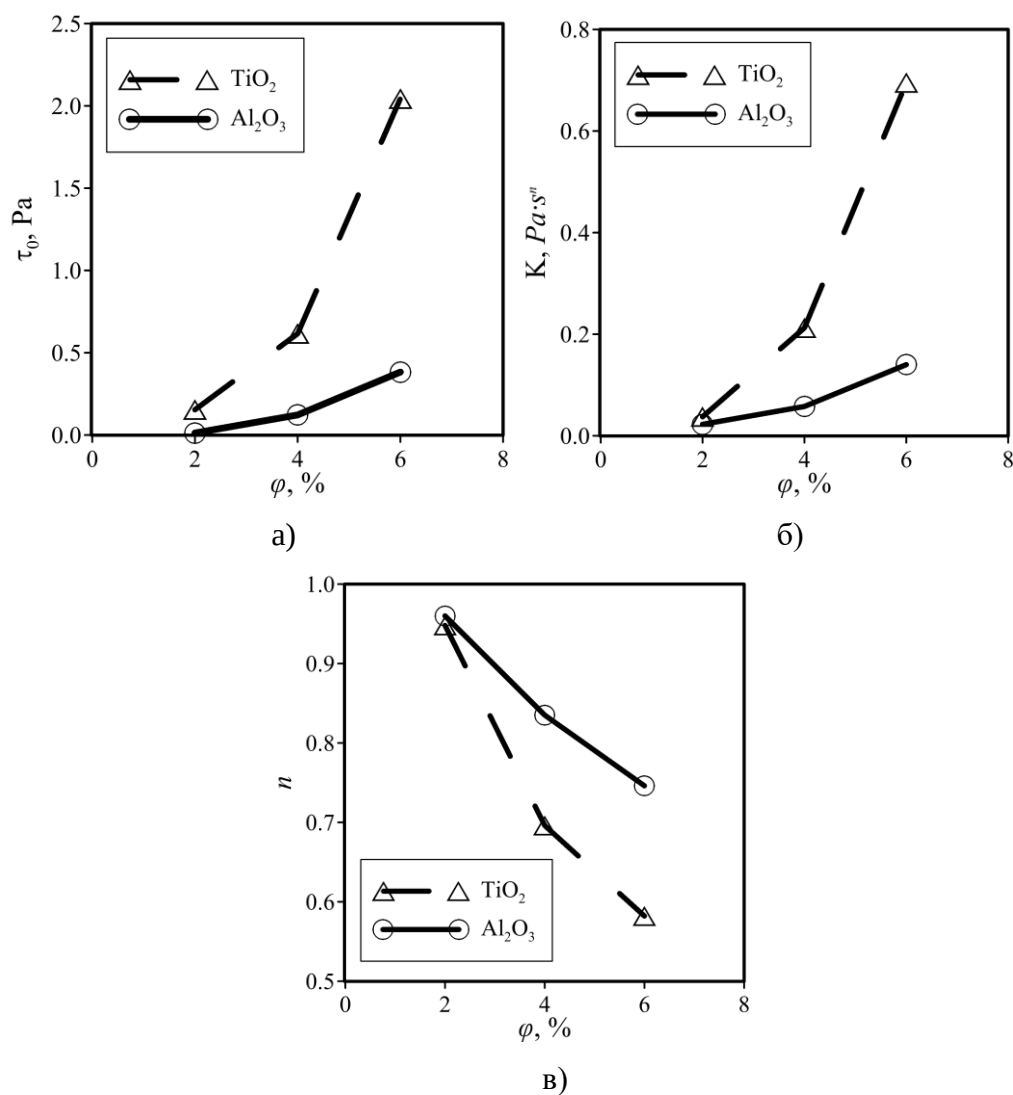


Рис. 3.17 – Зависимость реологических параметров модели Хершеля–Балкли от концентрации наночастиц.

Как уже было показано выше, вязкость наножидкостей зависит от материала частиц (при одинаковой концентрации частиц и их размера). Результаты этой работы показывают, что от материала частиц существенно зависит и реология наножидкостей. В описываемых экспериментах использовались, в частности, частицы оксидов титана и алюминия, имеющие средний размер частиц 150 нм. Однако их реологические характеристики при одинаковой концентрации частиц оказались существенно различны. Иллюстрацией этих различий служит рис. 3.18, где сопоставлены зависимости вязкости и напряжения от скорости сдвига при концентрации частиц 6 %. Вязкость, а также напряжение сдвига наножидкости с частицами  $\text{TiO}_2$  выше, чем у наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ .

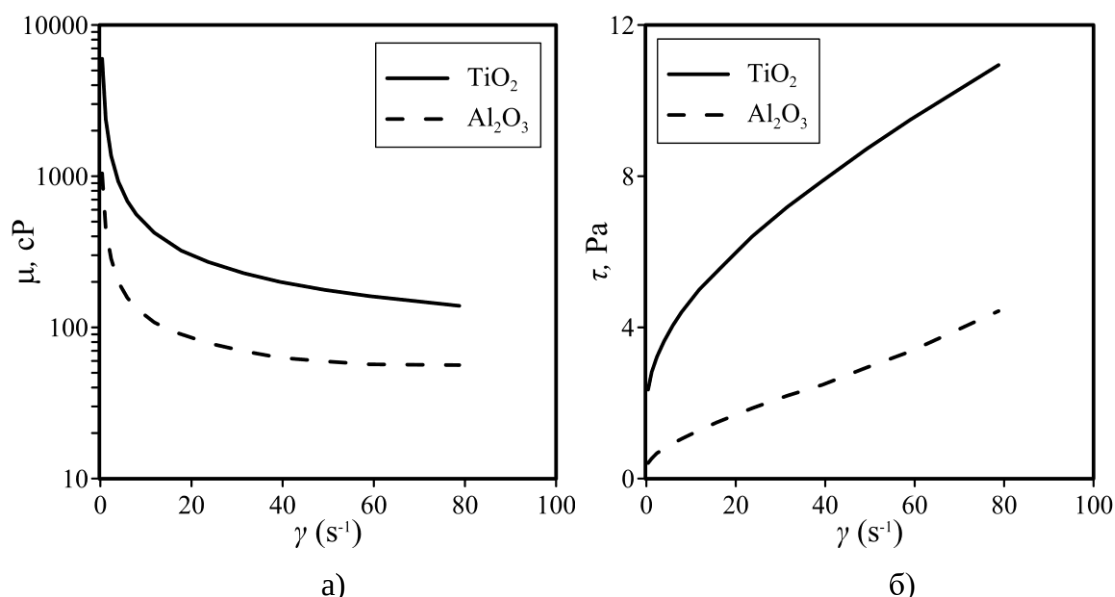


Рис. 3.18 – Зависимость вязкости (а) и напряжения сдвига (б) от скорости сдвига для наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  ( $D = 150\text{nm}$ ) при  $\phi = 6\%$ .

Выше уже указывалось, что вязкость наножидкостей зависит не только от концентрации наночастиц, но также от их размера. Если вспомнить, что наночастицами принято называть частицы с характерными размерами от 1 до 100 нм, то это становится вполне понятным. Даже при малых концентрациях наночастиц, скажем, 1 %, числовая плотность наночастиц в дисперсной жидкости очень большая. Частицы, начиная с некоторого критического размера, активно взаимодействуют между собой. Помимо этого, жидкость вблизи наночастиц структурирована [95], поэтому если наночастицы достаточно малы, то структурированной оказывается вся дисперсная жидкость. По этой причине следует ожидать, что возможное изменение реологии наножидкости должно зависеть также от размера наночастиц. Чтобы проверить это, была выполнена серия измерений для наножидкостей на основе этиленгликоля с объемной концентрацией 1 %, но с разным размером частиц: для  $\text{Al}_2\text{O}_3$  это 11, 50, 75 и 100 нм (см. таблицу 3.3). Полученная зависимость коэффициента молекулярной вязкости от скорости сдвига представлена на рис. 3.19 (а). Наножидкости с крупными частицами (100 нм) являются ньютоновскими, тогда как с уменьшением размера частиц они демонстрируют неньютоновское поведение. Характер реологии определяется зависимостью напряжений от скорости сдвига. Соответствующие данные приведены на рис. 3.19 (б). В принципе, реология рассматриваемых наножидкостей при малых размерах частиц неплохо описывается моделью степенной жидкости. Реологические параметры для этой модели для разных размеров наночастиц приведены в таблице 3.9. Следует также отметить, что в наножидкостях с наименьшими

частицами было обнаружено появление предельного напряжения сдвига. Это хорошо видно из рис. 3.19 (б).

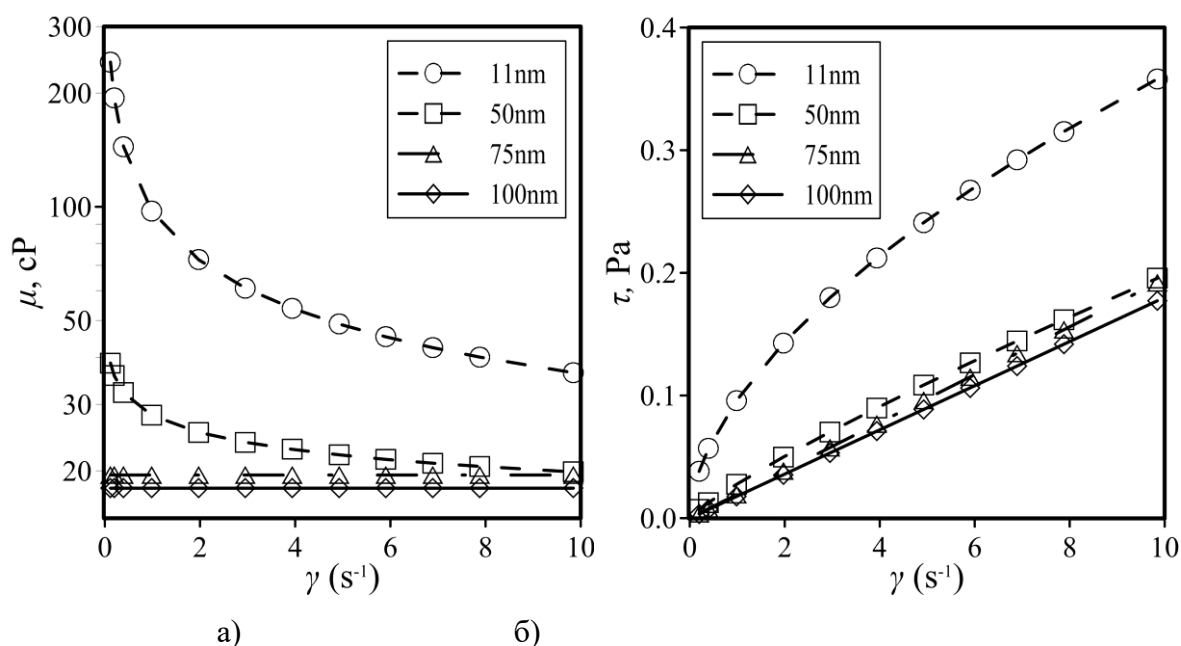


Рис. 3.19 – Зависимость вязкости (а) и напряжения сдвига (б) наножидкости на основе этиленгликоля с добавлением частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  от скорости сдвига.

Таблица 3.9 – Зависимость реологических параметров наножидкостей от размера наночастиц

| $D$ , нм | $\varphi = 1\%, \text{Al}_2\text{O}_3$ |                                       |
|----------|----------------------------------------|---------------------------------------|
|          | $n$                                    | $k_v$ , $\text{мПа} \cdot \text{с}^n$ |
| 100      | 0,990                                  | 0,953                                 |
| 75       | 0,981                                  | 0,971                                 |
| 50       | 0,850                                  | 28,1                                  |
| 11       | 0,572                                  | 96,8                                  |

Помимо этого, при проведении систематических измерений вязкости наножидкости было замечено влияние свойств базовой жидкости на реологию наножидкости. Наиболее показательны в этом смысле данные полученные для наножидкостей с частицами наноалмазов.

Были проведены две серии измерений с разными базовыми жидкостями: водой и этиленгликолем. Объемная концентрация наноалмазов варьировалась от 0,25 % до 2 %. На рис. 3.20 представлена зависимость вязкости и напряжения сдвига наножидкости от скорости сдвига при разной концентрации наноалмазов в воде. Видно, что, во-первых, с увеличением концентрации наноалмазов коэффициент вязкости увеличивается, во-вторых, что данная наножидкость является неньютоновской.

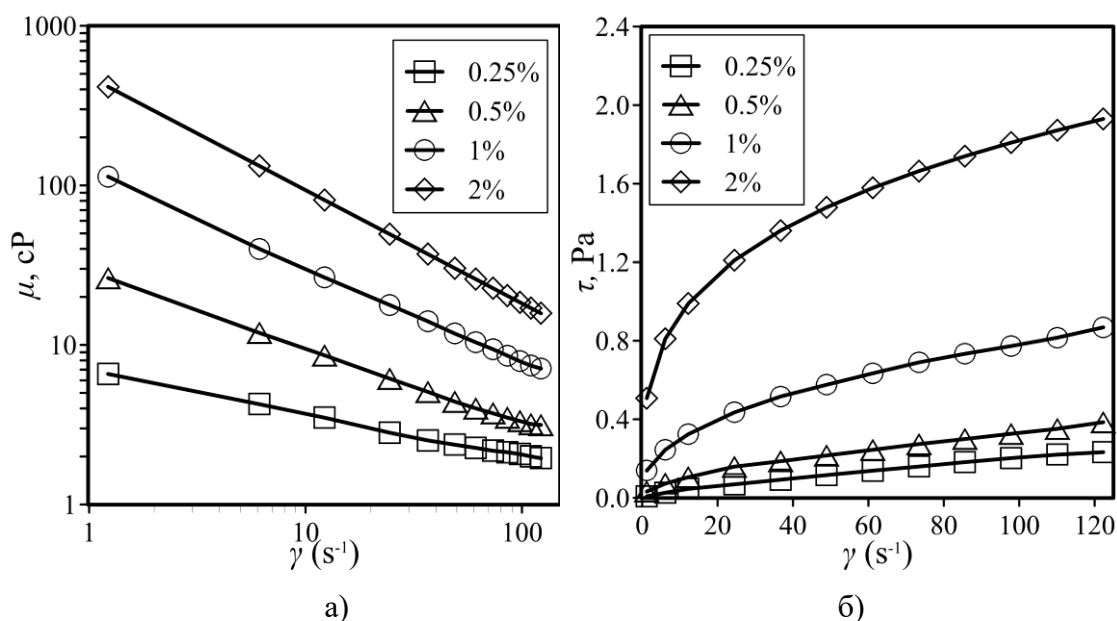


Рис. 3.20 – Зависимость вязкости (*а*) и напряжения сдвига (*б*) наножидкости на основе воды с добавлением наноалмазов от скорости сдвига.

Анализ данных показал, что наиболее близко реология этой наножидкости в среднем хорошо описывается степенной моделью. Хотя с увеличением концентрации наночастиц, как видно, появляются предельные напряжения сдвига. Показатель поведения и индекс консистенции наножидкостей на основе воды и наноалмазов представлены в таблице 3.10. Из таблицы видно, что с увеличением концентрации частиц индекс течения наножидкости снижается, а индекс консистенции увеличивается. Так же, как и для изученной нами наножидкости с наночастицами  $\text{CuO}$  [41], наблюдается усиление неньютоновских свойств с увеличением концентрации частиц.

Таблица 3.10 – Индекс консистенции и показатель поведения наножидкостей с наноалмазами

| $\varphi, \%$ | $N$  | $K, \text{мПа} \cdot \text{с}^{-n}$ |
|---------------|------|-------------------------------------|
| 0,25          | 0,84 | 6,37                                |
| 0,50          | 0,55 | 24,0                                |
| 1,00          | 0,42 | 101                                 |
| 2,00          | 0,29 | 479                                 |

Аналогичные исследования, проведенные с наножидкостью с алмазами на основе этиленгликоля, не выявили неньютоновских свойств. При всех рассмотренных концентрациях наножидкость оставалась ньютоновской. Зависимость относительного коэффициента вязкости на основе этиленгликоля от концентрации наноалмазов представлена на рис. 3.21. Для сравнения на графике построена зависимость коэффициента вязкости, рассчитанного по

формуле Эйнштейна. График на рис. 3.21 показывает, что относительный коэффициент вязкости наножидкости намного выше коэффициента, предсказанного теорией Эйнштейна (3.1).

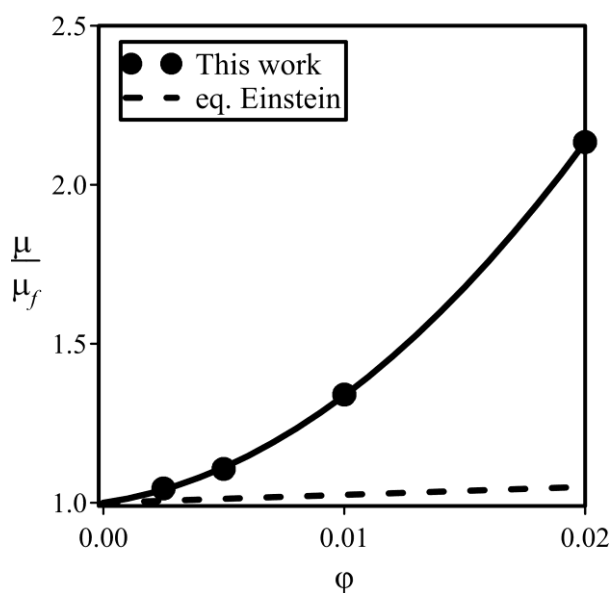


Рис. 3.21 – Зависимость относительного КВ наножидкости от концентрации нанодiamondов в этиленгликоле.

Видно, что здесь, как и для большинства наножидкостей, классическая теория не работает уже при низкой объемной концентрации частиц  $<1\%$ , а при высоких концентрациях расходится с экспериментом более чем в два раза. Связано это с тем, что классическая теория учитывает зависимость вязкости только от одного параметра – концентрации частиц, в то время как вязкость наножидкости, как видно, имеет более сложную комплексную зависимость сразу от нескольких параметров.

Важной фактом является то, что в отличие от наножидкости, приготовленной на основе воды, наножидкость, приготовленная на основе этиленгликоля, не обладает неньютоновскими свойствами при тех же концентрациях наночастиц. Таким образом, было показано, что реология наносuspensions, помимо концентрации и размера наночастиц, зависит от свойств базовой жидкости.

### 3.6 Зависимость коэффициента вязкости наножидкостей от температуры

Зависимость коэффициента вязкости теплоносителя от температуры является очень важным показателем для его использования в теплообменном оборудовании. И в этом смысле вопрос о температурной зависимости коэффициента вязкости наножидкости также является ключевым. Поскольку концентрация наночастиц в базовой жидкости, как правило, невелика



очевидно, что в общем случае с увеличением температуры вязкость наножидкости должна снижаться. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные в целом подтверждают эту гипотезу. Для установления температурной зависимости наножидкостей в диссертации была исследована наножидкость на водной основе с наночастицами  $\text{SiO}_2$  (размер наночастиц  $\text{SiO}_2$  – 25 нм).

Было проведено две серии измерений зависимости вязкости от температуры. Первая серия – для наножидкости с объемной концентрацией наночастиц  $\text{SiO}_2$  в воде 2 %, вторая – с объемной концентрацией 6 %. Серия состояла из последовательного нагрева и охлаждения наножидкости до фиксированной температуры, выдерживании и измерении. В ходе измерений фиксировались температура в термостатирующей ячейке с наножидкостью. Ячейка была герметична. Испарение наножидкости в процессе нагрева исключено.

В результате исследования получены температурные зависимости вязкости наножидкости на водной основе с различными добавками наночастиц  $\text{SiO}_2$ . Эти данные показаны на рис. 3.22. На графике для сравнения также отложена температурная зависимость вязкости воды. Приведены референсные значения вязкости воды (IAPWS 2008) [96] и наши измерения. Анализ показал, что данные измерений согласуются с референсными данными с погрешностью около 2% во всем диапазоне температур.

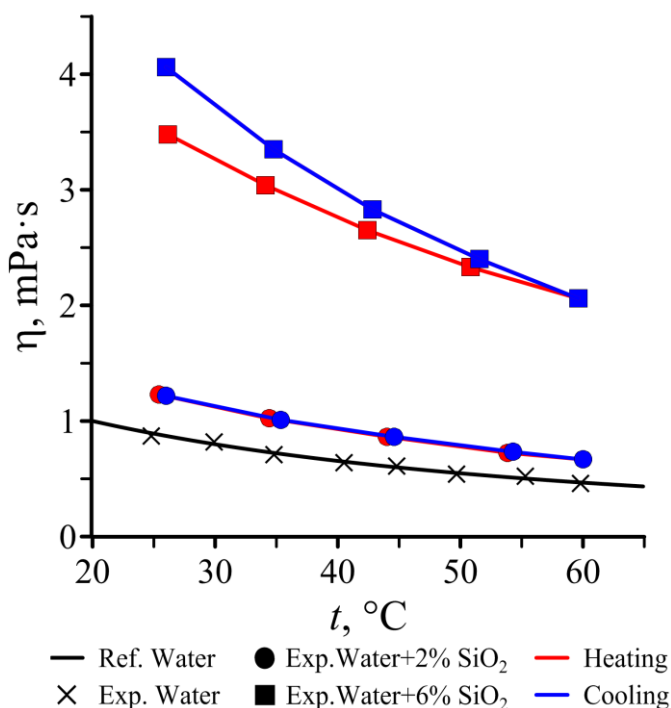


Рис. 3.22 – Зависимость вязкости наножидкости на водной основе с наночастицами  $\text{SiO}_2$  (25 нм) от температуры.

Из полученных зависимостей можно сделать следующие выводы. Первый вывод достаточно тривиальный – вязкость наножидкости уменьшается с ростом температуры. Этот факт является очевидным, поскольку с ростом температуры уменьшается вязкость базовой жидкости. Более интересным является то, что при высоких концентрациях наночастиц наблюдается гистерезис: вязкость наножидкости при нагреве и при охлаждении существенно отличается. Вязкость наножидкости после ее нагрева становится выше. О существовании такого гистерезиса в поведении вязкости наножидкостей при высоких концентрациях наночастиц ранее упоминалось в работах [38–39] для частиц CuO и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и для частиц ZnO в работе [40]. Важным обстоятельством является тот факт, что в работах [38–40] для стабилизации свойств наножидкостей использовались ПАВ. Именно с разрушением ПАВ при высоких температурах авторы этих работ связывают отличие вязкости до и после нагрева наножидкости. Принципиальное отличие данной работы заключается в том, что в наших измерениях не использовались никакие ПАВ. Однако мы видим, что гистерезис в поведении коэффициента вязкости наножидкости при высокой концентрации, тем не менее, наблюдается. Таким образом, повышение вязкости наножидкости не связано с разрушением стабилизирующих веществ, а является свойством самой наножидкости. При ее нагреве происходят необратимые изменения, связанные с агрегацией наночастиц, что приводит к изменениям вязкости.

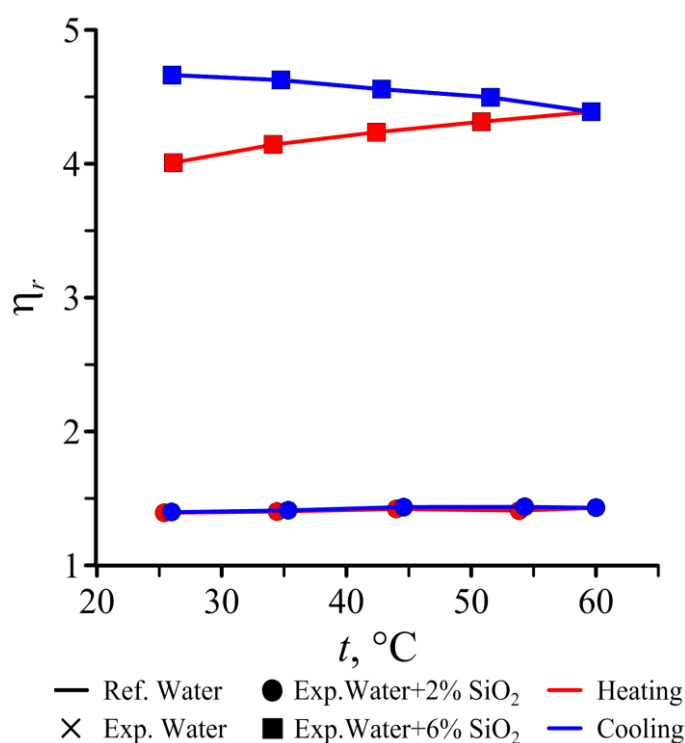


Рис. 3.23 – Температурная зависимость относительного КВ наножидкости на водной основе с наночастицами SiO<sub>2</sub> (25 нм) при их концентрации 2 и 6 об. %.

Еще одним ключевым вопросом является вопрос о температурном поведении относительного коэффициента вязкости наножидкости (отнесенного к вязкости базовой жидкости). Температурных измерений абсолютного значения вязкости наножидкости очень много, однако работ, в которых приводится относительный коэффициент вязкости, намного меньше. Как видно из рис. 3.22, с увеличением температуры вязкость наножидкости падает. Но при этом падает и вязкость базовой жидкости. Возникает естественный вопрос: имеется ли индивидуальная температурная зависимость вязкости наножидкости, или ее поведение подчиняется температурному поведению базовой жидкости? Зависимость относительного КВ наножидкости от температуры приведена на рис. 3.23. Из полученных данных следует вывод, что при невысоких концентрациях наночастиц температурное поведение наножидкостей  $\eta(T)$  хорошо описывается поведением базовой жидкости:  $\eta(T) = \eta_b(T) f(\phi, d_p)$ . Видно, что для концентрации 2 % относительная вязкость является постоянной. Этот вывод также был получен в работах [10, 16, 37].

При очень высоких концентрациях наночастиц, как видно, относительная вязкость наножидкости зависит от температуры. В целом с повышением температуры относительный коэффициент вязкости наножидкости возрастает, хотя и не очень существенно. Так, для концентрации частиц 6 % при нагреве с 25 °С до 65 °С повышение относительной вязкости составило около 10 % без учета эффекта гистерезиса.

### **3.7 Исследование влияния поверхностно-активных веществ и полимеров на вязкость наножидкостей**

Известно, что полимеры очень широко используются для повышения коллоидной устойчивости наножидкостей, и концентрации полимеров порядка 50 – 200 мг/л и выше являются типичными значениями. Причем в большинстве случаев добавка полимера делается не контролируемо, а это, как будет показано далее, может радикально изменить свойства наножидкости, в частности, вязкость и реологию. Для изучения влияния концентрации стабилизирующих полимеров на вязкость наножидкостей была рассмотрена водная наносuspension частиц оксида титана ( $d_p = 150$  нм,  $\phi = 2$  %). В качестве поверхностно-активных веществ использовалась полиакриламид с молекулярной массой 20 МДа и анионным зарядом 40 %  $(-\text{CH}_2\text{CHCONH}_2)_n$ , а также биополимер ксантановая камедь  $(\text{C}_{35}\text{H}_{49}\text{O}_{29})_n$ . Зависимость вязкости наножидкости от концентрации стабилизирующих полимеров приведена на рис. 3.24. Установлено, что добавление ПАВ в наножидкость даже в очень малых концентрациях (начиная с 10 мг/л) может значительно изменить ее вязкость. Так, в частности, было показано,

что концентрация полиакриламида 40 мг/л повышает вязкость наножидкости с частицами оксида титана на 18 %, а аналогичная концентрация полимера «ГАММАКСАН» – практически в два раза.

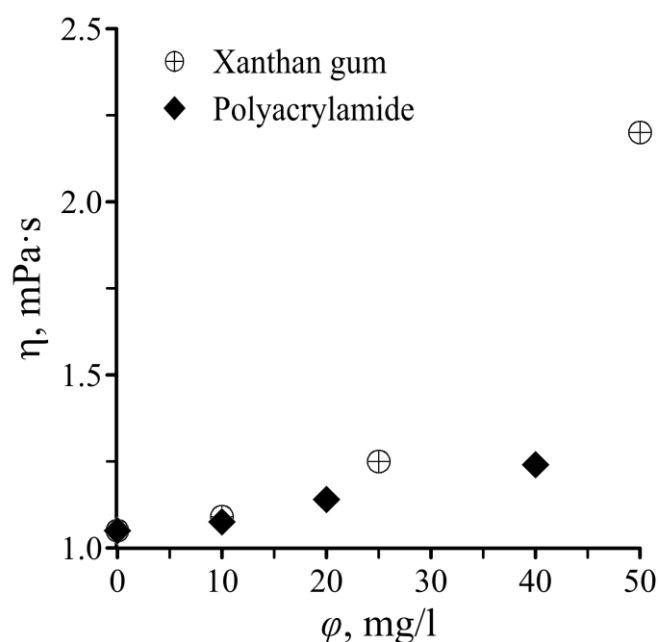


Рис. 3.24 – Зависимость вязкость наножидкости с частицами  $\text{TiO}_2$  от концентрации полимеров.

В следующей серии экспериментов для стабилизации рассматриваемой наножидкости использовался биополимер ксантановая камедь при высоких концентрациях. На рис. 3.25 приведены реологические кривые для разных концентраций добавки. Как видно, ксантановая камедь не только повышает эффективную вязкость наножидкости, но и при высоких концентрациях приводит к тому, что реология становится неньютоновской. Таким образом, было показано, что добавки полимеров даже в малых концентрациях могут приводить к существенному изменению вязкости и изменению реологии наножидкости. Поэтому к применению ПАВ и полимеров для стабилизации свойств наножидкостей нужно относиться с осторожностью и учитывать этот факт при анализе результатов.

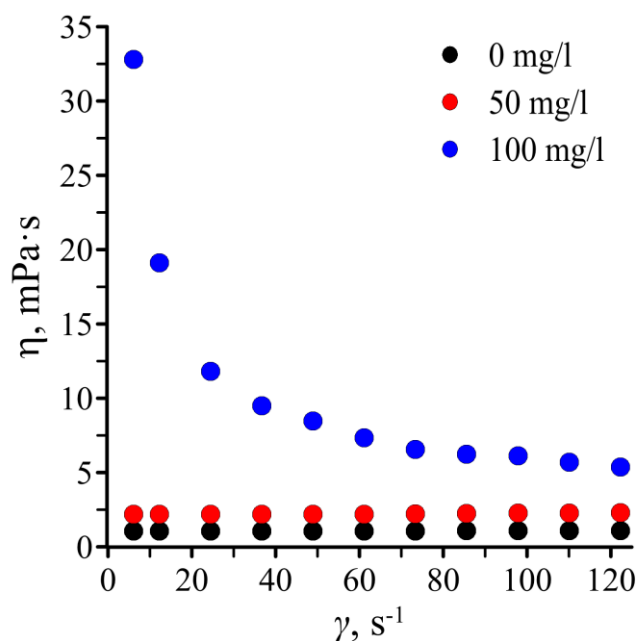


Рис. 3.25 – Зависимость вязкости наножидкости на водной основе с наночастицами  $TiO_2$  от скорости сдвига при различной концентрации полимера.

При этом важно отметить, что наножидкость с добавкой стабилизатора может изменить свою реологию при повышении концентрации или уменьшении размера наночастиц, даже если вначале она имела ньютоновское поведение. Пример такого поведения демонстрирует наносuspension на водной основе с частицами  $CuO$  со средним размером 55 нм. В работе [41] представлены результаты изучения реологии этой наножидкости в широком диапазоне скоростей сдвига (до  $1000\text{ с}^{-1}$ ). Содержание наночастиц менялось от 0,25 до 2 об. %. Для стабилизации этой наножидкости использовался биополимер гуаровая камедь в концентрации 300 мг/л. Изменение реологии этой наножидкости с изменением концентрации частиц можно видеть на рис. 3.26.

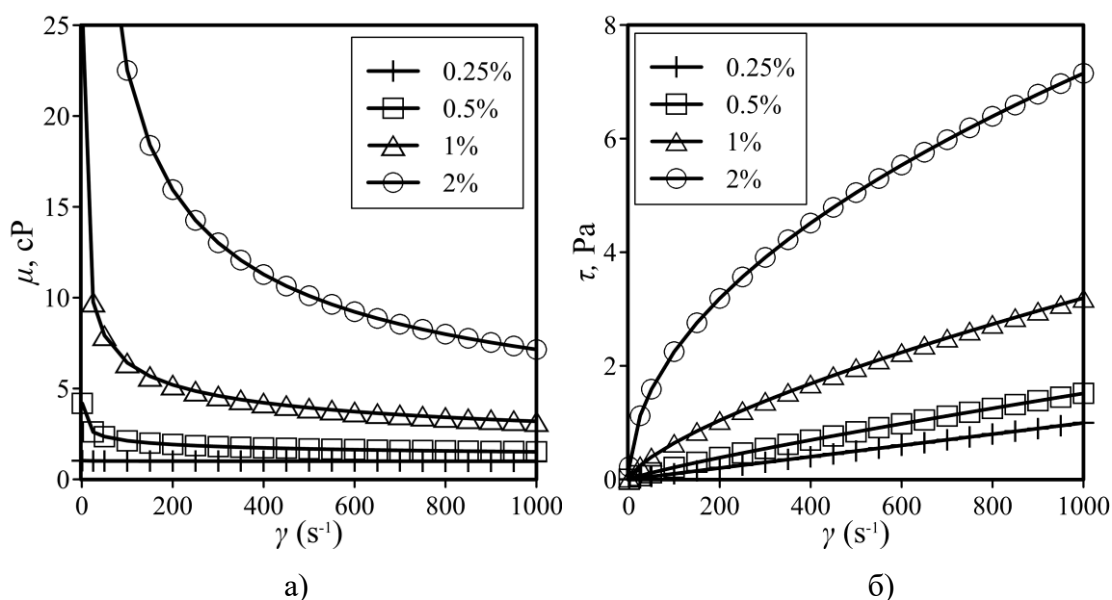


Рис. 3.26 – Зависимость эффективной вязкости (а) и напряжения сдвига (б) для наножидкости на водной основе с добавлением частиц CuO от скорости сдвига.

Из рис. 3.26 видно, что при низкой концентрации наночастиц ( $< 0,5\%$ ) наножидкость является ньютоновской. С увеличением концентрации наночастиц наножидкость проявляет неньютоновские свойства. Анализ результатов показал, что реология наножидкости в данном случае хорошо описывается степенным законом. Зависимость индекса течения и показателя консистенции от концентрации наночастиц CuO представлена в таблице 3.11.

Таблица 3.11 – Показатель консистенции и индекс течения наножидкости с наночастицами CuO

| $\varphi, \%$ | $n$   | $K, \text{мПа} \cdot \text{с}^n$ |
|---------------|-------|----------------------------------|
| 0,5           | 0,853 | 4,18                             |
| 1             | 0,697 | 25,3                             |
| 2             | 0,502 | 223                              |

Как видно, с увеличением концентрации частиц индекс течения снижается, а показатель консистенции, напротив, увеличивается. Таким образом, было показано, что с увеличением концентрации частиц неньютоновские свойства наножидкости усиливаются, даже если в ней уже присутствует стабилизатор.

### Выводы по главе 3

В работе представлены результаты систематического экспериментального исследования вязкости нескольких десятков наножидкостей. Исследуемые наножидкости были приготовлены

на основе дистиллированной воды и этиленгликоля с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и наноалмазов. Объемная концентрация наночастиц изменялась в диапазоне от 0,25 % до 6 %. Диаметр наночастиц варьировался от 5 до 150 нм. Температура варьировалась от 25 °С до 60 °С. Исследовано влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих веществ на вязкость наножидкостей. Отдельно исследованы факторы, влияющие на реологию наножидкостей.

Показано, что вязкость наножидкостей значительно выше, чем вязкость обычных микродисперсных суспензий, поэтому она не описывается классическими теориями (например, Эйнштейна, Батчелора и т. д.). Кроме того, вязкость зависит не только от объемной доли наночастиц, но также от их размера и материала. При этом чем меньше размер частиц, тем выше вязкость. Впервые экспериментально показано, что при одинаковом размере и концентрации наночастиц наножидкости с разным материалом наночастиц могут иметь существенно разную вязкость. Было установлено, что в отличие от классических крупнодисперсных суспензий относительная вязкость наножидкости зависит от вязкости базовой жидкости. При этом в общем случае чем выше вязкость базовой жидкости, тем выше приращение вязкости наножидкости.

При низких концентрациях частиц зависимость вязкости наножидкости от температуры определяется соответствующей зависимостью базовой жидкости. С ростом концентрации наночастиц относительный коэффициент вязкости с ростом температуры несколько снижается. Обнаружено, что при высоких концентрациях наночастиц может наблюдаться гистерезис: вязкость наножидкости при нагреве и при охлаждении может отличаться. Но при этом в отличие от выполненных ранее исследований было показано, что данный эффект не связан с разрушением ПАВ под действием температуры, а является свойством самой наножидкости. Установлено, что добавки стабилизирующих веществ даже в малых концентрациях могут приводить к существенному изменению вязкости и реологии наножидкости.

В результате изучения вязкости нескольких десятков наножидкостей впервые были получены систематические данные по реологическому поведению наножидкостей. Было установлено, что с увеличением концентрации частиц наножидкость может менять свою реологию и переходить из ньютоновского состояния в неньютоновское. При этом с увеличением концентрации наночастиц индекс консистенции, пластическая вязкость и предельное напряжение увеличиваются, а индекс течения снижается. Впервые было установлено, что переход от ньютоновского поведения к неньютоновскому в наножидкостях может происходить не только при увеличении концентрации наночастиц, как это имеет место для обычных суспензий, но и при уменьшении размеров наночастиц. Проведенные в данной работе

измерения позволили впервые экспериментально зафиксировать факт зависимости реологии наножидкостей от материала частиц. Кроме того, было показано, что реология, помимо концентрации и размера наночастиц, зависит от свойств базовой жидкости. Таким образом, экспериментально было показано, что вязкость и реология наножидкостей сложным образом зависят от многих факторов, главными из которых являются концентрация, размер, материал наночастиц и свойства базовой жидкости. Наличие подобной комплексной зависимости является одной из причин имеющихся расхождений в данных, полученных ранее различными авторами.



## **Глава 4. Экспериментальное изучение коэффициента теплопроводности наножидкостей**

Коэффициент теплопроводности (КТ) является важнейшим свойством любого теплоносителя, поскольку от него во многом зависит эффективность теплообмена в различных режимах. Именно с исследования коэффициента теплопроводности началась бурная история изучения свойств и возможностей применения наножидкостей в различных приложениях. В революционной работе Стефана Чои 1995 года [1] впервые было показано, что при добавке в теплоноситель небольшого количества наночастиц можно в разы повысить его коэффициент теплопроводности. Собственно, Чои впервые и ввел термин «наножидкость» – суспензия с частицами, размером меньше 100 нм. С тех пор исследования свойств наножидкости развивались с экспоненциальной скоростью. За это время появилось несколько тысяч работ по этой теме, и большинство из них посвящены именно изучению коэффициента теплопроводности наножидкостей. Исследователей привлекала высокая теплопроводность наножидкостей, хотя сам по себе факт повышения коэффициента теплопроводности среды при добавке в нее частиц с большей теплопроводностью не удивителен. Еще в 1881 году Максвеллом [2] была разработана теоретическая модель, которая указывала на этот факт. Однако воспользоваться этим обстоятельством на практике до появления наночастиц не представлялось возможным, поскольку макро- или микроскопические частицы с высокой теплопроводностью при добавлении их в жидкость очень быстро седиментировали, забивали каналы, вызывали эрозию и т. д. И только в конце двадцатого века, в связи с развитием нанотехнологий, появилась возможность получать устойчивые суспензии с наночастицами различного размера и состава, которые не создавали этих проблем. После этого началось бурное экспериментальное исследование коэффициента теплопроводности наножидкостей с помощью различных методов [3–25]. Большая часть экспериментов проводилась на наножидкостях на водной основе с различными наночастицами оксидов металлов. Кроме того, интенсивно исследовались наножидкости с металлическими частицами и углеродными нанотрубками в силу их более высокой теплопроводности. Выяснилось, что наносуспензии обладают рядом уникальных свойств. Во-первых, их коэффициент теплопроводности существенно выше, чем то значение, которое предсказывается классической моделью Максвелла и более поздними моделями для крупнодисперсных систем. Во-вторых, оказалось, что теплопроводность наножидкостей зависит от среднего размера наночастиц, что также противоречит классическим представлениям о суспензиях крупнодисперсных частиц.

Однако, несмотря на большое количество ранее проведенных исследований, окончательного понимания, какова эта зависимость все еще не было. Имеющиеся измерения коэффициента теплопроводности наножидкостей являются весьма противоречивыми. Так, в частности, в некоторых работах отмечается, что КТ наножидкостей увеличивается с уменьшением среднего размера частиц. В то же время в работах других авторов показано, что коэффициент теплопроводности, напротив, увеличивается с увеличением размера наночастиц. Ниже приведены наиболее характерные примеры подобных исследований.

В статье Chop и др. [3] было показано влияние температуры и размера наночастиц на теплопроводность наножидкости. Была исследована наножидкость на водной основе с наночастицами оксида алюминия. Диаметр частиц варьировался от 11 нм до 150 нм, объемная концентрация частиц в воде равна 1 %. Chop и др. получили, что с уменьшением диаметра частиц теплопроводность наножидкости растет. Было показано, что добавление в воду частиц, диаметром 11 нм, увеличивает теплопроводность на 8,8 %, а диаметром 47 нм и 150 нм – на 2,9 % и 1,2 % соответственно. Петерсон и Ли также измеряли КТ наножидкости на основе воды с частицами оксида алюминия [4]. Измерение было проведено для частиц, диаметром 36 нм и 47 нм. Концентрация варьировалась от 0,5 до 6 % по объему. В результате исследования было получено, что теплопроводность наножидкости с частицами, диаметром 47 нм, меньше, чем наножидкости с частицами, размером 36 нм. Mintsa и др. [5] провели схожее исследование зависимости теплопроводности наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , размером 36 нм и 47 нм. Была исследована температурная зависимость, а также зависимость от размера частиц. Теплопроводность наножидкости с частицами большего диаметра получилась ниже, чем для частиц с меньшим диаметром при одинаковой температуре и концентрации частиц, которая варьировалась от 3 до 9 % по объему. Chopkar и др. [6] исследовали зависимость теплопроводности наножидкости на основе этиленгликоля и воды с частицами  $\text{Al}_2\text{Cu}$  и  $\text{Ag}_2\text{Al}$  от размера частиц. Размер частиц менялся от 30 нм до 100 нм. Максимальная объемная концентрация была равна 2 %. При концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{Cu}$  в жидкости, равной 2 %, эффективная теплопроводность наножидкости с частицами 30 нм составила около 2, а с частицами 100 нм – около 1,6.

Kim и Hong в своей работе [7] также исследовали влияние размера наночастиц на теплопроводность наножидкости. Объектом исследования была наножидкость на водной основе с наночастицами  $\text{ZnO}$ . Диаметр варьировался от 10 нм до 60 нм. Объемная концентрация частиц в воде – 1 %. Было показано, что с увеличением размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости уменьшается. Хи и др. провели измерение теплопроводности наножидкости на водной основе с частицами  $\text{TiO}_2$  при низкой объемной

концентрации (0,6 %) [8]. Диаметр частиц в воде изменялся в пределах от 90 нм до 220 нм. Теплопроводность наножидкости при минимальном размере частиц была выше на 3,4 % по сравнению с теплопроводностью базовой жидкости, а для максимального размера частиц превышение составило 1,2 %. В работе [9] был показан линейный рост теплопроводности с уменьшением размера частиц для наножидкости на водной основе с частицами  $\text{TiO}_2$  (10, 34 и 70 нм) и  $\text{ZnO}$ . Добавление в воду частиц  $\text{ZnO}$ , диаметром 60, 30 и 10 нм, увеличило теплопроводность на 1,8 %, 3,3 % и 4,9 % соответственно.

С другой стороны, имеется не меньше работ, в которых показано, что коэффициент теплопроводности наножидкости увеличивается с размерами наночастиц. Так, Chen и др. в работе [10] получили прямую линейную зависимость теплопроводности от среднего размера частиц. Диаметр частиц  $\text{SiO}_2$  в воде варьировался от 10 нм до 30 нм (эффективная теплопроводность наножидкости при этом изменилась с 1,06 до 1,17). Объемная концентрация наночастиц в воде при этом была 16 %. Тимофеева Е. В. и др. изучали теплопроводность наножидкостей на базе дистиллированной воды и этиленгликоля с частицами оксида алюминия в диапазоне от 11 нм до 40 нм [11]. Концентрация наночастиц была 5 % процентов по объему. В результате было показано, что при одинаковой концентрации коэффициент теплопроводности с частицами 40 нм выше, чем с частицами 11 и 20 нм. Аналогичные результаты были получены по теплопроводности наножидкости с частицами карбида кремния [12–13]. В этих работах размер частиц был в диапазоне от 11 нм до 90 нм. Здесь также было обнаружено, что коэффициент теплопроводности растет с увеличением наночастиц. Кроме того, рост КТ наножидкости с увеличением размеров наночастиц магнетита описан в работе Shima et al. [14]. Наночастицы  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  были получены химическим осаждением солей железа. Размер частиц магнетита варьировался в диапазоне 3–10 нм. Наножидкость была приготовлена на основе масла. Аналогичное поведение отмечено для наножидкости с частицами золота. В работе [15] было показано, что при увеличении размера частиц золота с 2 до 40 нм коэффициент теплопроводности наносuspензии значительно увеличился, что также противоречит представлению об улучшении теплопроводности за счет увеличения удельной поверхности дисперсной фазы с уменьшением размера частиц.

Интересные результаты были получены в работе Хи и др [16]. Они исследовали теплопроводность водной наносuspензии частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , размер которых был от 12 до 302 нм. В результате они обнаружили, что при увеличении размера частиц с 12 до примерно 60 нм коэффициент теплопроводности наносuspензии возрастает, а при дальнейшем увеличении размера частиц коэффициент теплопроводности начинает снижаться. Такое поведение они объяснили следующим. При очень малых размерах наночастиц длина свободного пробега

фононов становится меньше размеров кристаллитов оксида алюминия, и теплопроводность падает. А при очень высоких размерах частиц уменьшается отношение площади поверхности частицы к ее объему, что также ведет к ухудшению теплообмена. Таким образом, должен существовать некий оптимальный размер частиц, для которого коэффициент теплопроводности будет максимальным.

Подобная немонотонная зависимость коэффициента теплопроводности была получена в работе Kwek et al [17]. Для водной суспензии частиц оксида алюминия было показано, что относительный коэффициент теплопроводности уменьшается с 30 до 10 % в случае, если размер частиц увеличивается от 10 до 35 нм. При дальнейшем увеличении размера наночастиц относительный коэффициент теплопроводности увеличивается до 27,5 % для частиц, размером 150 нм. Бек и др. в работе [18] исследовали наножидкости, содержащие наночастицы  $Al_2O_3$  с размерами частиц в диапазоне от 8 нм до 282 нм. В результате было получено, что коэффициент теплопроводности увеличивается с увеличением размера частиц до показателя, ниже примерно 50 нм. При этом при малых размерах наночастиц коэффициент теплопроводности оказывается ниже того значения, что предсказывает теория Максвелла.

Похожие результаты были получены в работе P. Warrier и др. [19] для металлических наночастиц. Было показано, что коэффициент теплопроводности наносуспензии с частицами алюминия ниже теории Максвелла и при увеличении размера наночастиц возрастает, стремясь к ней. Такое поведение авторы работы объясняли зависимостью коэффициента теплопроводности самих частиц от их размера. В настоящий момент установлено, что теплопроводность материала тонких пленок, нитей и проволок меньше, чем у макроскопических образцов, и уменьшается с уменьшением размера [20–22]. Так, например, известно, что коэффициент теплопроводности макроскопического образца меди около 400 Вт/мК, в то время как по данным из работы [22] при толщине медной пленки около 50 нм коэффициент теплопроводности становится равным около 100 Вт/мК. Аналогичное поведение теплопроводности материалов наблюдалось и для других нанообъектов [23].

Об увеличении теплопроводности наножидкости с увеличением размера наночастиц свидетельствуют и данные молекулярно-динамических расчетов [24–27]. Так, в работе [24] было показано, что с увеличением размера наночастиц меди в жидком аргоне теплопроводность базовой жидкости возрастает в 300 раз. В работе Рудяка В. Я. [26] с помощью молекулярной динамики выполнены расчеты КТ наножидкостей с частицами Al и Zn, размером от 1 до 4 нм. Базовой жидкостью был Ar. Показано, что теплопроводность наножидкости зависит от размера частиц и увеличивается с его увеличением.

Помимо концентрации и размера наночастиц, еще одним важным фактором, оказывающим влияние на коэффициент теплопроводности наножидкости при прочих равных условиях, является форма наночастиц (см. недавние обзоры [28–31]). В большинстве экспериментальных исследований коэффициента теплопроводности наножидкости частицы имеют форму близкую к сферической. Однако имеются и работы, в которых форма частиц далека от сферической (эллипсоиды, наностержни, нанопроволоки, пластинки). Хи с соавторами были, вероятно, первыми, кто исследовал влияние формы наночастиц на коэффициент теплопроводности наножидкостей [32]. Для частиц SiC они показали, что при прочих равных условиях теплопроводность суспензий с цилиндрическими наночастицами существенно выше, чем со сферическими. Кроме того, указывается, что теплопроводность наносуспензии с цилиндрическими частицами хорошо описывается теорией Гамильтона и Кроссера [33].

В работе [34] также было показано, что при прочих равных условиях наностержни оксида титана предпочтительнее с точки зрения коэффициента теплопроводности наносуспензии, по сравнению со сферическими частицами из того же материала. Очень детальное исследование влияния формы наночастиц на коэффициент теплопроводности суспензии выполнено в работе Тимофеевой Е. В. с коллегами [35]. Для наножидкости на основе смеси воды и этиленгликоля с частицами оксида алюминия было показано, что при прочих равных условиях суспензии с наночастицами в виде пластинок имели минимальный коэффициент теплопроводности. Большую теплопроводность имели суспензии с частицами в виде лезвий и кубиков, максимальную – с частицами в форме цилиндров. И модель Гамильтона–Кроссера в данном случае не так хорошо описывала такое поведение, завышая значение коэффициента теплопроводности. Учет в модели теплового сопротивления Капицы на границе жидкость–наночастица позволил существенно улучшить результаты. Из чего было сделано предположение, что с увеличением несферичности и увеличением удельной площади межфазной поверхности вклад в тепловое сопротивление наночастиц должен возрастать.

Отдельно нужно отметить работы по теплопроводности суспензий с углеродными нанотрубками [36–39]. Поскольку аспектное отношение размеров нанотрубки может составлять несколько тысяч, то очевидно, что и механизм теплопроводности наножидкостей с нанотрубками может быть существенно иным, чем для теплопроводности наножидкостей со сферическими наночастицами. Во многих экспериментальных работах было показано, что с увеличением аспектного соотношения (отношения длины нанотрубки к ее диаметру) коэффициент теплопроводности суспензий с УНТ повышается [36], при этом очень значительно. По-видимому, именно с углеродными нанотрубками удастся добиться

максимальных приращений коэффициента теплопроводности наносuspензий. Так, например, в работе [37] было получено приращение коэффициента теплопроводности по сравнению с чистой жидкостью в 1,8 раз при массовой концентрации трубок 1 %. А в знаменитой работе Чои [38] – в 2,5 раза при объемной концентрации нанотрубок 1 %. К сожалению, более поздние исследования не подтвердили таких высоких тепловых характеристик суспензий с нанотрубками [39]. Реалистичные приращения коэффициента теплопроводности таких суспензий, видимо, находятся на уровне 40–60% по сравнению с базовой жидкостью. При этом нужно упомянуть о проблеме создания устойчивых суспензий с УНТ на водной основе. При получении нанотрубок они собраны в пучки и волокна и диспергировать их в водной среде из-за действия сил Ван-дер-Ваальса весьма затруднительно. Для диспергирования пучков на отдельные трубки используют ПАВ и ультразвуковое воздействие. Оба эти приема в значительной мере влияют на свойства получаемых суспензий, что и может являться причиной различий в значениях коэффициента теплопроводности суспензий с УНТ, получаемых различными авторами.

Еще одним фактором, который безусловно оказывает влияние на коэффициент теплопроводности наносuspензий, является температура. По этому поводу также имеется немало работ. Здесь большинство исследователей сходятся во мнении, что с увеличением температуры приращение коэффициента теплопроводности при добавлении в него наночастиц увеличивается. Так, например, в работе [17] было показано, что для однопроцентной концентрации наночастиц оксида алюминия в воде при температуре 15 °C приращение коэффициента теплопроводности по сравнению с водой составило всего 1,7 %, а при температуре 55 °C – уже 16 %. Для той же наножидкости только для четырехпроцентной концентрации в работе [3] при температуре 20 °C получено приращение коэффициента теплопроводности в 1,08 раз, а при температуре 70 °C для той же концентрации частиц – в 1,27 раз. Такое поведение авторы работы объясняют тем, что при более высоких температурах уменьшается вязкость и возрастает подвижность наночастиц из-за броуновского движения. Именно броуновское движение авторы работы [3] считают главным механизмом теплопереноса для наножидкостей. Эффект возрастания приращения коэффициента теплопроводности при повышении температуры также обнаруживается и для других материалов наночастиц: УНТ [37], TiO<sub>2</sub> [40], CuO [41], Au [42]. А также для других базовых жидкостей: этиленгликоля [43] и машинного масла [44].

Кроме того, большинство авторов отмечают, что с увеличением концентрации наночастиц положительный эффект от температуры, как правило, увеличивается. Таким

образом, с практической точки зрения применение наножидкостей в качестве теплоносителя будет более эффективным при более высоких температурах.

Помимо указанных факторов, некоторые исследования показывают, что повлиять на теплопроводность наносuspензий может и pH раствора. Ли с соавторами [45] подробно исследовали это обстоятельство. В результате было показано, что коэффициент теплопроводности водной суспензии с наночастицами CuO, pH которой равен 3, существенно выше, чем у аналогичной суспензии с pH, равной 6. Была обнаружена немонотонная зависимость коэффициента теплопроводности от pH с минимумом в точке pH = 8.

Влияние pH на теплопроводность водной наносuspензии с частицами меди также отмечалось в работе [46]. Было показано, что коэффициент теплопроводности имеет максимум в точке pH = 9,5. Таким образом, pH коллоидной системы также может оказывать влияние на ее теплопроводность, но при этом нужно понимать, что pH в значительной степени отвечает за процессы агрегации наночастиц. От значения pH зависит размер получающихся в жидкости агрегатов из наночастиц. Так, например, при изменении pH с 3 до 10 гидродинамический размер частиц в жидкости возрастает с 170 до 260 нм [45]. Поэтому вопрос о влиянии pH на теплопроводность наножидкости, видимо, в большей степени, связан со стабильностью и размерами наночастиц в жидкости.

Резюмируя обзор экспериментальных работ по теплопроводности наножидкостей, можно сделать вывод о том, что коэффициент теплопроводности наносuspензий зависит от большого количества факторов, основными из которых являются концентрация, размер и материал наночастиц, свойства базовой жидкости, температура и добавки поверхностно-активных веществ. Наличие такой многофакторной зависимости осложняет понимание механизмов аномального поведения теплопроводности наножидкостей.

В настоящее время среди возможных механизмов аномальной теплопроводности наножидкостей выделяют основные: броуновское движение наночастиц, образование на поверхности наночастиц упорядоченного слоя из молекул жидкости, кластеризация наночастиц (формирование цепочек из наночастиц), баллистический перенос тепла между наночастицами, термофоретическое движение наночастиц, радиационный теплоперенос вблизи наночастиц. Также рассматривают различные комбинации этих механизмов. Остановимся на них подробнее.

Долгое время считалось, что основным механизмом для теплопереноса в наножидкостях является броуновское движение частиц. Здесь дополнительный вклад в теплоперенос вносят непосредственно само движение наночастиц, а также конвективные потоки жидкости, возникающие вокруг наночастиц – микроконвекция. Эта идея послужила для развития большого количества моделей теплопроводности наножидкостей. Одной из первых здесь

появилась модель, предложенная в работе [47]. Эта модель учитывает броуновское движение и возможность образования кластеров из наночастиц. В данной модели (4.1)  $\lambda_p$ ,  $\lambda_f$  – коэффициенты теплопроводности материала частиц и жидкости,  $\varphi$  – объемная концентрация частиц,  $T$  – температура,  $\rho$ ,  $\mu$ ,  $C_p$  – плотность, вязкость и теплоемкость жидкости,  $d_p$  – диаметр наночастиц:

$$\lambda/\lambda_f = \frac{(\lambda_p + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_p - \lambda_f))}{(\lambda_p + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_p - \lambda_f))} + \frac{\rho\varphi C_p}{2\lambda_f} \sqrt{\frac{K_B T}{6\pi\mu \cdot d_p}} \quad (4.1)$$

Первая часть этого выражения представляет собой зависимость для теплопроводности смеси, предложенную Максвеллом. Последнее слагаемое определяет дополнительный вклад от броуновского движения наночастиц. Согласно данной зависимости с увеличением температуры дополнительный вклад в теплопроводность будет возрастать, что, как показано выше, согласуется с экспериментальными данными. Кроме того, согласно этой модели, теплопроводность наносuspension должна возрастать с уменьшением размера наночастиц. Это обстоятельство в настоящий момент, как сказано выше, вызывает сомнение.

В работе [48] эта модель была скорректирована с помощью эмпирической поправки  $f(T, \varphi)$ :

$$\lambda/\lambda_f = \frac{(\lambda_p + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_p - \lambda_f))}{(\lambda_p + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_p - \lambda_f))} + 5 \cdot 10^4 \frac{\rho\varphi\beta}{\lambda_f} \sqrt{\frac{K_B T}{\rho_p \cdot d_p}} f(T, \varphi) \quad (4.2)$$

Авторы этой модели (4.2) предположили, что броуновское движение наночастиц приводит к дополнительному перемешиванию порций среды, интенсифицируя при этом теплоперенос.

Позже появилось большое количество теоретических работ, в которых основная роль была отведена броуновскому движению наночастиц и конвективным потокам, вызванным этими движением [49–54]. Здесь следует отметить получившую широкое распространение модель Джанга и Чои [54], которая предполагает четыре механизма передачи тепла в наножидкостях. Первый механизм – столкновения самих частиц, интенсифицированных броуновским движением наночастиц, второй механизм – это термодиффузия наночастиц, третий механизм передачи тепла – это столкновения между наночастицами, четвертый – теплоотдача от движущихся наночастиц молекулами среды (аналог вынужденной конвекции на молекулярном уровне).

Типичным примером моделей, учитывающих влияние микроконвекции, вызванной движением наночастиц, на перенос тепла в наножидкостях, является модель Прашера [51] и ее модификации, где  $A$ ,  $m$  – эмпирические константы (4.3):



$$\lambda/\lambda_f = (\lambda_p + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_p - \lambda_f)) / (\lambda_p + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_p - \lambda_f)) \times (1 + A \cdot \text{Re}^m \text{Pr}^{0.333} \varphi) \quad (4.3)$$

Несмотря на широкое развитие моделей такого класса, в более поздних работах было показано, что при разумных размерах частиц и температурах реальный вклад броуновского движения в теплопроводность наножидкостей пренебрежимо мал [28–31, 55–56]. По этой причине модели из данной группы в общем случае плохо описывают реальное поведение коэффициента теплопроводности наножидкостей.

Другой распространенной гипотезой о механизме аномальной теплопроводности наножидкости является концепция образования упорядоченного слоя молекул жидкости вблизи поверхности наночастиц. При этом теплопроводность внутри этого упорядоченного слоя будет существенно выше, чем в объеме жидкости, где жидкость значительно менее упорядочена. Существенно большая упорядоченность базового флюида вблизи наночастиц по сравнению с объемом была установлена с помощью молекулярно-динамического моделирования в работах [26, 27, 57]. Это и приводит к дополнительному увеличению коэффициента теплопроводности. Однако вопрос о толщине этих слоев и теплопроводности в них остается открытым. По этому поводу также появилось очень большое количество различных моделей, основное отличие которых состоит в учете толщины слоя упорядоченных вокруг наночастиц молекул [58–60]. Типичным примером такого сорта моделей является модель, предложенная Фенгом с коллегами [59]:

$$\lambda/\lambda_f = \left( \lambda_{pe} + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_{pe} - \lambda_f) \left( 1 + \frac{2\delta_l}{d_p} \right)^3 \right) / \left( \lambda_{pe} + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_{pe} - \lambda_f) \left( 1 + \frac{2\delta_l}{d_p} \right)^3 \right)$$

$$\lambda_{pe} = \frac{\left( 2 \left( 1 - \frac{\lambda_l}{\lambda_p} \right) + \left( 1 + \frac{2\delta_l}{d_p} \right)^3 \left( 1 + 2 \frac{\lambda_l}{\lambda_p} \right) \right) \frac{\lambda_l}{\lambda_p}}{\left( - \left( 1 - \frac{\lambda_l}{\lambda_p} \right) + \left( 1 + \frac{2\delta_l}{d_p} \right)^3 \left( 1 + 2 \frac{\lambda_l}{\lambda_p} \right) \right)} \lambda_p \quad (4.4)$$

Здесь  $\lambda_{pe}$  – эффективный коэффициент теплопроводности материала наночастицы с учетом образования упорядоченного слоя молекул,  $\lambda_l$ ,  $\delta_l$  – коэффициент теплопроводности и толщина нанослоя. Анализ подобных моделей показывает, что большинство из них предсказывают увеличение коэффициента теплопроводности наножидкостей при уменьшении размера наночастиц. Это объясняется тем, что с уменьшением размера наночастиц увеличивается удельная поверхность межфазной границы и вклад, более высокотеплопроводного слоя возрастает. Однако это не объясняет имеющиеся

экспериментальные данные. Кроме того, эти модели не учитывают термическое сопротивление на границе раздела жидкость–наночастица. Существование такого межфазного термического сопротивления впервые было открыто Капицей в 1941 году [61] как скачок температуры на границе контакта меди и жидкого гелия. Для макроскопических тел контактное сопротивление Капицы пренебрежимо мало. Однако для наноструктур оно может быть весьма значительным [23]. В работах [62–64] предложены различные модификации моделей теплопроводности наножидкости с учетом контактного термического сопротивления. Показано, что величина этого сопротивления может варьироваться в очень широких пределах от  $10^{-10}$  до  $10^{-7}$  м<sup>2</sup>К/Вт. Анализ работ показывает, что влияние контактного сопротивления для наночастиц, размером менее 20 нм, может быть весьма значительным. В частности, это рассматривают как одну из причин того, что для очень маленьких наночастиц коэффициент теплопроводности наносuspension может быть меньше, чем значение, которое предсказывает теория Максвелла. Учет контактного сопротивления в моделях приводит к тому, что с ростом размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости должен возрастать.

Еще одним механизмом, который может быть ответственным за перенос тепла в наножидкости, является радиационный теплообмен вблизи наночастиц. Действительно, когда концентрация наночастиц достигает нескольких объемных процентов, расстояние между частицами становится меньше, чем длина волны теплового излучения. И в этих условиях излучение и поглощение тепловой энергии с наночастицы на наночастицу может играть роль. В работе [65] было показано, что радиационной теплоперенос между наночастицами может быть весьма существенным. Кроме того, важно заметить, что интенсивность этого переноса с ростом среднего размера наночастиц при прочих равных условиях должна возрастать из-за увеличения площади поверхности излучения.

В ранних работах в качестве механизма перенос тепла в наножидкостях также называли так называемый баллистический перенос [66]. Баллистический перенос тепла происходит, когда длина свободного пробега фононов больше, чем характерный размер объекта. Так, например, при комнатных температурах длина свободного пробега фононов в оксиде алюминия составляет порядка 35 нм, что зачастую больше, чем размер наночастиц. В таком случае доминирующим механизмом рассеивания становится рассеивание фононов на границах. Предполагается, что перенос тепла с помощью данного механизма осуществляется непосредственно с частицы на частицу, без рассеивания тепла в объеме частицы. Это должно значительно увеличивать поток тепла через среду. Но для этого необходимо, чтобы расстояния между наночастицами было меньше, чем длина свободного пробега фононов в жидкости. А она очень мала и составляет по оценкам [55] порядка 1 нм, в то время как расстояния между

наночастицами, даже при высокой концентрации, составляют порядка 10 нм. По этой и другим причинам в настоящее время баллистический механизм переноса тепла в наножидкостях поставлен под сомнение.

Также нужно отметить высказываемую многими гипотезу, основанную на предположении о том, что значимую роль в теплопроводности наножидкостей играет кластеризация наночастиц [67–69]. Указывается, что наночастицы агрегируют, образуя различные линейные структуры или цепочки. Это должно способствовать повышению теплопроводности наножидкости. Были разработаны фрактальные модели, учитывающие образование случайных связей между наночастицами и передачу тепла по ним. Согласно этим моделям образование цепочек из наночастиц вносит дополнительный вклад в теплопроводность наножидкости. Величина этого вклада нелинейно зависит от размера первоначальных наночастиц. При малых размерах наночастиц, с увеличением их размера коэффициент теплопроводности наножидкости, согласно моделям, учитывающим агрегацию, увеличивается, достигая максимума. С дальнейшим увеличением размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости уменьшается [67, 70]. Это согласуется с некоторыми экспериментальными данными. Роль агрегации наночастиц в увеличении коэффициента теплопроводности также отмечается в некоторых работах по молекулярно-динамическому моделированию [71, 72].

С другой стороны, имеется большое количество работ, в которых показано, что агрегация наночастиц, происходящая со временем, ухудшает коэффициент теплопроводности наносuspensions. Возможно, из-за того, что агрегированные наночастицы более подвержены процессу седиментации. Более того, показано, что теплопроводность наножидкости, только что обработанной ультразвуком, для разрушения агрегатов, как правило, несколько выше, чем той, что какое-то время прибывала в покое [73–75]. Это также ставит под сомнения эту гипотезу.

Таким образом, представленный анализ работ показывает, что общей теории теплопроводности наножидкостей в настоящее время еще не создано. Экспериментальные данные чрезвычайно разрознены и противоречивы. Столь противоречивые данные не позволяют окончательно сформулировать возможные механизмы и модели теплопроводности наножидкостей, хотя разработано уже несколько десятков таких моделей. Это определяет важность проведения систематических измерений теплопроводности наножидкостей, выполненных в данной диссертационной работе. Всего в работе было исследовано несколько десятков различных наножидкостей на основе воды, этиленгликоля и машинного масла с шестью различными материалами наночастиц в широком диапазоне изменения их концентраций и средних размеров. При этом при проведении экспериментов были учтены

максимально большое количество параметров, которые могли бы повлиять на коэффициент теплопроводности наножидкости. Такого комплексного и систематического экспериментального исследования теплопроводности наножидкостей до этого не проводилось. Результаты этих исследований опубликованы в работах [76–82].

#### 4.1 Описание экспериментальной установки и ее тестирование

Для измерения коэффициента теплопроводности наножидкостей была создана экспериментальная установка [76, 77]. Методика измерения коэффициента теплопроводности базируется на широко известном нестационарном методе нагреваемой проволоки (hot wire method) [83–87]. Принцип измерения коэффициента теплопроводности данным методом основан на линейной зависимости между приращением температуры проволоки и натуральным логарифмом от времени с начала ее нагрева. Реализуется данный метод достаточно просто. В исследуемую жидкость погружается тонкая проволока, далее на нее подается постоянный электрический ток, что обеспечивает постоянную плотность теплового потока. Теоретическая интерпретация данного метода основана на решении уравнения теплопроводности в бесконечном цилиндрической области с линейным источником тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (4.5)$$

Граничные и начальные условия для этой задачи имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta T(r, t) &= 0 \quad (t \leq 0, \text{ при любом } r) \\ \lim_{r \rightarrow 0} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) &= -\frac{q}{2\pi\lambda} \quad (r = 0, \quad t \geq 0) \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \Delta T(r, T) &= 0 \quad (r \rightarrow \infty, \quad t \geq 0) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Здесь  $\Delta T$  – приращение температуры проволоки,  $a$  и  $\lambda$  – коэффициенты температуропроводности и теплопроводности исследуемой жидкости,  $q$  – тепловой поток на единицу длины проволоки.

Данной уравнение имеет асимптотическое решение вида:

$$\Delta T(r_w, t) = \left( \frac{q}{4\pi\lambda} \right) \ln \left( \frac{4at}{r_w^2 C} \right) = H \ln t + A \quad (4.7)$$

Здесь  $r_w$  – радиус проволоки,  $C = 1.781$  – эмпирическая константа. Выражение (4.7) устанавливает линейную связь между нагревом  $\Delta T$  и  $\ln(t)$ . Однако полученное асимптотическое решение не учитывает наличие теплоемкости проволоки, а также развитие естественной

конвекции в жидкости при существенном ее нагреве. В результате экспериментально измеренное значение приращения температуры проволоки в процессе нагрева, показанное на рис. 4.1, отличается от асимптотического решения в начале и в конце нагрева. Таким образом, использование асимптотического решения (4.7) возможно в середине участка нагрева, где приращение температуры проволоки действительно пропорционально логарифму времени. На этом участке коэффициент теплопроводности жидкости может быть рассчитан из уравнения, где  $H$  – тангенс угла наклона кривой  $\Delta T=f(\ln(t))$  на прямолинейном участке (см. уравнение 4.7):

$$\lambda = \frac{q}{4\pi H} \quad (4.8)$$

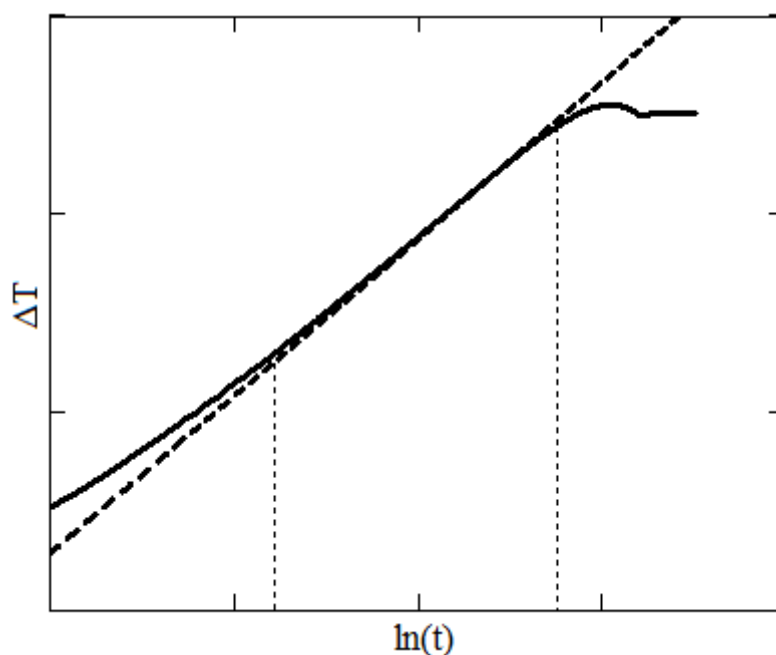


Рис. 4.1 – Типичное поведение температуры проволоки в процессе нагрева в жидкости. Сплошная кривая – экспериментальные значения, пунктирная – асимптотическое решение (4.7).

В нашей работе [76] проведено численное моделирование процесса развития свободной конвекции вокруг нагреваемой проволоки, погруженной в жидкость. Для расчетов использовались параметры спроектированной экспериментальной установки, с учетом конечного радиуса и длины проволоки, реализуемых значений плотности теплового потока и др. В результате расчетов определены диапазоны отклонения решения (4.5) от асимптотического решения (4.7). Это позволило повысить точность определения коэффициента теплопроводности.

Электрическая схема разработанной установки для определения КТ наножидкостей показана на рис. 4.2. В качестве чувствительного элемента использовалась медные проволоки, длиной 15 см и диаметром от 75 и до 25 мкм, в более поздних вариантах установки. Проволока

была припаяна к толстым медным держателям, по которым подавался ток. Держатели с проволокой опускались в ячейку с исследуемой наножидкостью. Форма и объем измерительной ячейки постепенно дорабатывался, и в последнем варианте установки для проведения измерений требовалось 100 мл жидкости. Ячейка с жидкостью была полностью герметична и теплоизолирована. Испарение наножидкости в процессе нагрева исключено. Кроме того, в ходе измерений с помощью термопары фиксировалась температура в термостатирующей ячейке с наножидкостью.

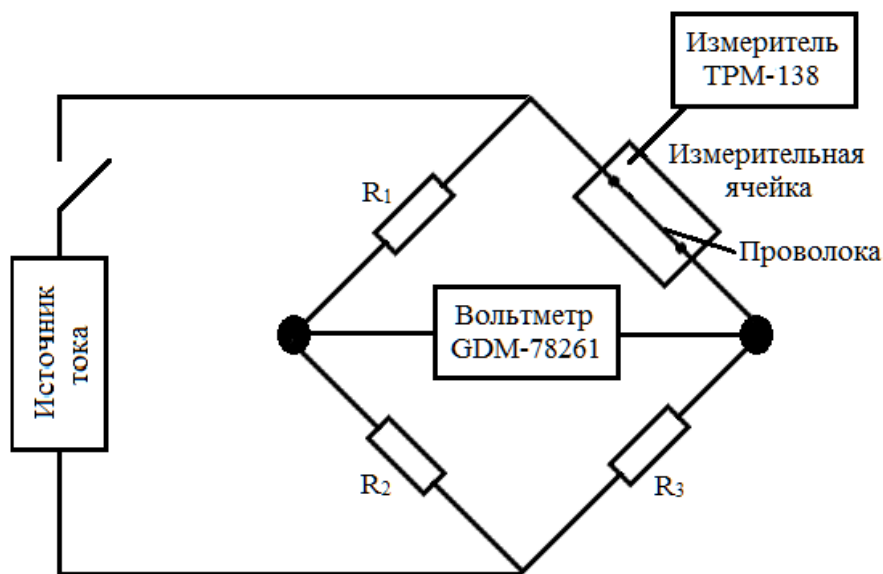


Рис. 4.2 – Электрическая схема установки.

Детально ход и методика измерения электрических параметров мостовой схемы в процессе измерения коэффициента теплопроводности описаны в наших работах [76–77]. Здесь отметим лишь основные уравнения для вычисления коэффициента теплопроводности и сделаем оценку погрешности его измерения.

Коэффициент теплопроводности жидкости, согласно уравнению (4.8) определялся как:

$$\lambda = \frac{q}{4\pi H} = \alpha \cdot R_{w0} \frac{q}{4\pi} \frac{1}{G} \quad (4.9)$$

Здесь  $G$  – тангенс угла наклона прямой  $R_{wt} \sim \ln(t)$ ,  $R_{wt}$  – изменение электрического сопротивления проволоки в процессе нагрева,  $\alpha$  – температурный коэффициент сопротивления меди,  $R_{w0}$  начальное сопротивление проволоки, которое определялось из условия баланса мостовой схемы:  $R_{w0} = \frac{R_1}{R_2} R_3$ . Здесь  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  – сопротивление резисторов и магазина сопротивлений в мостовой схеме на рис. 4.2.

Увеличение сопротивления проволоки в процессе нагрева находится из следующего выражения, где  $V_{in}$  – начальное напряжение на измерительном мосте,  $V_{out}$  – напряжение в процессе его разбалансировки (4.10):

$$R_{wt} = \frac{R_3 \left[ R_1 + (R_1 + R_2) \left( \frac{V_{out}}{V_{in}} \right) \right]}{\left[ R_2 - (R_1 + R_2) \left( \frac{V_{out}}{V_{in}} \right) \right]} \quad (4.10)$$

Плотность теплового потока находится из уравнения, где  $L_w$  – длина проволоки,  $V_{Rw}$  – разность потенциала на проволоке (4.11):

$$q = \frac{(V_{Rw})^2}{L_w R_{wt}} \quad (4.11)$$

При этом разность потенциала на проволоке  $V_{Rw}$  определяется следующим образом:

$$V_{Rw} = \frac{V_{in} R_{wt}}{R_{wt} + R_3} \quad (4.12)$$

Относительная погрешность измерения коэффициента теплопроводности согласно формуле (4.9) складывается из относительных погрешностей измерения плотности теплового потока  $q$ , тангенса угла наклона  $G$ , температурного коэффициента электрического сопротивления меди  $\alpha$  и начального сопротивления  $R_{w0}$ . Оценки, выполненные в работах [76–77], показали, что итоговая относительная погрешность измерения коэффициента теплопроводности данным методом составляет около 3 %.

Далее, для нескольких чистых жидкостей проведено детальное тестирование разработанной экспериментальной установки по измерению коэффициента теплопроводности.

Здесь в качестве примера приведены полученные результаты измерений (см. таблицы 4.1, 4.2) коэффициента теплопроводности для дистиллированной воды и этиленгликоля и их сопоставление с известными экспериментальными данными [88–89]. Среднее значение измеренного коэффициента теплопроводности для воды согласуется с эталонным значением с погрешностью 1 %, а для этиленгликоля – с погрешностью 2 %. При этом максимальное расхождение в процессе измерений для воды, как видно, составляет 2 %, а для этиленгликоля – 3,1 %. Такое расхождение лежит в пределах погрешности метода.

Таблица 4.1 – Значения коэффициента теплопроводности воды при температуре 25 °С

| № измерения      | $\lambda_{\text{изм}}, \text{Вт}/(\text{м}\times\text{К})$ | $\lambda_{\text{справ}} [88], \text{Вт}/(\text{м}\times\text{К})$ | Погрешность, % |
|------------------|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|----------------|
| 1                | 0,610                                                      | 0,607                                                             | 0,5            |
| 2                | 0,608                                                      |                                                                   | 0,2            |
| 3                | 0,619                                                      |                                                                   | 2,0            |
| 4                | 0,612                                                      |                                                                   | 0,8            |
| 5                | 0,616                                                      |                                                                   | 1,4            |
| Среднее значение | 0,613                                                      |                                                                   | 1,0            |

Таблица 4.2 – Значения коэффициента теплопроводности этиленгликоля при температуре 25 °С

| № измерения      | $\lambda_{\text{изм}}, \text{Вт}/(\text{м}\times\text{К})$ | $\lambda_{\text{справ}} [89], \text{Вт}/(\text{м}\times\text{К})$ | Погрешность, % |
|------------------|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|----------------|
| 1                | 0,260                                                      | 0,254                                                             | 2,3            |
| 2                | 0,261                                                      |                                                                   | 2,7            |
| 3                | 0,251                                                      |                                                                   | 1,2            |
| 4                | 0,259                                                      |                                                                   | 1,9            |
| 5                | 0,262                                                      |                                                                   | 3,1            |
| Среднее значение | 0,2591,2                                                   |                                                                   | 2,0            |

#### 4.2 Исследование зависимости коэффициента теплопроводности наножидкости от концентрации частиц

Вначале было проведено исследование влияния объемной концентрации наночастиц  $\varphi$  на коэффициент теплопроводности наножидкости. Этот вопрос являлся ключевым во многих исследованиях теплопроводности наножидкостей. Д. Максвелл в своей работе [90] впервые получил выражение коэффициента теплопроводности  $\lambda$  для низкоконтрированной суспензии частиц:

$$\lambda/\lambda_f = (\lambda_p + 2\lambda_f + 2\varphi(\lambda_p - \lambda_f)) / (\lambda_p + 2\lambda_f - \varphi(\lambda_p - \lambda_f)) \quad (4.13)$$

В формуле 4.13  $\lambda_f$  и  $\lambda_p$  – коэффициенты теплопроводности базовой жидкости и материала частиц. Данная формула была выведена для частиц сферической формы без учета их взаимодействия с друг другом. Позднее Бруггеманн [91] предложил модель, в которой учитывалось взаимодействие случайно распределенных частиц. Эта модель, в отличие от (4.13), не имеет ограничений по концентрации частиц, но в пределе малых концентраций она приводит к тем же результатам, что и модель Максвелла. Модель основана на теории эффективной среды и широко используется для оценки эффективной теплопроводности композитов при любой концентрации частиц и может использоваться для учета перколяции частиц в суспензиях. Она учитывает взаимодействия между случайно распределенными частицами и в ряде случаев демонстрирует хорошее совпадение с некоторыми экспериментальными результатами для низких и высоких концентраций частиц. Данная модель



является решением уравнения:

$$\varphi \frac{\lambda_p - \lambda}{\lambda_p + 2\lambda} + (1 - \varphi) \frac{\lambda_f - \lambda}{\lambda_f + 2\lambda} = 0. \quad (4.14)$$

Гамильтон и Кроссер [92] обобщили модель (4.13) на случай несферических частиц:

$$\lambda/\lambda_f = \frac{(\lambda_p + (n-1)\lambda_f + (n-1)\varphi(\lambda_p - \lambda_f))}{(\lambda_p + (n-2)\lambda_f + \varphi(\lambda_p - \lambda_f))}, \quad (4.15)$$

Здесь  $n$  – фактор формы,  $n = 3$  для частиц сферической формы,  $n = 6$  для цилиндрической формы. Для сферических частиц модель Гамильтона–Кроссера совпадает с моделью Максвелла.

Существует еще довольно много моделей, краткий перечень которых можно найти, например, в работе [93], однако при не слишком высоких концентрациях наночастиц модели, основанные на приближении эффективной среды, отличаются друг от друга незначительно. В качестве примера на рис. 4.3 приведено сравнение различных зависимостей коэффициента теплопроводности от концентрации наночастиц оксида алюминия для описанных выше моделей. Для сравнения также приведены наши экспериментальные данные, измеренные для этой наножидкости с частицами 150 нм. Как видно, для умеренных концентрации наночастиц модели в целом дают близкие результаты, поэтому в дальнейшем при сравнении с экспериментом ограничимся моделью Максвелла.

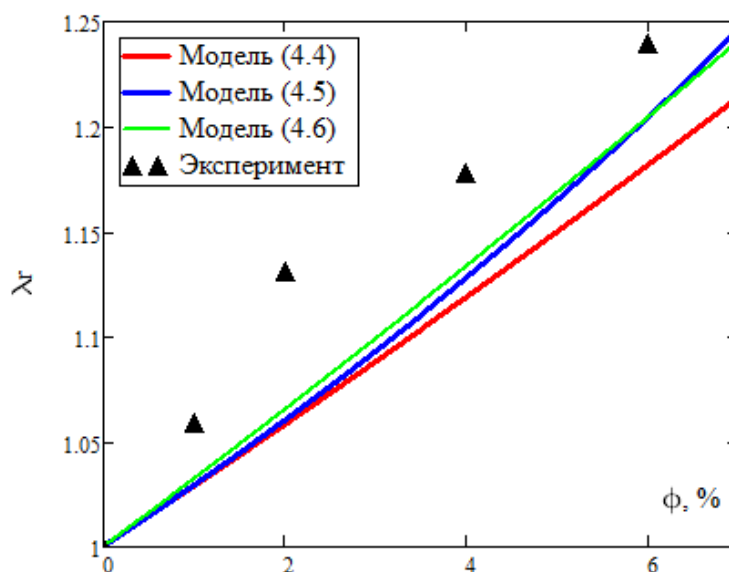


Рис. 4.3 – Зависимость КТ для наножидкости на основе воды от концентрации оксида алюминия.

Таблица 4.3 – Зависимость относительно КТ наножидкостей на водной основе от концентрации наночастиц

| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (150 нм) |                | TiO <sub>2</sub> (150 нм) |                | ZrO <sub>2</sub> (44 нм) |                | ZrO <sub>2</sub> (105 нм) |                |
|-----------------------------------------|----------------|---------------------------|----------------|--------------------------|----------------|---------------------------|----------------|
| Φ                                       | λ <sub>r</sub> | φ                         | λ <sub>r</sub> | φ                        | λ <sub>r</sub> | φ                         | λ <sub>r</sub> |
| 0,01                                    | 1,059          | 0,01                      | 1,048          | 0,02                     | 1,077          | 0,02                      | 1,087          |
| 0,02                                    | 1,131          | 0,02                      | 1,100          | 0,04                     | 1,143          | 0,04                      | 1,169          |
| 0,04                                    | 1,178          | 0,04                      | 1,146          | 0,06                     | 1,172          | 0,06                      | 1,216          |
| 0,06                                    | 1,240          | 0,06                      | 1,206          | 0,08                     | 1,185          | 0,08                      | 1,283          |

Данные по измерению относительного коэффициента теплопроводности  $\lambda_r = \lambda / \lambda_f$  ряда наножидкостей на основе воды представлены в таблице 4.3. Во всех случаях с ростом концентрации частиц теплопроводности наножидкостей существенно увеличивается. Прирост коэффициент теплопроводности наножидкости по сравнению с коэффициентом теплопроводности воды при шестипроцентной концентрации составляет 28 %, что больше значений, определяемых формулой (4.13). Для иллюстрации на рис. 4.4 сопоставлены коэффициенты теплопроводности наножидкостей, представленных в таблице, со значениями, определяемыми формулой Максвелла.

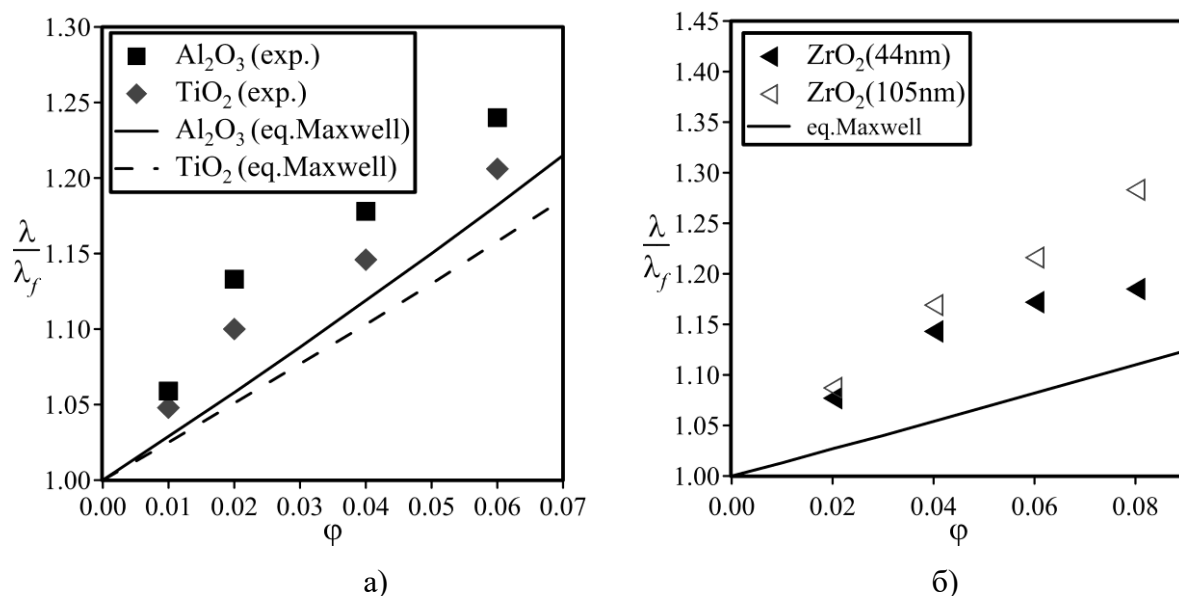


Рис. 4.4 – Зависимость относительного КТ наножидкостей на основе воды с частицами Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и TiO<sub>2</sub>, размером 150 нм, (слева) и частицами ZrO<sub>2</sub> различного размера (справа) от концентрации.

Характерной чертой теплопроводности наножидкостей является замедление ее роста с увеличением концентрации частиц. Это хорошо видно на рис. 4.4 слева для наножидкости с частицами диоксида циркония 44 нм. Такое поведение теплопроводности наножидкостей

фиксировалось и раньше и в экспериментах [94, 95], и при молекулярно-динамическом моделировании [96, 97]. Данную зависимость при небольших концентрациях частиц можно аппроксимировать простой формулой:

$$\lambda_r = 1 + b_1\varphi - b_2\varphi^2 \quad (4.16)$$

Входящие сюда коэффициенты, однако, не универсальны. Так, для наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , размером 150 нм:

$$\lambda_r = 1 + 6.42\varphi - 39.5\varphi^2 \quad (4.17)$$

С частицами  $\text{TiO}_2$ , размером 150 нм:

$$\lambda_r = 1 + 4.82\varphi - 23.1\varphi^2 \quad (4.18)$$

С частицами  $\text{ZrO}_2$ , размером 44 нм:

$$\lambda_r = 1 + 4.61\varphi - 28.7\varphi^2 \quad (4.19)$$

с частицами  $\text{ZrO}_2$ , размером 105 нм:

$$\lambda_r = 1 + 4.61\varphi - 13.4\varphi^2 \quad (4.20)$$

Как будет показано ниже, эта неуниверсальность обусловлена влиянием размера и материала наночастиц на коэффициент теплопроводности наножидкости.

#### 4.3 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от размера частиц

Анализ данных таблицы 4.3 и рис. 4.4 (б) показывает, что неуниверсальность коэффициентов  $b_i$  в формулах (4.17 – 4.20), в частности, связана с тем, что они являются функциями размера наночастиц  $d$ . Для того чтобы однозначно ответить на вопрос о характере этой зависимости, необходимо было провести ее измерения на наножидкостях с частицами различного размера, но при одинаковой объемной концентрации. Такие измерения были выполнены в данной диссертации. Были рассмотрены наножидкости на водной основе с частицами  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$  при объемной концентрации 2 %. Средние размеры этих частиц варьировались в широких пределах (от 10 до 151 нм). Измерения были проведены при температуре 25 °С. Полученные данные приведены в таблице 4.4. Они позволяют однозначно утверждать, что размер наночастиц оказывает существенное влияние на коэффициент теплопроводности наножидкостей. С увеличением размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости возрастает. Вместе с тем значения превышения коэффициента теплопроводности очень сильно разнятся для различных наножидкостей.

Таблица 4.4. Зависимость относительно КТ наножидкостей на водной основе от среднего размера частиц различного материала

| SiO <sub>2</sub> |             | Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> |             | TiO <sub>2</sub> |             | ZrO <sub>2</sub> |             |
|------------------|-------------|--------------------------------|-------------|------------------|-------------|------------------|-------------|
| d, нм            | $\lambda_r$ | d, нм                          | $\lambda_r$ | d, нм            | $\lambda_r$ | d, нм            | $\lambda_r$ |
| 10               | 1,015       | 50                             | 1,061       | 71               | 1,066       | 44               | 1,077       |
| 16               | 1,027       | 75                             | 1,082       | 100              | 1,084       | 105              | 1,087       |
| 25               | 1,040       | 100                            | 1,100       | 150              | 1,100       | -                | -           |
| 100              | 1,072       | 150                            | 1,133       | -                | -           | -                | -           |

Вторым важным фактом является то, что для частиц малого размера коэффициент теплопроводности наножидкости с оксидными частицами может быть ниже значения предсказываемого теорией Максвелла. Это обстоятельство фиксировалось в литературе и ранее для металлических частиц. При этом при малых размерах наночастиц коэффициент теплопроводности оказывается ниже того значения, что предсказывает теория Максвелла. Похожие результаты были получены в работе P. Warrier и др. для металлических наночастиц [19]. Было показано, что коэффициент теплопроводности наносuspензии с частицами алюминия всегда ниже теории Максвелла и при увеличении размера наночастиц возрастает, стремясь к ней. Такое поведение авторы работы объясняли зависимостью коэффициента теплопроводности самих частиц от размера. Оказалось, что такое поведение характерно и для наножидкостей с частицами разного сорта. С увеличением размера частиц, начиная с некоторого размера, коэффициент теплопроводности наножидкости превышает значение, рассчитанное по теории Максвелла. Был проведен анализ известных экспериментальных данных по коэффициенту теплопроводности наножидкостей при различных размерах наночастиц. Данные, максимально близкие к условиям нашего эксперимента (концентрация наночастиц 2 об. %, и комнатная температура), представлены на рис. 4.5–4.7. На рисунках показано сопоставление с результатами аналогичных исследований для наножидкостей с частицами оксида кремния из работы [98], с частицами оксида титана [5, 99–101] и с частицами оксида алюминия [18, 41, 102].

Несмотря на разброс данных в литературе, наши данные в целом хорошо согласуются с ними. Итак, было показано, что с увеличением размера частиц коэффициент теплопроводности наножидкости превышает значение по теории Максвелла. Однако этот рост не может быть неограниченным, поскольку хорошо известно, что для крупных частиц коэффициент теплопроводности суспензии хорошо описывается теорией Максвелла. Таким образом, для очень крупных частиц коэффициент теплопроводности с дальнейшим увеличением размера должен снижаться и стремиться к значению, предсказываемому теорией Максвелла.

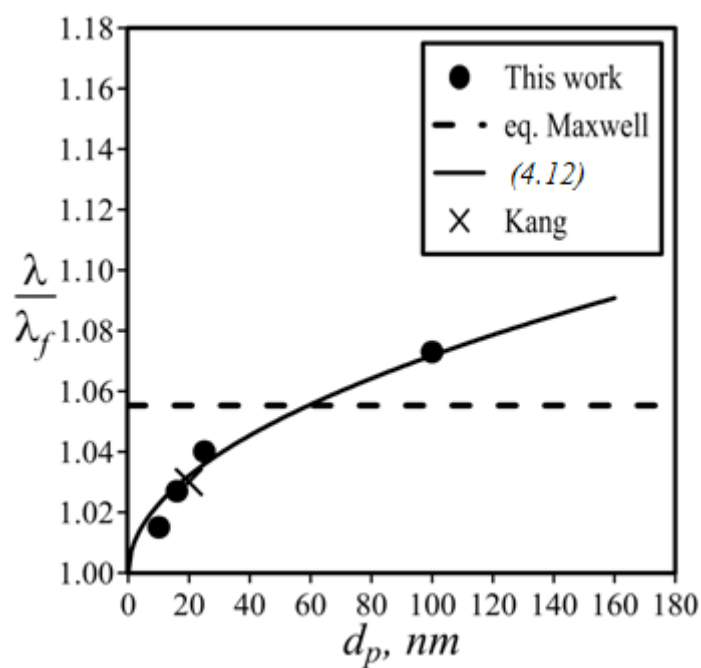


Рис. 4.5 – Зависимость относительного КТ наножидкости от размера наночастиц  $\text{SiO}_2$  при их объемной концентрации 2 %.

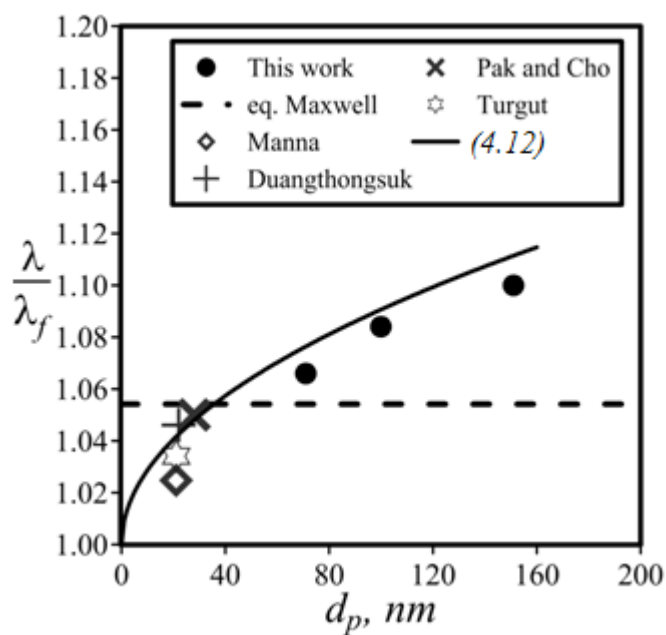


Рис.4.6 – Зависимость относительного КТ наножидкости от размера наночастиц  $\text{TiO}_2$  при их объемной концентрации 2 %.

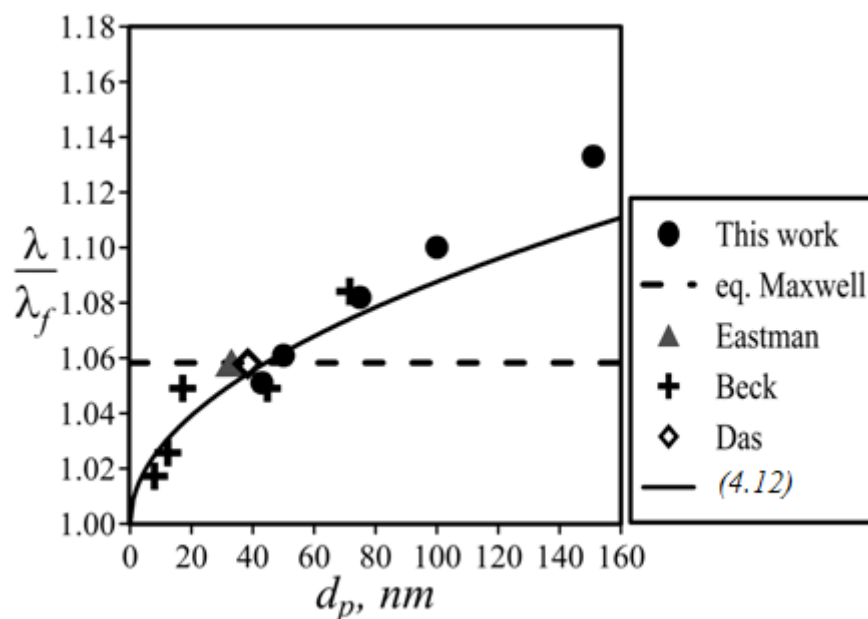


Рис. 4.7 – Зависимость относительного КТ теплопроводности наножидкости от размера наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  при их объемной концентрации 2 %.

Далее было необходимо выяснить, какова зависимость коэффициента теплопроводности наносuspensions от размера наночастиц. В работе [103] на базе анализа многочисленных экспериментальных данных было показано, что относительный коэффициент теплопроводности наножидкостей на основе воды с частицами оксида алюминия может быть неплохо (с погрешностью порядка 3 %) аппроксимирован формулой:

$$k_r = 1 + 0.48\sqrt{\phi\tilde{D}} \quad (4.21)$$

В ней  $\tilde{D} = d/\sigma$ ,  $\sigma$  – эффективный размер молекулы несущей жидкости. Ясно, однако, что эта зависимость применима лишь до некоторых размеров частиц. В пределе больших размеров частиц такая зависимость должна пропадать, а значение коэффициента теплопроводности описываться формулой Максвелла, поскольку для крупнодисперсных жидкостей она неплохо описывает существующие экспериментальные данные.

Кроме того, формулу (4.21) нельзя считать универсальной, поскольку она не учитывает влияние материала наночастиц. А как будет показано ниже, такое влияние существует, и оно отличается от общепринятого представления.

#### 4.4 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от материала наночастиц

Все классические теории теплопроводности дисперсных жидкостей предполагают ее зависимость от материала частиц. В уравнении (4.13) эта зависимость учитывается введением коэффициента теплопроводности материала частиц. На рис. 4.8 представлена сводная картина полученных в диссертации данных (см. таблицу 4.2). Поскольку здесь присутствуют в том числе и наножидкости с частицами одного размера, но разных материалов, то ясно, что теплопроводность наножидкостей зависит от материала частиц. Чем же обусловлена эта зависимость?

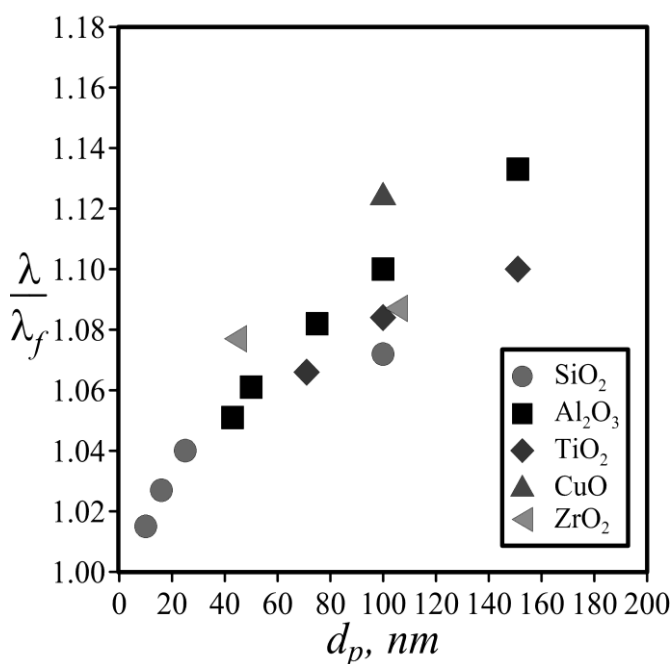


Рис. 4.8 – Зависимость относительного КТ наножидкостей от размеров частиц при их объемной концентрации 2 % в воде при комнатной температуре.

Первое, в чем нужно было разобраться, существует ли какая-либо систематическая зависимость коэффициента теплопроводности наножидкостей от теплопроводности наночастиц. Ответ на этот вопрос дают данные, представленные на рис. 4.9. Здесь приведена зависимость относительно коэффициента теплопроводности пяти наножидкостей на водной основе с частицами ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, SiO<sub>2</sub>, CuO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Во всех случаях средний размер частиц был одинаков и близок к 100 нм. Объемная концентрация частиц везде равнялась 2 %. Здесь же приведена зависимость, определяемая формулой Максвелла (4.13) (штриховая линия). В порядке возрастания коэффициентов теплопроводности материала частицы следует

расположить в следующем порядке:  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . С другой стороны, данные на рис. 4.9 по возрастанию коэффициента теплопроводности наножидкости следует выстроить так:  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$ . Видно, что естественно ожидаемой корреляции между теплопроводностью наножидкости и теплопроводностью материала ее частиц не наблюдается.

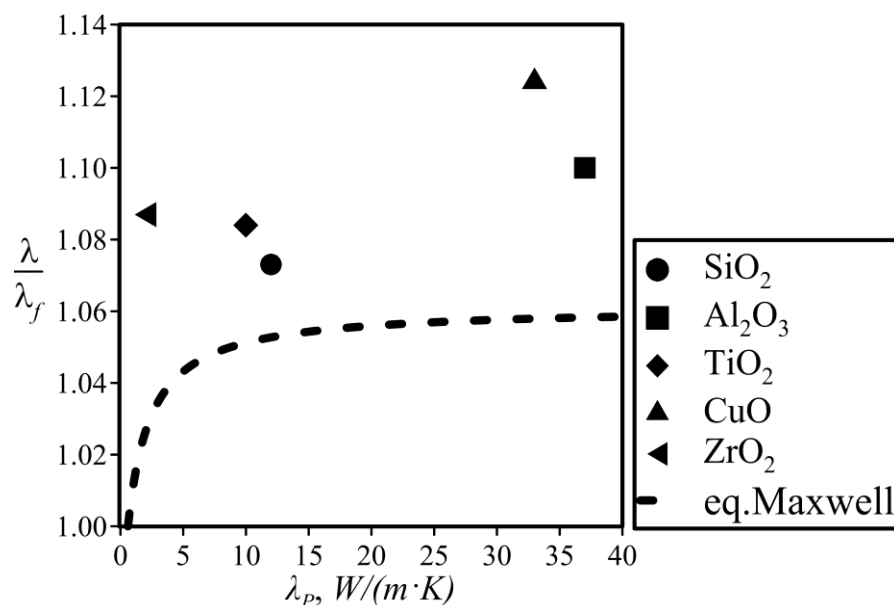


Рис. 4.9 – Зависимость относительного КТ наножидкостей от теплопроводности материала частиц при их объемной концентрации 2 % в воде.

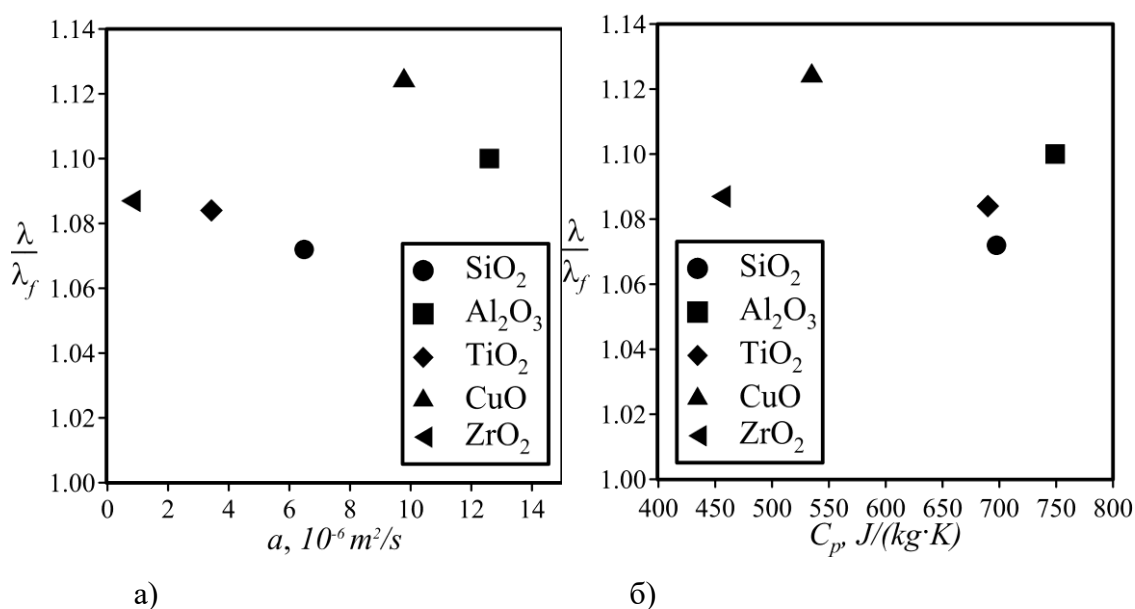


Рис. 4.10 – Зависимость относительного КТ наножидкостей от температуропроводности (а) и теплоемкости (б) материала частиц при их объемной концентрации 2 % в воде.



Коэффициент теплопроводности наножидкости не коррелирует и с другими важными теплофизическими характеристиками материала наночастиц. Это иллюстрируют рис. 4.10 (а) и 4.10 (б), где представлены зависимости относительного КТ наножидкостей от температуропроводности и теплоемкости материала частиц. Все данные приведены для тех же наножидкостей, что и на рис. 4.9.

С другой стороны, методом молекулярной динамики [96, 97] было установлено, что теплопроводность наножидкостей тем больше, чем выше плотность наночастиц.

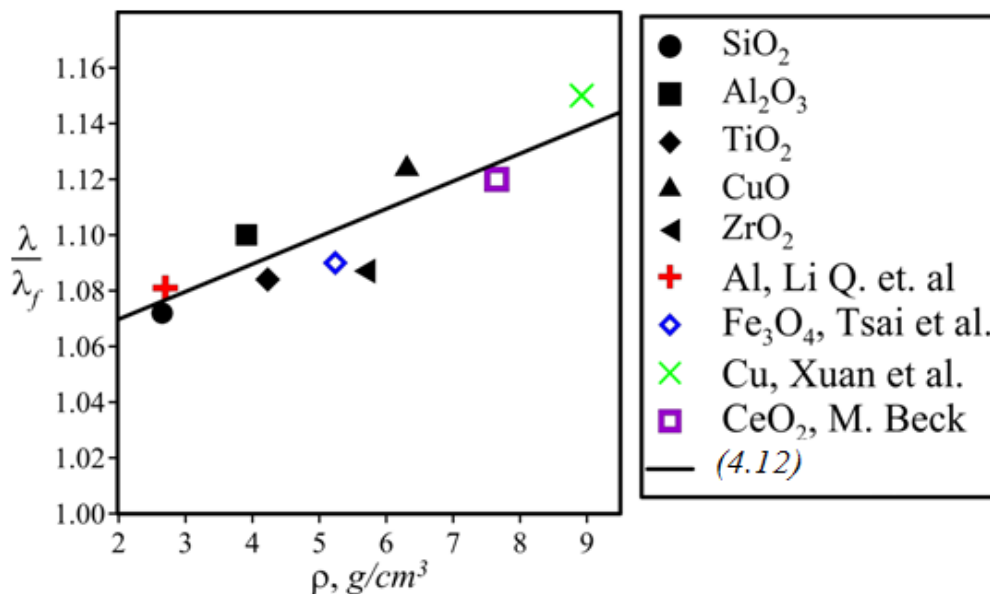


Рис. 4.11 – Зависимость относительного КТ наножидкостей от плотности материала частиц при их объемной концентрации 2 % и размере 100 нм.

Приведенные экспериментальные данные подтверждают это. На рисунке 4.11 показана зависимость теплопроводности от плотности частиц материала. При этом в качестве плотности материала наночастиц использовались значения плотности макроскопических однородных соответствующих материалов. Эта зависимость была получена для концентрации частиц 2 % и размере частиц около 100 нм. Для сравнения также приведены данные из других работ [104–107] для максимально близких условий. Как видно, полученная зависимость от плотности частиц хорошо описывается формулой (4.22). Взаимосвязь между теплопроводностью наножидкостей и плотностью частиц ранее не анализировалась. Для описания этой зависимости была предложена новая универсальная корреляция, которая позволяет учитывать концентрацию, размер, и материал наночастиц, где  $\tilde{\rho} = \rho_p / \rho_f$ ,  $\rho_p$ ,  $\rho_f$  - плотность материала наночастиц и жидкости:

$$\lambda_r = 1 + (0.0193 + 0.00383\tilde{\rho})\sqrt{\varphi\tilde{D}} \quad (4.22)$$

На рисунках 4.5–4.7 и 4.11 показано сравнение результатов, полученных по этой формуле, с результатами нашего и других экспериментов для различных наножидкостей. Во всех случаях согласие достаточно хорошее. Данная формула была использована для описания всех полученных в данной работе экспериментальных данных по зависимости коэффициента теплопроводности наножидкости на водной основе от концентрации, размера и материала наночастиц. Сравнение экспериментальных данных и данных, полученных по формуле (4.22), приведено на рисунке 4.12. Анализ показывает, что в целом отклонение по этой формуле не превышает 5 %. Таким образом, данную корреляцию можно рекомендовать для описания коэффициента теплопроводности наножидкостей на водной основе.

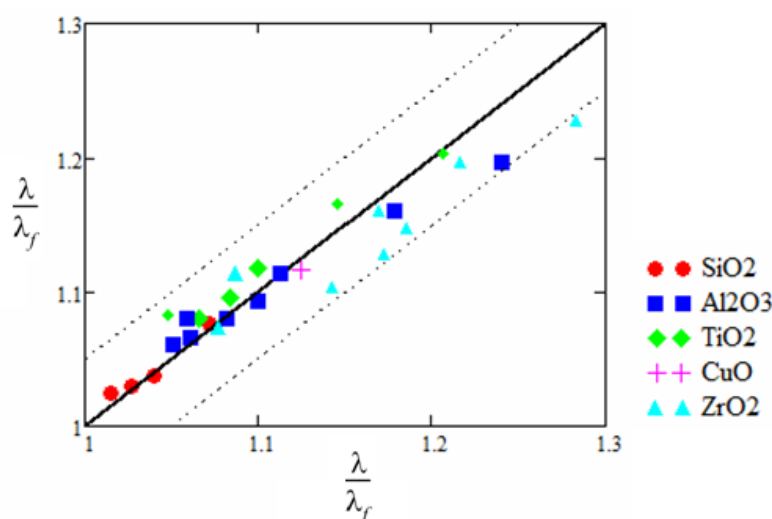


Рис. 4.12 – По оси Y расчетные значения относительного коэффициента теплопроводности по оси X экспериментальные значения. Штриховые линии задают диапазон  $\pm 5\%$ .

#### 4.5 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от свойств базовой жидкости

К настоящему времени известно лишь несколько работ, где изучалось влияние на теплопроводность наножидкости свойств несущего флюида. Впервые это было сделано в работе [108], где рассматривались наножидкости на основе воды, этиленгликоля, масла для вакуумного насоса и машинного масла. Указывалось, что наибольшую теплопроводность имеет наножидкость на основе этиленгликоля. Позднее влияние базовой жидкости изучалось Хайе с коллегами [109]. Они разработали метод создания устойчивой наножидкости на основе

деионизированной воды, этиленгликоля и децена с мультистенными карбоновыми трубками. Было установлено, что превышение коэффициента теплопроводности падает с ростом теплопроводности базовой жидкости. Этот вывод не согласуется с данными работы [108], но исследуемые наножидкости, конечно, являлись весьма специфическими, поэтому проверить применимость этого вывода на примере обычных наножидкостей чрезвычайно важно.

Далее было проведено исследование влияния базовой жидкости на КТ наножидкости. На рис. 4.13 приведена зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкости от концентрации наночастиц оксида титана для двух базовых жидкостей: воды и этиленгликоля. Как видно из данных, относительное увеличение коэффициента теплопроводности для наножидкости на основе этиленгликоля выше, чем для воды. Измеренное отношение коэффициента теплопроводности воды к теплопроводности этиленгликоля при температуре 25 °С составляет 2,44. Аналогичная тенденция наблюдается для наножидкостей, приготовленных на основе воды, этиленгликоля и машинного масла с частицами алмаза со средним размером 5 нм (см. рис. 4.14). Видно, что относительный коэффициент теплопроводности наножидкости на основе машинного масла существенно выше, чем для наножидкости на основе этиленгликоля и воды, несмотря на то, что коэффициент теплопроводности машинного масла примерно в четыре раза меньше, чем у воды. Таким образом, показано, что относительный коэффициент теплопроводности наножидкости тем выше, чем ниже коэффициент теплопроводности жидкости, из которой она приготовлена. Это означает, что добавка наночастиц в жидкость будет наиболее эффективна для теплоносителя с низкой теплопроводностью.

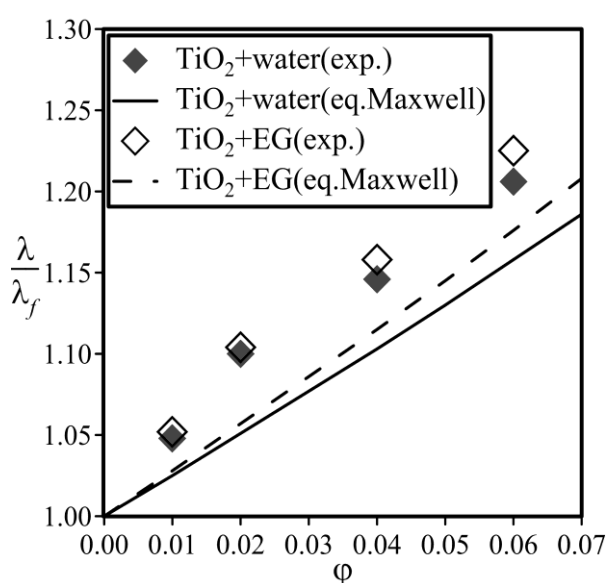


Рис. 4.13 – Зависимость относительного КТ наножидкостей на основе воды и этиленгликоля от концентрации частиц  $\text{TiO}_2$ , размером 150 нм.

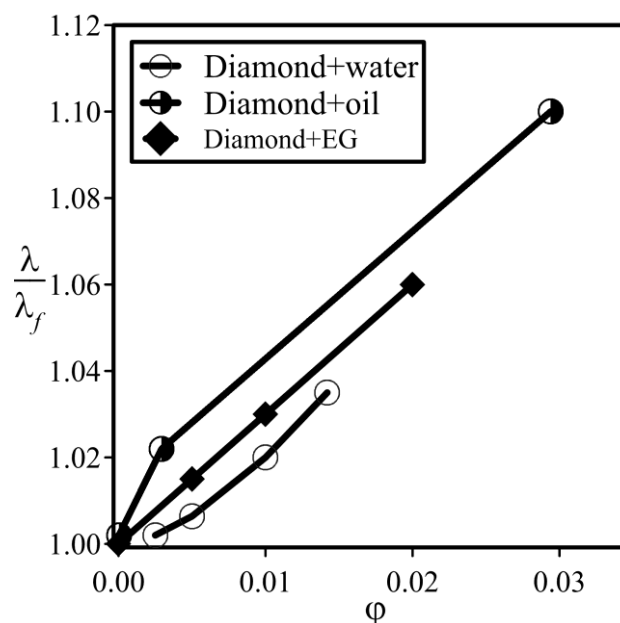


Рис. 4.14 – Зависимость относительного КТ наножидкостей на основе воды и машинного масла с наноалмазами (5 нм) от их концентрации.

#### 4.6 Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от добавок стабилизирующих полимеров

В представленных выше исследованиях наножидкости были приготовлены без добавления каких-либо ПАВ. Устойчивости наножидкости добивались с помощью ультразвука. Известно, что для повышения коллоидной устойчивости наножидкостей также широко используются полимеры. Причем в большинстве случаев добавка стабилизирующих веществ делается неконтролируемо. Для того чтобы выяснить влияние добавки ПАВ на коэффициент теплопроводности наножидкости, была проведена следующая серия исследований. В качестве полимера использовался акриловый полимер с молекулярной массой 20 МДа и анионным зарядом 40 %. Концентрация полимера варьировалась от 50 до 200 мг/л. Рассмотрена наножидкость на водной основе с частицами оксида алюминия, размером 100 нм, при объемной концентрации 2 %. Зависимость относительного КТ данной наножидкости от концентрации полимера приведена на рис. 4.15. Измерение теплопроводности показало, что коэффициент теплопроводности наножидкости слабо зависит от концентрации полимера (вплоть до очень большой концентрации). Влияние полимера на коэффициент теплопроводности не превышало погрешности измерений. Дальнейшее увеличение концентрации полимера не целесообразно в силу значительного увеличения вязкости наножидкости. Измерения, проведенные по прошествии одной недели после приготовления наножидкости, позволили зафиксировать некоторые отличия в значениях коэффициента

теплопроводности наножидкости с полимером и базовой наножидкости. Однако эти изменения, скорее, вызваны потерей коллоидной устойчивости базовой наножидкости, нежели изменением свойств наножидкости с полимером.

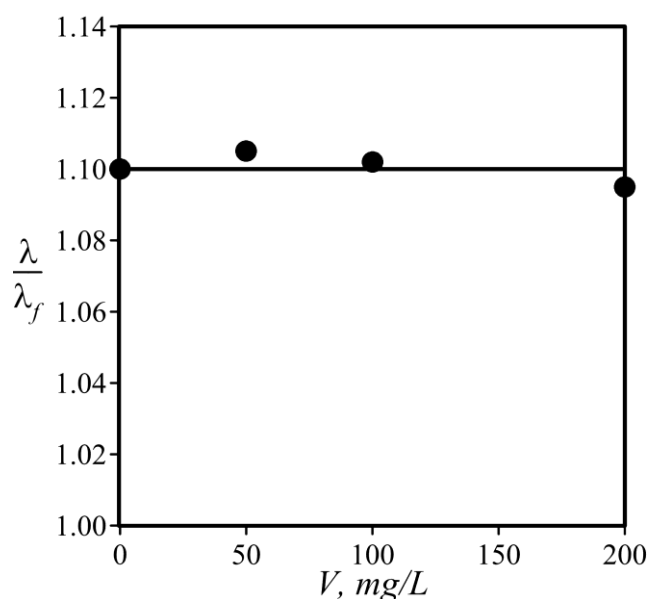


Рис. 4.15 – Зависимость относительного КТ наножидкости от концентрации полиакриламида для объемной концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  2 % и размера частиц 100 нм.

Аналогичные измерения по влиянию ПАВ были выполнены для наножидкости на водной основе с частицами  $\text{TiO}_2$ , размером 150 нм, при концентрации 2 %. В качестве поверхностно-активных веществ использовался акриловый полимер с молекулярной массой 20 МДа и анионным зарядом 40 % ( $-\text{CH}_2\text{CHCONH}_2-$ )<sub>n</sub>, а также биополимер ксантановая камедь ( $\text{C}_{35}\text{H}_{49}\text{O}_{29}$ )<sub>n</sub>. Зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от концентрации стабилизирующих полимеров приведена на рисунке 4.16. Как видно, измерение теплопроводности показало, что коэффициент теплопроводности наножидкости слабо зависит от концентрации полимера (вплоть до очень больших концентраций) и вида полимера. Влияние полимера на коэффициент теплопроводности здесь также не превышало погрешности измерений.

Это сильно контрастирует, с влиянием полимеров на коэффициент вязкости данной наножидкости. В разделе 3.7 данной диссертации установлено, что добавление полимера в эту наножидкость даже в очень малых концентрациях (начиная с 10 мг/л) может значительно изменять ее вязкость. Так, в частности, было показано, что концентрация полиакриламида 40 мг/л повышает вязкость наножидкости с частицами оксида титана на 18 %, а аналогичная концентрация полимера «ГАММАКСАН» – практически в 2 раза.

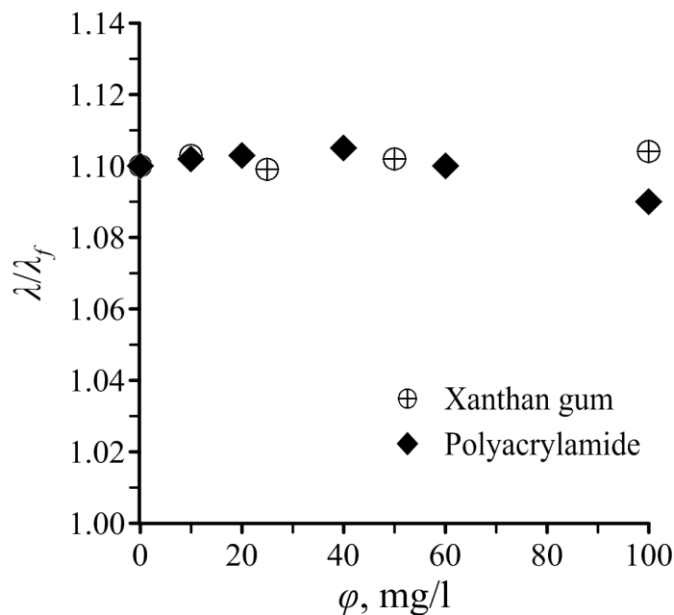


Рис. 4.16 – Зависимость относительного КТ наножидкости с наночастицами  $\text{TiO}_2$  от концентрации различных полимеров.

Таким образом, было показано, что добавка стабилизирующих полимеров в наножидкость может в разы менять ее коэффициент вязкости, слабо влияя при этом на ее коэффициент теплопроводности. Это обстоятельство является крайне важным, поскольку может рассматриваться как еще одно доказательство несостоятельности гипотез, основанных на том, что основной вклад в теплопроводность наножидкостей вносят броуновское движение наночастиц и связанная с ним микроконвекция. Согласно этим механизмам увеличение вязкости должно было бы вести к уменьшению броуновского движения и микроконвекции наночастиц и, как следствие, падению коэффициента теплопроводности наножидкости. В приведенных выше экспериментальных данных ничего подобного, как видно, не наблюдается. Это доказывает, что вклад броуновских эффектов в теплопроводность является несущественным.

#### 4.7 Температурная зависимость коэффициента теплопроводности наножидкостей

Еще одним фактором, который оказывает влияние на коэффициент теплопроводности наносuspensions, является температура. В данной работе была исследована температурная зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости на водной основе с частицами оксида алюминия со средним размером 100 нм. Концентрация наночастиц варьировалась от 1 до 4 объемных процентов. В ходе измерений фиксировались температура в термостатирующей

ячейке с наножидкостью. Ячейка была герметична. Испарение наножидкости в процессе нагрева исключено. Температура варьировалась от 25 °С до 65 °С. Результаты эксперимента приведены на рис. 4.17, на котором показана зависимость относительного КТ наножидкости от температуры при различных концентрациях наночастиц.

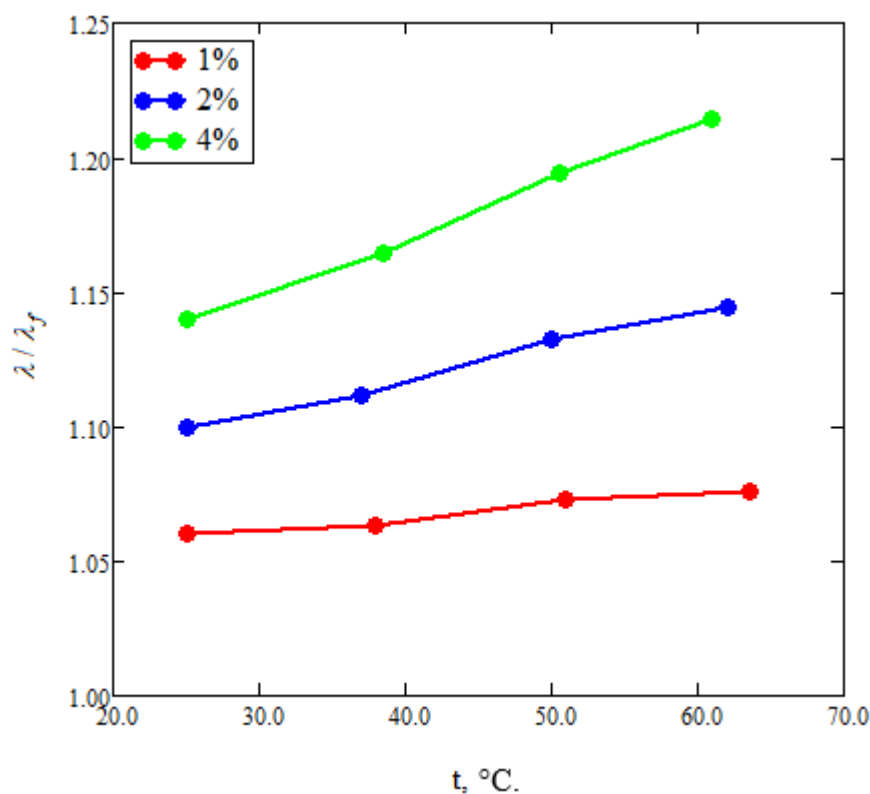


Рис. 4.17 – Зависимость относительного КТ наножидкости на водной основе с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (100нм) от температуры

Анализ результатов показывает, что с увеличением температуры приращение коэффициента теплопроводности при добавлении в него наночастиц монотонно увеличивается. Так, для двухпроцентной концентрации наночастиц оксида алюминия в воде при температуре 25 °С приращение коэффициента теплопроводности, по сравнению с водой, составило 1,1, а при температуре 60 °С уже 1,15 %. Кроме того, было установлено, что с увеличением концентрации наночастиц приращение коэффициента теплопроводности, связанное с увеличением температуры, увеличивается. Так, для концентрации наночастиц 1 объемный процент приращение коэффициента теплопроводности при увеличении температуры с 25 °С до 60 °С составило около 2 %, для концентрации частиц 2 % – 4,4 %, а для концентрации частиц 4 % уже 7 %. Принимая во внимание тот факт, что коэффициент теплопроводности базовой жидкости с ростом температуры тоже увеличивается, а коэффициент вязкости, напротив, снижается,

становится очевидным, что с практической точки зрения применение наножидкостей в качестве теплоносителя будет более эффективным при более высоких температурах.

## **Выводы по главе 4**

В работе получены результаты систематического экспериментального исследования коэффициента теплопроводности нескольких десятков различных наножидкостей. Исследуемые наножидкости были приготовлены на основе дистиллированной воды, этиленгликоля и машинного масла с шестью различными материалами наночастиц ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{SiO}_2$ , и алмазов). Объемная доля частиц варьировалась от 0,25 до 8 %, а их средний размер – от 5 до 151 нм. Температура варьировалась от 25 °С до 60 °С. Исследовано влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих веществ на коэффициент теплопроводности наножидкостей.

Показано, что коэффициент теплопроводности наножидкостей в общем случае превышает значения, предсказываемые теорией Максвелла, и во всех рассмотренных случаях растет с увеличением размера частиц. Вместе с тем экспериментально установлено, что при достаточно малом размере наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкости может быть и меньше значений, предсказываемых формулой Максвелла. Установлена связь такого поведения с размером наночастиц. Показано, что при фиксированной концентрации наночастиц с увеличением их размера коэффициент теплопроводности наножидкостей монотонно возрастает, превышая значение по теории Максвелла.

Впервые экспериментально установлена зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от плотности материала наночастиц. Коэффициент теплопроводности наножидкости возрастает пропорционально плотности материала наночастиц.

Показано, что добавка стабилизирующих полимеров в наножидкость в очень высоких концентрациях может в разы менять ее коэффициент вязкости, слабо влияя при этом на ее коэффициент теплопроводности. Это обстоятельство может рассматриваться как доказательство несостоятельности гипотез, основанных на том, что основной вклад в теплопроводность наножидкостей вносит броуновское движение наночастиц и связанная с ним микроконвекция. Согласно этим механизмам увеличению вязкости должно было бы вести к уменьшению броуновского движения и микроконвекции наночастиц и, как следствие, падению коэффициента теплопроводности наножидкости.

Установлено, что относительный коэффициент теплопроводности наножидкостей тем выше, чем ниже коэффициент теплопроводности базовой жидкости.



На основе полученных в работе экспериментальных данных разработана универсальная эмпирическая корреляция для описания коэффициента теплопроводности наножидкостей, учитывающая зависимость от концентрации, размера и материала наночастиц в широком диапазоне параметров с погрешностью, не превышающей 5 %.

## Глава 5. Исследование вынужденной конвекции наножидкостей

С развитием микро- и нанoeлектроники проблема интенсификации теплообмена для охлаждения различного радиоэлектронного оборудования приобретает особое значение. Уже сегодня электронные микрочипы выделяют тепловые потоки на уровне  $100 \text{ Вт/см}^2$ . С развитием микропроцессорной техники тепловые потоки в горячих точках оборудования будут приближаться к  $1000 \text{ Вт/см}^2$ . Традиционные тепловые трубы в сочетании с вентилятором позволяют рассеивать порядка  $200 \text{ Вт/см}^2$ , что явно недостаточно. Поэтому проблема теплоотвода является одной из ключевых в современной электронике, и от ее решения во многом зависит дальнейший рост производительности микропроцессоров. В связи с этим большие надежды в области интенсификации теплообмена возлагались на применение наножидкостей. Это послужило поводом к появлению нескольких тысяч работ по данной тематике за последние десять лет. Большая часть из них, как уже было сказано в четвертой главе, посвящено изучению коэффициента теплопроводности наножидкостей. Существенно меньшая часть исследований была посвящена экспериментальному изучению конвективного теплообмена [1–6]. Как будет показано ниже, представленные в этих работах результаты являются весьма противоречивыми. В большинстве исследований отмечается, что теплоотдача при добавке наночастиц в теплоноситель увеличивается. И здесь разброс превышения коэффициента теплоотдачи, по сравнению с чистым теплоносителем, варьируется от долей до 350 процентов для углеродных нанотрубок (УНТ). Вместе с тем известны работы, в которых показано уменьшение коэффициента теплоотдачи при добавлении наночастиц. Нет окончательного понимания относительно влияния размеров наночастиц на характеристики теплообмена наножидкостей. Кроме того, не ясно, как теплообмен наножидкостей зависит от режима течения.

Анализ литературы показал, что при ламинарном течении коэффициент теплоотдачи наножидкости, как правило, превышает его значения для базовой жидкости. В турбулентном режиме экспериментальные данные на этот счет не столь однозначны. Работ по ламинарной вынужденной конвекции существенно больше, чем по турбулентной. Приведем лишь несколько характерных примеров. Так, в работе [7] было установлено, что увеличение коэффициента теплоотдачи наножидкости на водной основе с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (42 нм) составляет 40 % при объемной концентрации частиц 3 %. Близкие значения были получены для подобной наножидкости, но с частицами, размером 20 нм, в работе [8].

Влияние размера наночастиц на величину повышения коэффициента теплоотдачи изучалось в работе [9]. Рассматривались наносuspensions с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , размером 45 и

150 нм. Показано, что при объемной доли частиц 1 % превышение коэффициента теплоотдачи у наножидкости с частицами, размером 45 нм, составляло 25 %, а с частицами 150 нм – 11 %. Этот вывод противоречит данным из работы [7].

Изучение влияния на теплоотдачу материала наночастиц было предпринято Rea с коллегами [10]. Изучалась теплоотдача наножидкостей на водной основе с частицами оксидов циркония и алюминия одинакового размера (50 нм). Объемная концентрация наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  варьировалась в диапазоне от 0,6 до 6 %, а  $\text{ZrO}_2$  – от 0,3 до 1,3 %. Было показано, что коэффициент теплоотдачи наножидкости с первыми частицами значительно выше, чем со вторыми. Однако превышение коэффициента теплоотдачи оказалось сравнительно небольшим – 27 % при объемной концентрации частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , равной 6 %. У наножидкости с частицами  $\text{ZrO}_2$  при максимальной их концентрации он вообще составлял 2-3 %. Несколько позднее влияние на теплообмен материала наночастиц изучалось в работе [11]. Здесь в качестве базовой жидкости использовалась смесь дистиллированной воды и этиленгликоля в пропорции 55 % и 45 % соответственно. Наножидкости были приготовлены с использованием частиц:  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (размером 10, 30 и 60 нм),  $\text{ZnO}$  (30 нм),  $\text{MgO}$  (30 нм). Было зафиксировано очень высокое значение (252 %) превышения коэффициента теплообмена наножидкости с частицами  $\text{MgO}$ . Оно наблюдалось при числе Рейнольдса равном  $10^3$ . Е. В. Тимофеева с коллегами [12] экспериментально изучили ламинарную вынужденную конвекцию наножидкостей с частицами  $\text{SiC}$ . Здесь также было показано, что с ростом размера наночастиц коэффициент теплоотдачи значительно возрастает при прочих равных условиях. Наконец, стоит упомянуть работу [13], в которой изучался теплообмен наножидкости на основе воды с частицами меди со средним размером 25 нм. Было установлено, что при концентрации наночастиц, равной 2 %, превышение коэффициента теплообмена составляет 45 %.

Турбулентная конвекция наножидкостей исследована еще хуже. Пак и Чо [14], вероятно, были первыми (1998 г.), кто рассмотрел влияние добавки наночастиц оксидов алюминия и титана на турбулентную вынужденную конвекцию в круглом канале. Было показано, что число Нуссельта в рассматриваемых наносuspensions возрастает с увеличением объемной доли частиц. Однако при больших концентрациях наночастиц коэффициент теплоотдачи может быть ниже, чем у воды (на 12 % для трехпроцентной концентрации).

Duangthongsuk и Wongwises [15] экспериментально исследовали турбулентную теплопередачу и падение давления в наножидкостях с частицами диоксида титана. И опять результаты исследований были крайне противоречивыми. Они получили 32-процентное улучшение теплоотдачи при 1%-ной концентрации частиц, и 14%-ное снижение коэффициента теплоотдачи для 2-процентной концентрации частиц по сравнению с базовой жидкостью.

Ламинарную и турбулентную вынужденную конвекцию наножидкостей с частицами диоксида титана размерами 95–210 нм также изучили Хи с соавторами [16]. В результате было установлено, что, в отличие от работы [15], теплоотдача возрастает при увеличении концентрации частиц (до 40 % по сравнению с базовым флюидом при  $\phi = 1,1\%$ ) в обоих режимах течения. Влияния добавки наночастиц на потери давления в этой работе зафиксировано не было так же, как и влияния среднего размера наночастиц на коэффициент теплоотдачи.

Близкие по значениям повышения коэффициента теплоотдачи по сравнению с водой при вынужденной турбулентной конвекции наножидкостей с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (на 48 % при  $\phi = 0,054\%$ ) и  $\text{CuO}$  (на 25 % при  $\phi = 0,24\%$ ) были показаны в работах [17–19]. В работе [19] дополнительно было рассмотрено влияние размера наночастиц. С увеличением размера наночастиц оксида алюминия теплоотдача в этой работе снижалась.

Обширные экспериментальные исследования турбулентного конвективного теплообмена в кольцевом канале для нескольких наножидкостей проведено в работе [20]. Рассмотрены водные наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{MgO}$ . Зафиксирован существенный рост коэффициента теплоотдачи с ростом концентрации частиц (46 % для 4%-ной концентрации частиц  $\text{SiO}_2$ ). Авторы статьи также утверждают, что в целом коэффициент теплоотдачи возрастает с уменьшением размеров частиц. Однако в своем исследовании они используют частицы существенно разной формы (цилиндры, размерами 28–110 нм, и сферы, диаметром 6,5 нм) такое сравнение представляется некорректным.

Большие ожидания связаны с применением для интенсификации теплообмена наносuspensions с наночастицами металлов. Пример использования наножидкости с частицами меди для интенсификации турбулентного теплообмена был продемонстрирован в работе [21]. В результате было получено значительное превышение коэффициента теплоотдачи (на 60 % при 2%-ной концентрации) по сравнению с водой. При этом добавление наночастиц не привело к заметному повышению потерь давления.

Таким образом, анализ литературы показывает, что среди экспериментальных работ в области конвективного теплообмена наножидкостей во многих случаях нет ни только количественного, но и качественного консенсуса относительно влияния добавок наночастиц. Ответа на ключевые вопросы, как коэффициент теплоотдачи наножидкостей зависит от концентрации и размеров частиц в ламинарном и турбулентном режиме, все еще нет. Поэтому систематические экспериментальные данные в области вынужденной конвекции наножидкости были необходимы.

Однако ясно, что экспериментальное изучение теплообменных характеристик наножидкостей весьма трудоемкое и не всегда удастся получить всю необходимую информацию и установить механизмы влияния тех или иных факторов. Альтернативой может служить систематическое моделирование. В области численного моделирования конвективного теплообмена наножидкостей работ, пожалуй, на порядок больше, чем экспериментальных. Как правило, моделирование теплообмена наножидкостей проводят с помощью гомогенной модели [22–25]. Гомогенная модель рассматривает наножидкость как однородную жидкость с физическими свойствами, соответствующими данной концентрации наночастиц. При этом концентрация наночастиц всюду в канале является постоянной. Для описания течений и теплообмена в этом случае используется стандартный гидродинамический подход. Свойства наножидкости задаются из известных теоретических формул или эмпирических корреляций, при этом взятых из различных источников. Такой подход, в большинстве случаев, неприемлем, поскольку, как показано в третьей и четвертой главах диссертации, коэффициенты переноса наножидкостей являются сложными функциями концентрации наночастиц, их размера и материала, температуры. Это, как правило, при моделировании не учитывается. И в результате такого моделирования получаются данные, которые физически невозможно интерпретировать, поскольку они соответствуют фактически разным наножидкостям.

Поэтому принципиально важным моментом при моделировании течений и теплообмена наножидкостей является использование экспериментально измеренных значений теплофизических характеристик, соответствующих конкретным наножидкостям. В наших работах [4, 26–27] было показано, что при использовании реальных коэффициентов переноса гомогенная модель в ряде случаев может хорошо описывать данные экспериментов по вынужденной конвекции наножидкостей. Однако имеющиеся расхождения расчета и эксперимента по теплообмену наножидкостей, наблюдающиеся в литературе, могут говорить о том, что модель гомогенной наножидкости может не всегда адекватно работать. Поэтому в последнее десятилетие появился ряд работ, в которых наножидкость рассматривается как двухфазная среда, концентрация которой может изменяться под действием различных механизмов [28–38].

Бонджорно в своей работе [28] был, вероятно, первым, кто рассмотрел различные механизмы, которые гипотетически могут приводить к изменению концентрации наночастиц при течении наножидкостей. Были рассмотрены сила инерции, броуновская диффузия и термодиффузия, эффект Магнуса и сила тяжести. В результате показано, что только броуновская диффузия и термофорез могут быть значимыми механизмами скольжения скоростей в наножидкостях. Все остальные пренебрежимо малы в силу малости размеров

наночастиц. Он разработал двухкомпонентную модель с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц. Впоследствии данная модель получила очень широкое распространение. Однако, как позднее было показано в нашей работе [29], использованное в этой модели выражение для коэффициента термодиффузии для наножидкостей противоречит экспериментальным данным. В результате было предложено новое выражение для коэффициента термофоретической подвижности наночастиц на основе существующих экспериментальных результатов и теоретических концепций. На основе двухкомпонентной модели, учитывающей перенос наночастиц с помощью диффузии и термодиффузии, проведено численное моделирование вынужденной конвекции наножидкости в круглом канале. Показано, что наличие термодиффузии может приводить к изменению концентрации наночастиц в канале. Однако сравнение результатов моделирования с экспериментом в той работе сделано не было. Экспериментальная верификация двухкомпонентной модели теплообмена наножидкости с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц была выполнена в рамках данной диссертационной работы.

Вэнь и Дин [30] рассмотрели несколько дополнительных механизмов, приводящих к неоднородной концентрации частиц в радиальном направлении: неравномерная скорость сдвига, градиент вязкости. Результаты исследования показали, что теоретически эти механизмы также могут привести к значительной неравномерности концентрации частиц и, следовательно, к увеличению теплопроводности по поперечному сечению канала из-за миграции частиц. Однако значения эмпирических коэффициентов, входящих в выражения для этих сил, не были экспериментально обоснованы и были заданы гипотетически.

Далее в работе [31] было выполнено численное моделирование теплообмена наножидкостей на основе комбинированного эйлерово-лагранжевого подхода. Движение наночастиц здесь, в отличие от работ Бонджорно, описывалось методом Лагранжа. При этом также было рассмотрено большое количество сил, действующих на наночастицу (сила Стокса, сила тяжести, подъемная сила, дрейф частиц под действием градиента давления, сила, связанная с виртуальной массой частиц, броуновская сила и термофорез). В результате было показано, что совокупно рассмотренные силы могут приводить к неоднородности концентрации наночастиц. Однако анализ вклада отдельных сил в этой работе не проводился. В то же время Sohn и Kihm [32] показали, что термофорез и броуновская диффузия являются наиболее важными механизмами миграции частиц, а эффектами градиента вязкости и неоднородной скорости сдвига можно пренебречь, что качественно противоречит данным из работы Вэнь и Дин [30].

В работе Бьянко и соавторов [33] сравнивались результаты моделирования ламинарной конвекции наножидкостей с помощью однофазной и двухфазной моделей (подход Лагранжа с учетом силы Стокса). Они показали, что обе модели дают очень близкие результаты, а также то, что модели с температурозависимыми теплофизическими свойствами приводят к более высоким значениям коэффициента теплопередачи при уменьшении трения на стенки. Похожие результаты были получены Азари и др. в работе [34]. Авторы численно исследовали вынужденную конвекцию наножидкости с помощью гомогенной модели и двухфазной лагранжевой модели с учетом зависимости свойств от температуры. Сравнение результатов расчета с экспериментальными значениями показало, что двухфазная модель в среднем является более точной. Однако и однофазная, и двухфазная модели недооценивают число Нуссельта по сравнению с экспериментом.

Хейхат и соавторы [35] провели численное моделирование конвективного теплообмена для наножидкости на водной основе с частицами  $Al_2O_3$  с помощью эйлеровой двухфазной модели с учетом термодиффузии. При этом для определения коэффициента термодиффузии в данной работе использовалась формула из работы Бонджорно [28]. Показано, что термодиффузия снижает концентрацию наночастиц в пограничном слое вблизи стенки. Подход Эйлера–Лагранжа также использовался в работе [36] для изучения характеристик ламинарной теплопередачи наножидкости с частицами  $CuO$ . Сравнение двухфазного и однофазного подходов с экспериментом показало, что двухфазный метод дает более точные результаты. Термодиффузия влияет на конвективный теплообмен, и это влияние становится более заметным на больших расстояниях от входа в трубу. Кроме того, влияние этих двух сил на конвективный теплообмен усиливается при более высоких концентрациях.

Подробные обзоры подходов для описания конвективного теплообмена наножидкостей можно найти в недавних работах [37–39]. Резюмируя результаты литературного обзора по моделированию конвективного теплообмена наножидкостей, можно сформулировать следующие краткие выводы. В настоящее время для моделирования конвективного теплообмена наножидкостей наряду с гомогенной моделью применяется фактически тот же перечень традиционных двухфазных моделей, которые используются для классических дисперсных систем. Это эйлерово-лагранжево описание (модели дискретных частиц DPM и модели дискретных элементов DEM), эйлерово-эйлерово описание (полная модель Эйлера), и различные разновидности моделей смеси (инерционно-диффузионная модель, VOF-метод и др.). Большинство авторов отмечают, что, несмотря на то, что двухфазные модели в среднем лучше предсказывают характеристики теплообмена по сравнению с гомогенной моделью, реальное различие между двухфазными и однофазными моделями, как правило, невелико.

Подчеркивается необходимость учета свойств наножидкостей от температуры. Среди основных механизмов, приводящих к изменению концентрации наночастиц при конвекции наножидкостей, большинство исследователей рассматривают броуновскую диффузию, термофорез и седиментацию частиц. Однако экспериментального обоснования этого в настоящее время нет. Вопрос, имеют ли место какие-то другие механизмы, остается открытым. Кроме того, обзор работ показывает, что в подавляющем большинстве работ для моделирования конвективного теплообмена используются некорректные значения коэффициентов переноса наножидкостей (коэффициенты вязкости, теплопроводности, диффузии и термодиффузии), что ставит под сомнение полученные в них результаты численного моделирования.

Таким образом, несмотря на значительное количество экспериментальных и особенно расчетных работ в области конвективного теплообмена наножидкостей, окончательной ясности относительно механизмов влияния наночастиц на вынужденную конвекцию по-прежнему нет. Кроме того, нет окончательного понимания, как влияет на коэффициент теплоотдачи размер и материал наночастиц. Известны работы, в которых показано, что с увеличением размера наночастиц теплоотдача возрастает. В тоже время есть работы, в которых показано противоположное. Также очевидно, что добавка наночастиц совершенно по-разному влияет на теплообмен в ламинарном и турбулентном режимах. До конца не изучены особенности теплообмена неньютоновских наножидкостей. Результаты экспериментальных и расчетных работ противоречивы и во многом несистемны.

Кроме того, остаются открытыми вопросы об эффективности использования наножидкости в качестве теплоносителя и поиске оптимальных наножидкостей для их использования в тех или иных условиях. Говоря о применении наножидкостей для интенсификации теплообмена, всегда следует учитывать и затраты энергии на ее прокачивание. При этом далеко не всегда очевидно, какой критерий использовать при анализе теплогидравлической эффективности наножидкости. Кроме этого, вместе с теплоотдачей при этом необходимо исследовать и потери давления на прокачивание, чего в подавляющем большинстве работ просто не делается.

Это определяет важность систематических экспериментальных и расчетных исследований вынужденной конвекции наножидкостей, выполненных в данной диссертационной работе [2–5, 26, 27, 29, 40–44]. Всего был изучен конвективный теплообмен для несколько десятков различных наножидкостей с различными наночастицами в широком диапазоне изменения их концентрации и размеров. Исследуемые наножидкости были приготовлены на основе дистиллированной воды и этиленгликоля с наночастицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{TiO}_2$ ,



ZrO<sub>2</sub>, CuO, SiO<sub>2</sub>, и наноалмазов. Объемная концентрация частиц менялась от 0,25 до 6 %. Размер частиц варьировался от 5 до 151 нм. При этом измерения теплообмена сопровождались одновременным измерением коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкостей, что дало возможность для правильной интерпретации полученных результатов. Такого комплексного и систематического исследования вынужденной конвекции наножидкостей до настоящего момента не было.

## 5.1 Описание экспериментальной установки для исследования вынужденной конвекции

Для проведения исследований вынужденной конвекции разработана установка, детально описанная и протестированная в наших работах [3–5, 40–44]. Принципиальная схема установки показана на рис. 5.1. Установка представляет собой замкнутый контур с циркулирующим теплоносителем.



Рис. 5.1 – Схема измерительной установки.

Измерительный участок представляет собой металлическую трубку с заделанными в стенку термопарами. В работе в разное время использовались различные медные и нержавеющие трубки, диаметр которых варьировался от 4 до 10 мм, с толщиной стенок от 0,3 до 1 мм. Длина трубок была от 0,7 до 1 м. Помимо гладких трубок в работе [42] были рассмотрены трубки со сферическими и кольцевыми накатками. Нагрев трубки осуществляется путем подачи на нее с помощью специально разработанных теплоизолированных токоподводов электрического тока. Это обеспечило условие постоянной плотности теплового потока на

стенке. Измерительный участок вместе с подводящими каналами и проводами были теплоизолированы. Измерение температуры на поверхности трубки производится с помощью закрепленных на ее стенках на равном расстоянии друг от друга термодпар ( $T_i$  на рис. 5.1). Помимо этого, измерялась температура на входе ( $T_{in}$ ) и выходе ( $T_{out}$ ) из обогреваемого участка. Кроме этого, на измерительном участке проводилось измерение перепада давления  $\Delta P = P_{in} - P_{out}$ .

В процессе экспериментов определялся локальный коэффициент теплоотдачи, определяемый соотношением:  $\alpha = GC_p (T_{out} - T_{in}) S^{-1} (T_w - T)^{-1}$ , где  $C_p$  – теплоемкость наножидкости,  $T_w$  – локальная температура стенки канала,  $T = T_{in} + \frac{\pi \cdot d \cdot q \cdot x}{G \cdot C_p}$  – средняя локальная температура жидкости в канале,  $x$  – координата по длине канала с начала обогреваемого участка,  $q$  – плотность теплового потока на стенке,  $G$  – расход теплоносителя,  $S$  – площадь боковой поверхности трубки. Оценки [3–5, 40–44] показывают, что общая относительная погрешность измерения коэффициента теплоотдачи составляет около 5 %.

Тестирование установки проводилось на чистых жидкостях (вода, этиленгликоль.) В ламинарном режиме течения локальный коэффициент теплоотдачи сопоставлялся с известной формулой [45] для постоянной плотности теплового потока на стенке, которая является аппроксимацией соответствующего точного решения задачи Греча. В турбулентном режиме средний коэффициент теплоотдачи сравнивался с эмпирической корреляцией А. Михеева [46]. Экспериментальные значения коэффициента гидравлического сопротивления также сравнивались с зависимостями Пуазеля и Блазиуса для ламинарного и турбулентного режимов. Результаты тестирования экспериментальной установки, представленные в работах [2–5, 41–44], показали, что разработанная установка и методика позволяют измерять локальный и средний коэффициент теплоотдачи, а также перепад давления с погрешностью порядка 5 %. Помимо сравнения с известными эмпирическими данными, экспериментальные данные, полученные на установке, систематически сопоставлялись по различным параметрам с данными численного моделирования. Для этого была создана математическая модель рассматриваемой установки с учетом конечной толщины стенок трубки, теплоизоляции, подводящих и отводящих каналов. На рисунке 5.2 показан пример сопоставления расчетного и экспериментального распределения температуры на стенке трубки для воды в различных режимах теплообмена с учетом тепловой изоляции боковой поверхности и подводящих каналов. Было получено хорошее согласие расчета и эксперимента.

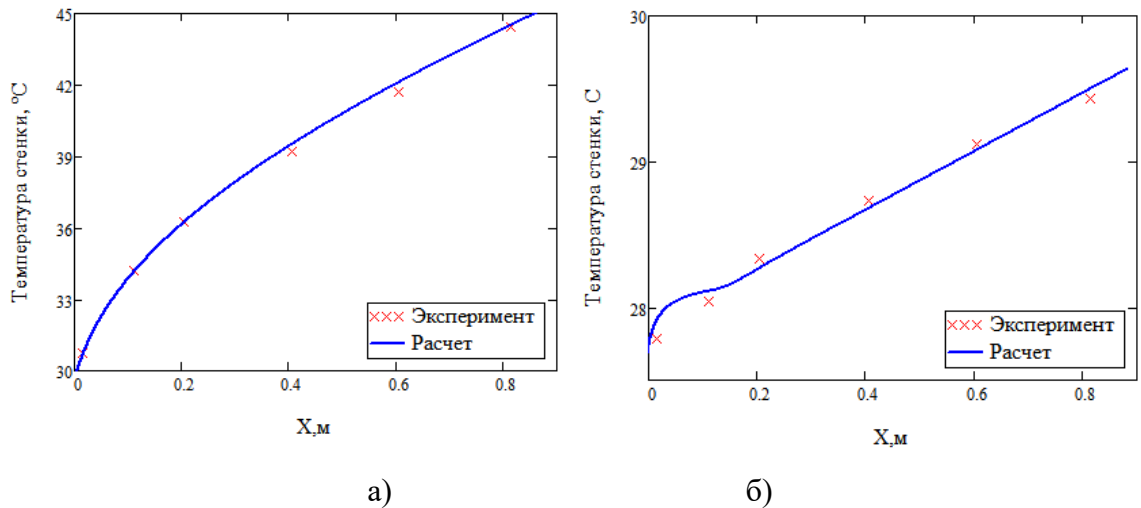


Рис. 5.2 – Сопоставление расчетных и экспериментальных значений температуры на стенке трубки при нагреве воды для  $Re = 520$  (а) и  $Re = 7040$  (б).

## 5.2 Описание математической модели вынужденной конвекции наножидкостей

В диссертации была разработана математическая модель вынужденной конвекции наножидкостей. Для описания гидродинамики и теплообмена наножидкостей рассмотрены несколько подходов. Первый основан на гомогенной модели, в которой наножидкость рассматривается как однородная среда со свойствами, зависящими от концентрации частиц. Второй подход основан на двухкомпонентной модели теплообмена наножидкостей с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц, а также сложной реологии наножидкости.

Описание математической модели вынужденной конвекции наножидкости начнем с гомогенной модели. Данный подход основан на том, что наножидкость рассматривается как однородная среда со свойствами, зависящими от концентрации частиц, которая, в свою очередь, однородна по всему каналу. Для описания течений и теплообмена в этом случае используется гидродинамический подход. Уравнения этой модели имеют следующий вид.

Уравнение неразрывности (5.1), где  $\rho(\varphi)$  – плотность наножидкости,  $\mathbf{v}$  – вектор скорости,  $t$  – время:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (5.1)$$

Уравнение сохранения импульса (5.2), где  $p$  – давление,  $\boldsymbol{\tau}$  – тензор вязких напряжений, компоненты которого определяются как (5.3):

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}) + \rho \mathbf{g} \quad (5.2)$$

$$\tau_{ij} = \mu(\varphi, d, T, \dot{\gamma}) \left( (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{E} \right) \quad (5.3)$$

В уравнении (5.3)  $\mu(\varphi, d, T, \dot{\gamma})$  – это коэффициент вязкости наножидкости, в общем случае зависящий от концентрации  $\varphi$ , размера наночастиц  $d$ , температуры  $T$  и скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ . В третьей главе при систематическом изучении вязкости наножидкости было показано, что примерно в четверти случаев из рассмотренных наножидкость проявляла неньютоновские свойства. Поэтому в диссертации гомогенная модель теплообмена наножидкостей была обобщена на случай неньютоновской реологии. Для этого в рассмотрение была введена эффективная вязкость  $\mu(\dot{\gamma})$ , зависимость которой от скорости сдвига определялась по одной из трех наиболее распространенных реологических моделей вязкопластических жидкостей.

Для ньютоновской наножидкости это:

$$\mu(\dot{\gamma}) = \mu \quad (5.4, а)$$

Для степенной модели:

$$\mu(\dot{\gamma}) = k \dot{\gamma}^{n-1} \quad (5.4, б)$$

Для бингамовской модели:

$$\mu(\dot{\gamma}) = \frac{k \dot{\gamma} + \tau_0}{\dot{\gamma}} \quad (5.4, в)$$

Для модели Хершеля–Балкли:

$$\mu(\dot{\gamma}) = \frac{k \dot{\gamma}^n + \tau_0}{\dot{\gamma}} \quad (5.4, г)$$

В вышеперечисленных уравнениях  $n$ ,  $k$  – коэффициенты соответствующих реологических моделей, данные о которых для наножидкостей приведены в третьей главе.

Скорость определялась как второй инвариант тензора скоростей деформации  $\mathbf{D}$ :

$$\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} \mathbf{D} \cdot \mathbf{D}}. \quad (5.5)$$

Помимо ламинарных течений, большой интерес для различных приложений, связанных с теплообменом, представляют турбулентные течения наножидкости. Несмотря на то, что в настоящее время активно развиваются вихреразрешающие модели для описания турбулентных потоков, для инженерных приложений основным рабочим инструментом остается RANS-подход. И здесь опыт моделирования турбулентных течений в ограниченных областях показывает, что наиболее адекватные результаты, особенно для низкорельнольдсовых течений,

получаются при использовании  $k-\omega$  SST RANS-модели турбулентности [48]. Эта модель и была использована для моделирования турбулентных течений в настоящей работе.

Суть этого подхода заключается в решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}) + \nabla \cdot (-\rho \overline{\mathbf{v}' \mathbf{v}'}') + \rho \mathbf{g} \quad (5.6)$$

В уравнении (5.6)  $\mathbf{v}$  – осредненное по скоростям,  $-\rho \overline{\mathbf{v}' \mathbf{v}'}'$  – тензор рейнольдсовых напряжений, для определения компонентов которого используется гипотеза Буссинеска о изотропной турбулентной вязкости (5.7):

$$-\rho \overline{\mathbf{v}' \mathbf{v}'}' = \mu_t \left( (\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \mathbf{E} \right) - \frac{2}{3} \rho k \mathbf{E} \quad (5.7)$$

В уравнении (5.7)  $\mu_t$  – турбулентная вязкость,  $k$  – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, которые определяются из соответствующих уравнений  $k-\omega$  SST-модели [48].

Для описания теплообмена наножидкости модель дополняется уравнением сохранения энергии, которое записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial (\rho H)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} H) = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla T), \quad (5.8)$$

$$H = \int_{T_0}^T C_p dT \quad (5.9)$$

Здесь  $H$  – энтальпия,  $T$  – температура,  $C_p$  – теплоемкость наножидкости,  $\lambda_{eff}$  – эффективный коэффициент теплопроводности (с учетом турбулентного переноса)  $\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t$ , где  $\lambda_t = \frac{\mu_t C_p}{Pr_t}$ ,  $Pr_t$  – турбулентное число Прандтля,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности наножидкости.

Для замыкания гомогенной модели необходимо определить свойства наножидкости. В отличие от большинства работ, в которых ранее использовалась модель гомогенной наножидкости и в которых свойства наножидкости задавались из известных теоретических формул или эмпирических корреляций, при этом взятых из различных источников, в данной работе использовались экспериментально обоснованные значения коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкости (см. третью и четвертую главу).

Плотность и теплоемкость наножидкости определялись так:

$$\rho = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_f, \quad C_{p_{nf}} = \frac{\phi \rho_p C_{p_p} + (1 - \phi) \rho_w C_{p_w}}{\rho_{nf}} \quad (5.10)$$

В данном уравнении (5.10)  $\phi$  – объемная концентрация наночастиц, индексы  $p$  – соответствуют свойствам частиц, а индексы  $f$  – свойствам базовой жидкости.

Детальное тестирование разработанной гомогенной модели наножидкости приведено в наших работах [4, 26–27]. Было показано, что при использовании экспериментально измеренных коэффициентов переноса гомогенная модель может хорошо описывать данные экспериментов по вынужденной конвекции наножидкостей.

Однако в литературе можно найти примеры, в которых отсутствует согласие результатов расчетов по гомогенной модели и экспериментов, что может свидетельствовать о том, что модель гомогенной наножидкости может адекватно работать не всегда. Основываясь на модели Бонджорно [28], в работе [29] нами была разработана двухкомпонентная модель теплообмена с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц. Было показано, что использованное в модели Бонджорно выражение для коэффициента термодиффузии для наножидкостей противоречит экспериментальным данным. В результате было предложено новое выражение для коэффициента термофоретической подвижности наночастиц на основе существующих экспериментальных результатов и теоретических концепций. Однако сравнение результатов моделирования с экспериментом в той работе сделано не было. Экспериментальная верификация двухкомпонентной модели теплообмена наножидкости с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц была выполнена в рамках данной диссертационной работы.

Основные уравнения этой модели совпадают с уравнениями (5.1–5.5, 5.8, 5.9) для гомогенной модели. В дополнение вводится уравнение переноса концентрации наночастиц:

$$\frac{\partial(\rho c)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} c) = \nabla \cdot (D \rho \nabla c) + \nabla \cdot (D_T \rho c \nabla T), \quad (5.11)$$

Здесь  $c$  – массовая концентрация наночастиц,  $D$  – коэффициент диффузии,  $D_T$  – коэффициент термодиффузии.

Коэффициент диффузии наночастиц в базовой жидкости определялся из уравнения Эйнштейна–Стокса (5.12), где  $k$  – постоянная Больцмана,  $d_p$  – диаметр наночастиц:

$$D = \frac{kT}{3\pi\mu d_p}, \quad (5.12)$$

Как показано методом молекулярной динамики в работах [47, 48], коэффициент Эйнштейна–Стокса вполне пригоден для описания диффузии наночастиц, если только их размеры не слишком малы (больше 10–15 нм).

Задание коэффициента термодиффузии для наножидкостей является более сложной проблемой. Экспериментальных данных о поведении этого коэффициента для наночастиц в литературе практически нет. В настоящее время широко используется эмпирическое

выражение, использованное Бонджорно [28] и полученное ранее на основе экспериментальных данных для газовзвесей и суспензий микрочастиц:

$$D_T = 0.26 \frac{\lambda_f \mu_f}{\rho_f T (2\lambda_f + \lambda_p)} \quad (5.13)$$

Формула (5.13) использовалась для моделирования термофореза в наножидкостях во многих работах см., например, [32, 35, 49]. Однако данная формула качественно противоречит экспериментальным данным и данным молекулярной динамики для широкого круга наносуспензий [50–55], согласно которым коэффициент Соре  $S_T = D_T / D$  не зависит от вязкости. Согласно же формуле (5.13)  $S_T \sim \mu_f^2$  и, как следствие этому, убывает с ростом температуры, а согласно данным экспериментов должен с ростом температуры возрастать. На основании экспериментальных и теоретических данных для широкого круга коллоидных растворов в работе [30] для коэффициента термодиффузии предложена следующая формула (5.14), где коэффициент пропорциональности  $\alpha$  выбирается так, чтобы значения  $D_T$  соответствовали экспериментальным:

$$D_T = \alpha \frac{\beta_T \lambda_f}{\mu_f (2\lambda_f + \lambda_p)} \quad (5.14)$$

Там же было показано, что имеющиеся экспериментальные данные по коэффициенту термодиффузии хорошо описываются формулой (5.14) при  $\alpha = 10^{-9}$ . В связи с этим в дальнейших расчетах используется именно это значение  $\alpha$ .

Таким образом, в диссертации была разработана математическая модель конвективного теплообмена наножидкостей с учетом реологии, термодиффузии частиц и турбулентности.

### **5.3 Результаты экспериментального исследования вынужденной конвекции наножидкостей в ламинарном режиме**

Проведено систематическое исследование ламинарного теплообмена наножидкостей в прямых круглых каналах при постоянной плотности теплового потока на стенке. Результаты этих исследований подробно описаны в работах [3, 4, 26, 27, 29, 44]. Вначале была изучена зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации наночастиц. Типичные результаты экспериментов показаны на рисунках 5.3–5.5. Сопоставление локальных значений коэффициента теплоотдачи для наножидкости с различными концентрациями частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , размером 150 нм, вдоль трубки при фиксированном расходе, значение которого соответствует числу Рейнольдса для воды, равному 250, представлено на рис. 5.3 (а). Как видно, локальный

коэффициент теплоотдачи монотонно увеличивается с увеличением концентрации наночастиц. Максимальное превышение коэффициента теплопередачи для данной наножидкости составляет около 25 % при объемной концентрации частиц 6 %. Также важно, что в этом эксперименте существует стабилизированная область для теплопередачи. Анализ результатов измерений показывает, что прирост коэффициента теплоотдачи, вызванный увеличением концентрации наночастиц в стабилизированной области, прямо пропорционален увеличению коэффициента теплопроводности наножидкости. Этого следовало ожидать, потому что согласно теории Греча на стабилизированном участке теплообмена (в случае постоянного теплового потока на стенке канала и в предположении о том, что свойства жидкости слабо зависят от температуры) число Нуссельта является постоянным и равным  $Nu = 4,36$ . На рис. 5.3 (б) показана зависимость локального значения числа Нуссельта для этого эксперимента. Действительно, экспериментальные значения числа Нуссельта для различных концентраций наночастиц в стабилизированной области в пределах экспериментальной ошибки соответствуют значению 4,36. Таким образом, было показано, что коэффициент теплоотдачи в стабилизированной области фактически пропорционален коэффициенту теплопроводности наножидкости.

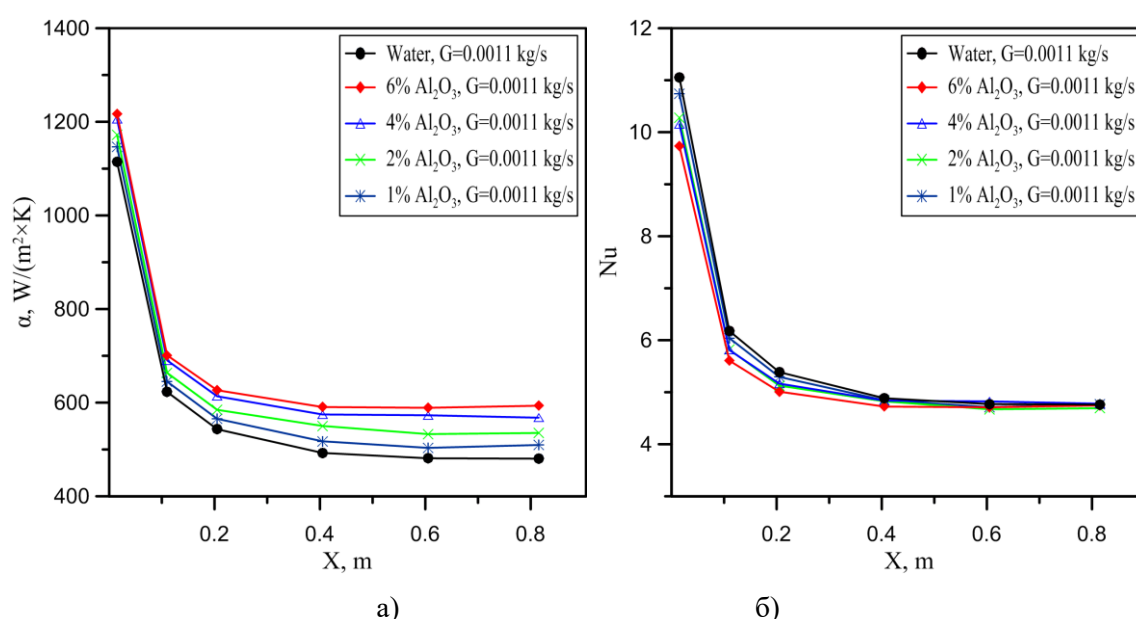


Рис. 5.3 – Распределение локального коэффициента теплоотдачи (а) и числа Нуссельта (б) для наножидкости с частицами  $Al_2O_3$  (150 нм).

Также было изучено влияние добавки наночастиц на поведение среднего коэффициента теплоотдачи. При этом необходимо отметить один важный момент, нехарактерный для других методов интенсификации теплообмена. Было показано, что для наножидкости превышение коэффициента теплоотдачи над базовой жидкостью зависит от критерия, при котором



производится анализ (фиксированный расход теплоносителя или фиксированное число Рейнольдса). Эксперименты показали, что повышение теплоотдачи за счет применения наножидкости при фиксированном числе Рейнольдса значительно выше, чем превышение теплоотдачи при фиксированном расходе. Так, для описанной выше шестипроцентной наножидкости с частицами оксида алюминия (150 нм) при фиксированном значении числа Рейнольдса превышение среднего коэффициента теплоотдачи, по сравнению с водой, составляет около 30 %, в то время как при фиксированном значении расхода это превышение составляет около 16 %.

Еще более показательными являются полученные результаты исследования ламинарной вынужденной конвекции наножидкости на основе воды с частицами оксида меди (55 нм). Коэффициенты вязкости и теплопроводности данной наножидкости приведены в третьей и четвертой главе. Особенность данной наножидкости состоит в том, что она является неньютоновской при высоких концентрациях частиц. Проведенные измерения показали, что добавление наночастиц существенно увеличивает и локальный, и средний коэффициенты теплоотдачи. Сопоставление измеренных значений локального коэффициента теплоотдачи для воды и для двухпроцентной наножидкости при двух различных расходах теплоносителя показало, что использование наножидкости позволяет примерно на 12 % интенсифицировать локальную теплоотдачу по длине канала.

Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от расхода при различной концентрации наночастиц для данной наножидкости показана на рисунке 5.4. При одинаковом значении расхода  $\alpha$  для  $\varphi = 2$  об. % примерно на 13 % выше аналогичного значения для воды, что соответствует приращению локального коэффициента теплоотдачи. С уменьшением концентрации наночастиц величина коэффициента теплоотдачи монотонно стремится к значению, соответствующему чистой воде. Немонотонность поведения коэффициента теплоотдачи для 0,25 % концентрации частиц  $\text{CuO}$  при больших расходах, а также резкий рост  $\alpha$  для воды связаны с переходом к турбулентному режиму течения. Для наножидкости с большой концентрации частиц такого перехода не наблюдается в силу их более высокой вязкости.

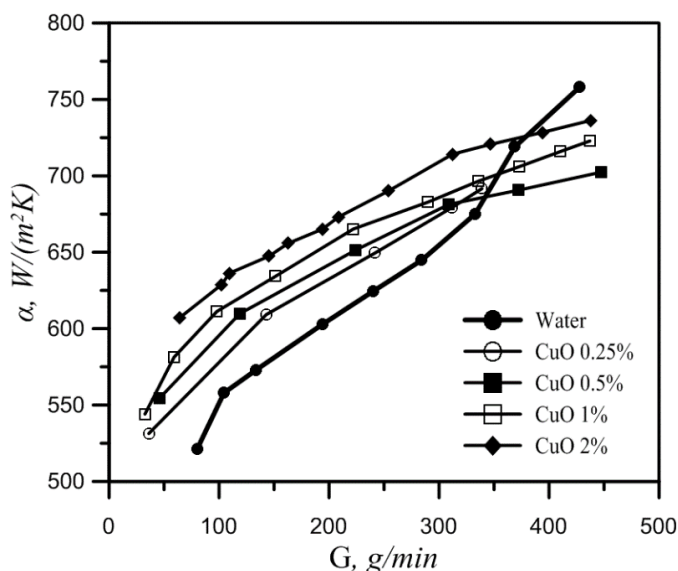


Рис. 5.4 – Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от расхода для различных концентраций наночастиц.

Как уже было отмечено выше, в большинстве работ, посвященных исследованию вынужденной конвекции наножидкостей, анализируется поведение  $\alpha$  в зависимости от  $Re$ . Данная зависимость приведена на рисунке 5.5. Поскольку исследуемая наножидкость имеет неньютоновские свойства, то число Рейнольдса в данном случае определялось стандартным для этого случая образом по формуле (5.15), где  $n$  и  $K$  реологические параметры наножидкости, измеренные в эксперименте:

$$Re = \frac{\rho U^{2-n} d^n}{K \cdot 8^{n-1} \left( \frac{3n+1}{4n} \right)^n} \quad (5.15)$$

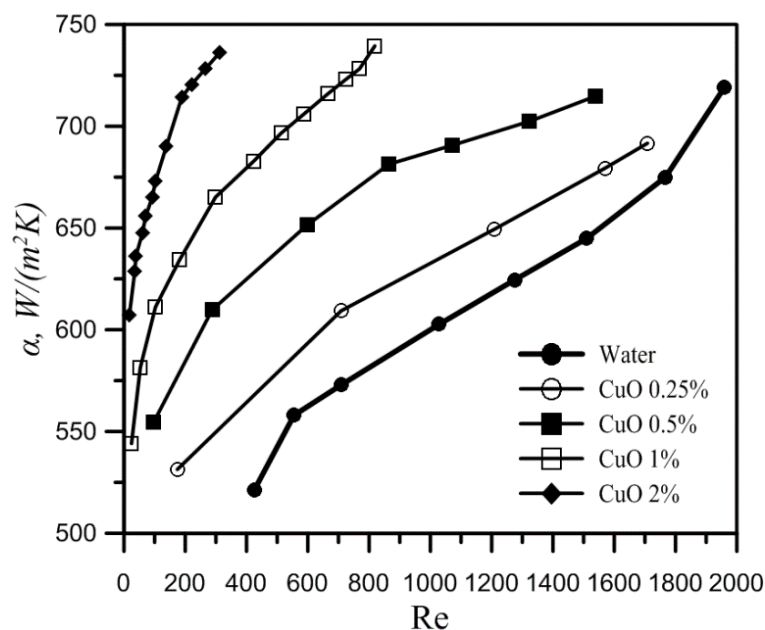


Рис. 5.5 – Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для различных концентраций наночастиц.

Из сравнения рис. 5.4 и 5.5 видно, что наблюдаемая интенсификация теплообмена при фиксированном числе Рейнольдса существенно превосходит интенсификацию при фиксированном расходе жидкости. Так, при фиксированном значении числа Рейнольдса значение коэффициента теплоотдачи для двухпроцентной наножидкости более чем на 40 % выше аналогичного значения для воды. Аналогичное поведение наблюдалось и для других исследованных нами наножидкостей [44].

Для качественного понимания взаимосвязи между коэффициентом теплоотдачи и концентрацией наночастиц воспользуемся известной формулой  $Nu = 1.55 \cdot (Re \cdot Pr \cdot d / L)^{0.33}$  [46], по которой можно оценить теплообмен на участке установления. Не трудно показать, что согласно этой формуле коэффициент теплоотдачи при фиксированном расходе пропорционален комплексу  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67}$ , а при фиксированном значении числа Рейнольдса комплексу  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67} \cdot \mu^{0.33}$ . Таким образом, во втором случае ( $Re = const$ ) значение коэффициента теплоотдачи больше на величину  $\mu^{0.33}$ . А поскольку в случае с наножидкостью при добавлении наночастиц коэффициент вязкости всегда возрастает, то приращение коэффициента теплопередачи при фиксированном числе Рейнольдса всегда будет больше, чем при фиксированном расходе теплоносителя. Анализ работ других авторов также подтверждает этот факт. В статьях, в которых эффективность теплопередачи анализировалась при фиксированном числе Рейнольдса, обычно сообщалось о больших приращениях коэффициента теплоотдачи.

Несмотря на то, что в экспериментах получена значительная интенсификация теплообмена, с практической точки зрения для повышения эффективности теплообмена наиболее важным параметром является не расход жидкости, и тем более не число Рейнольдса, а мощность, затрачиваемая насосом на прокачивание теплоносителя. Отличие данной работы от множества аналогичных работ по исследованию вынужденной конвекции наножидкостей заключается в том, что в данной работе измерения коэффициента теплоотдачи всегда сопровождались измерениями перепада давления или мощности, затрачиваемой насосом на прокачивание. Здесь в качестве примера на рис. 5.6 приводим зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от мощности, затрачиваемой насосом.

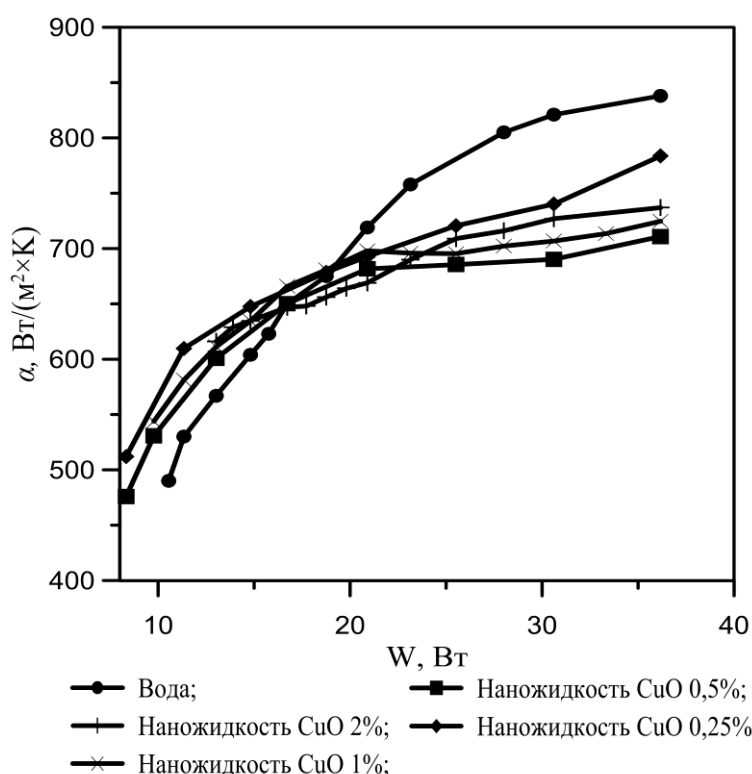


Рис. 5.6 – Зависимость коэффициента теплоотдачи от мощности насоса.

Видно, что если анализировать поведение теплоотдачи в зависимости от мощности насоса, используемого для прокачивания жидкости, то ситуация меняется. Обнаруживается, что наиболее эффективной жидкостью для повышения коэффициента теплоотдачи в данном случае является не 2 %, а 0,25 % наножидкость. Это связано с тем, что вязкость 2%-ной наножидкости почти в 15 раз выше 0,25%-ной, и необходимо затрачивать большую мощность на ее прокачивание. Тем не менее, выигрыш от применения 0,25%-ной наножидкости по сравнению с водой при одинаковой мощности насоса в ламинарном режиме составляет величину порядка 6 %.

Другой пример анализа теплогидравлической эффективности наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (150 нм) показан на рис.5.7. Здесь построена зависимость коэффициента теплоотдачи от перепада давления, затрачиваемого на прокачивание наножидкости. Как видно, при фиксированных затратах на прокачивание данная наножидкость позволяет получить ощутимый прирост коэффициента теплоотдачи по сравнению с водой. По этому критерию эта наножидкость является гораздо эффективнее предыдущей.

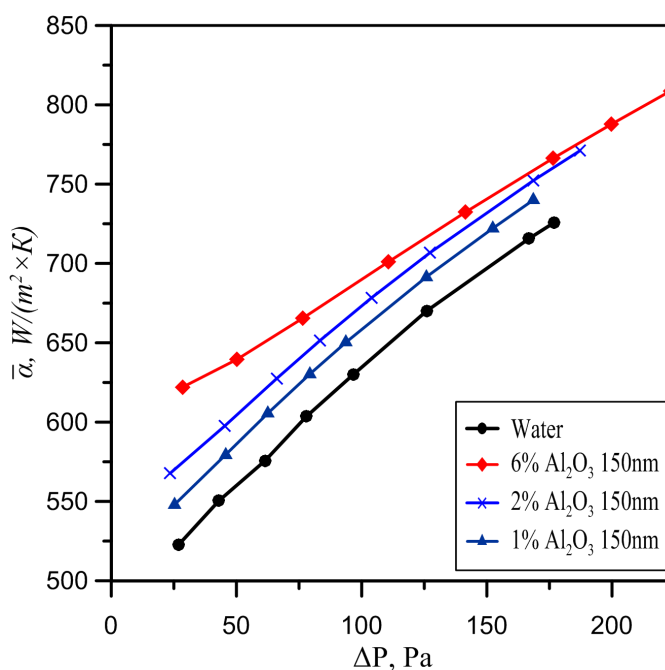


Рис. 5.7 – Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от перепада давления при теплообмене наножидкости с частицами оксида алюминия.

Теплофизические свойства наножидкостей, в частности их вязкость и теплопроводность, зависят от размера частиц (см. главы 3 и 4). Естественно ожидать такой зависимости и у коэффициента теплоотдачи. Зависимость коэффициента теплоотдачи изучалась для нескольких различных наножидкостей. На рисунке 5.8 показана такая зависимость для наножидкостей на водной основе с частицами  $\text{ZrO}_2$  со средним размером 44 и 105 нм. Объемная концентрация наночастиц в экспериментах была равна 4 %. Как видно, коэффициент теплоотдачи наножидкости при ламинарной вынужденной конвекции зависит от размера частиц и увеличивается с его увеличением.

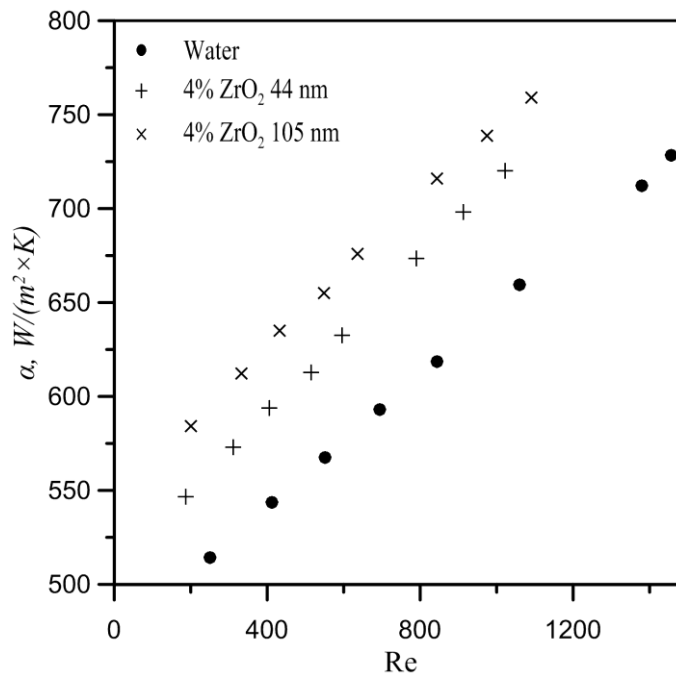


Рис. 5.8 – Средний коэффициент теплоотдачи в зависимости от числа Рейнольдса для наножидкостей с частицами различного среднего размера.

Напомним, что согласно оценкам по формуле  $Nu = 1.55 \cdot (Re \cdot Pr \cdot d / L)^{0.33}$  средний коэффициент теплоотдачи в ламинарном режиме при фиксированном расходе жидкости пропорционален  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67}$ . В четвертой главе было установлено, что с увеличением размера наночастиц коэффициент теплопроводности наножидкостей возрастает, поэтому при  $G = \text{const}$ , при увеличении размера частиц коэффициент теплоотдачи также должен возрастать. При фиксированном  $Re$  теплоотдача пропорциональна  $\bar{\alpha} \sim Cp^{0.33} \cdot \lambda^{0.67} \cdot \mu^{0.33}$ . В третьей главе показано, что коэффициент вязкости наножидкости увеличивается с уменьшением размера наночастиц. В этом случае с увеличением размера частиц мы сталкиваемся с двумя разнонаправленными тенденциями: вязкость уменьшается, а теплопроводность увеличивается. Следовательно, зависимость коэффициента теплоотдачи от размера частиц при  $Re = \text{const}$  может иметь экстремум. Наличие подобной зависимости, помимо всего прочего, позволяет объяснить причину того, почему у одних авторов коэффициент теплоотдачи растет с ростом размеров наночастиц, а у других, напротив, снижается.

Поскольку коэффициенты теплопроводности и вязкости наножидкостей с частицами одинакового размера, но разного материала отличаются, стоит ожидать и разных коэффициентов теплоотдачи. В нашей недавней работе [44] было это показано. Для этого проведено сравнение теплоотдачи для наножидкостей с частицами  $TiO_2$  и  $Al_2O_3$  одинакового размера – 150 нм при концентрации частиц 4 %. При прочих равных условиях увеличение

коэффициента теплоотдачи для наножидкости с частицами оксида алюминия при фиксированном числе Рейнольдса составляет около 21 %, тогда как у наножидкостей с частицами оксида титана – около 12 %. Таким образом, было показано, что при одинаковом среднем размере наночастиц и одинаковой концентрации наножидкости с различными материалами частиц могут иметь различные коэффициенты теплоотдачи.

#### 5.4. Результаты экспериментального исследования вынужденной конвекции наножидкостей в турбулентном режиме

Далее было проведено систематическое исследование турбулентного теплообмена наножидкостей в прямых круглых каналах при постоянной плотности теплового потока на стенке. Результаты этих исследований подробно описаны в работах [5, 41–43]. Вначале была изучена зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации наночастиц. Эксперименты по исследованию коэффициента теплоотдачи и перепада давления были проведены в диапазоне чисел Рейнольдса от 2000 до 12 000 для воды. В первой серии экспериментов была исследована зависимость среднего коэффициента теплоотдачи и величины перепада давления в круглом канале от концентрации наночастиц. Типичные результаты экспериментов для наносuspензии с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (150 нм) показаны на рис. 5.9 и 5.10. Графики теплоотдачи построены в зависимости от числа Re и расхода теплоносителя. Как видно из представленных данных, приращение теплоотдачи зависит от критерия, при котором проводится сравнение. Похожее поведение отмечалось нами при описании ламинарной конвекции.

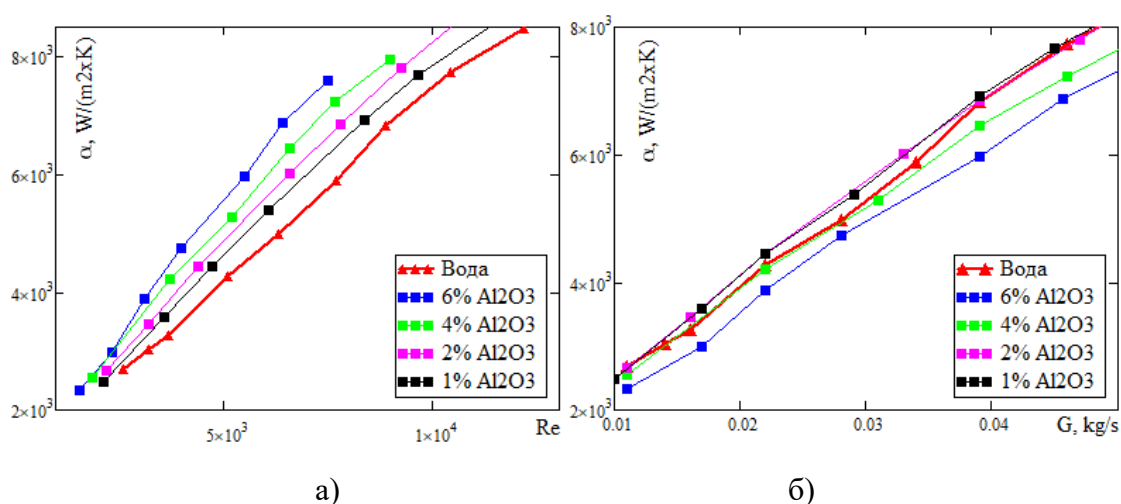


Рис. 5.9 – Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса (а) и от расхода (б) для наножидкости с частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (150 нм).

Однако при турбулентной конвекции это обстоятельство проявляется гораздо сильнее. Так при  $Re = \text{const}$  (рис. 5.9 (а)) наножидкость с 6%-ной концентрацией наночастиц оксида алюминия позволяет интенсифицировать теплообмен примерно на 30 %. И с увеличением концентрации наночастиц величина  $\alpha$  монотонно увеличивается. При фиксированном значении расхода теплоносителя (рис. 5.9 (б)) наножидкость с 6%-ной концентрацией наночастиц ухудшает теплообмен примерно на 10 %. Зависимость коэффициента теплоотдачи от концентрации частиц немонотонная и имеет максимум в районе 1 % наночастиц. Похожие результаты были получены нами и для наножидкости с частицами оксида кремния, размером 25 нм [5]. Было показано, что при  $Re = \text{const}$  значение коэффициента теплоотдачи для двухпроцентной концентрации наночастиц  $\text{SiO}_2$  более чем на 15 % выше аналогичного значения для воды. А при  $G = \text{const}$  значение  $\alpha$  примерно на 10 % ниже аналогичного значения для воды. Таким образом, показано, что с увеличением концентрации наночастиц при турбулентной вынужденной конвекции  $\alpha$  при  $Re = \text{const}$  возрастает. А при  $G = \text{const}$  может снижаться.

Объяснить такое поведение можно с помощью анализа критериальных соотношений для турбулентной вынужденной конвекции. На рисунке 5.10 приведена построенная с помощью полученных экспериментальных данных зависимость числа  $Nu$  от числа  $Re$  для различных концентраций наночастиц. Анализ показывает, что экспериментальные точки с разбросом, не превышающим 10 %, описываются известной формулой  $Nu = 0.021 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.43}$  [46] для теплообмена в случае развитого турбулентного течения, что само по себе важно, поскольку подтверждает справедливость гипотезы о гомогенных свойствах наножидкостей.

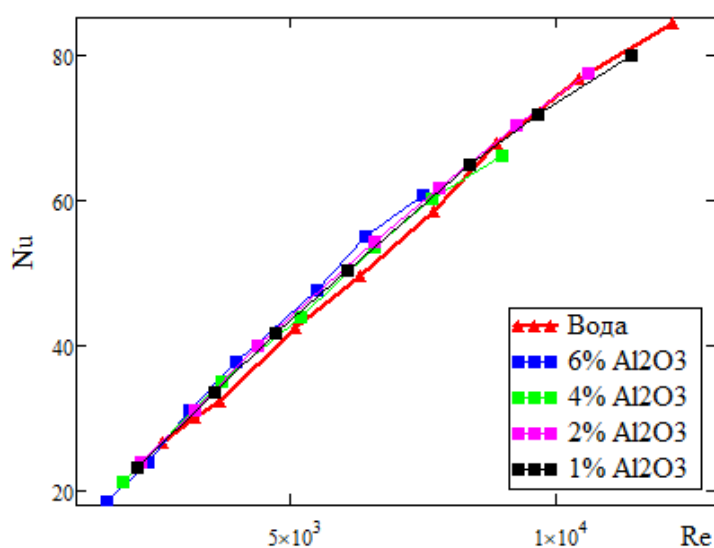


Рис. 5.10 – Зависимость  $Nu$  от  $Re$  при различных концентрациях наночастиц оксида алюминия.



Для качественного понимания зависимости  $\alpha$  от концентрации наночастиц по аналогии с тем, как мы это сделали для ламинарного случая, обратимся к анализу этой формулы. Из анализа следует, что коэффициент теплоотдачи при турбулентной вынужденной конвекции  $\alpha \sim Cp^{0.43} \cdot \mu^{0.43} \cdot \lambda^{0.57} n_{pu} \text{ при } Re = const$  и  $\alpha \sim Cp^{0.43} \cdot \mu^{-0.37} \cdot \lambda^{0.57} n_{pu} \text{ при } G = const$ . Используя экспериментальные данные о коэффициентах переноса наножидкости с частицами  $Al_2O_3$ , можно построить эти соотношения в виде графиков, показанных на рисунке 5.11. Здесь же для сравнения отложены экспериментальные данные с графиков на рисунке 5.9. Таким образом, в первом случае ( $Re = const$ ) при использовании наножидкости в качестве теплоносителя мы всегда будем получать увеличение коэффициента теплоотдачи, поскольку с увеличением концентрации части и вязкость, и теплопроводность наножидкостей возрастают. В случае же фиксированного расхода теплоносителя с ростом вязкости коэффициент теплоотдачи, напротив, уменьшается. И если рост коэффициента теплопроводности не может компенсировать это уменьшение, то теплообмен по сравнению с водой будет ухудшаться. Это хорошо видно из рисунка 5.11. В случае фиксированного расхода коэффициент теплоотдачи в турбулентном режиме имеет максимум при некоторой концентрации частиц. В данном случае этот максимум достигается при концентрации близком к 1 %, что согласуется с нашими экспериментальными данными (см. рис. 9 (б)). Очевидно, что положение этого максимума и максимальное значение интенсификации теплообмена индивидуально для каждой наножидкости и зависит от материала и размера наночастиц, а также свойств базовой жидкости.

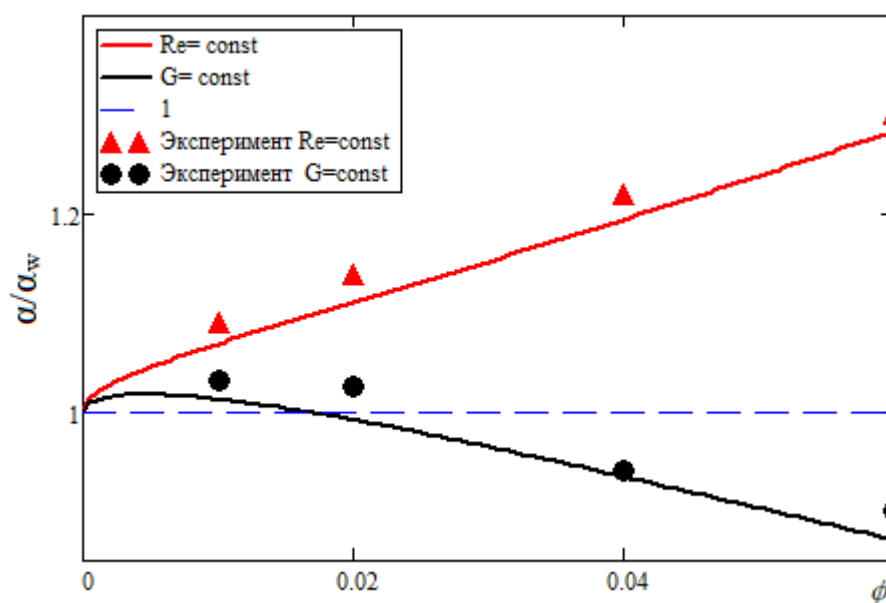


Рис. 5.11 – Зависимость интенсификации теплообмена от концентрации наночастиц оксида алюминия 150 нм.

Таким образом, было установлено ключевое для наножидкостей отличие турбулентного теплообмена от ламинарного. При ламинарном режиме течения  $\alpha$  с увеличением концентрации наночастиц всегда возрастает (и при  $G = \text{const}$ , и при  $Re = \text{const}$ ). В турбулентном случае при  $Re = \text{const}$  с увеличением концентрации наночастиц  $\alpha$  также возрастает. А вот при  $G = \text{const}$  может иметь место снижение  $\alpha$  с ростом концентрации частиц. Таким образом, было показано, что интенсификация теплообмена за счет применения наножидкостей в турбулентном режиме является нетривиальной задачей. Положительный для интенсификации теплообмена эффект зависит от соотношения между вязкостью и теплопроводностью наножидкости, а значит, от материала частиц и их размера. Этим, по-видимому, и объясняется столь широкий разброс и противоречивость данных по турбулентному теплообмену у различных авторов.

Кроме этого, для практических целей интерес представляет зависимость перепада давления в канале от концентрации наночастиц. Типичные данные здесь приведены на рис. 5.12. Как видно, с увеличением концентрации наночастиц величина потерь давления в канале возрастает. При  $Re = \text{const}$  шестипроцентная концентрация наночастиц повышает перепад давления в 2,4 раза, а при  $G = \text{const}$  – в 1,12 раз. Столь сильное различие в перепаде давления можно объяснить, если проанализировать известную формулу Блазиуса для турбулентного коэффициента трения  $\lambda = 0.316 Re^{-0.25}$ . Из нее следует, что перепад давления в канале  $\Delta P \sim \frac{\mu^2}{\rho}$  при  $Re = \text{const}$  и  $\Delta P \sim \mu^{0.25} \cdot \rho^{0.75}$  при  $G = \text{const}$ . Если подставить в эти оценки приращение вязкости для шестипроцентной наножидкости, в данном случае примерно равное 1,6, то получим близкие к эксперименту приращения перепада давлений.

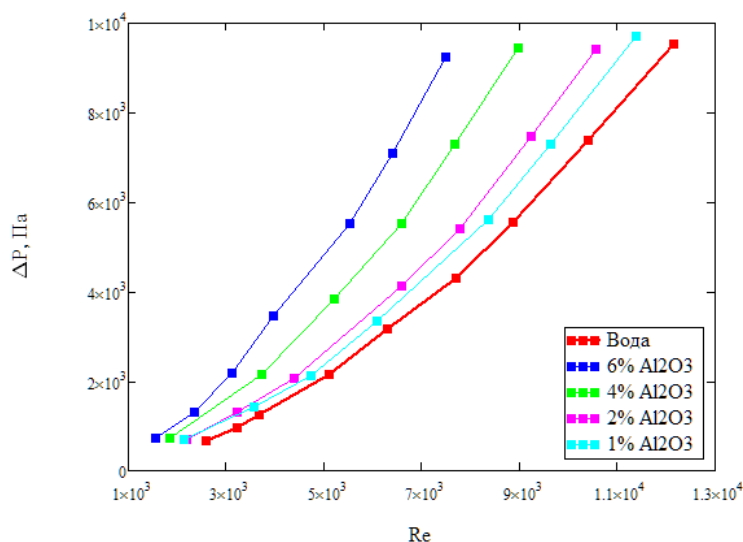


Рис. 5.12 – Зависимость  $\Delta P$  от числа Рейнольдса для различных концентраций наночастиц  $Al_2O_3$  (150 нм).

В дальнейшем было проведено исследование влияния размера наночастиц на величину  $\alpha$  и  $\Delta P$  в канале. Эти исследования проводились для наножидкостей с наночастицами оксида кремния, циркония и алюминия различных размеров [5, 41–43]. Здесь в качестве примера приводим данные для наножидкостей, приготовленных на основе дистиллированной воды и наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  со средним размером частиц 50 и 150 нм и объемной долей 2 %. На рисунке 5.13 представлен график зависимости среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для наножидкостей с различным размером частиц. Из графика видно, что при  $Re = \text{const}$  значение  $\alpha$  увеличивается с увеличением размера частиц. Так, для наножидкости с размером частиц 150 нм  $\alpha$  увеличивается в среднем на 13 %, в то время как для наножидкости с размером частиц 50 нм только на 9 %.

Исследования вынужденной конвекции для наножидкостей с частицами оксида кремния, выполненные нами в более широком диапазоне размеров наночастиц [5], показали, что зависимость коэффициента теплоотдачи носит более сложный характер. В этой работе исследовано пять различных фракций наночастиц в диапазоне от 10 до 100 нм. В результате было показано, что при фиксированном расходе теплоносителя коэффициент теплоотдачи монотонно возрастал с ростом среднего размера наночастиц, а при фиксированном значении числа Рейнольдса имелся экстремум при размере, равном 25 нм.

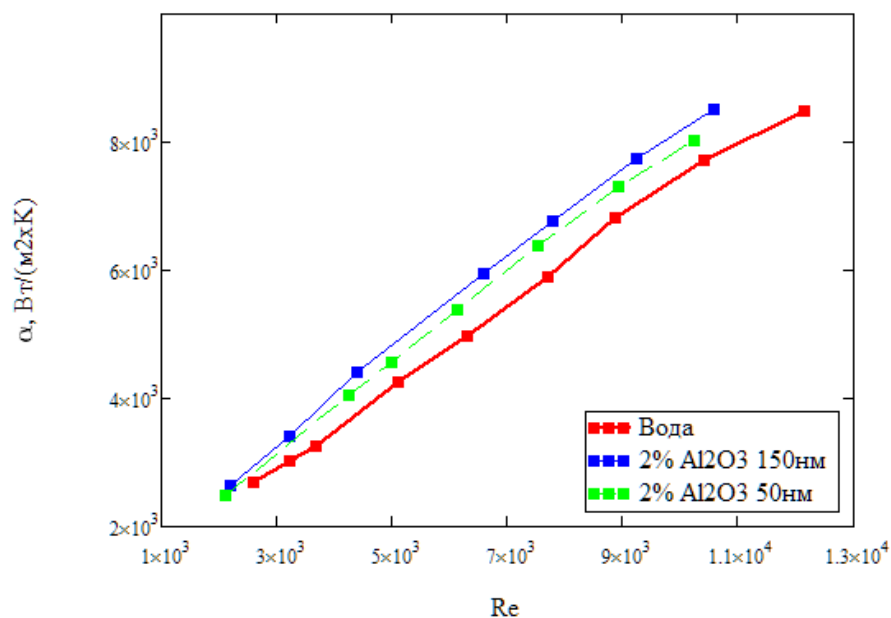


Рис. 5.13 – Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса для различных размеров наночастиц.

Используя экспериментальные данные и построенные на их основе эмпирические корреляции о коэффициентах вязкости и теплопроводности наножидкостей, приведенные в главе 3 и 4, с помощью формулы  $Nu = 0.021 \cdot Re^{0.8} Pr^{0.43}$  для наножидкости с частицами оксида алюминия построены зависимости относительного коэффициента теплоотдачи от размера наночастиц. Эти зависимости для случаев фиксированного числа  $Re$  и фиксированного расхода теплоносителя приведены на рис. 5.14. Для сравнения на графике также отложены экспериментальные данные с 5.13. Как видно, зависимость коэффициента теплоотдачи действительно имеет комплексный характер. При фиксированном расходе коэффициент теплоотдачи монотонно возрастает с ростом размера наночастиц. При фиксированном числе Рейнольдса имеется экстремум в районе 80 нм. Такое поведение определяется зависимостью свойств данной наножидкости от размера наночастиц. Коэффициент вязкости наножидкости уменьшается, а коэффициент теплопроводности, напротив, увеличивается с ростом среднего размера наночастиц. Это и определяет поведение теплоотдачи, которая  $\alpha \sim \mu^{0.43} \cdot \lambda^{0.57}$  при  $Re = const.$  и  $\alpha \sim \mu^{-0.37} \cdot \lambda^{0.57}$  при  $G = const.$  Поскольку зависимость от размера наночастиц у каждой наножидкости является индивидуальной, очевидно, что и вид кривых на рисунке 5.14, будет зависеть от концентрации и материала наночастиц, а также температуры теплоносителя на входе.

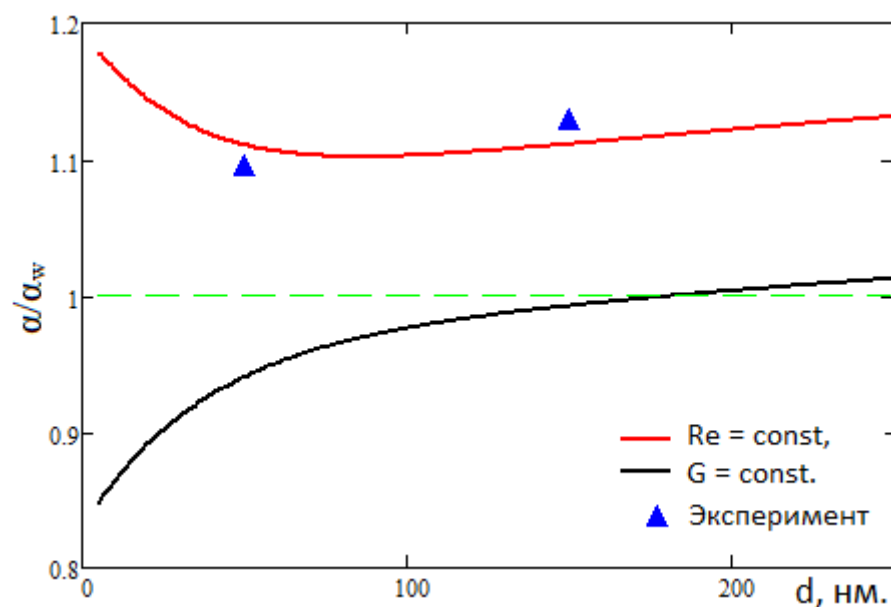


Рис. 5.14 – Зависимость интенсификации теплообмена от размера наночастиц оксида алюминия при их концентрации 2 %.

Так, например, в наших работах [5, 41] было показано, что применение наножидкости на основе оксида алюминия при прочих равных условиях существенно выгоднее применения

наножидкости на основе оксида кремния, поскольку сильнее увеличивает коэффициент теплоотдачи при более низких потерях давления. Это дает возможность управления процессом теплообмена при помощи выбора нужной концентрации частиц, их размера и материала. Кроме того, было установлено значительное влияние входной температуры наножидкости в качестве теплоносителя на эффективность теплообмена. Повышение температуры на входе с 15 °С до 25 °С приводит к 30 % росту теплоотдачи. Это связано с тем, что с ростом температуры коэффициент теплопроводности растет, а вязкость, напротив, падает. Поэтому более эффективно использовать наножидкости при более высоких температурах теплоносителя.

С практической точки зрения важно знать зависимость потерь давления в канале от размера наночастиц. Эти данные были приведены в наших работах [5, 41–43]. На рисунке 5.15 представлен типичный график зависимости величины перепада давления при турбулентном течении от числа Рейнольдса для наножидкостей с различным размером наночастиц. Видно, что для наножидкости с меньшим размером частиц величина перепада давления выше. Воспользовавшись формулой Блазиуса для коэффициента трения при турбулентном течении в трубе и экспериментальными данными по вязкости наножидкостей с различным размером наночастиц, построим зависимости относительных потерь давления от размера наночастиц. Эти зависимости приведены на рис. 5.16.

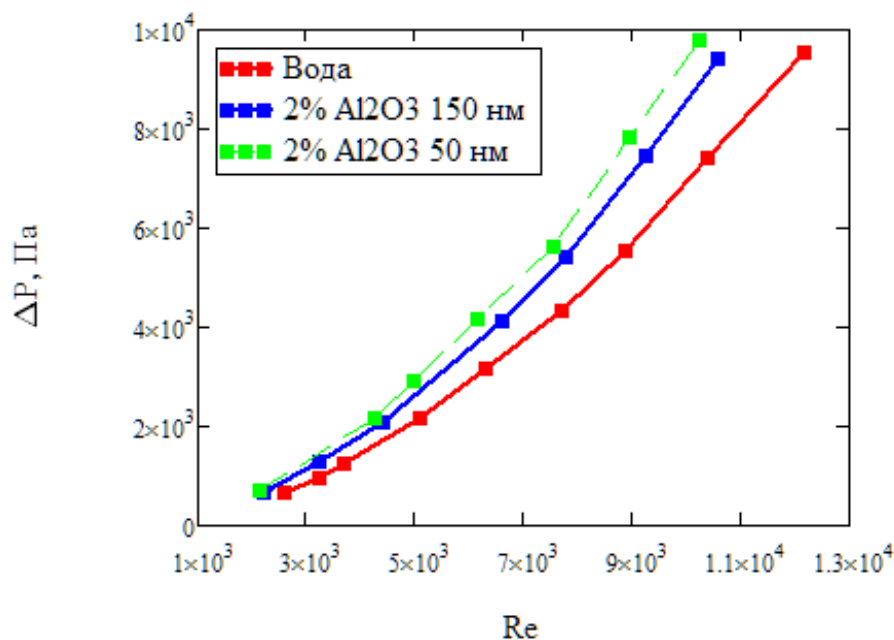


Рис. 5.15 – Зависимость величины перепада давления от числа Рейнольдса.

Как видно, экспериментальные точки для различных размеров наночастиц хорошо согласуются с эмпирической зависимостью. Кроме того, можно заметить, что зависимость потерь давления от размера наночастиц и в случае фиксированного расхода, и в случае фиксированного числа Рейнольдса носит монотонный характер. С увеличением размера наночастиц потери давления уменьшаются. Этот факт можно объяснить уменьшением коэффициента вязкости с увеличением размера частиц.

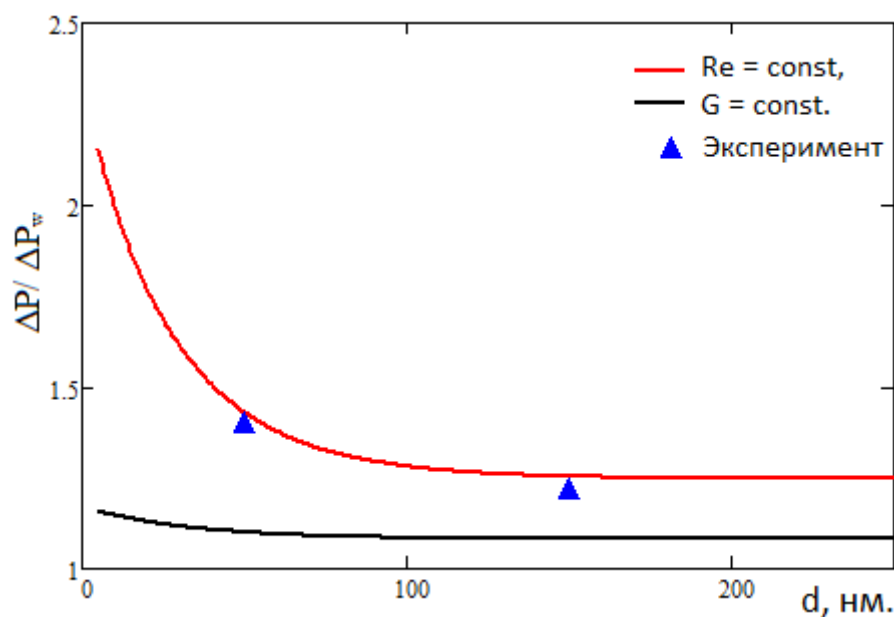


Рис. 5.16 – Зависимость относительного перепада давления от размера наночастиц оксида алюминия при их концентрации 2 %.

### 5.5. Численное моделирование вынужденной конвекции наножидкостей

Проведено численное моделирование конвективного теплообмена наножидкостей в круглых каналах. Для расчетов использовались математические модели, описанные в разделе 5.2. Вначале с помощью численного моделирования исследован ламинарный теплообмен ньютоновской наножидкости. Для этого была рассмотрена наножидкость на основе воды с частицами  $Al_2O_3$  (150 нм). При моделировании использовались экспериментально измеренные значения коэффициентов вязкости и теплопроводности данной наножидкости, представленные в третьей и четвертой главах. Постановка моделирования аналогична постановке, используемой в работе [29], и соответствовала постановке эксперимента [44]. Вначале расчеты проведены без учета влияния термодиффузии на теплообмен. На рис. 5.17 (а) представлены профили скорости в канале при различных концентрациях наночастиц. Расчеты проведены для постоянного расхода равного 0,0011 кг/с. Как видно из представленного графика, с ростом концентрации

наночастиц максимум скорости снижается. Это связано с тем, что увеличение плотности наножидкости при фиксированном расходе приводит к уменьшению скорости в канале. Профили вязкости для различных концентраций частиц приведены на рис. 5.17 (б). Динамическая вязкость жидкости возрастает с ростом концентрации наночастиц по всему каналу. В радиальном направлении вязкость снижается вследствие роста температуры жидкости у стенки канала.

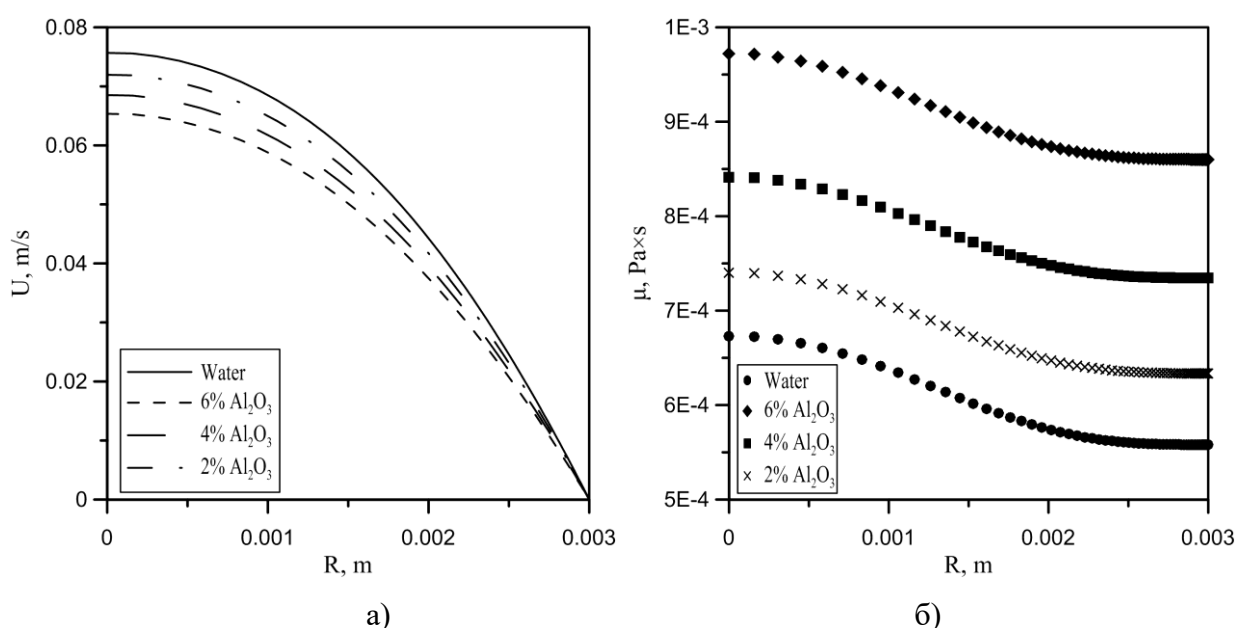


Рис. 5.17 – Профили скорости (а) и динамической вязкости (б) в поперечном сечении канала для различных концентраций частиц без учета термодиффузии.

Профили температуры наножидкости с различной объемной концентрацией частиц представлены на рис. 5.18 (а). Из-за более высоких теплопроводности и плотности и низкой теплоемкости наножидкости нагревается сильнее по всему сечению канала. Также можно отметить, что с увеличением концентрации наночастиц градиент температуры в радиальном направлении снижается. График распределения коэффициента теплопроводности по радиусу трубки представлен на рис. 5.18 (б). Здесь мы видим, что с увеличением концентрации наночастиц коэффициент теплопроводности теплоносителя возрастает по всему сечению канала. Дополнительно он немного возрастает у стенки канала, в следствии более высокой температуры.

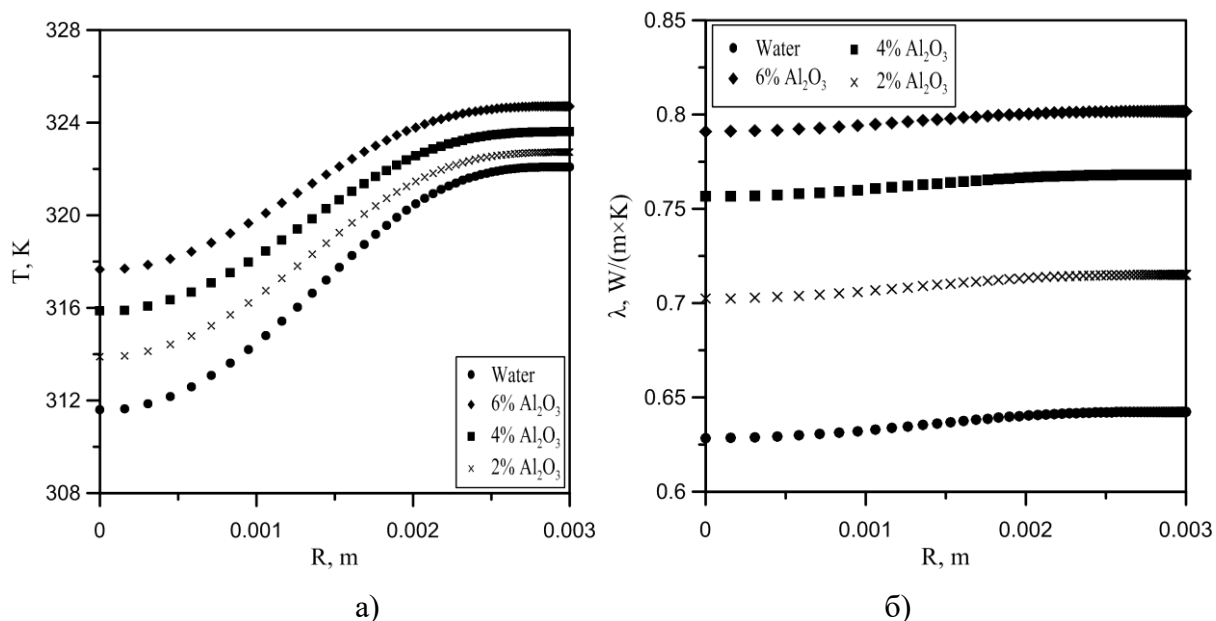


Рис. 5.18 – Профили температуры (а) и коэффициента теплопроводности (б) в поперечном сечении канала для различных концентраций частиц без учета термодиффузии.

В дальнейшем были проведены расчеты ламинарной вынужденной конвекции с учетом термодиффузии наночастиц. На рисунке 5.19 представлены графики профилей концентрации наночастиц для разных концентраций на входе с учетом влияния термодиффузии и без нее. Как видно, учет термодиффузии приводит к значительному уменьшению концентрации наночастиц у нагретой стенки. При этом чем выше исходная концентрация наночастиц, тем значительнее она уменьшается у стенок канала. Таким образом, с увеличением концентрации наночастиц влияние термофореза усиливается. Надо отметить, что снижение концентрации частиц происходит в очень узком слое вблизи стенки, толщиной около 2-3 % от радиуса канала. В оставшейся части канала концентрация наночастиц увеличивается. Но это увеличение, как видно, очень мало.



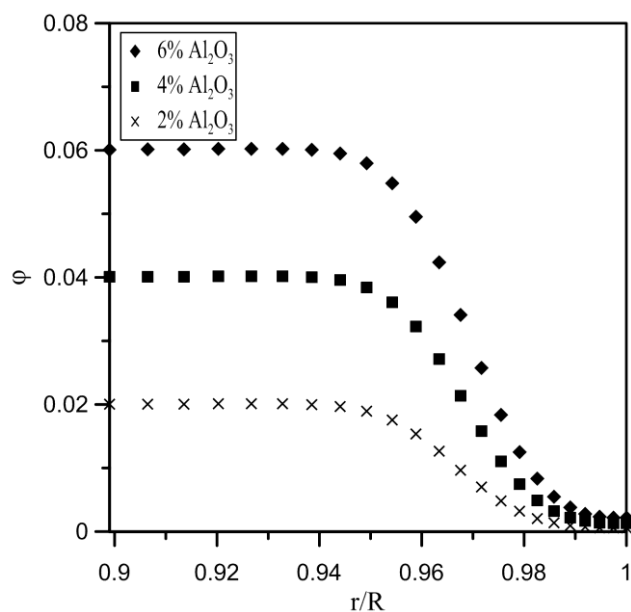


Рис.5.19 – Профиль концентрации наночастиц вблизи стенки канала.

В связи с тем, что концентрация наночастиц у стенки канала уменьшается, вместе с ней меняются и теплофизические свойства наножидкости. Расчеты показали существенное влияние термодиффузии на свойства наножидкости вблизи стенки канала (рис. 5.20). Происходит резкое уменьшение коэффициентов вязкости (рис. 5.20 (а)) и теплопроводности (рис. 5.20 (б)) наножидкости у стенки трубки.

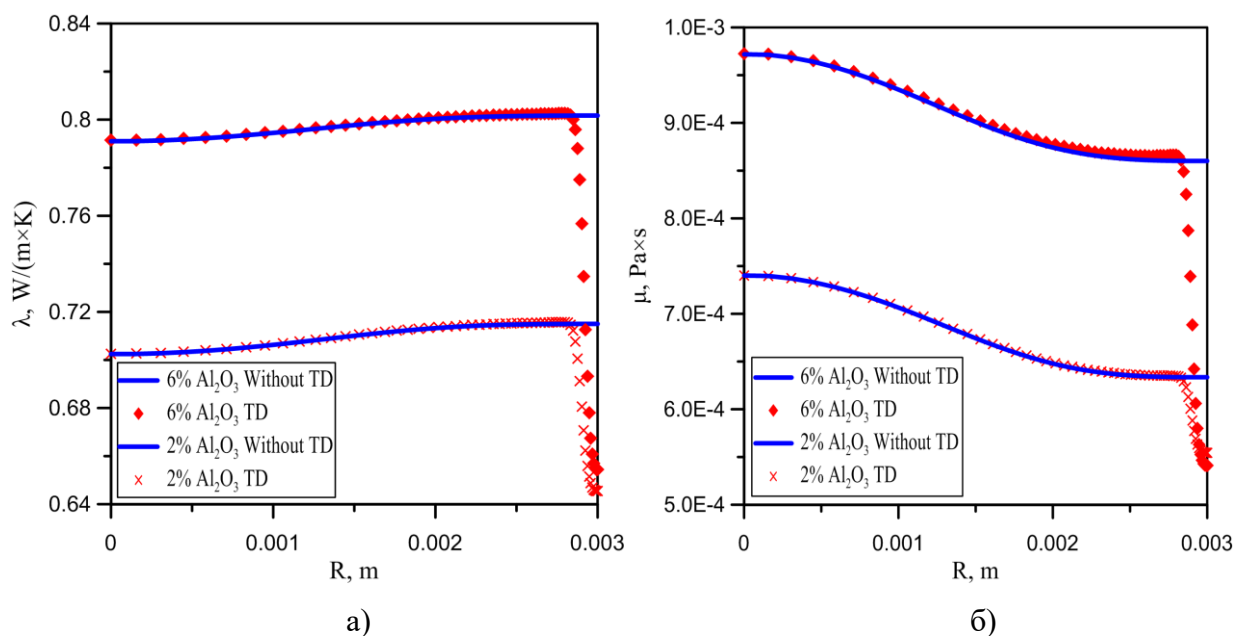


Рис. 5.20 – Влияние термодиффузии на профили коэффициента теплопроводности (а) и динамической вязкости (б) для различных концентраций наночастиц,  $G = 0,0011$  кг/с.

Влияние термодиффузии на форму профиля скорости при различных расходах теплоносителя при концентрации наночастиц 6 % показано на рисунке 5.21. Анализ результатов показывает, что влияние термодиффузии приводит к деформации профиля скорости. Это связано с резким падением вязкости наножидкости в пристеночном слое (см. рис. 5.20 (б)), в результате чего локальное значение скорости в пристеночном слое увеличивается, способствуя дополнительной интенсификации теплообмена. Сравнение профилей скорости при различных расходах наножидкости (см. рис. 5.21) показало, что влияние термодиффузии уменьшается с увеличением расхода. Таким образом, было установлено, что действие термодиффузии будет сильнее при малых значениях расхода.

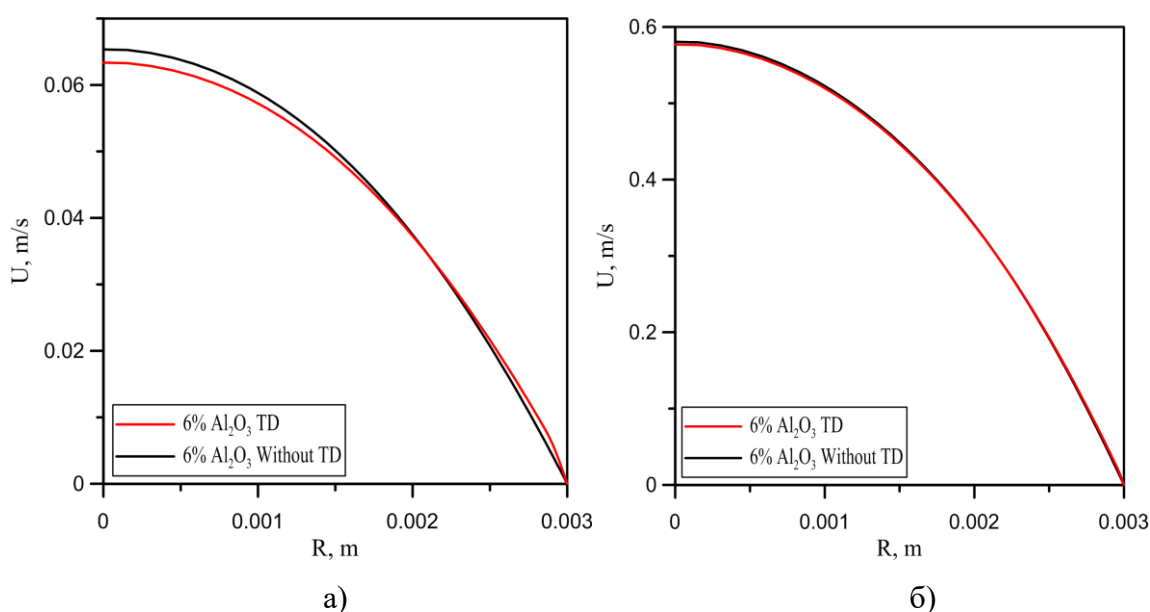


Рис. 5.21 – Расчетные профили скорости с учетом влияния термодиффузии,  
а) расход равен 0,0011 кг/с; б) расход равен 0,01 кг/с.

Влияние концентрации наночастиц на формы профилей скорости и температуры с учетом термодиффузии и без нее показано на рис. 5.22. Видно, что действие термодиффузии на форму профиля скорости становится сильнее с увеличением концентрации наночастиц. Влияние термодиффузии на форму профиля температуры в канале существенно более слабое. Действие термодиффузии приводит к тому, что температура жидкости слабо повышается у стенки канала. С увеличением концентрации наночастиц действие термодиффузии на профиль температуры также усиливается.

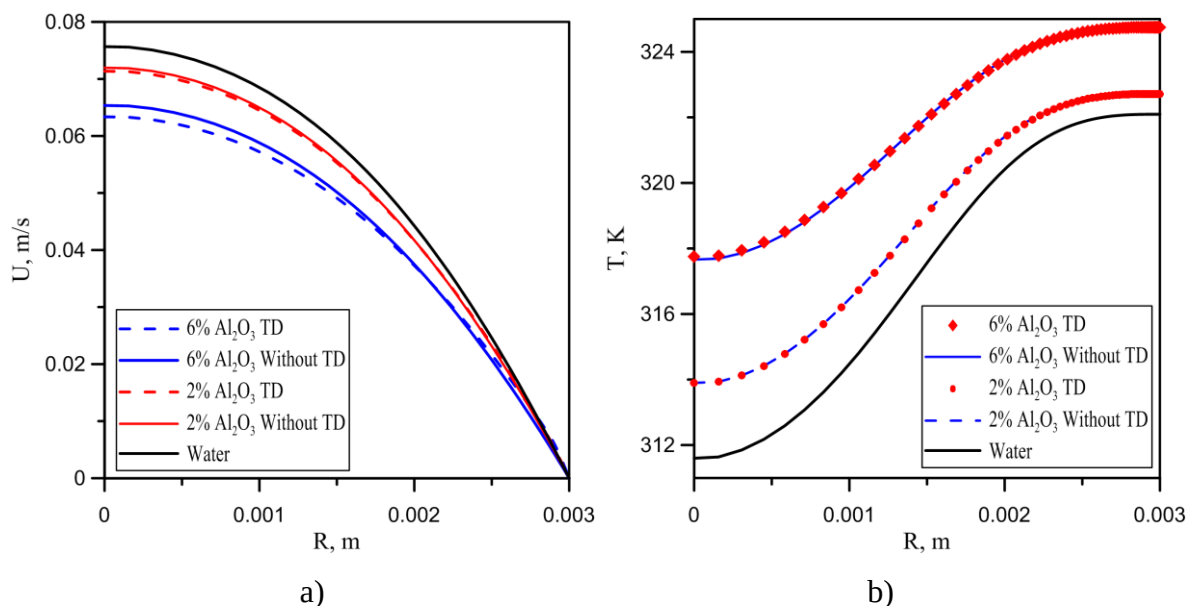


Рис. 5.22 – Влияние термодиффузии на профили скорости (а) и профили температуры (б) для различных концентраций наночастиц,  $G = 0,0011$  кг/с.

Сравнение результатов моделирования и результатов эксперимента проведено по значениям  $\alpha$  и  $\Delta P$  (рис. 5.23 и 5.24).

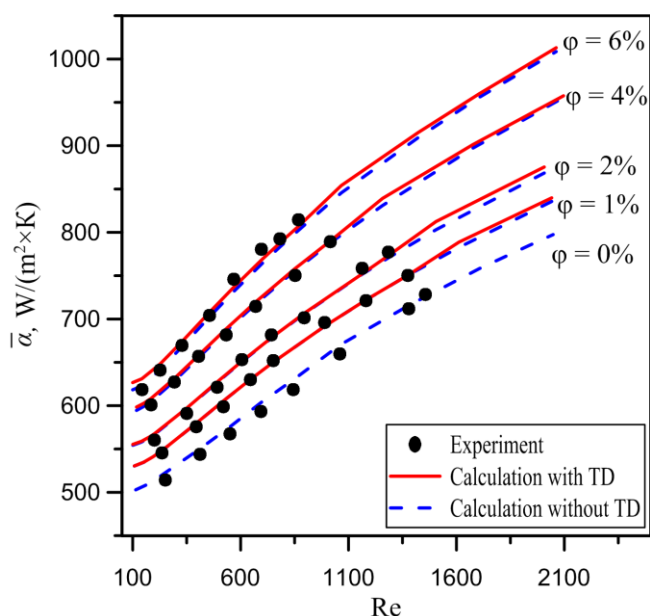


Рис 5.23 – Зависимость коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса.

Как видно, расчетные данные очень хорошо согласуются с экспериментальными. Отклонение расчета и эксперимента не превышает погрешностей эксперимента. Также в пределах погрешностей эксперимента находятся различия между результатами моделирования с учетом термодиффузии и без нее. Как уже было сказано выше, действие термодиффузии

повышает среднее значение коэффициента теплоотдачи вследствие роста скорости потока вблизи стенки канала. Но это влияние для рассматриваемой наножидкости и данных параметров течения, как видно, мало и не превышает погрешность эксперимента.

Аналогичные результаты были получены и для перепада давления, зависимость которого от числа Рейнольдса приведена на рис. 5.24. Обе модели хорошо согласуются с экспериментом. Различия между ними незначительны. Действие термодиффузии приводит к тому, что перепад давления снижается на 3 %. Это снижение обусловлено уменьшением вязкости наножидкости вблизи стенок канала.

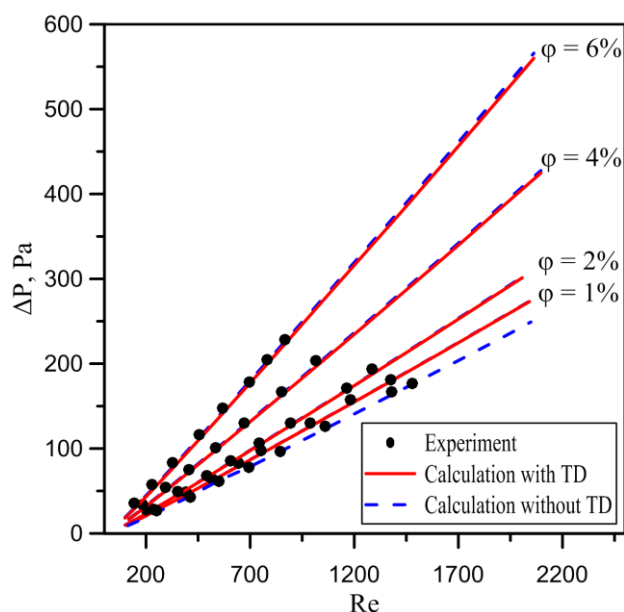


Рис. 5.24 – Зависимость перепада давлений от числа Рейнольдса.

Таким образом, впервые проведена экспериментальная верификация двухкомпонентной модели теплообмена наножидкости с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц. Показано, что при использовании экспериментально обоснованных коэффициентов переноса гомогенная модель может хорошо описывать данные экспериментов по вынужденной конвекции наножидкостей в прямых круглых каналах.

Далее при помощи разработанной численной методики проведено исследование ламинарного теплообмена неньютоновской наножидкости. Постановка моделирования описана в работе [4]. Для моделирования была выбрана наножидкость с частицами  $\text{CuO}$  (55 нм). Измерения вязкости, представленные в третьей главе, показали, что реология рассматриваемой наножидкости является неньютоновской и хорошо описывается степенной моделью  $\mu = K\gamma^{n-1}$ , с параметрами, представленными в таблице 5.1. С увеличением концентрации частиц индекс

течения снижается, а показатель консистенции, напротив, увеличивается. Результаты измерения теплоотдачи для этой наножидкости приведены в разделе 5.3.

Таблица 5.1 – Реологические характеристики наножидкости с наночастицами CuO

| $\varphi, \%$ | $n$   | $K, \text{мПа} \cdot \text{с}^n$ |
|---------------|-------|----------------------------------|
| 0,5           | 0,853 | 4,18                             |
| 1             | 0,697 | 25,3                             |
| 2             | 0,502 | 223                              |

Анализ результатов моделирования позволил установить дополнительный механизм увеличения теплоотдачи – изменение реологии наножидкости. Наличие реологии в значительной мере сказывается на характеристиках течения и теплообмена наножидкости в канале. Это наглядно видно, например, на рисунке 5.25, на котором приведено распределение вязкости наножидкости по радиусу канала на выходе из обогреваемой секции. Как видно, вязкость наножидкости сильно снижается от центра канала к его стенкам. С увеличением концентрации наночастиц этот эффект усиливается. Так, для концентрации наночастиц 2 % вязкость в центре канала почти в 100 раз выше вязкости вблизи стенки. Это происходит из-за того, что при приближении к стенкам канала скорость сдвига значительно возрастает, и, следовательно, уменьшается вязкость. Чем ниже индекс течения  $n$ , тем данный эффект проявляется сильнее. Помимо реологии, вязкость меняется по сечению канала еще и за счет нагревания жидкости и термодиффузии. Но влияние этих эффектов в данном случае пренебрежимо мало по сравнению с влиянием от реологии наножидкости.

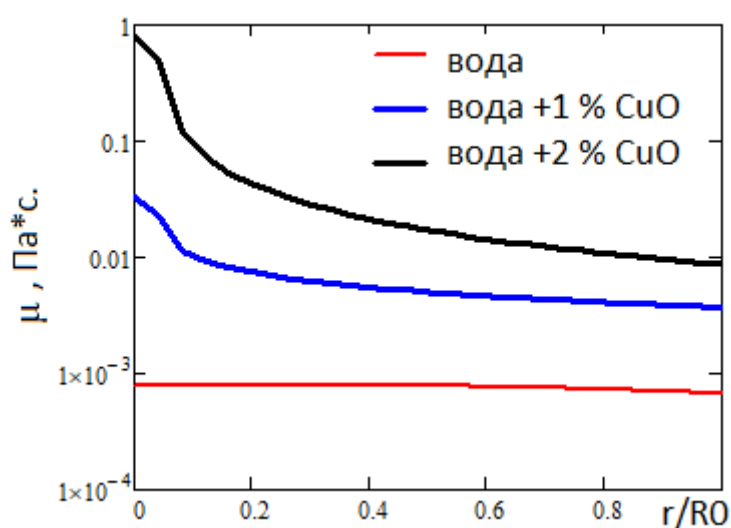


Рис. 5.25 – Профили коэффициента вязкости на выходе из обогреваемого канала при разных концентрациях частиц.

Изменение вязкости по радиусу канала приводит к деформации профиля скорости. Результаты численного моделирования показывают, что с увеличением концентрации наночастиц профиль скорости из-за высокой вязкости в центре канала выполаживается, а поскольку расход жидкости сохраняется, локальная скорость жидкости у стенки возрастает. Это хорошо видно на рисунке 5.26.

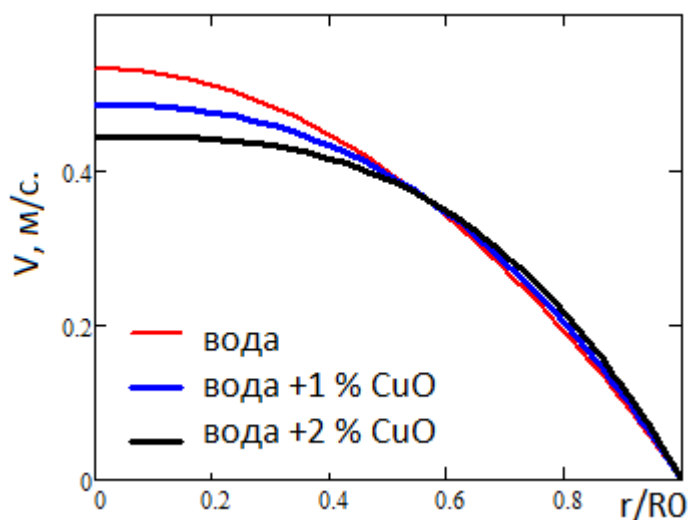


Рис. 5.26 – Профиль скорости на выходе из обогреваемого канала при разных концентрациях частиц.

Увеличение скорости вблизи стенки приводит к дальнейшему увеличению коэффициента теплопередачи. С увеличением концентрации наночастиц показатель степени  $n$  для наножидкости уменьшается, и этот эффект усиливается. Таким образом, управление неньютоновскими свойствами наножидкостей может быть перспективным для интенсификации теплообмена.

На рис. 5.27 приведено сравнение результатов моделирования и эксперимента. В целом получено удовлетворительное соответствие результатов расчетов и экспериментальных данных по величине среднего коэффициента теплоотдачи. Расхождение расчета и эксперимента не превышает 10 %. Это подтверждает адекватность предложенной в работе модели теплообмена наножидкостей для неньютоновского случая.

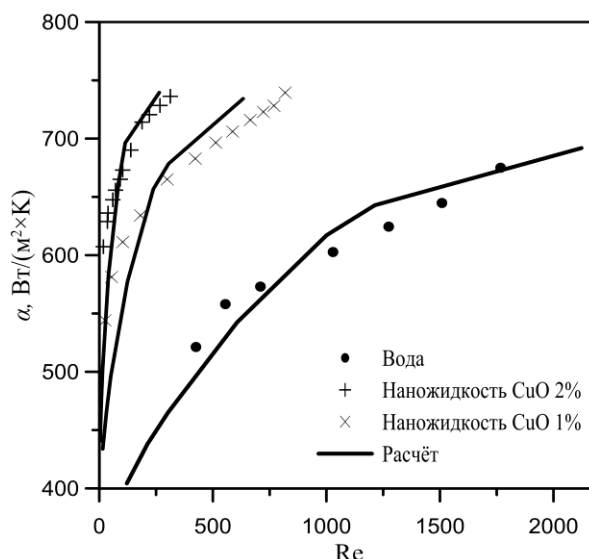


Рис. 5.27 – Зависимость  $\alpha$  от числа Рейнольдса.

С помощью разработанной численной методики проведено исследование турбулентного теплообмена наножидкости. Получены зависимости локальных и интегральных характеристик течения и теплообмена от расхода наножидкости, числа Рейнольдса и концентрации наночастиц. Здесь рассматривается наножидкость с частицами оксида алюминия со средним размером 150 нм. Для моделирования турбулентности использовалась  $k-\omega$  SST RANS-модель. Использовалась структурированная декартова сетка со сгущением к стенкам канала. Значение параметра  $Y^+$  на стенки во всех случаях не превышало 1. Условия моделирования соответствовали эксперименту, описанному в разделе 5.4.

На рис. 5.28 – 5.30 приведены результаты моделирования турбулентного теплообмена наножидкости для двух случаев: фиксированного массового расхода 0,053 кг/с (левые графики) и фиксированного числа Рейнольдса, равного 12 000, для различных концентраций наночастиц. Как видно, поведение локальных характеристик течения сильно зависит от критерия сравнения. Так, например, анализ профиля скорости показывает, что в первом случае ( $G = \text{const}$ ) с увеличением концентрации наночастиц скорость наножидкости монотонно снижается по всему сечению канала. Это связано с тем, что вместе с концентрацией наночастиц возрастает плотность наножидкости. В условиях фиксированного массового расхода при этом естественно снижается скорость в канале. Снижение скорости при фиксированном массовом расходе, разумеется, негативно сказывается на теплообмене (см. рис. 5.29 (а)). При больших концентрациях наночастиц увеличение коэффициента теплопроводности не всегда может компенсировать падение теплоотдачи от уменьшения скорости. Поэтому в этом случае может наблюдаться ухудшение теплообмена. Об этом подробно было сказано в разделе 5.4.

В случае с фиксированным значением числа Рейнольдса ситуация в корне отличается. В данном случае с увеличением концентрации наночастиц скорость возрастает по всему сечению канала. Это обусловлено тем, что с увеличением концентрации возрастает вязкость наножидкости. И, чтобы выполнить условие  $Re = const$ , необходимо увеличить скорость на входе. Естественно, с увеличением скорости падает температура на стенке (рис. 5.29 (б)) и увеличивается теплоотдача.

Профили кинетической энергии турбулентных пульсаций при различных концентрациях наночастиц подобны друг другу и ведут себя в соответствии с поведением скорости при увеличении концентрации наночастиц в рассмотренных случаях.

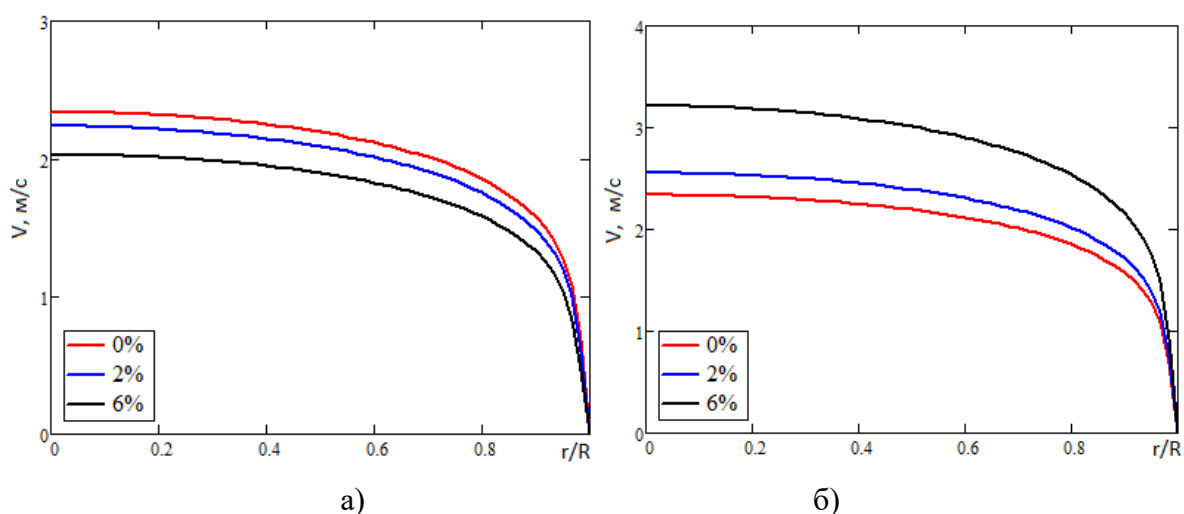


Рис. 5.28 – Профили скорости в круглом канале при разных концентрациях частиц в случае фиксированного массового расхода (а) и в случае фиксированного числа Рейнольдса (б).

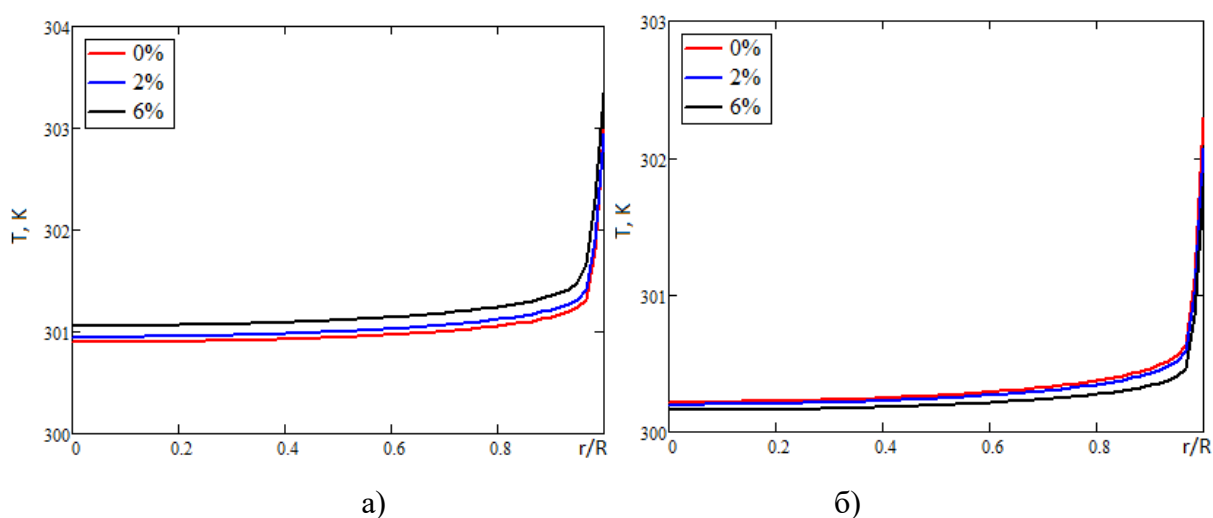


Рис. 5.29 – Профили температуры в круглом канале при разных концентрациях частиц в случае фиксированного массового расхода (а) и в случае фиксированного числа Рейнольдса (б).



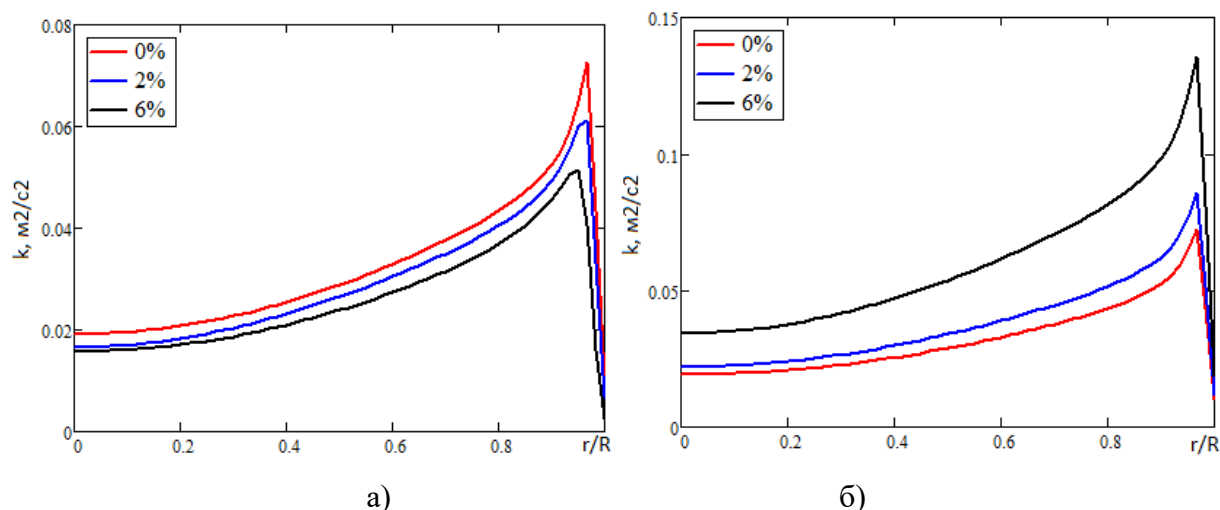


Рис. 5.30 – Профиль кинетической энергии турбулентных пульсаций в круглом канале при разных концентрациях частиц в случае фиксированного массового расхода (а) и в случае фиксированного числа Рейнольдса (б).

В результате сравнения расчета и эксперимента для этой задачи (см. рис. 5.31) получено вполне удовлетворительное согласие результатов расчетов и экспериментальных данных. Погрешность расчета перепада давления в среднем меньше, чем для коэффициента теплоотдачи. Максимальное расхождение расчета и эксперимента по теплоотдаче не превышает 10 %. Это подтверждает адекватность предложенной в работе модели теплообмена наножидкостей для турбулентного случая.

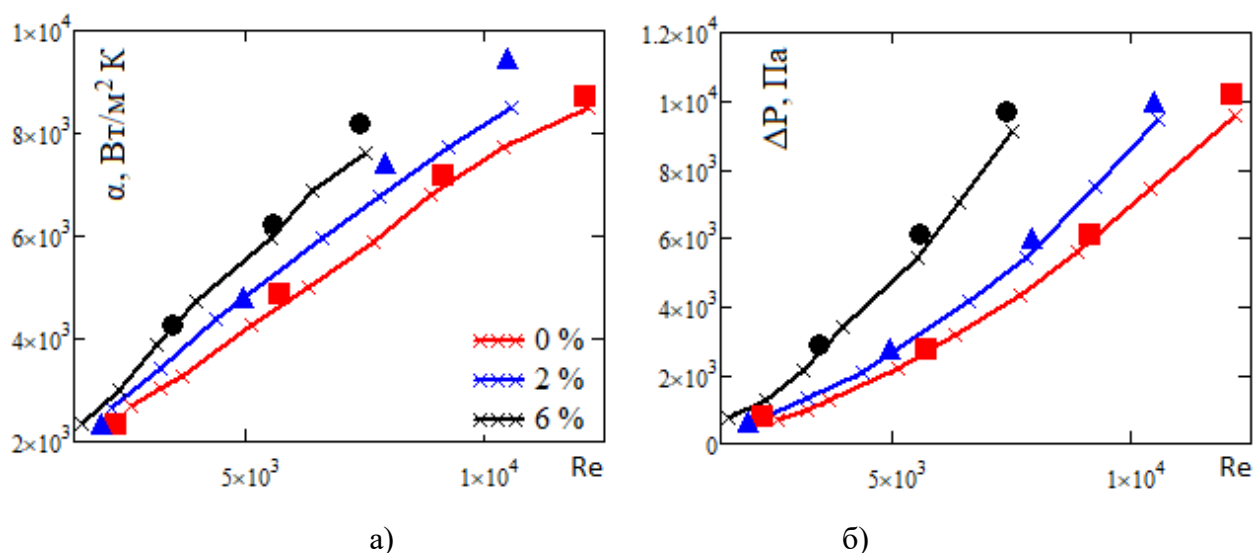


Рис. 5.31 – Зависимость коэффициента теплоотдачи (а) и перепада давления (б) в канале от числа Рейнольдса в расчете (символы) и эксперименте (кривые).

## 5.6. Экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода в течениях наножидкостей

Еще одной важной проблемой, относящейся к течениям и теплообмену наножидкостей, является вопрос о ламинарно-турбулентном переходе. В настоящее время экспериментальных данных по ламинарно-турбулентному переходу наножидкостей очень мало, и они противоречивы. Так, в частности в работе [56] было показано, что для частиц оксида алюминия со средним размером частиц 135 нм с увеличением концентрации наночастиц переход к турбулентности смещается в сторону больших чисел Рейнольдса. Такое же поведение обнаружено в работе [57]. В то же время в работе [58] для частиц карбида кремния (около 70 нм) и оксида алюминия (100 нм), напротив, в сторону низких чисел Рейнольдса. Таким образом, окончательной ясности в вопросе ламинарно-турбулентного перехода еще нет. Это определяет необходимость проведения экспериментальных исследований ламинарно-турбулентного перехода выполненных в данной работе [59].

Для изучения явления ламинарно-турбулентного перехода при течении наножидкостей была создана экспериментальная установка. Детали реализации установки и методики измерений описаны в работе [59]. Экспериментальный стенд представлял собой замкнутый контур, схема представлена на рис. 5.32. Рабочая жидкость из бака (1) при помощи насоса (2) подавалась в измерительный участок (6). Расход жидкости регулировался вентилями (3) и (4) и контролировался при помощи расходомера (5). Измерительный участок представляет собой латунную трубку с внутренним диаметром 5 мм, длина измерительного участка, на котором производилось измерение перепада давления, составляла 1,045 м. Перед входом в измерительный участок был организован участок входной стабилизации потока, длиной 2,5 м. В ходе экспериментов расход варьировался в диапазоне значений от 0,1 л/мин до 2,4 л/мин, что соответствует диапазону чисел Рейнольдса от 800 до 12 000.

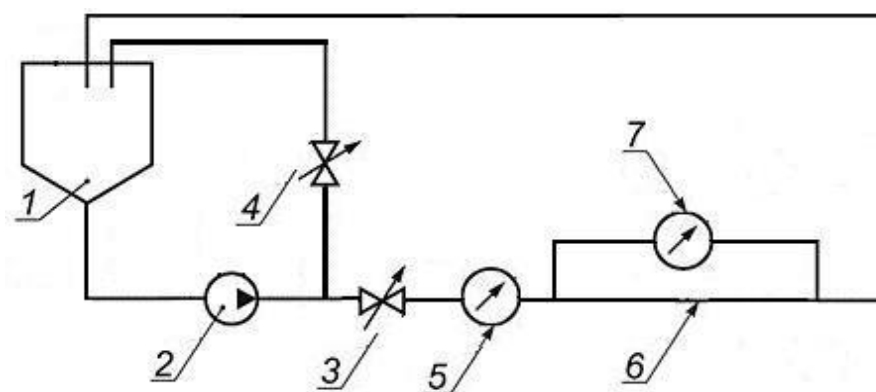


Рис.5.32 – Схема экспериментальной установки.

Помимо интегрального перепада давления между входом и выходом из измерительного участка, собранная установка позволяет проводить измерение пульсаций давления во времени. Для этого на выходе из измерительного участка в тройниках для отвода давления установлен пьезоэлектрический датчик давления типа 014МТ. Для вывода сигналов пьезодатчиков на ПК был использован АЦП Е14-140.

Исследования были проведены для наножидкостей на основе дистиллированной воды с наночастицами  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Коэффициенты вязкости рассматриваемых наножидкостей приведены в главе 3. Рассматривались только ньютоновские наножидкости.

Одним из главных параметров, по которому можно судить о режимах течения и ламинарно-турбулентном переходе, являются зависимость коэффициента гидродинамического сопротивления от числа Рейнольдса. Эти данные для различных концентраций наночастиц для наножидкости с частицами оксида кремния со средним размером 25 нм, представлены на рис. 5.33. Коэффициент гидравлического сопротивления здесь определялся стандартным образом по формуле (5.16), где  $L$  – длина измерительного участка, а  $\Delta P$  – измеренный перепад давления,  $d$  – диаметр трубки,  $U$  – среднерасходная скорость,  $\rho$  – плотность жидкости:

$$\lambda = 2d\Delta P / (\rho U^2 L) \quad (5.16)$$

При определении числа Рейнольдса использовались плотность и вязкость наножидкости. Полученные значения коэффициентов сопротивления сравнивались с формулой Пуазеля  $\lambda = 64 / \text{Re}$  для ламинарного течения и Блазиуса  $\lambda = 0.316 \text{Re}^{-0.25}$  – для турбулентного. Для воды ламинарно-турбулентный переход наблюдается при числе Рейнольдса равном 2300-2400.

Как видно, ламинарно-турбулентный переход в наножидкости начинается при меньших значениях числа Рейнольдса. Так, для двухпроцентной наножидкости отклонение от ламинарной зависимости начинается при  $\text{Re} \sim 2000$ , а для воды при  $\text{Re} \sim 2400$ . Показано, что с увеличением концентрации наночастиц переход к турбулентности начинается при более низких числах Рейнольдса. Но при этом надо иметь в виду, что с увеличением концентрации наночастиц возрастает вязкость наножидкости. Так, коэффициент вязкости двухпроцентной наножидкости с частицами оксида кремния 25 нм в 1,43 раза выше, чем у воды. Поэтому представляет интерес рассмотреть поведение коэффициента сопротивления в зависимости не от числа Рейнольдса, как это традиционно делается в большинстве работ, а от расхода жидкости. Эта зависимость приведена на рис. 5.34. Как видно, и при таком рассмотрении также наблюдается более раннее наступление турбулентного режима при увеличении концентрации наночастиц, хотя расхождение кривых при разной концентрации наночастиц не столь значительное, как на рис. 5.33. Хорошо заметны отличия в переходной области течения для наножидкости и воды. Коэффициент сопротивления в переходной области для наножидкости

значительно выше, чем для базовой жидкости. Кроме того, протяженность переходной области в наножидкости существенно шире, что говорит о том, что режим перемежаемости течения в наножидкости существует в более широком диапазоне параметров.

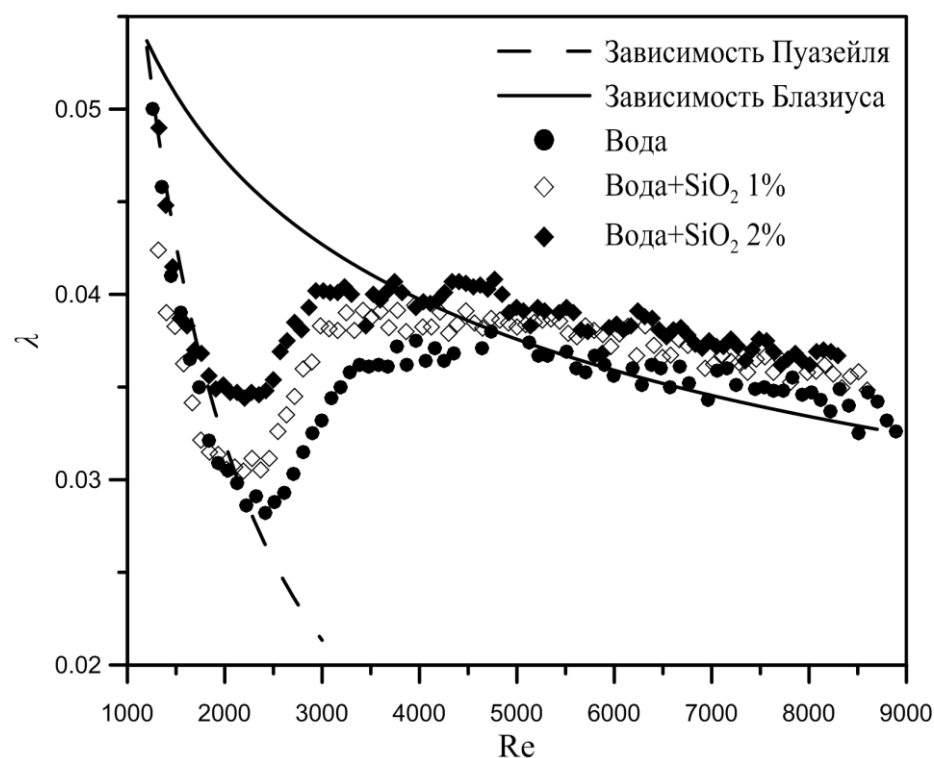


Рис. 5.33 – Зависимость  $\lambda$  от числа Рейнольдса для различных концентраций SiO<sub>2</sub>.

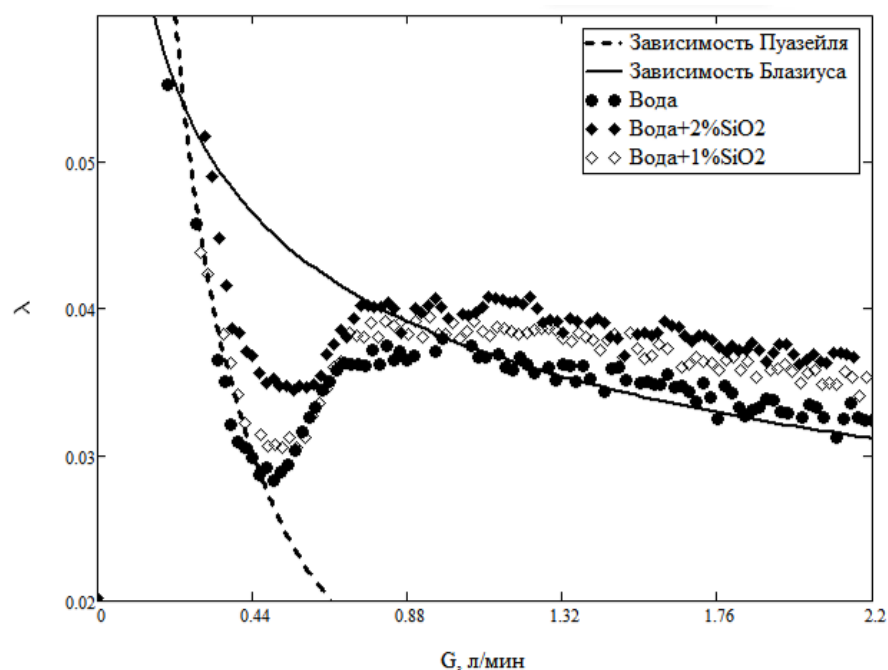


Рис. 5.34 – Зависимость  $\lambda$  от расхода наножидкости для различных концентраций SiO<sub>2</sub>.

Далее было исследовано влияние размера наночастиц на ламинарно-турбулентный переход наножидкостей. На рис. 5.35 представлена зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для наножидкостей с частицами со средним размером 25 и 100 нм при объемной концентрации частиц равной 2 %. Действительно, отклонение от ламинарной зависимости для коэффициента сопротивления тем раньше, чем меньше диаметр наночастиц. Аналогичное исследование для наножидкости с частицами оксида алюминия подтверждает эти выводы. Зависимость коэффициента сопротивления для данной наножидкости с частицами разного размера приведена на рис. 5.36. Таким образом, в данной работе впервые было показано, что в наножидкостях с уменьшением размера наночастиц ламинарно-турбулентный переход происходит при меньших значениях числа Рейнольдса.

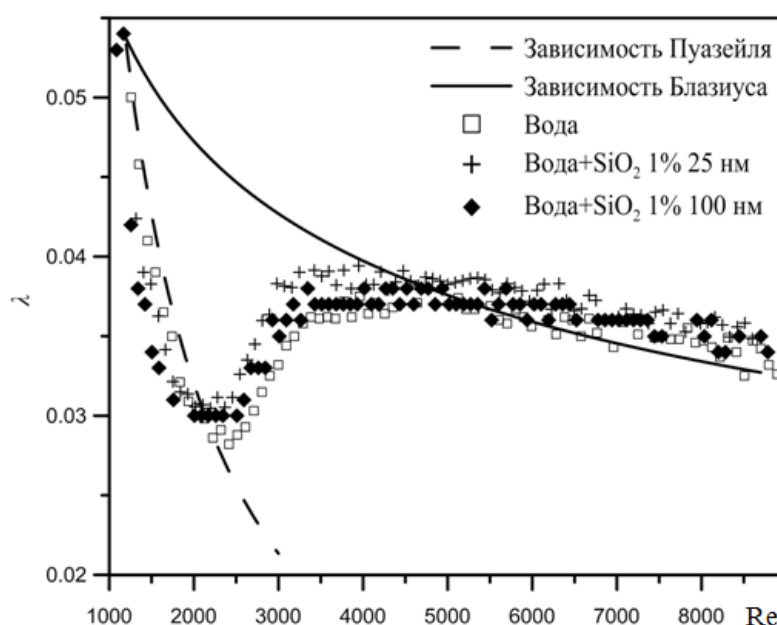


Рис. 5.35 – Зависимость  $\lambda$  от числа Рейнольдса для различных размеров наночастиц SiO<sub>2</sub>.

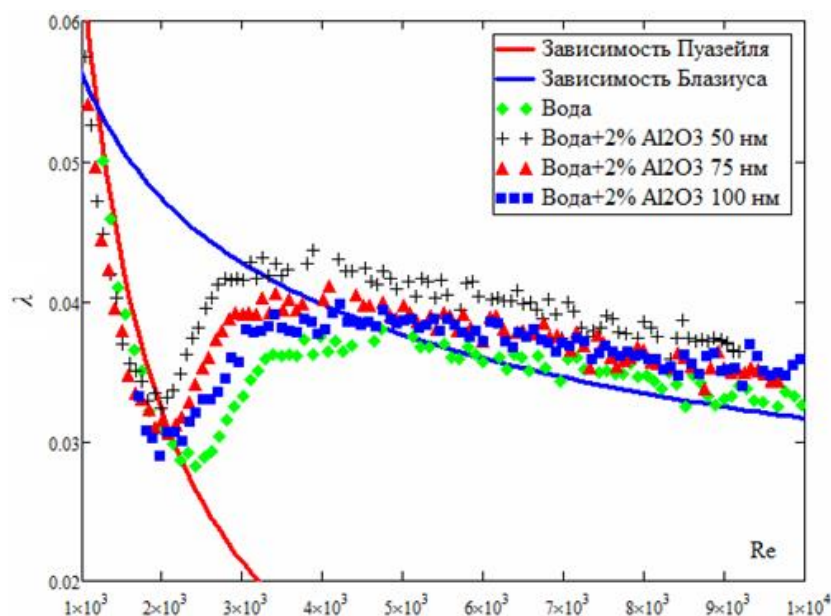


Рис. 5.36 – Зависимость  $\lambda$  от числа Рейнольдса для различных размеров наночастиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с концентрацией 2 %.

Полученные данные позволяют провести анализ влияния материала наночастиц на ламинарно-турбулентный переход в наножидкостях. На рис. 5.37 приведены значения коэффициента гидравлического сопротивления для наножидкостей с различным материалом частиц, но с одинаковым размером 100 нм. Как видно, наблюдается некоторое влияние материала наночастиц. Для наножидкости с частицами оксида кремния ламинарно-турбулентный переход происходит при меньшем значении числа Рейнольдса. Таким образом, экспериментально показано, что на ламинарно-турбулентный переход наножидкостей оказывает влияние материал наночастиц.

Полученные экспериментальные данные по ламинарно-турбулентному переходу при течении наножидкости в круглой трубе качественно хорошо согласуются с данными теоретических работ [60, 61], в которых с помощью методов линейной теории изучена устойчивость плоского и цилиндрического течений Пуазейля для наножидкостей. Анализ полученных в этих работах кривых нейтральной устойчивости и неустойчивых мод возмущений показал, что наножидкости при фиксированном числе Рейнольдса являются менее устойчивыми, чем базовая жидкость. Величина критического числа Рейнольдса уменьшается с увеличением концентрации и уменьшением размера наночастиц.

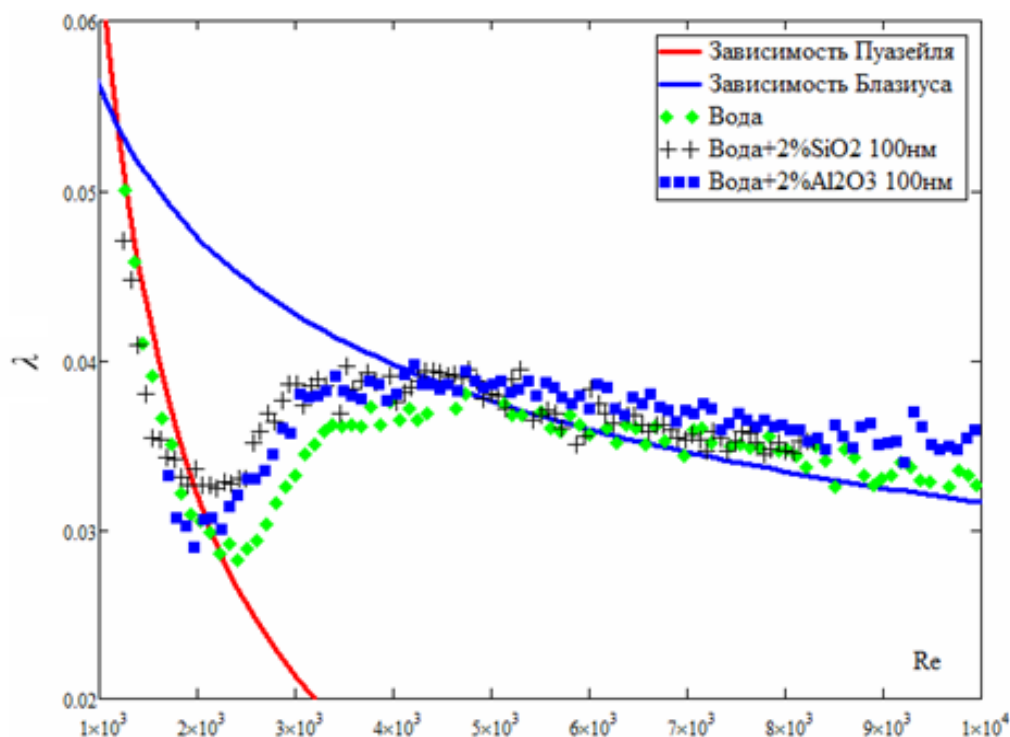


Рис. 5.37 – Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для различных материалов частиц при одинаковом размере частиц.

Помимо среднего перепада давления в канале, также были измерены пульсации давления на выходе из канала. На рисунке 5.38 показана типичная зависимость пульсаций давления на выходе из измерительного участка от времени для различных концентраций наночастиц и расходе 1,2 л/мин. Это соответствует значению числа Рейнольдса для чистой воды, равному 4670. Анализ данных показывает, что с увеличением концентрации наночастиц интенсивность пульсаций давления в турбулентном режиме снижается. Количественно это отражено на графике на рис. 5.39. Здесь показана зависимость максимальной амплитуды пульсаций давления в зависимости от числа Рейнольдса и концентрации частиц. Как видно, амплитуда пульсации давления в наножидкости ведет себя качественно по-разному в ламинарном и в турбулентном режимах течения. Уровень пульсаций давления в наножидкости при всех докритических числах Рейнольдса выше примерно на 20-30 %, чем в базовой жидкости, то есть частицы дестабилизируют течение. С другой стороны, в турбулентном режиме течения наблюдается обратная картина. С увеличением концентрации наночастиц уровень пульсаций давления снижается. Кроме того, очень важно отметить, что для наножидкости рост пульсаций давления при приближении к критической области начинается при меньших значениях числа Рейнольдса.

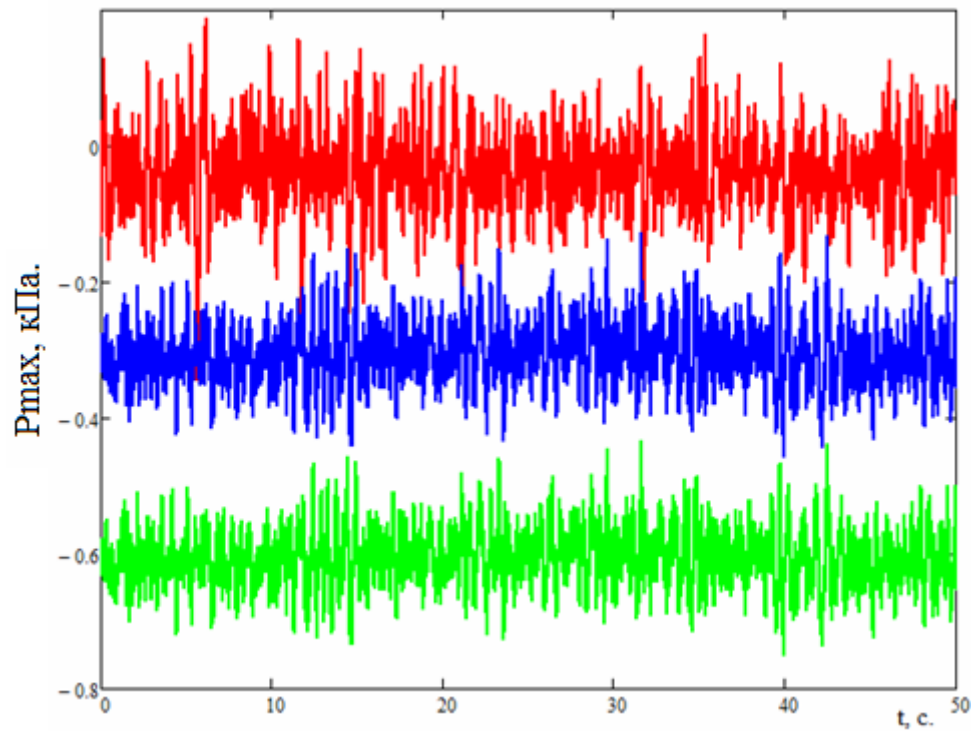


Рис. 5.38 – Зависимость пульсаций давления от времени для различных концентраций наночастиц оксида алюминия для расхода 1,2 л/мин. Здесь верхняя кривая соответствует воде, средняя – наножидкости с концентрацией частиц 1 % и нижняя – 2 %.

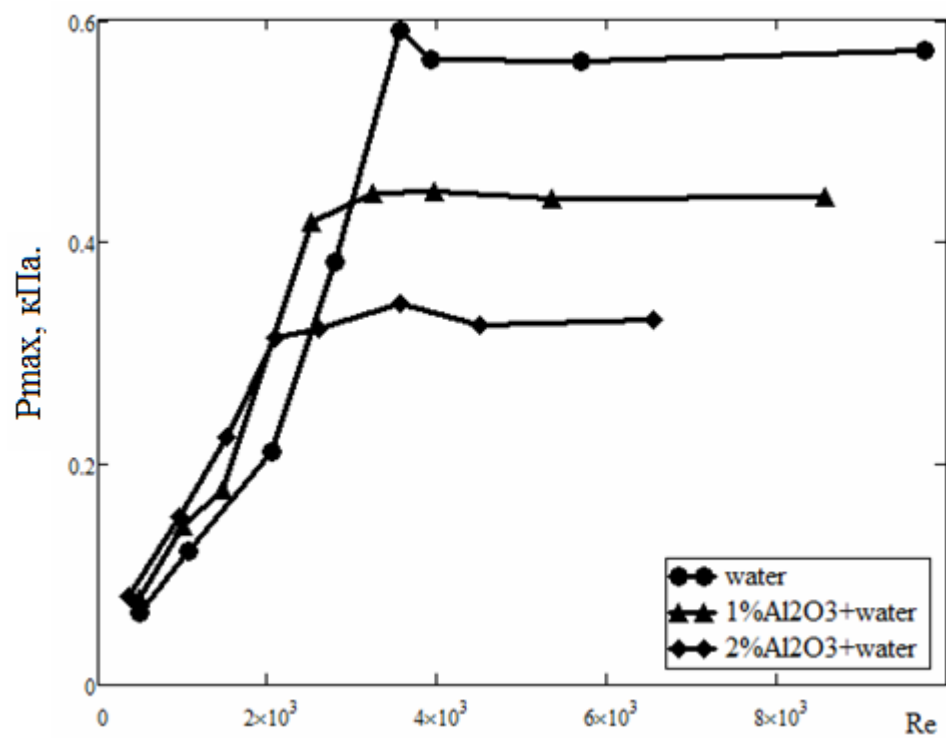


Рис. 5.39 – Максимальная амплитуда пульсаций давления зависимости от числа Рейнольдса.



Анализ спектров пульсаций давления свидетельствует о том, что наночастицы значительно снижают пульсации давления в средней и высокочастотной части спектра, что говорит о подавлении мелкомасштабных турбулентных пульсаций. При этом в низкочастотной части спектра пульсации давления с ростом концентрации частиц, напротив, увеличиваются. Данный эффект существенно зависит от размера частиц.

В настоящее время известно большое количество работ по влиянию размера макроскопических частиц на турбулентность [62–66]. Хорошо известно, что частицы значительно влияют на свойства турбулентного течения. Для разбавленных суспензий выделяют три основных механизма, способствующих снижению турбулентности [66]: повышенная инерция потока, нагруженного частицами, повышенная диссипация, возникающая из-за частиц и повышенная эффективная вязкость суспензии. Среди механизмов, которые могут приводить к усилению турбулентности при добавлении наночастиц называют: усиление колебаний скорости, вызванное вихрями за частицами в потоке, и конвективную неустойчивость, вызванную силами плавучести из-за неоднородностей плотности. Однако механизмы этого влияния еще окончательно не установлены. Более того, окончательно не сформулирован критерий, по которому однозначно можно было бы судить о затухании или усилении турбулентности при добавлении в жидкость частиц. В качестве основных критериев

рассматривают число Рейнольдса для частицы  $Re_p = \frac{\rho(V - V_p)d_p}{\mu}$ , число Стокса  $St_p = \frac{\tau_p}{\tau_f}$  и

отношение размера частиц и колмогоровскому масштабу  $d/\eta$ . Однако свежий обзор литературы по данной тематике убедительно показывает, что ни один из них нельзя рассматривать как универсальный. Для частиц малого размера, для которых числа  $Re_p$  и  $St_p$  чрезвычайно малы, наиболее применим критерий  $d/\eta$ . В работе Р. Гора и др. [64] было показано, что при отношении размера частиц к колмогоровскому масштабу  $d/\eta$  больше 0,1 интенсивность турбулентных пульсаций возрастает, а при отношении  $d/\eta$  меньше 0,1 интенсивность турбулентных пульсаций снижается. Этот факт проиллюстрирован на рисунке 5.40.

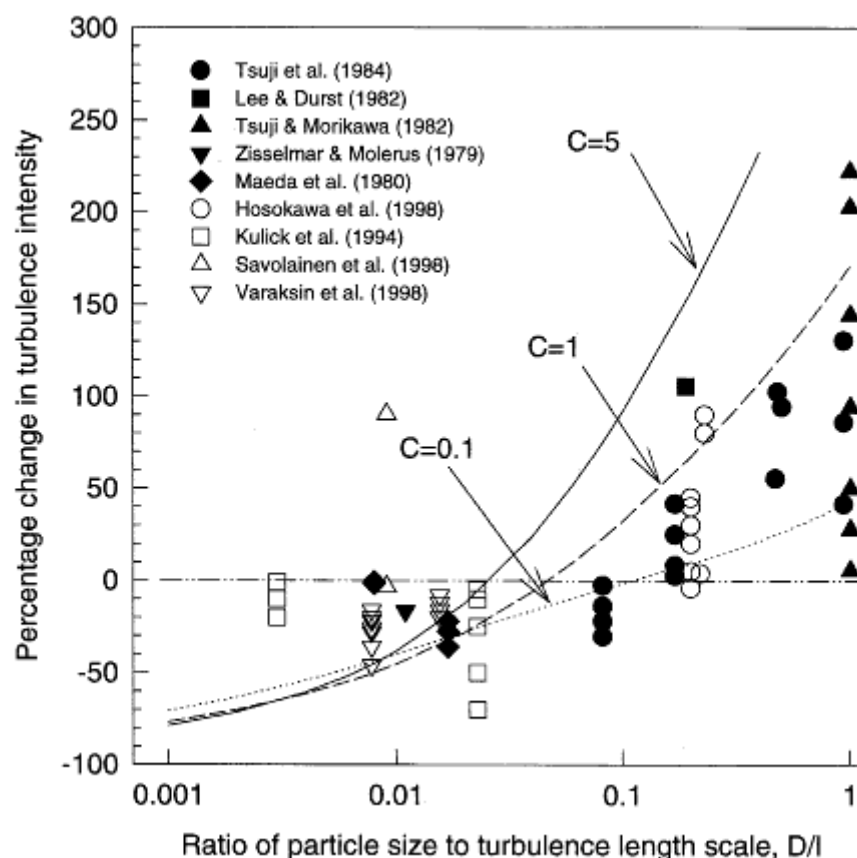


Рис. 5.40 – Зависимость интенсивности турбулентных пульсаций в круглой трубе от обезразмеренного на колмогоровский масштаб размера частиц [65].

Оценим значение колмогоровского масштаба по известным формулам:  $\eta = \nu / u^2$ , где  $u = \sqrt{\tau / \rho}$ ,  $\tau = \lambda \frac{\rho U^2}{8}$ ,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости,  $\tau$  – напряжение на стенках трубы,  $U$  – среднерасходная скорость,  $\lambda$  – коэффициент сопротивления. Оценки показывают, что для размера частиц  $d = 25$  нм в диапазоне чисел Рейнольдса от 2200 до 10 000 отношение  $d/\eta$  меняется от  $3 \times 10^{-5}$  до  $3,5 \times 10^{-4}$ . Таким образом, всюду в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса отношение  $d/\eta$  менее 0,1. Согласно критерию Гора, интенсивность турбулентности в таком случае должна снижаться. Это хорошо подтверждается нашими данными по пульсациям давления.

## Выводы по главе 5

В работе получены результаты систематического исследования вынужденной конвекции более десятка различных наножидкостей. Исследовано влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости на коэффициент теплоотдачи и перепад

давления при ламинарной и турбулентной вынужденной конвекции в прямых круглых каналах, обогреваемых с постоянной плотностью теплового потока.

Показано, что с помощью добавок наночастиц в теплоноситель можно повысить среднее значение коэффициента теплоотдачи на 35-40 %. Установлено, что с увеличением концентрации наночастиц коэффициент теплоотдачи при ламинарном теплообмене всегда возрастает, а при турбулентном теплообмене при фиксированном значении массового расхода теплоносителя может иметь место снижение коэффициента теплоотдачи с ростом концентрации частиц.

Впервые установлено, что при фиксированном массовом расходе коэффициент теплоотдачи при ламинарном и турбулентном теплообмене наножидкости возрастает с увеличением размера наночастиц, а при фиксированном значении числа Рейнольдса может иметь место экстремум. Такое поведение теплоотдачи определяется зависимостью коэффициентов переноса наножидкости от концентрации, размера и материала наночастиц.

Разработана и протестирована математическая модель течений и теплообмена наножидкостей с учетом реологии, термодиффузии и турбулентности. Проведена экспериментальная верификация двухкомпонентной модели теплообмена наножидкости с учетом диффузии и термодиффузии наночастиц. Показано, что вклад термодиффузии в теплообмен наножидкостей мал, а влияние термодиффузии увеличивается с ростом концентрации наночастиц и уменьшением расхода теплоносителя.

С помощью численного моделирования изучено влияние реологии на характеристики течения и теплообмена наножидкостей. Показано, что в отличие от термодиффузии изменение реологии может вносить значительный вклад в теплообмен наножидкостей.

Показано, что при использовании экспериментально обоснованных коэффициентов переноса разработанная математическая модель может хорошо описывать данные экспериментов по вынужденной конвекции наножидкостей в прямых круглых каналах.

Проведено экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода при течении наножидкостей в круглой трубе. Установлено, что ламинарно-турбулентный переход в течениях наножидкостей наблюдается при меньших значениях числа Рейнольдса, чем в базовой жидкости. С увеличением концентрации наночастиц значение критического числа Рейнольдса снижается. Кроме того, впервые было показано, что в наножидкостях с уменьшением размера наночастиц ламинарно-турбулентный переход происходит при меньших значениях числа Рейнольдса.

## Глава 6. Экспериментальное исследование кризиса кипения наножидкостей

Кипение в качестве одного из наиболее интенсивных способов теплообмена встречается во многих инженерных приложениях. Поиску способов повышения критической плотности теплового потока (КТП) при кипении было посвящено большое количество работ [1–4]. В последнее десятилетие начали интенсивно изучаться возможности применения наносuspензий в приложениях, связанных с кипением. Одними из первых работ по изучению кипения и кризиса кипения наносuspензий являются работы Das et al. [5] и You et al. [6]. В работе You et al. [6] исследовали кипение наножидкостей  $\text{SiO}_2\text{-H}_2\text{O}$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$  на нагревателе квадратного сечения. Они наблюдали резкий скачок критического теплового потока в присутствии наноразмерных частиц. При давлении около 19,8 кПа, было достигнуто повышение КТП более чем на 200 % при использовании наножидкости на основе оксида алюминия и воды с массовой концентрацией наночастиц  $5 \cdot 10^{-4}$  %. Было также отмечено, что добавление в воду наноразмерных частиц увеличивает размер пузырьков, но снижает частоту их отрыва. Не ясно, однако, насколько эти наблюдения связаны с наблюдаемым повышением КТП.

В работе Das et al. [5] исследовали пузырьковое кипение в большом объеме на поверхности цилиндрического нагревательного элемента диаметром 0,02 см с использованием наножидкости  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ . В отличие от работы You et al. [6] было обнаружено, что наличие наноразмерных частиц ухудшает характеристики кипения (коэффициент теплоотдачи), и это ухудшение усиливается с увеличением их концентрации. Аналогичное явление наблюдалось и в более позднем исследовании [7], в котором использовались меньшие нагреватели с наружным диаметром около 5 мм. Авторы объясняют ухудшение изменениями в характеристиках поверхностей нагревателей. Они утверждают, что при кипении наножидкости поверхность стала более гладкой за счет осаждения наноразмерных частиц в месте зарождения пузырьков. Чем выше концентрация, тем более гладкой становится поверхность, и это, следовательно, приводит к более значительному ухудшению коэффициента теплоотдачи.

Данное утверждение отличается от выводов авторов [8], которые изучали процесс кипения аналогичной наножидкости на квадратной поверхности при высоких тепловых потоках и обнаружили, что шероховатость поверхности после завершения процесса кипения растет с увеличением концентрации частиц.

Vassallo et al. [9] изучали кипение наножидкости на горизонтальном нихромовом проводе диаметром 400 мкм при атмосферном давлении. В экспериментах были использованы

частицы диоксида кремния. Подобно результатам [6] наблюдалось повышение КТП на величину около 200 %.

Tu et al. [10] проводили эксперименты по кипению наножидкости оксид алюминия-вода в относительно большом объеме – на  $2,6 \times 4,0 \text{ см}^2$  прямоугольной поверхности при атмосферном давлении. В процессе пузырькового кипения было получено значительное усиление как теплоотдачи, так и КТП. Например, по сравнению с кипением чистой воды, при использовании сильно разбавленных наножидкостей было зафиксировано повышение коэффициента теплоотдачи на 64 %. Было показано значительное снижение максимальной температуры стенки, а также увеличение в четыре раза, по сравнению с чистой водой, активных центров зарождения пузырьков.

В работе Witharana [11] исследован теплообмен при кипении водных наножидкостей, содержащих наноразмерные частицы золота на нагревателе, диаметром 10 см. Обнаружен значительный рост коэффициента теплоотдачи при кипении при атмосферном давлении. Например, увеличение на 21 % коэффициента теплоотдачи было достигнуто при массовой концентрации 0,001 % наночастиц золота и тепловом потоке  $45 \text{ кВт/м}^2$ . Увеличение коэффициента теплоотдачи при кипении также сопровождалось ростом критического теплового потока, который рос с увеличением концентрации наночастиц. Так или иначе, большинство исследователей отмечали наличие накопления наноразмерных частиц на поверхности нагревателя в процессе кипения. Вероятно, первыми работами, в которых увеличение КТП попытались объяснить наличием отложений наноразмерных частиц, были труды [12, 13]. Было обнаружено, что на поверхности нагревателя образуется пористый слой наночастиц, который позволяет улучшить смачиваемость поверхности. Влияние осаждений наночастиц на поверхности нагревателя на кризис кипения и влияние смачивания поверхности на КТП отмечались и в более поздних работах [14–28].

На сегодняшний день подробно исследовано влияние концентрации наночастиц на КТП. Установлено, что в большинстве случаев с увеличением концентрации частиц КТП возрастает. Хотя в некоторых случаях наблюдается уменьшение КТП при больших концентрациях наночастиц [15]. Кроме того, отмечается влияние размера поверхности нагревателя [17, 18]. Так, например, в работе [18] установлено, что с увеличением размера нагревателя интенсификация КТП в наножидкости уменьшается. Отмечается влияние на КТП давления [19]: с увеличением давления выигрыш от применения наножидкости снижается. Противоречивые данные имеются по влиянию размера частиц на КТП при кипении наножидкости. Так, Moreno и др. [20] показали, что КТП не зависит от размера частиц  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в диапазоне от 69 до 346 нм. Аналогичные выводы сделаны в работе [21]. Однако в работе [15] для наночастиц серебра

установлено, что КТП снижается с увеличением размера частиц. В работах [22, 23] указывается, что КТП, напротив, возрастает с увеличением размера частиц. Во многих исследованиях отмечается, что эффект увеличения КТП при использовании нагревателей, покрытых наночастицами, сохраняется даже при кипении в чистых жидкостях [18, 24, 25].

Из недавних работ следует отметить экспериментальные и обзорные труды [26–39]. В них подробно рассматриваются различные механизмы, которые при кипении наножидкостей могут привести к интенсификации КТП. В настоящее время выделяют следующие гипотезы при объяснении возможных механизмов этого явления:

1. Увеличение КТП при кипении наножидкостей связывают с изменением свойств жидкости при добавлении в нее наночастиц (коэффициенты теплопроводности, вязкости, теплоемкости, поверхностного натяжения).

2. Улучшение смачиваемости чистой поверхности нагревателя наножидкостью за счет уменьшения краевого угла.

3. Формирование на поверхности нагревателя отложений из частиц, которые так или иначе меняют условия смачиваемости.

4. Увеличение центров зародышеобразования на поверхности нагревателя за счет увеличения микрошероховатости поверхности с отложениями.

5. Действие так называемого эффекта капиллярного увлажнения. Этот эффект состоит в капиллярном подсасывании жидкости под паровой пузырь, сформировавшийся над пористыми отложениями из наночастиц.

Как видно, большинство из этих гипотез связаны с модифицированием поверхности нагревателя наночастицами и изменением условий смачиваемости. Однако окончательного понимания в этих вопросах пока нет. Таким образом, несмотря на большое количество работ, процесс кипения наножидкостей до сих пор до конца не ясен, а экспериментальные данные, как видно, имеют противоречивый характер. Механизм формирования отложений и его влияние на коэффициент теплоотдачи и КТП при кипении до сих пор не понятны. Это говорит о том, что необходимы дополнительные экспериментальные данные.

В данной главе диссертации описываются результаты проведенных экспериментальных исследований насыщенного кипения десятка различных наножидкостей на цилиндрическом нагревателе [22, 23, 40–42]. Целью исследований являлось изучение влияния размера, материала и концентрации наночастиц, влияния полимеров, а также геометрических размеров нагревателя на критическую плотность теплового потока при кипении наножидкостей.

## 6.1 Описание экспериментальной установки по изучению кризиса кипения

Для изучения кризиса кипения наножидкостей была разработана экспериментальная установка, схема которой показана на рис. 6.1. Детальное описание установки и методики эксперимента приведены в наших работах [22, 23, 40–42]. Здесь кратко опишем основные особенности методики. Исследуемая жидкость помещалась в высокую герметичную стеклянную колбу (4 на рис. 6.1), диаметром 8 см. Объем жидкости в колбе составлял 300 мл. В емкость с жидкостью в качестве нагревателя помещалась нихромовая нить, длиной 34 мм, закрепленная медными шинами, сечением  $10 \times 2$  мм, по которым подавался электрический ток. С помощью источника тока на нагреватель подавалось напряжение, которое фиксировалось с помощью цифрового вольтметра. Для контроля температуры жидкости в колбе использовалась термопара, которая подключалась к измерителю температуры (5).

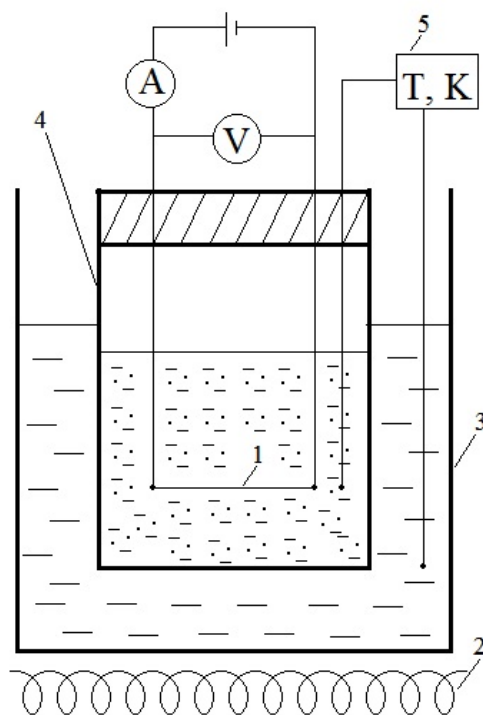


Рис. 6.1 – Схема экспериментальной установки.

Колба с исследуемой жидкостью помещалась в термостат (3), в котором с помощью электрического нагревателя (2) поддерживалась постоянная температура, которая примерно на  $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  была меньше температуры кипения. На нихромовый нагреватель подавалось напряжение, и измерялась плотность теплового потока. Программируемый источник тока позволяет повышать напряжение на нагревателе с фиксированным заданным шагом. Таким образом можно регулировать скорость роста теплового потока и тем самым регулировать длительность кипячения перед наступлением кризиса кипения.

Плотность теплового потока при кипении на нагревателе определялась стандартным образом: по значению силы тока в цепи и падению напряжения на проволоке. Оценки показывают, что погрешность измерения плотности теплового потока не превышает 5 %. Температура поверхности нагревателя определялась по температурной зависимости электрического сопротивления нихрома, которое так же определялось из электрических характеристик цепи. Погрешность измерения температуры нихромового нагревателя так же не превышала 5 %.

На рис. 6.2 приведена кривая кипения дистиллированной воды на нихромовой проволоке, диаметром 0,2 мм. Для сравнения с экспериментальными значениями плотности теплового потока приведены расчетные значения по эмпирической корреляции Розенау [2]:

$$\frac{C_p \Delta T}{r} = C_s \cdot \left( \frac{q}{\mu_L r} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}} \right)^r \cdot \text{Pr}_L^s \quad (6.1)$$

Здесь  $\rho_L$ ,  $\rho_V$  – плотности жидкости и пара,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\text{Pr}_L$  – число Прандтля для жидкости,  $r$  – теплота парообразования,  $C_p$  – теплоемкость,  $\mu_L$  – вязкость жидкости. Значения эмпирических констант взяты из более поздней работы [43], для кипения воды на гладких поверхностях  $C_s = 0,0147$ ,  $r = 0,33$ ,  $s = 1$ .

Как видно, полученные значения плотности теплового потока в пределах погрешности 10 % описываются зависимостью Розенау.

Формула С. С. Кутателадзе для кризиса кипения позволяет оценить величину КТП [1]:

$$q = k \cdot r \rho^{0.5} \sqrt[4]{g \sigma (\rho_L - \rho_V)} \quad (6.2)$$

Значение критерия устойчивости  $k$  в зависимости от условий может варьироваться в пределах 0,14–0,17, что дает изменение критической плотности теплового потока в условиях эксперимента в диапазоне от 1,19 до 1,44 МВт/м<sup>2</sup>. В наших экспериментах среднее значение критической плотности теплового потока по серии из пяти измерений составляет 1,32 МВт/м<sup>2</sup>, что в целом согласуется с оценками по формуле С. С. Кутателадзе, а также с экспериментальными данными по кризису кипения на близких по размерам проволоках [12–13].



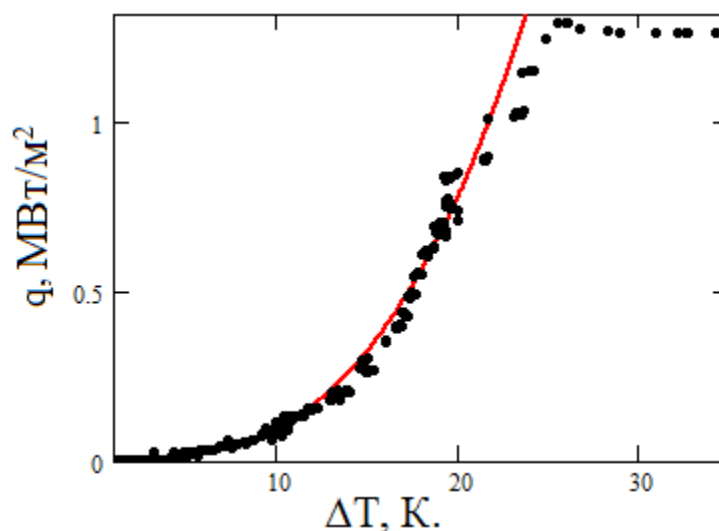


Рис. 6.2 – Зависимость плотности теплового потока от температурного напора. Точки – экспериментальные данные. Сплошная кривая – корреляция Розенау.

Таким образом, было показано, что используемая экспериментальная методика позволяет получать данные, согласующиеся с известными эмпирическими зависимостями по кипению чистых жидкостей в свободном объеме.

Описанная выше экспериментальная методика была применена для изучения кризиса кипения в наножидкостях. В исследованиях были рассмотрены те же наножидкости, которые были исследованы нами в предыдущих главах диссертации. Объемная доля наночастиц здесь менялась от 0,05 до 1 %. За исключением результатов, представленных в разделе 6.8, стабилизирующих веществ в наносuspензии не добавлялось.

Помимо измерения КТП, в работе дополнительно было выполнено исследование поверхности нагревателей после кипения с помощью электронной микроскопии. Морфология поверхностей нагревателей проводилась с помощью электронного микроскопа JEM-2100.

## 6.2 Исследование зависимости КТП от концентрации наночастиц

Вначале было проведено исследование влияние концентрации наночастиц на КТП при кипении наножидкостей [22]. Кривые кипения наножидкостей с частицами оксида кремния (25 нм) на проволоке, диаметром  $d_h = 0,2$  мм приведены на рис. 6.3. Здесь ромбами отмечена кривая кипения воды, а остальные метки соответствуют наножидкостям с разной концентрацией частиц (см. легенду).

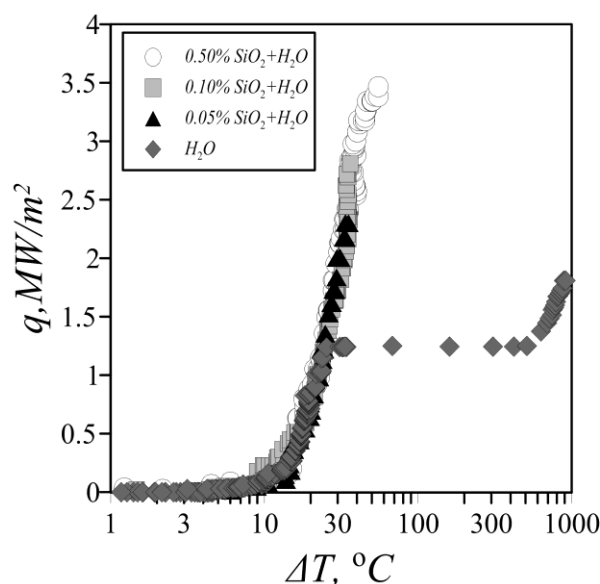


Рис. 6.3 – Кривые кипения наножидкостей с различной концентрацией частиц  $\text{SiO}_2$ .

Как видно из графиков, наблюдается разительное отличие в поведении плотности теплового потока при кипении в воде и в наножидкости. Для воды после достижения КТП показан переход к пленочному режиму кипения. Для наножидкостей критическая плотность теплового потока увеличивалась с ростом концентрации частиц, при этом очень существенно – практически в три раза по сравнению с водой при концентрации наночастиц 0,5 об. %. Зафиксировать устойчивый переход кипения наножидкости в пленочный режим (так как это показано на рис. 6.3 для воды) не удавалось. Проволока мгновенно перегорала, что, вероятно, связано с очень высокими значениями теплового потока для наножидкостей.

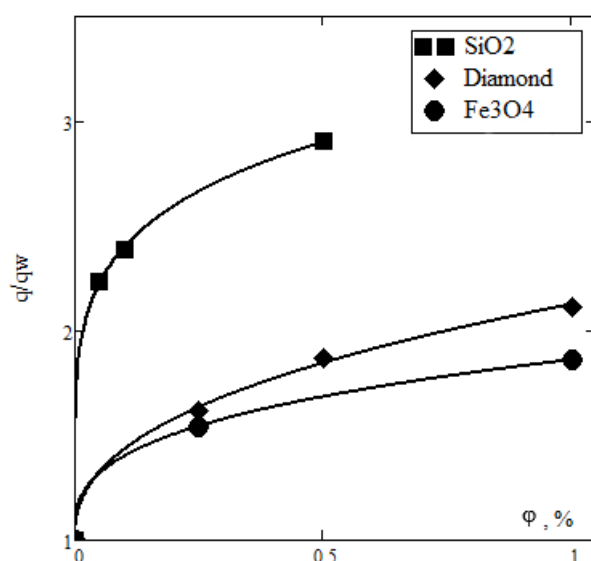
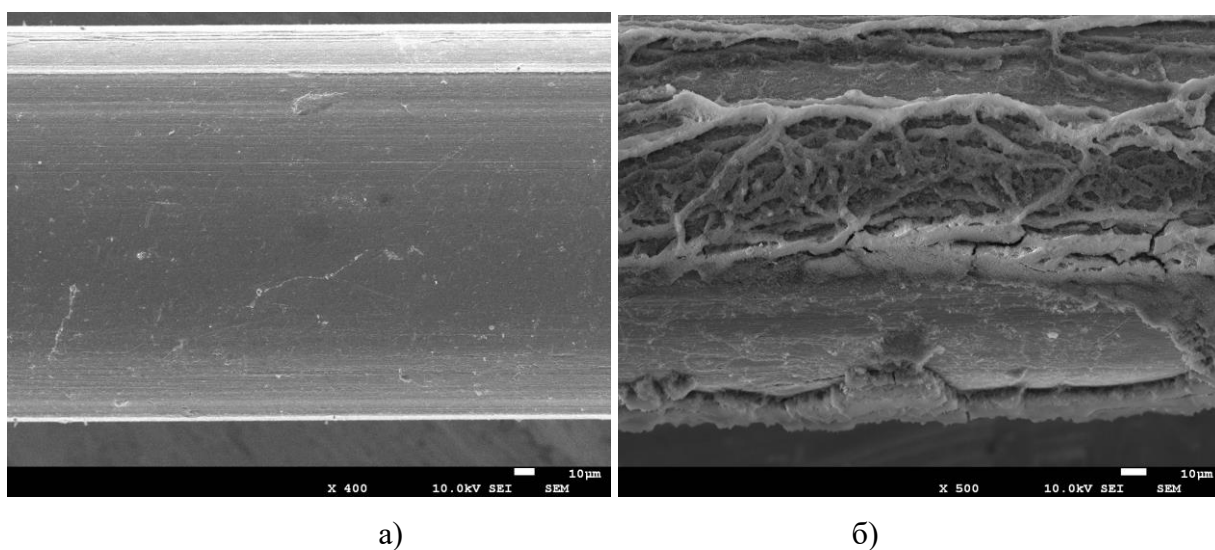


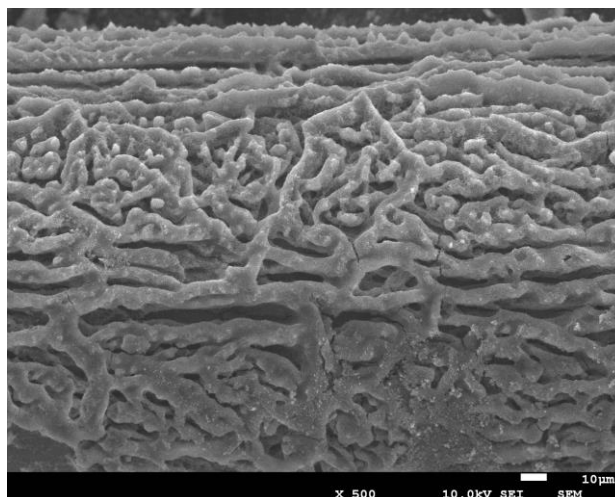
Рис. 6.4 – Зависимость относительного КТП при кипении наножидкостей с различными частицами от их от объемной концентрации. Диаметр нагревателя  $d_h = 0,2$  мм.

Осредненная по пяти независимым измерениям зависимость относительного КТП (приведенного к КТП для воды) от объемной концентрации наночастиц для нескольких наножидкостей приведена на рис. 6.4. Кроме частиц наножидкостей с частицами  $\text{SiO}_2$ , здесь приведены данные для наножидкостей с частицами оксида железа  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (95 нм) и наноалмаза (5 нм). Как видно, с ростом концентрации наночастиц КТП при кипении рассмотренных наножидкостей монотонно возрастает. При этом значительный рост начинается уже при очень малых содержаниях наночастиц. Особенно для наножидкости с частицами оксида кремния, для которой при концентрации всего 0,1 об. % критическая плотность теплового потока повышается более чем в два раза. При дальнейшем увеличении концентрации наночастиц, как видно, скорость роста КТП постепенно замедляется. По этой причине использование концентраций, превышающих 0,5 об. %, по-видимому, не рационально.

Несмотря на то, что зависимости КТП от концентрации для каждой из рассмотренных наножидкостей различны, качественно они схожи. Это позволяет построить корреляции от концентрации частиц вида (6.3), где коэффициенты корреляции:  $a = 2,169$ ,  $b = 0,1903$  для частиц  $\text{SiO}_2$ ;  $a = 1,125$ ,  $b = 0,4117$  для частиц алмаза и  $a = 0,8595$ ,  $b = 0,3292$  для частиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ :

$$q/q_w = 1 + a\varphi^b \quad (6.3)$$





в)

Рис. 6.5 – Микрофотографии поверхности нихромовой проволоки при различной концентрации наночастиц  $\text{SiO}_2$ , размером 25 нм, в дистиллированной воде (а) и наножидкостях  $\varphi = 0,05\%$  (б);  $\varphi = 0,1\%$  (в).

В большинстве работ по исследованию кризиса кипения наножидкостей отмечается, что на КТП могут оказывать влияние отложения наночастиц на поверхности нагревателя. Микроструктура поверхности образца нагревателя для диаметра нагревателя 0,2 мм и наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  со средним размером, равным 25 нм, при разных концентрациях частиц показана на рис. 6.5.

Как видно, на поверхности нагревателя действительно образуются достаточно плотные отложения. С увеличением концентрации частиц в жидкости толщина отложений и степень покрытия отложениями при прочих равных условиях увеличивается. Таким образом, критическая плотность теплового потока напрямую связана с отложениями из наночастиц на поверхности нагревателя. То, что эти отложения состоят из отдельных наночастиц, хорошо видно из рис. 6.6 при максимальном увеличении в 30 000 раз.

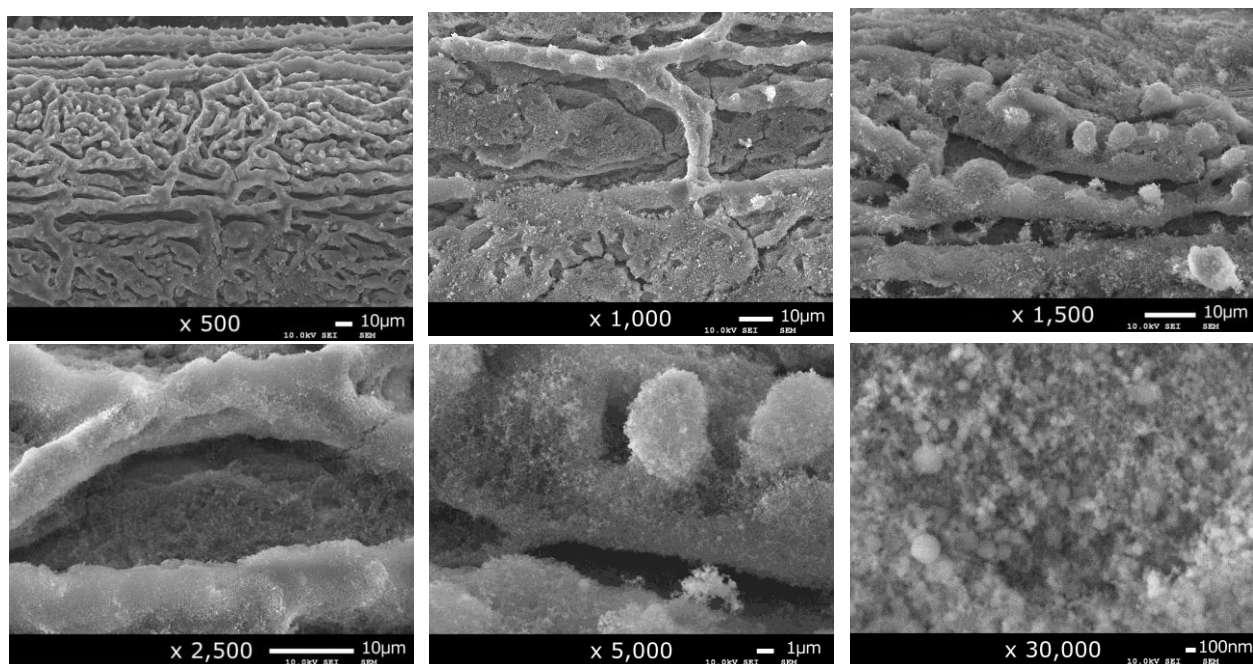


Рис. 6.6 – Микрофотографии поверхности нихромовой проволоки при разном увеличении после кипения в наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  ( $d_h = 0,2$  мм,  $\varphi = 0,1$  %,  $d_p = 25$  нм).

Электронная микроскопия показала, что при высоких концентрациях наночастиц толщина отложений достигает примерно 10–15 мкм и далее слабо меняется во времени. Она слабо меняется и при увеличении концентрации частиц. Анализ микроструктуры поверхности позволил установить, что имеет место некоторое динамическое равновесие между количеством частиц, оседающих на нагревателе, и количеством частиц, смываемых обратно в поток. Этим и обусловлен выход КТП на насыщение при высоких концентрациях (см. рис. 6.4) Таким образом, показано, что причиной выхода значений КТП при высоких концентрациях на некоторое плато является стабилизация размеров отложений на поверхности нагревателя. Надо отметить, что отложения на поверхности нагревателя не являются сплошными. В объеме отложений образуется развитая сеть микроканалов, толщиной 5–10 мкм и длиной 10–50 мкм. Через эти каналы происходит выход пара, образующегося на нагревателе.

### 6.3. Исследование зависимости КТП от размера наночастиц

Как уже было сказано во введении, имеющиеся в литературе данные по зависимости КТП от размера частиц противоречивы. Одни исследователи отмечают, что с увеличением размера частиц КТП снижается, другие – что, напротив, растет, третьи не замечают никаких изменений. Для исследования зависимости критической плотности теплового потока при

кипении наножидкостей от размера наночастиц была проведена соответствующая серия измерений [23]. Для этих целей были выбраны наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , для каждой из которых были рассмотрены три различных размера наночастиц в диапазоне от 11 до 100 нм. Результаты этих экспериментов для  $\varphi = 0,05\%$  и диаметра проволочного нагревателя  $d_h = 0,2$  мм представлены на рис. 6.7, где приведена зависимость относительного КТП от среднего размера наночастиц.

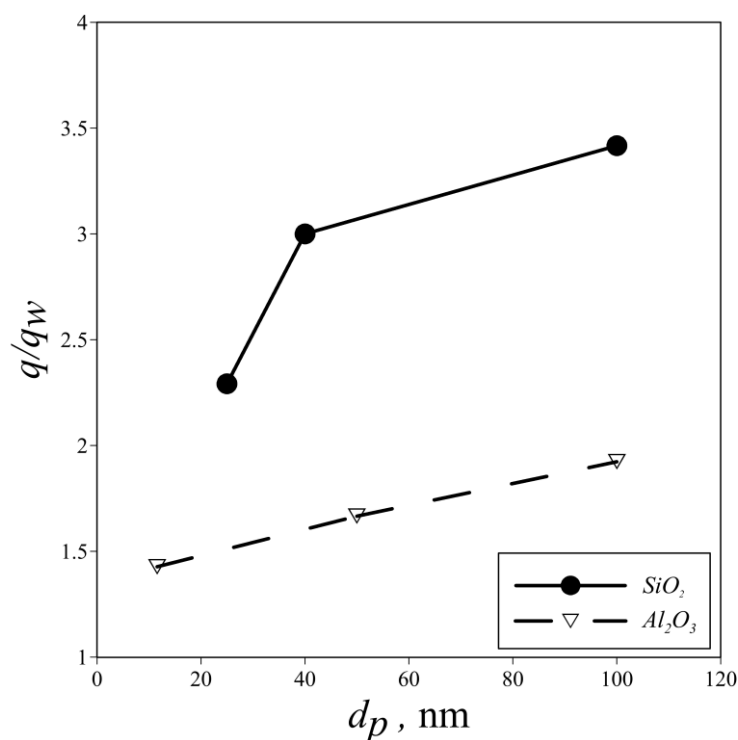


Рис. 6.7 – Зависимость относительного КТП от размера наночастиц при их концентрации 0,05 %.

Как видно, в обоих случаях КТП возрастает примерно в полтора раза с увеличением размера наночастиц. Попытаться объяснить это факт можно, предположив, что ключевую роль в интенсификации КТП наножидкостей играет осаждение частиц на стенки нагревателя. Как уже было показано выше, при осаждении частиц, на поверхности нагревателя формируется микропористая поверхность – структура, которая очевидно зависит от концентрации и размера наночастиц. Чем больше размер наночастиц, тем быстрее формируется на поверхности нагревателя необходимая толщина капиллярно-пористого покрытия. Данные электронной микроскопии, приведенные на рис. 6.8, косвенно подтверждают это предположение. Видно, что, несмотря на одинаковые концентрацию частиц и время кипячения, состояние поверхности нагревателя с частицами разного размера различно. Видно, что степень покрытия отложениями тем выше, чем выше размер частиц. Для частиц меньшего размера на нагревателе наблюдаются

значительные площади, не занятые отложениями. Для частиц 40 нм площадь таких участков снижается, а в случае с частицами, равными 100 нм, отложения полностью покрывают поверхность нагревателя.

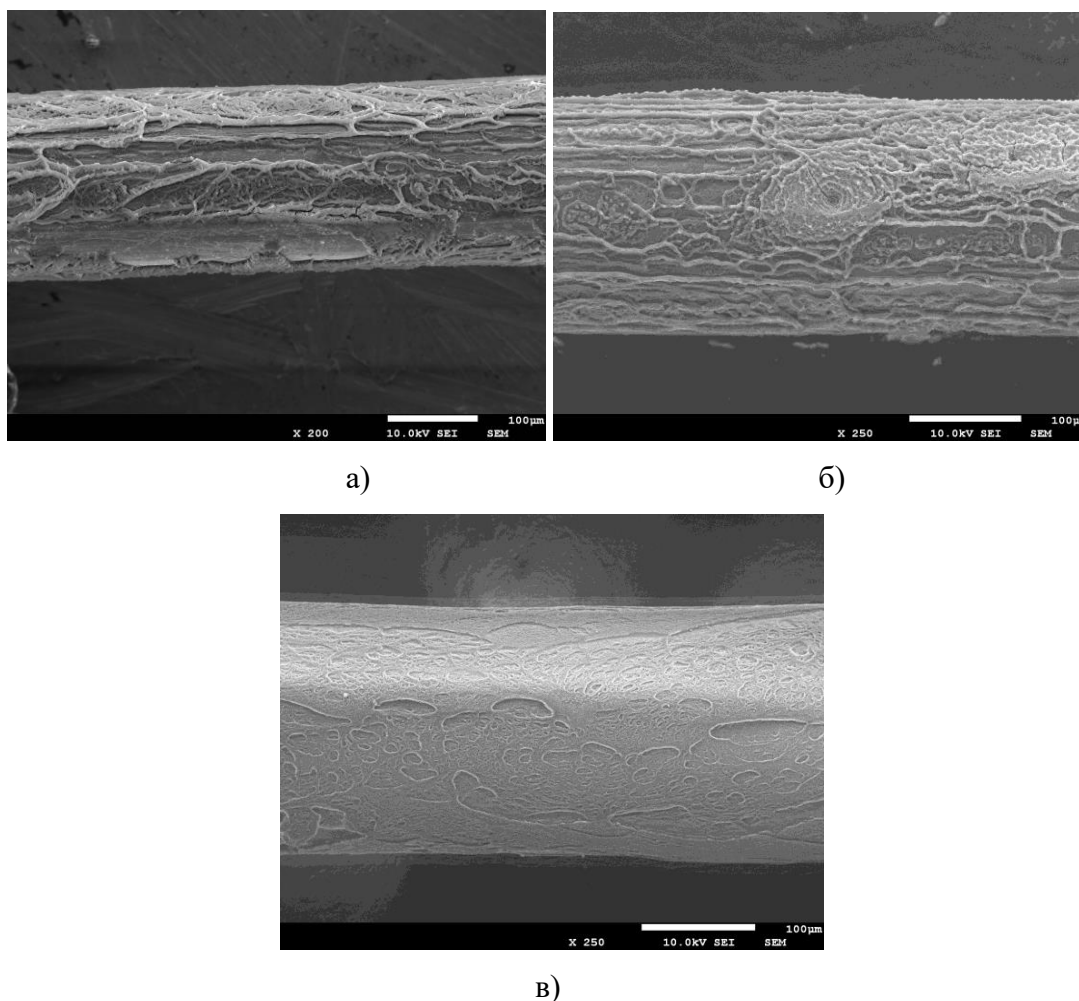


Рис. 6.8 – Микрофотографии поверхности нихромового нагревателя после кипения в наножидкости с наночастицами  $\text{SiO}_2$  ( $d_h = 0,2$  мм,  $\varphi = 0,05$  %) различного размера:

а) 25 нм, б) 40 нм, в) 100 нм.

Таким образом, в данной диссертационной работе впервые показана прямая связь между состоянием поверхности нагревателя и КТП при кипении наножидкостей с различным размером наночастиц.

Еще одной возможной причиной подобного поведения КТП в зависимости от размера наночастиц может являться проницаемость формирующихся отложений. С уменьшением размера наночастиц уменьшается коэффициент проницаемости слоя из наночастиц, что может препятствовать отводу пара с поверхности нагревателя, что уменьшает КТП.

#### 6.4 Исследование зависимости КТП от размера нагревателя

Далее было исследовано влияние размера нагревателя на кризис кипения наножидкостей [40]. Ранее влияние размера нагревателя на кризис кипения чистых жидкостей было подробно исследовано в работах С. С. Кутателадзе, И. И. Гогонина и др. [44–46]. Было показано, что зависимость КТП от размера нагревателя имеет сложный вид и определяется безразмерным критерием  $\tilde{D} = d / \sqrt{\sigma/g(\rho_L - \rho_V)}$ , где  $d$  – диаметр проволоки,  $\rho_L$  и  $\rho_V$  – плотности жидкости и пара,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. При уменьшении диаметра проволоки существенно возрастает роль сил поверхностного натяжения. Пузырьки пара успевают объединиться на поверхности нагревателя, еще не успев оторваться. При этом механизм возникновения кризиса кипения на очень тонких проволоках существенно отличается от механизма его возникновения на толстых проволоках и плоских пластинах. В работах С. С. Кутателадзе, И. И. Гогонина и др. [44–46] было показано, что на проволоках микронного размера режим пузырькового кипения может вообще отсутствовать. В таких условиях рост критического теплового потока, наблюдающийся с уменьшением размера нагревателя на очень тонких проволоках, связан прежде всего с существенным возрастанием роли естественной конвекции в охлаждении проволоки. Зависимость критической плотности теплового потока от размера нагревателя, взятая из работы И. И. Гогонина [47], приведена на рис. 6.9. Эта зависимость построена в координатах  $k = f(\tilde{D})$ , где  $k$  – это коэффициент в формуле

С. С. Кутателадзе: 
$$k = \frac{q_{\max}}{r\rho_V^{0.5}\sqrt[4]{g\sigma(\rho_L - \rho_V)}}.$$

В диссертации исследовано влияние размера нагревателя на кризис кипения наножидкостей. Диаметр проволочного нагревателя варьировался от 0,1 до 0,3 мм. Вначале получены значения критической плотности теплового потока для дистиллированной воды. Эти данные в виде красных квадратов приведены на графике на рис. 6.9. Видно, что наши измерения в целом согласуются с данными других авторов, хотя и лежат немного выше основного массива данных. В рассматриваемом режиме кипения с увеличением размеров нагревателя КТП возрастает. В данном случае кризис кипения не связан с оттеснением пара от проволоки. Образующиеся пузыри пара успевают слиться, еще не успев оторваться от нагревателя. Возникающие при этом паровые агломераты имеют размеры, превышающие диаметр нагревателя. В этих условиях с увеличением размеров нагревателя критическая плотность теплового потока возрастает.



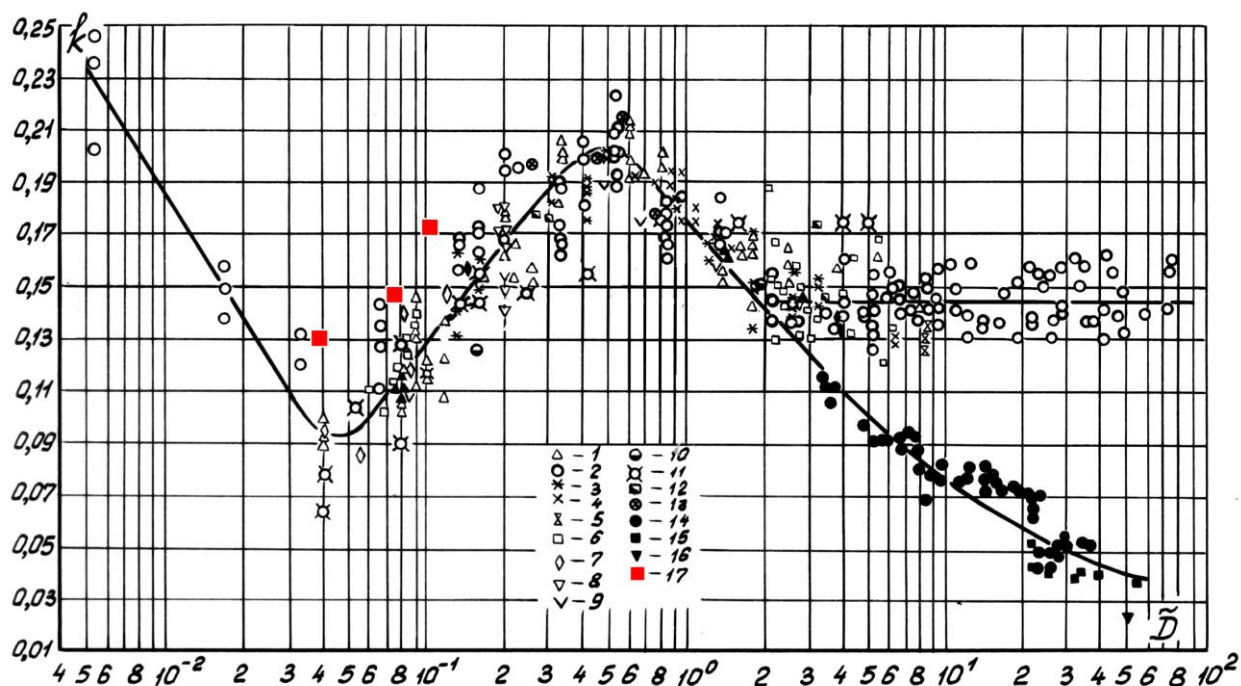


Рис. 6.9 – Зависимость коэффициента  $k$  от размера горизонтально расположенного нагревателя при кипении насыщенной жидкости. Адаптировано из работы И. И. Гогонина [47].

Здесь значения 1–16 представляют собой данные других исследователей, полученные для различных жидкостей, 17 – данные, полученные в данной диссертации для дистиллированной воды.

Полученные зависимости относительного КТП от концентрации наночастиц оксида кремния (25 нм) для различных нагревателей представлены на рис. 6.10 (а). В данном случае  $q_w$  – критическая плотность теплового потока для каждого из нагревателей в дистиллированной воде. Как видно, с уменьшением размера нагревателя относительная КТП (при прочих равных условиях) значительно повышается. Таким образом, было показано, что действие наночастиц на кризис кипения сильнее сказывается на проволоках меньшего размера. С увеличением размеров нагревателя эффект от наличия наночастиц на кризис кипения уменьшается (см. рис. 6.10 (б)).

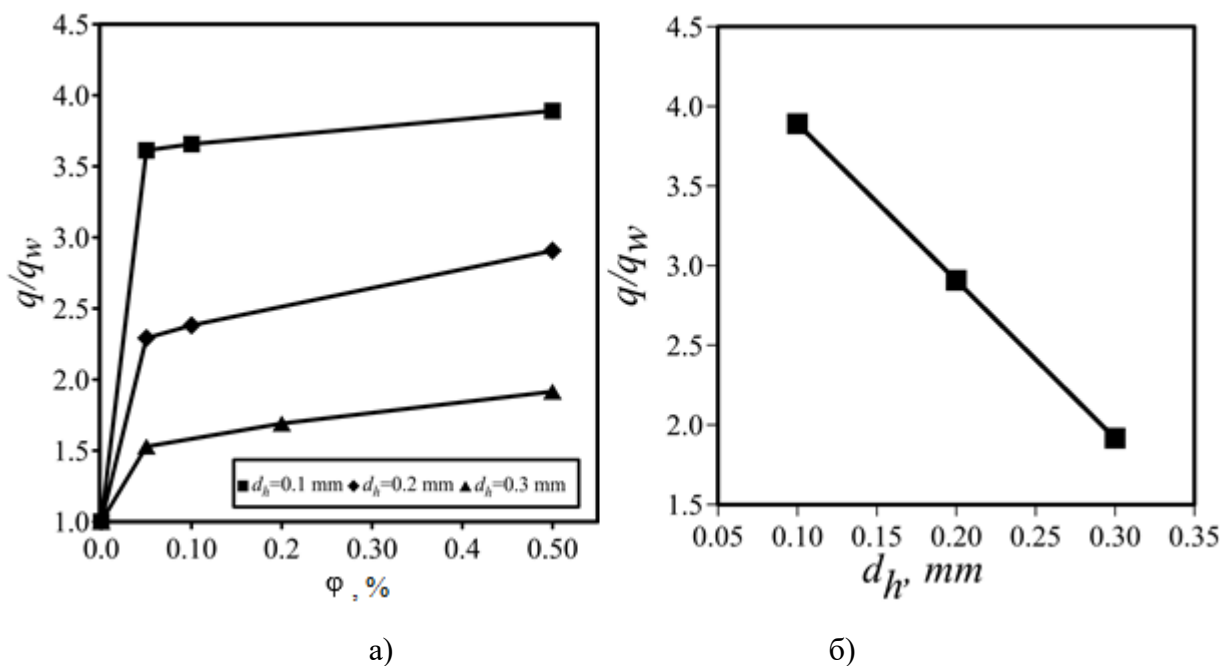
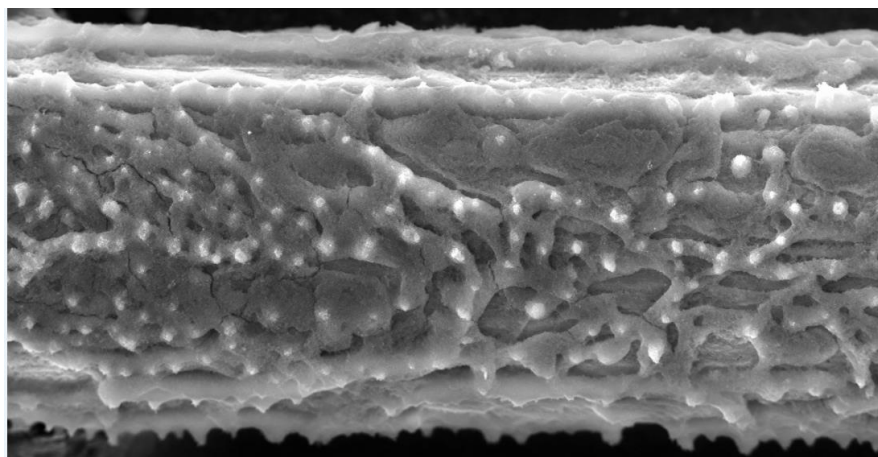


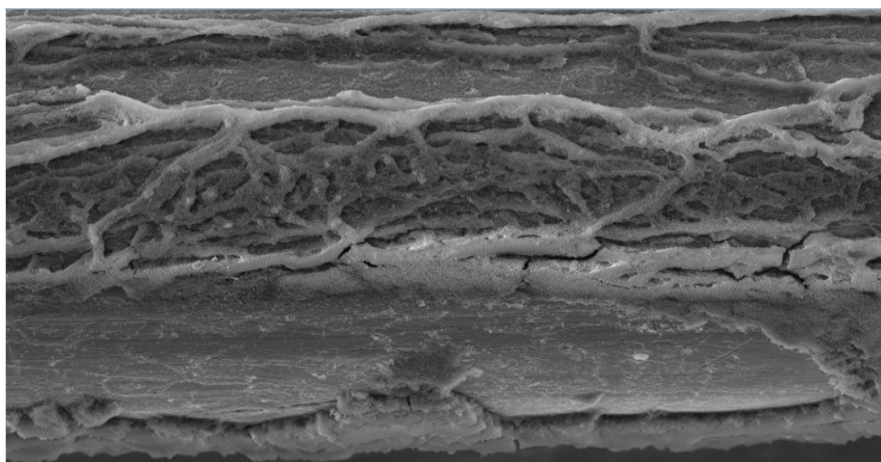
Рис. 6.10 – Зависимость относительного КТП от концентрации наночастиц для различных размеров нагревателя (а) и зависимость относительного КТП от размера нагревателя (б) при концентрации частиц 0,5 %.

Объяснить такое поведение можно, если исходить из того, что ведущую роль в процессе кипения наножидкостей играет пористое покрытие из наночастиц на поверхности нагревателя. Площадь поверхности нагревателя, диаметром 0,1 мм, в девять раз меньше площади поверхности нагревателя, диаметром 0,3 мм. Соответственно, при одинаковой концентрации наночастиц в жидкости необходимая высота отложений на поверхности меньшего нагревателя сформируется гораздо быстрее, чем на поверхности большего нагревателя. Подтверждение этого утверждения можно видеть на рис. 6.11, где приведены данные электронной микроскопии нагревателей различного диаметра. Мы видим, что проволока, диаметром 0,1 мм, полностью покрыта плотным слоем отложений. На проволоке, диаметром 0,2 мм, отложения не сплошные, и имеются пятна чистой поверхности, а на проволоке, диаметром 0,3 мм, отложения достаточно фрагментарные.

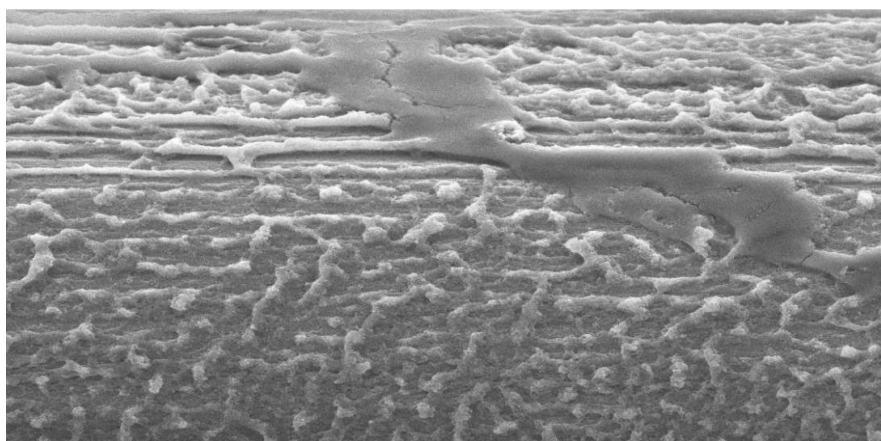
Таким образом, существование зависимости относительного КТП от размера нагревателя является еще одним косвенным подтверждением ключевой роли осаждения наночастиц в кризисе кипения наножидкостей. Кроме того, наличие зависимости КТП от размера нагревателя при кипении наножидкостей может являться одной из причин расхождений в результатах экспериментов различных авторов, указанных во введении.



а)



б)



в)

Рис. 6.11 – Осаждение наночастиц в процессе кипения на поверхностях проволок разного диаметра: а) диаметр проволоки 100 мкм, б) 200 мкм, в) 300мкм.

Фотографии масштабированы.

Зависимость КТП от размера нагревателя при концентрации 0,5 % показана на рисунке 6.10 (б). Как видно, эта зависимость линейная и описывается уравнением  $q/q_w = 4,88 - 9,87d$ , где  $d$  – диаметр нагревателя.

На рисунке 6.10 (а) показано, что на нагревателе, диаметром 0,1 мм, критическая плотность теплового потока почти в четырех раза выше, по сравнению с чистой водой. При увеличении размеров поверхности кипения критическая плотность теплового потока стремится к значениям, характерным для чистой воды. Поэтому применение наножидкостей для повышения КТП будет наиболее эффективным именно в микроустройствах, например, в двухфазных микроканальных теплообменниках.

### 6.5. Исследование зависимости КТП от длительности процесса кипения

Зависимость критической плотности теплового потока от размеров нагревателя наводит на мысль, что должна существовать зависимость и от времени кипения. Для проверки этого предположения впервые была проведена серия опытов, в которых варьировалось время кипения [40]. Варьирование времени осуществлялось изменением шага и задержки, с которыми источником питания повышалось напряжение на проволоке. Предварительно было проведено аналогичное исследование для чистой воды. Никакой зависимости критической плотности теплового потока от времени проведения процесса обнаружено не было.

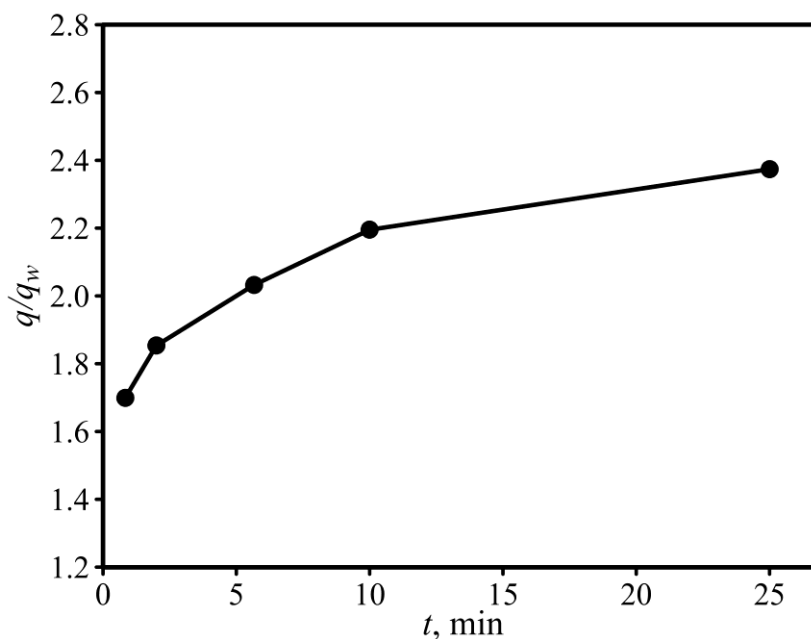


Рис. 6.12 – Зависимость относительного КТП от длительности кипения в наножидкости с частицами  $\text{SiO}_2$  (25 нм) при  $\varphi = 0,1 \%$  и  $d_h = 0,2$  мм.

На рис. 6.12 приведена зависимость критической плотности теплового потока от времени для наножидкости с частицами оксида кремния (25 нм) и объемной концентрацией 0,1 %. Как видно, для наножидкости наблюдается зависимость КТП от времени проведения процесса кипения. С ростом времени кипячения критическая плотность теплового потока быстро возрастает, а затем этот рост замедляется. Зависимость КТП от времени процесса кипячения хорошо описывается корреляцией следующего вида:

$$q/q_w = 1 + at^b \quad (6.4)$$

Объяснить такое поведение легко, исходя из гипотезы влияния на КТП осаждения частиц на нагревателе. Формирование отложений на поверхности нагревателя не мгновенный процесс. На это требуется определенное время, по истечении которого наступает некоторое равновесное динамическое состояние, в котором высота микрошероховатой поверхности перестает меняться. Полученный в экспериментах факт существования такой временной зависимости можно рассматривать как прямое подтверждение ключевой роли процесса осаждения в кризисе кипения наножидкостей. Приведенные на рис. 6.13 данные электронной микроскопии подтверждают это предположение.

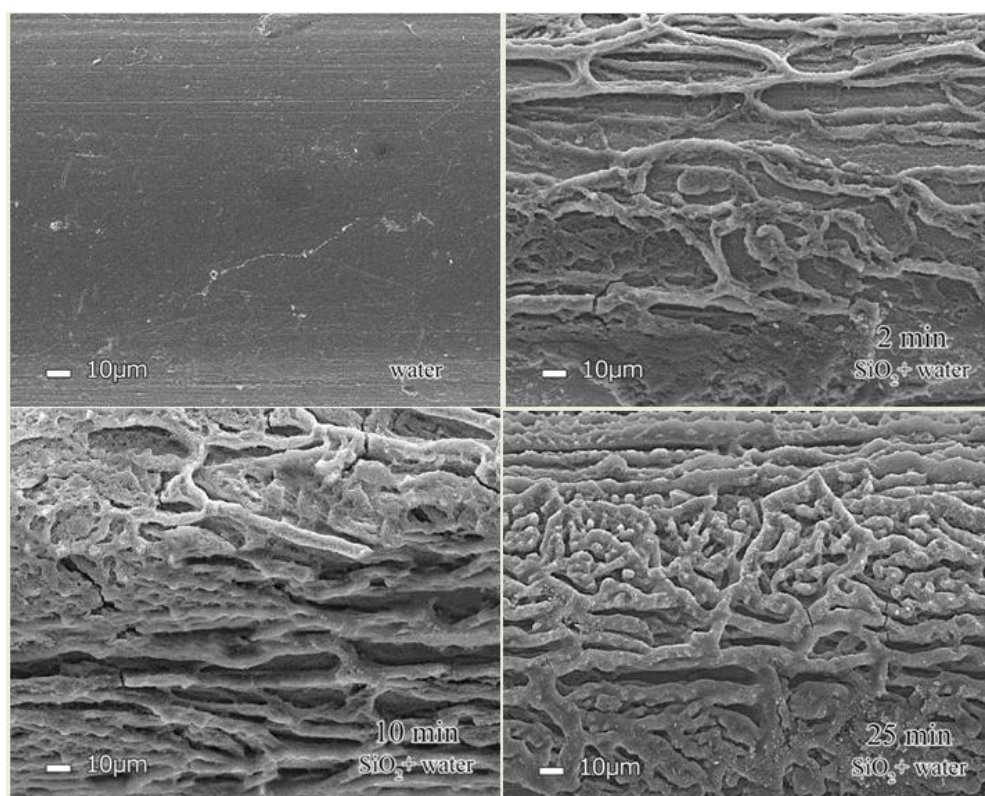


Рис. 6.13 – Фотографии поверхности нагревателя после кипения в воде и в наножидкости при разной длительности кипячения (наночастицы SiO<sub>2</sub> размером 25 нм,  $\varphi = 0,1\%$ ,  $d_h = 0,2$  мм, увеличено в 500 раз).



## 6.6 Исследование зависимости КТП от материала наночастиц

Еще одним важным обстоятельством является зависимость КТП от материала наночастиц. Влияние материала частиц на КТП отмечают многие исследователи [12–25]. Зависимость КТП от материала частиц можно видеть на рис. 6.4, где показана зависимость от концентрации для частиц различного материала и размера. Однако мы установили, что критическая плотность теплого потока сильно зависит от размера частиц, поэтому более правильно анализировать зависимость от материала частиц при их фиксированном размере. Такая зависимость показана на рис. 6.7. Здесь видно, что КТП при кипении наножидкости с частицами оксида алюминия почти вдвое ниже, чем с частицами оксида кремния, при одинаковых концентрации и размере частиц. Микроструктура поверхности нагревателя после кипения в этих наножидкостях показана на рис. 6.14 (а–б). Видно, что и структура, и толщина отложений для различных частиц различна. Для сравнения на рис. 6.14 (в–г) приведены изображения поверхности для других наночастиц. Как видно, форма рельефа поверхности отложений у всех материалов различна. Для частиц оксида алюминия отложения формируются в виде длинных горизонтальных бороздок, шириной 3–4 мкм, частицы оксида железа формируют очень плотные отложения с размером шероховатостей, не превышающим 1 мкм, частицы алмаза образуют отложения в виде чешуек, толщиной порядка 1–2 мкм и размером 30–40 мкм, частицы оксида кремния покрывают нагреватель слоями, в которых видны дыры размерами 5–10 мкм (см. рис. 6.15). При прочих равных условиях (концентрация, размер, длительность кипячения) нагреватели, имеющие различный рельеф из наночастиц, имеют различное значение КТП. Очевидно, что и проницаемость для пара и жидкости у полученных пористых отложений из разных наночастиц также должна отличаться. Конечно, нельзя утверждать, что рельеф напрямую влияет на КТП, вероятнее всего, рельеф и материал частиц влияют на смачиваемость поверхности нагревателя. На это указывают многие исследователи [9–29]. Улучшение смачиваемости многими рассматривается как основной механизм увеличения КТП при кипении наножидкостей.

Различная скорость роста и форма рельефа отложений по-видимому связаны со свойствами материала частиц и поверхности нагревателя. Различные материалы наночастиц имеют различную адгезию друг к другу и к материалу нагревателя. Очевидно, следует ожидать зависимость КТП от материала нагревателя. Также большую роль в процессе формирования и роста отложений должна играть смачиваемость материала частиц.

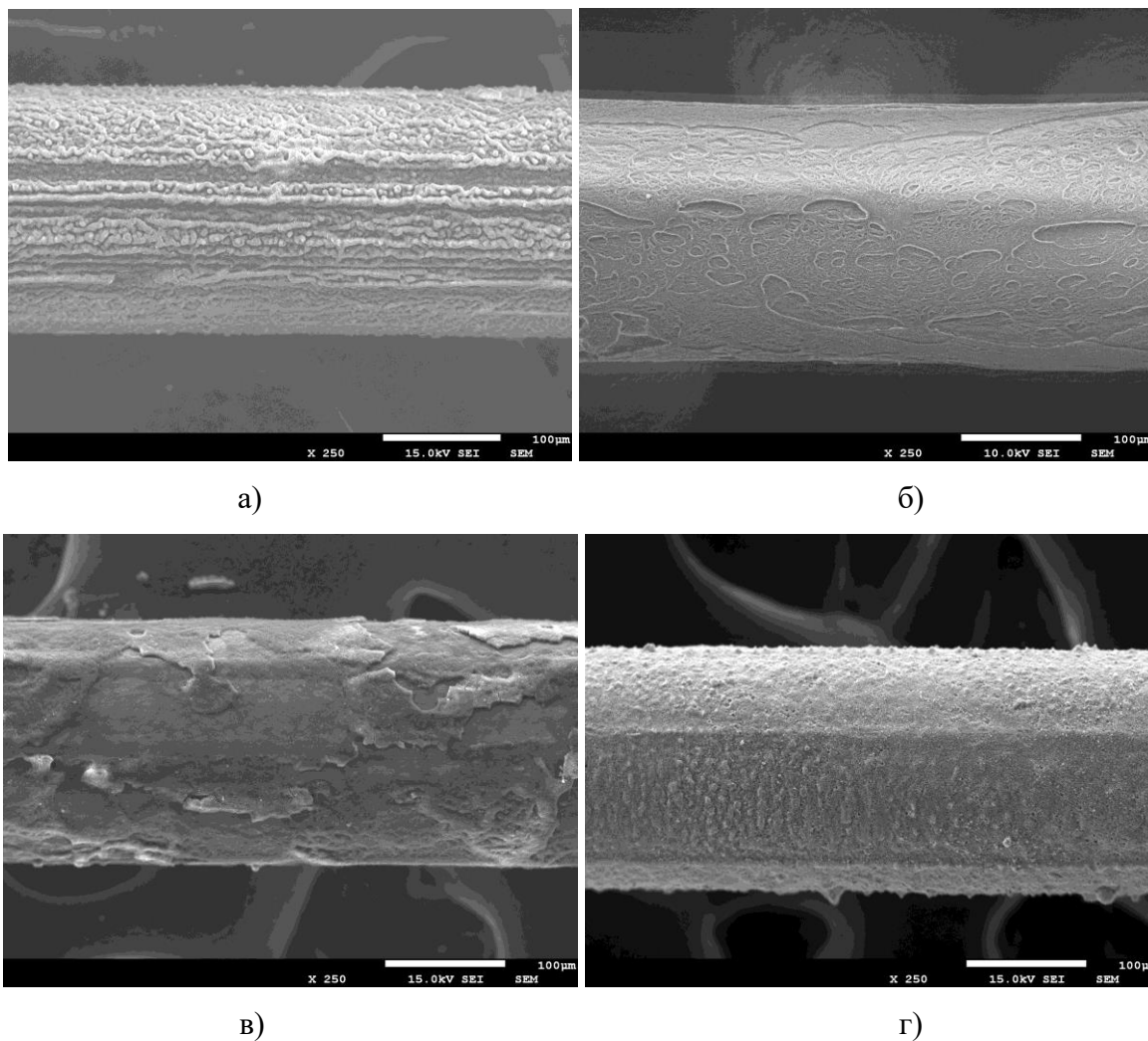


Рис. 6.14 – Фотографии поверхности нагревателя после кипения в различных наножидкостях ( $d_h = 0,2$  мм,  $\phi = 0,05$  %): а)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 100 нм, б)  $\text{SiO}_2$  – 100 нм, в) наноалмаз – 5 нм, г)  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  – 95 нм. Увеличение в 250 раз.

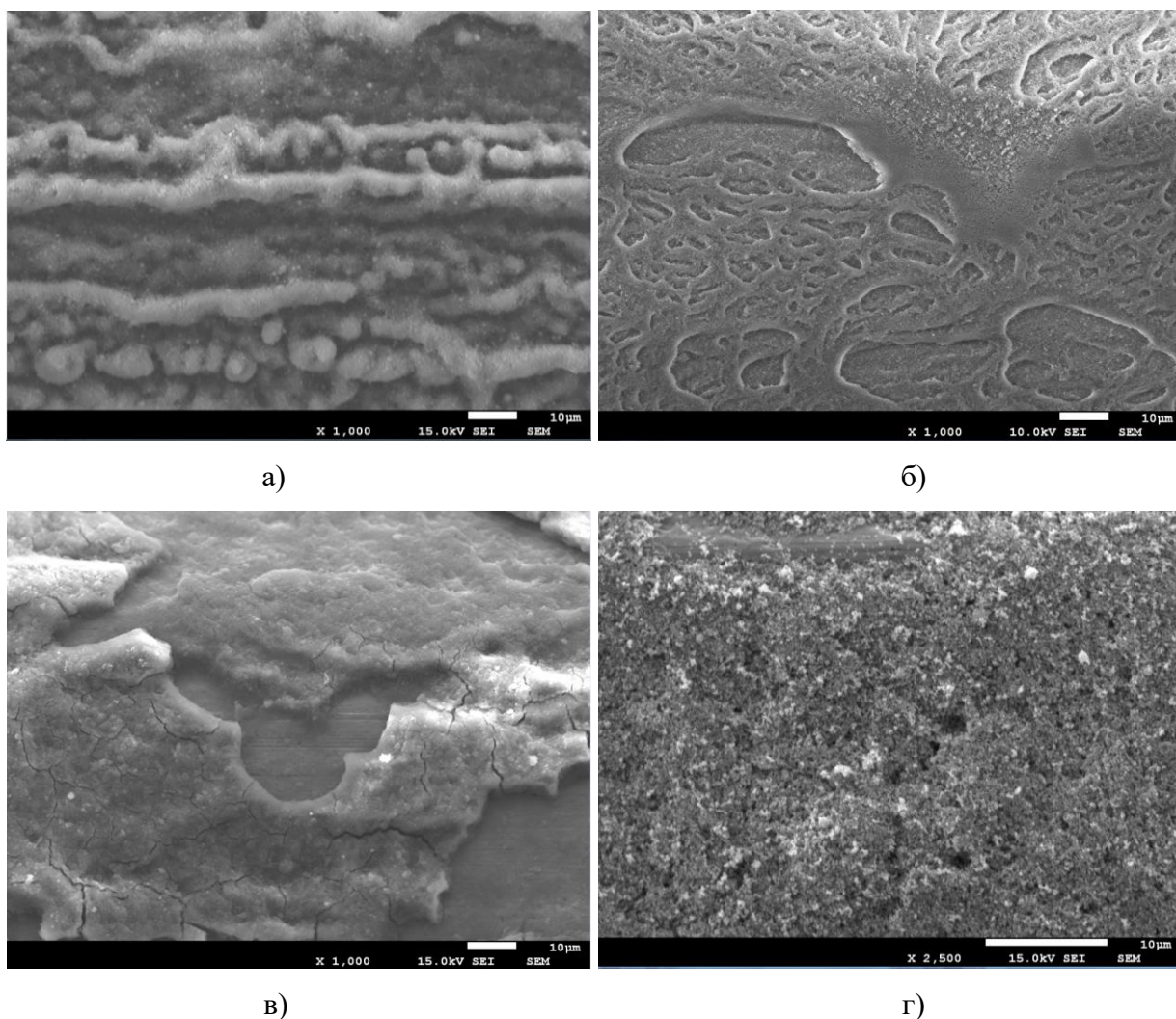


Рис. 6.15 – Фотографии поверхности нагревателя после кипения в различных наножидкостях ( $d_h = 0,2$  мм,  $\varphi = 0,05$  %): а)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  – 100 нм, б)  $\text{SiO}_2$  – 100 нм, в) наноалмаз – 5 нм, г)  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  – 95 нм. Увеличение в 1000 раз.

Проанализируем влияние теплофизических свойств наножидкости на плотность теплового потока при ее кипении. Надо сказать, что универсальной зависимости КТП от физических свойств жидкости до сих пор не существует даже для чистых жидкостей. Пожалуй, наиболее надежной корреляцией, учитывающей свойства жидкости, является зависимость, предложенная в работе И. И. Гогонина [48]:

$$k = 0.04 \cdot \text{Ka}^{0.05} \quad (6.5)$$

Здесь  $k$  – критерий устойчивости в формуле Кутателадзе,  $\text{Ka} = \sigma^3 / [v^4 \rho_L^2 (\rho_L - \rho_V) g]$  – число Капицы. Данная аппроксимация была получена в результате обработки большого количества экспериментальных данных, число Капицы в которых изменялось на четыре порядка. Погрешность формулы порядка 20 %. Данная формула получена для толстостенных нагревателей, но для оценок ее применение вполне оправдано.



В итоге получим формулу для КТП в следующем виде:

$$q = 0.04 \cdot \text{Ka}^{0.05} r \cdot \rho_v^{0.5} \sqrt[4]{g\sigma(\rho_L - \rho_v)} \quad (6.6)$$

Анализ зависимости от свойств жидкости показывает, что КТП пропорционален комплексу  $\sigma^{0.4} \rho_L^{0.3} \mu_L^{-0.2}$ , где  $\rho_L$  – плотность жидкости,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\mu_L$  – вязкость жидкости. Таким образом, КТП возрастает с ростом плотности и поверхностного натяжения и падает с увеличением вязкости жидкости.



Рис. 6.16 – Фотография капли наножидкости на воздухе.

Обратимся к свойствам рассмотренных в диссертации наножидкостей. Для примера возьмем хорошо изученную нами наножидкость с частицами оксида кремния (25 нм). Данные по вязкости этой наножидкости приведены в главе 3.

Измерение коэффициента поверхностного натяжения для данной наножидкости на воздухе проведено с помощью автоматического тензиометра IFT-820-P. Принцип действия тензиометра IFT-820-P основан на методе висячей капли, при котором поверхностное натяжение определяется по результатам измерений геометрических параметров капли исследуемой жидкости (рис. 6.16). Измерение контактного угла смачивания и межфазного натяжения выполнено с использованием программного обеспечения DropImage Advanced. Итоговые данные получены осреднением по четырем независимым измерениям. Разброс данных в экспериментах не превышал 5 %. Методика измерений коэффициента поверхностного натяжения была протестирована на воде и этиленгликоле. Получено хорошее согласие с эталонными данными.

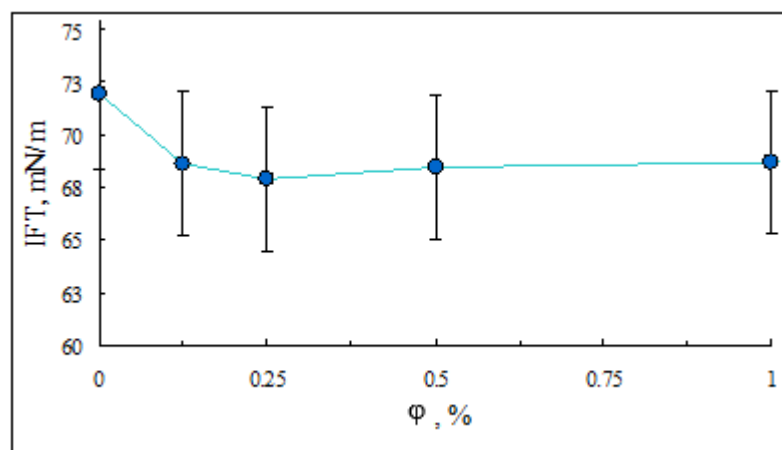


Рис. 6.17 – Зависимость коэффициента поверхностного натяжения от концентрации наночастиц оксида кремния (25 нм) при комнатной температуре.

Влияние концентрации наночастиц на коэффициент поверхностного натяжения наножидкости показано на рис. 6.17. Как видно, с увеличением концентрации наночастиц коэффициент натяжения незначительно снижается (на 6 % для концентрации частиц, равной 0,5 %). Вязкость и плотность наножидкости с увеличением концентрации наночастиц, напротив, увеличиваются. Для концентрации наночастиц оксида кремния (25 нм), равной 0,5 %, вязкость увеличивается примерно на 10 %, а плотность увеличивается на 1 %. Если рассматривать наножидкость как однородную среду, то согласно формуле (6.6), такие изменения в свойствах должны были привести к уменьшению КТП при кипении наножидкости примерно на 4 %. Однако эксперименты показали, что КТП увеличился почти в 3 раза. Таким образом, было показано, что физические свойства наножидкости напрямую не могли так существенно повлиять на кризис кипения. Более того, с точки зрения свойств добавление наночастиц должно отрицательно сказываться на КТП, поскольку вязкость с увеличением концентрации частиц растет, а поверхностное натяжение – уменьшается. Это еще раз подчеркивает тот факт, что основной механизм увеличения КТП при кипении наножидкости связан с явлениями смачиваемости поверхности нагревателя. Для того чтобы показать это, были проведены исследования смачиваемости поверхностей наножидкостью.

Были проведены измерения краевого угла смачивания для наножидкости на чистой поверхности нихромовой ленты. Фотографии капель наножидкости с разной концентрацией наночастиц на нихромовой ленте приведены на рис. 6.18. Как видно, добавка наночастиц приводит к уменьшению краевого угла смачивания с 93 до 75 градусов. При этом, как видно из графика на рис. 6.19, наиболее интенсивно краевой угол снижается при небольших концентрациях наночастиц. С увеличением концентрации наночастиц краевой угол выходит на установившееся значение. Таким образом, добавка наночастиц в жидкость приводит к

значительному улучшению характеристик смачиваемости нихромового нагревателя, что, безусловно, повышает КТП.

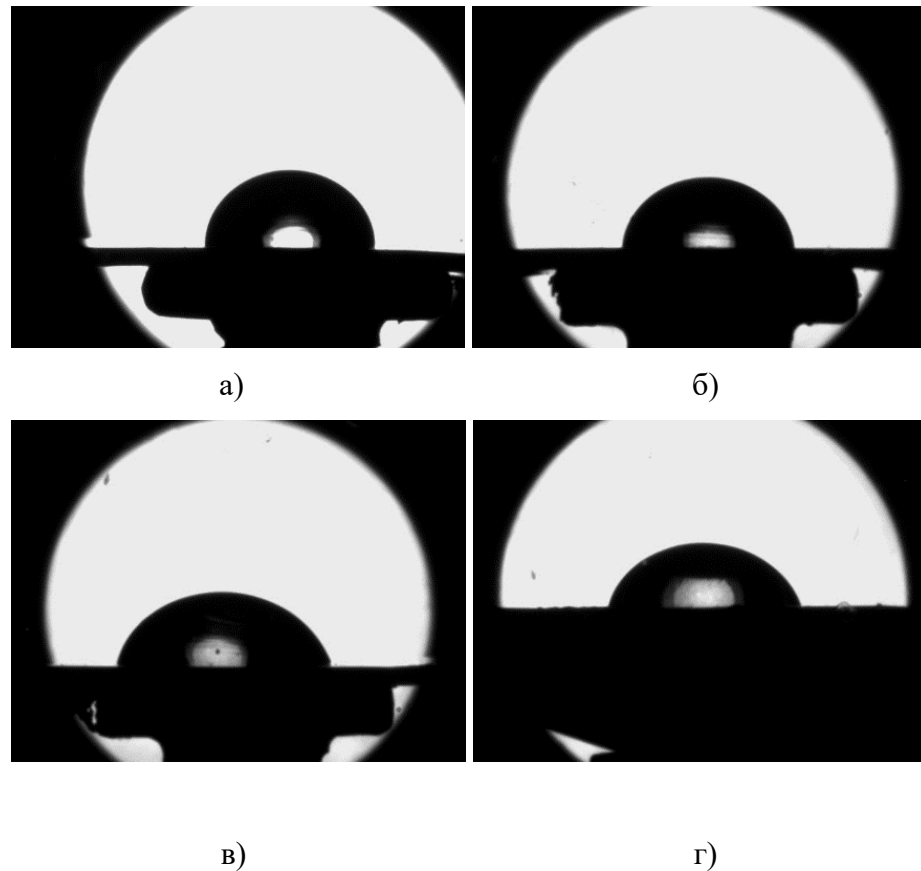


Рис. 6.18 – Фотографии капли наносuspензии SiO<sub>2</sub> на поверхности нихрома для разной концентрации наночастиц: а) 0 %; б) 0,125 %; в) 0,25 %; г) 0,5 %.

В настоящее время существуют несколько теорий, учитывающих влияние смачиваемости нагревателя на КТП. Широкое распространение, например, получила формула Кандликара [49], где  $\theta$  – краевой угол смачивания (6.7):

$$q = \frac{1 + \cos(\theta)}{16} \left( \frac{2}{\pi} + \frac{\pi}{4} (1 + \cos(\theta)) \right)^{\frac{1}{2}} \cdot r \cdot \rho_v^{0.5} \sqrt[4]{g\sigma(\rho_L - \rho_v)} \quad (6.7)$$

В более поздних работах [50] была предложена модель, основанная на анализе движения контактной линии на границе сухого пятна. Согласно этой модели, кризис кипения наступает, когда сила давления пара, действующая на мениск жидкости, становится меньше силы поверхностного натяжения, стремящейся смочить сухое пятно.

В работах Кима [12-13] эта модель представлена в виде формулы:

$$q = \left( 1 - \frac{\sin(\theta)}{2} - \frac{\pi/2 - \theta}{2\cos(\theta)} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot r \cdot \rho_v^{0.5} \sqrt[4]{g\sigma(\rho_L - \rho_v)} \quad (6.8)$$

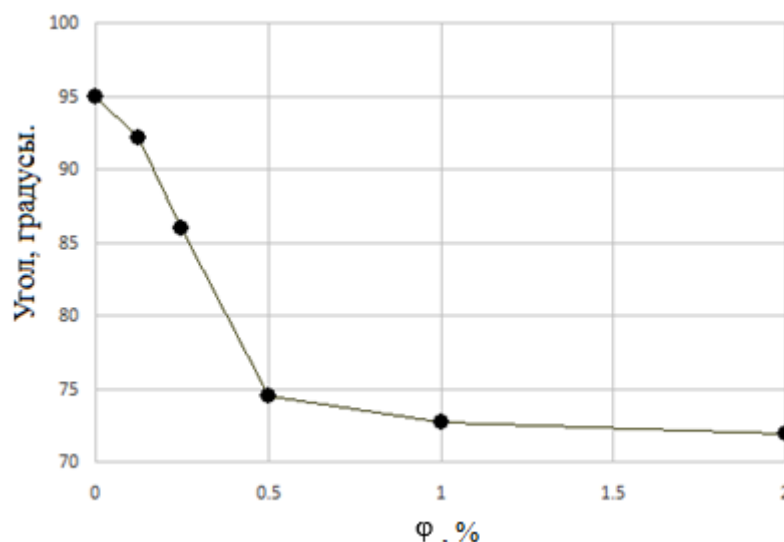


Рис. 6.19 – Зависимость краевого угла смачивания для наножидкости на поверхности нихрома от концентрации наночастиц оксида кремния (25 нм) при комнатной температуре.

На рис. 6.20 приведено сопоставление экспериментальных данных с известными эмпирическими теориями. Как видно, обе модели качественно верно предсказывают повышение КТП с увеличением концентрации наночастиц. Однако количественно обе модели существенно занижают значения КТП. Особенно модель Кандликара, которая в данном случае, из-за плохой смачиваемости нихрома, предсказывает значения КТП даже ниже теории Кутателадзе. Таким образом, показано, что, несмотря на то, что добавка наночастиц значительно улучшает смачиваемость чистой поверхности нагревателя, этого недостаточно для достижения таких высоких значений КТП, которые были обнаружены в эксперименте. Исходя из этого, можно заключить, что ключевую роль в увеличении КТП при кипении наножидкостей играет изменение смачиваемости поверхности нагревателя, вызванное осаждением наночастиц.

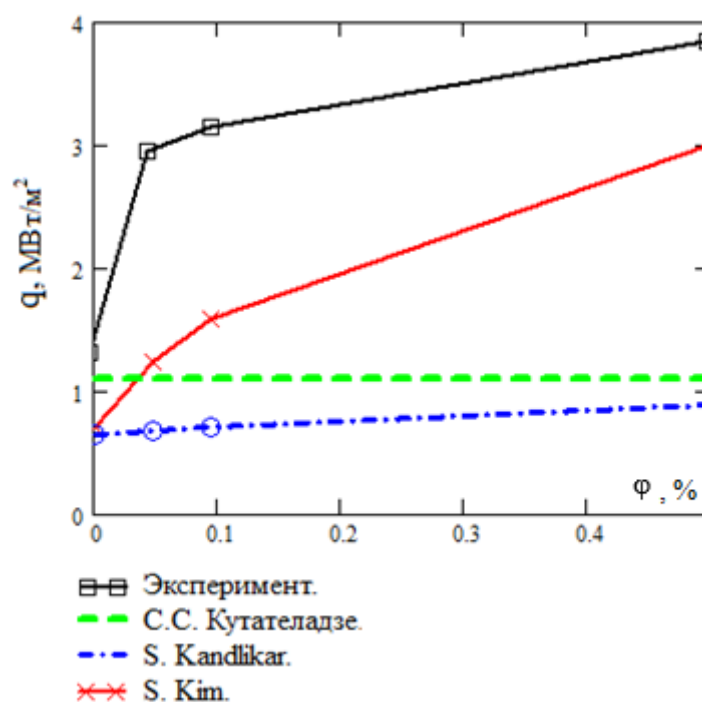


Рис. 6.20 – Зависимость КТП при кипении наножидкости от концентрации наночастиц оксида кремния (25 нм).

## 6.7. Исследование кипения воды на покрытых наночастицами проволоках

Из приведенных выше данных следует, что ключевую роль в кризисе кипения наножидкостей играют отложения наночастиц на поверхности нагревателя. С практической точки зрения большой интерес представляет исследование кризиса кипения чистых жидкостей на нагревателях с искусственно созданными покрытиями. Известно большое количество работ, в которых изучались кипение и кризисные явления на капиллярно пористых покрытиях. Влияние капиллярно-пористых покрытий на теплообмен и кризисные явления при кипении чистых жидкостей экспериментально было исследовано в работах [51–56]. В настоящее время проведено большое количество исследований по интенсификации теплообмена с использованием микроструктурированных поверхностей и пористых покрытий. Существует большое число различных физико-химических методов модификации поверхности на микромасштабе [54]. Одним из таких способов создания пористых покрытий является, например, метод плазменного напыления. Авторами работ [55–56] было изучено влияние данных покрытий на теплообмен и кризисные кипения жидкости. В результате было показано, что наличие на нагревателях таких пористых покрытий приводит к значительной интенсификации теплообмена (до трех раз) по сравнению с гладкими поверхностями в режиме пузырькового кипения.

Как было показано выше, при кипении наножидкостей на поверхности нагревателя также формируются капиллярно-пористые покрытия из наночастиц. В данной диссертации проведено исследование влияния отложения наночастиц сформировавшихся на поверхности нагревателя после кипения наножидкости на кризис кипения чистой жидкости [41]. Проволоки с покрытием из наночастиц были получены путем предварительного кипячения их в наножидкости с частицами оксида кремния (100 нм). Объемная концентрация частиц в жидкости была равна 2 %. Поверхностно-активные вещества не добавлялись. Плотность теплового потока была ниже критической и составляла 1 МВт/м<sup>2</sup>. В этих условиях наножидкость для формирования устойчивых отложений кипела на проволоке в течение 25 минут. Далее проволока извлекалась и многократно промывалась дистиллированной водой. После этого были проведены эксперименты по кипению дистиллированной воды на покрытых наночастицами проволоках. Результаты этих экспериментов приведены на рис. 6.21–6.23. Фотографии процесса кипения были получены с использованием камеры Sony Cyber-shot DSC-RX100. Данная камера позволяет обеспечить видеосъемку с высокой частотой до 1000 кадров в секунду.

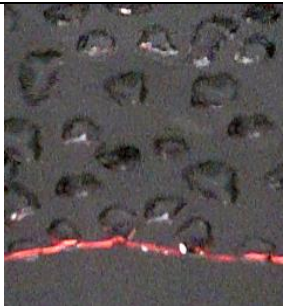
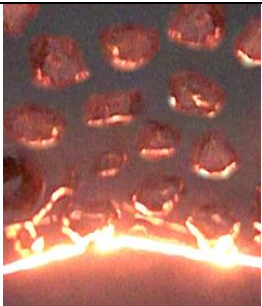
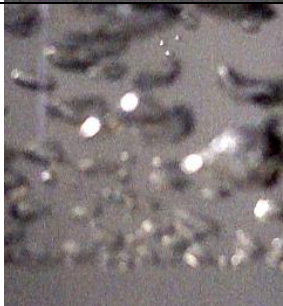
| Плотность теплового потока           | $\approx 220 \text{ кВт/м}^2$                                                       | $\approx 1200 \text{ кВт/м}^2$                                                       | $\approx 1500 \text{ кВт/м}^2$                                                        |
|--------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------|
| Чистая проволока                     |  |  |  |
| Проволока, покрытая SiO <sub>2</sub> |  |  |  |

Рис. 6.21 – Визуализация процесса кипения дистиллированной воды на чистой проволоке (верхний ряд) и на проволоке, покрытой наночастицами оксида кремния (нижний ряд) при различной плотности теплового потока.

В результате показано, что покрытие из наночастиц  $\text{SiO}_2$  увеличивает величину КТП при кипении чистой воды, и это увеличение довольно значительное. Критическая плотность теплового потока на покрытой проволоке в 2,7 раз выше, чем на чистой (см. рис. 6.22). Это сопоставимо с теми приращениями, что были продемонстрированы в работах различных авторов на капиллярно-пористых покрытых покрытиях, созданных другими методами. Интересно также сопоставить полученную величину с приращением КТП при кипении наножидкости на изначально чистой проволоке. Так, при кипении наножидкости с частицами оксида кремния, размером 100 нм, было получено приращение КТП, равное 3,3. Таким образом, показано, что приращение КТП на проволоке, покрытой наночастицами, и КТП при кипении в той же наножидкости сопоставимы. Это доказывает тот факт, что основным механизмом увеличения критической плотности теплового потока при кипении наножидкостей является образование отложений из наночастиц на поверхности нагревателя.

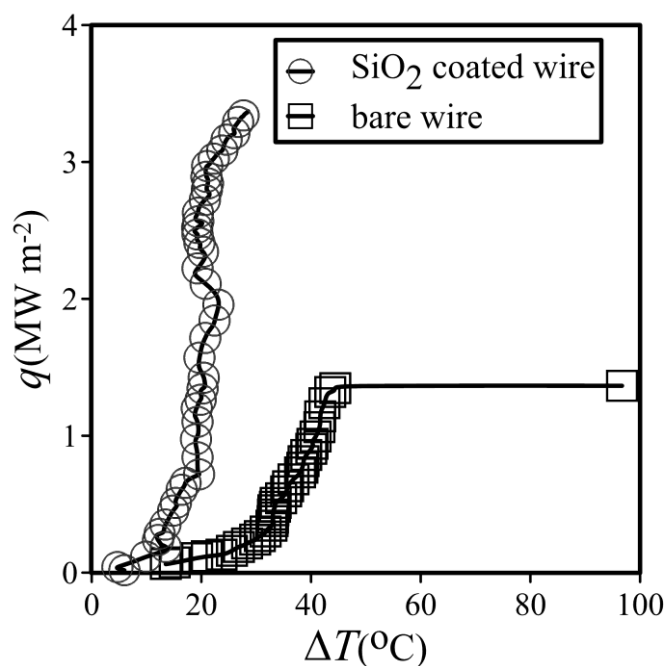


Рис. 6.22 – Кривые кипения дистиллированной воды на чистой проволоке и проволоке, покрытой наночастицами  $\text{SiO}_2$ . Диаметр проволоки равен 0,1 мм.

Помимо плотности теплового потока, также была сопоставлена величина коэффициента теплоотдачи при кипении на чистой и покрытой наночастицами проволоках. Это сопоставление приведено на рис. 6.23. Как видно, кривая кипения на покрытой проволоке сильно смещена влево (в области меньшего перегрева поверхности). Это говорит о том, что кипение на проволоках с покрытием начинается при меньших значениях перегрева поверхности из-за значительного увеличения плотности центров зародышеобразования. Данные визуального

наблюдения это подтверждают. При одинаковом значении температурного напора значение коэффициента теплоотдачи на покрытой наночастицами проволоке примерно в 1,9 раза выше, чем на чистой.

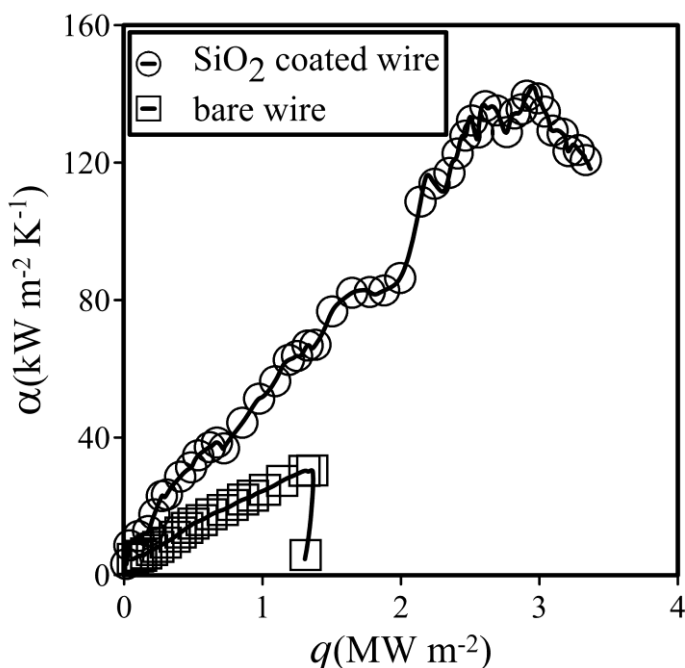


Рис. 6. 23 – Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока при кипении дистиллированной воды на чистой проволоке и проволоке, покрытой наночастицами SiO<sub>2</sub>. Диаметр проволоки равен 0,1 мм.

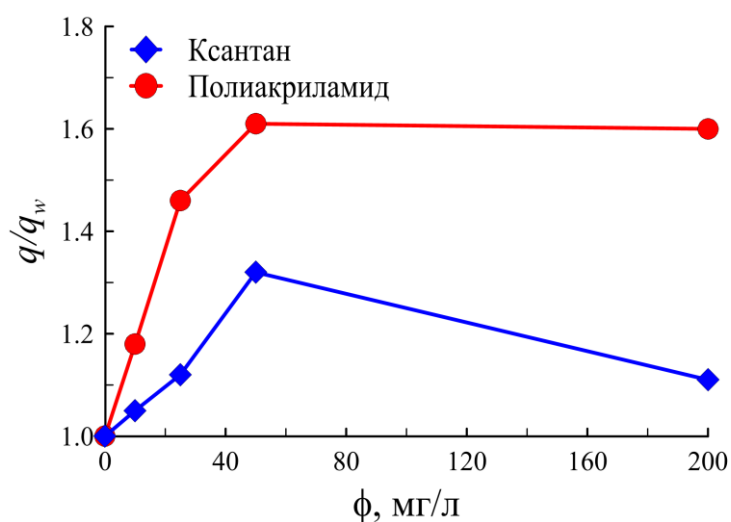
## 6.8 Исследование влияния стабилизирующих веществ на кризис кипения наножидкостей

Хорошо известно, что для стабилизации свойств наножидкостей в них часто добавляют различные ПАВы и полимеры. Однако в настоящее время работ, в которых бы исследовалось влияние ПАВ на кризис кипения наножидкостей, нет. Данное исследование впервые выполнено в настоящей диссертации [42]. Исследование проведено для наножидкости с частицами оксида кремния (25 нм,  $\phi = 0,1 \%$ ). Кризис кипения наножидкости исследовался на нихромовой проволоке, диаметром 0,2 мм. В качестве стабилизатора использовались высокомолекулярные полимеры: ксантановая камедь и полиакриламид (ПАА). Массовая концентрация варьировалась от 10 мг/л до 200 мг/л.

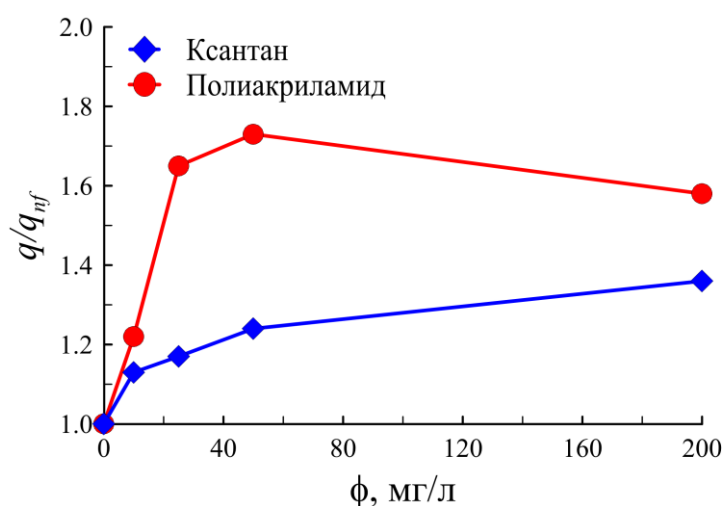
Были получены зависимости КТП при кипении дистиллированной воды (см. рис. 6.24 (а)) и наножидкости (см. рис. 6.24 (б)) с добавками ПАВ от концентрации камеди и полиакриламида. Было обнаружено, что присутствие поверхностно-активных веществ



увеличивает КТП в обоих случаях. В частности, добавка полиакриламида в воду увеличивает критическое значение теплового потока в 1,6 раз, а добавка ксантановой камеди – в 1,3 раза. С увеличением концентрации полимера в воде КТП вначале увеличивается и достигает максимального значения при концентрации примерно 50 мг/л. Это увеличение связано с улучшением смачиваемости поверхности нагревателя. При дальнейшем увеличении концентрации полимера до 200 мг/л наблюдается некоторое снижение величины критического теплового потока. Это снижением вызвано увеличением вязкости жидкости при добавлении в нее полимеров.



а)



б)

Рис. 6.24 – Зависимость относительного КТП при кипении воды (а) и наножидкости (б) от концентрации ПАВ.

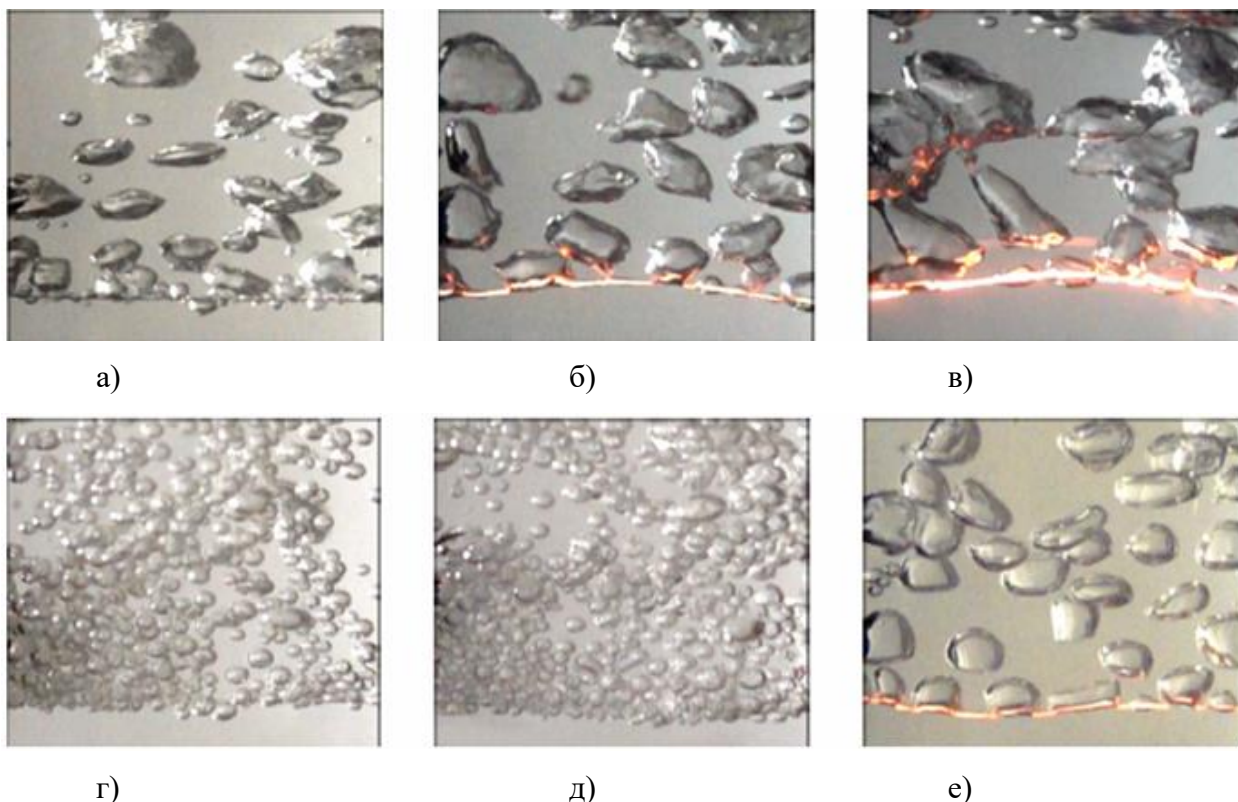


Рис. 6.25 – Фотографии кипения дистиллированной воды при плотностях теплового потока на проволоке  $0,8 \text{ МВт/м}^2$  (а);  $1,2 \text{ МВт/м}^2$  (б) и  $1,6 \text{ МВт/м}^2$  (в), и фотографии кипения водно-полиакриламидного раствора (50мл/л) при тех же плотностях теплового потока  $0,8 \text{ МВт/м}^2$  (г);  $1,2 \text{ МВт/м}^2$  (д) и  $1,6 \text{ МВт/м}^2$  (е).

На рис. 6.25 приведены фотографии процесса кипения в чистой воде (верхние рисунки) и в воде с добавкой 50 мг/л ПАА при различных значениях плотности теплового потока. Как видно, добавка ПАА радикально сказывается на картине кипения жидкости. Значительно уменьшается средний радиус пузырька, и увеличивается частота отрыва пузырей от поверхности нагревателя.

Добавление рассмотренных полимеров в наножидкость также увеличивает КТП. Максимальное увеличение КТП наножидкости с ПАА (по отношению к КТП наножидкости без ПАА) составляло 1,7 раз при 50 мг/л ПАА в наножидкости. Ксантановая камедь в этом отношении действует слабее. Здесь приращение КТП около 20 %. Одной из возможных причин дополнительного увеличения критического теплового потока является то, что на поверхности нагревателя адсорбируются не только наночастицы, но и молекулы ПАВ, тем самым дополнительно увеличивая смачиваемость. Таким образом, впервые было показано, что добавка ПАВ к наножидкости может дополнительно повысить КТП на 30–70 %.

На рис. 6.27 приведены значения приращения КТП для наножидкости с ПАВ по отношению к КТП для чистой воды на данной проволоке. Как видно, эти приращения очень существенны. Так, наножидкость с концентрацией наночастиц оксида кремния, равной 0,1 %, + 50 мг/л ПАА увеличивает КТП в 3,7 раза, по сравнению с чистой водой. Для ксантановой камеди приращение меньше, но все равно значительное и составляет примерно 2,9 раз.

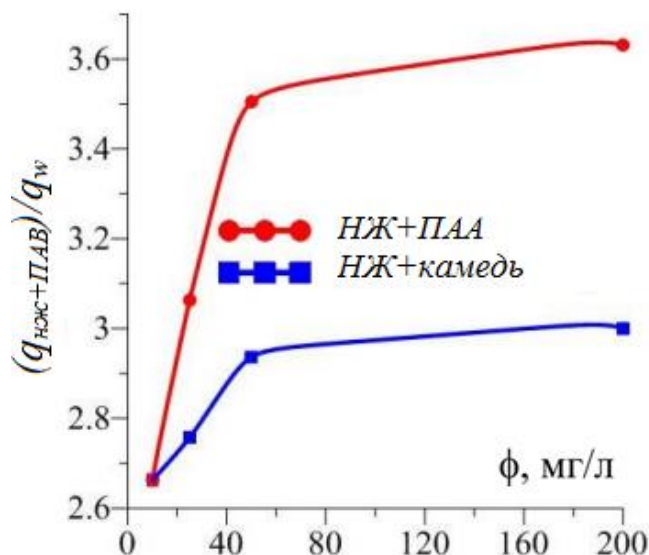


Рис. 6.27 – Зависимость относительного КТП (по отношению к воде) при кипении наножидкости от концентрации полимеров.

## Выводы по главе 6

Проведено систематическое экспериментальное изучение кризиса кипения наножидкостей на цилиндрическом нагревателе. Исследовано влияние концентрации, размера и материала наночастиц, добавки стабилизирующих веществ, а также размеров нагревателя и длительности кипячения на критическую плотность теплового потока при кипении наножидкостей.

Показано, что использование наножидкостей позволяет в разы увеличить КТП при кипении даже при незначительных концентрациях наночастиц (менее 0,5 %). При этом с увеличением концентрации наночастиц критическая плотность теплового потока возрастает.

Установлено, что КТП при кипении наножидкостей зависит от размера наночастиц. С ростом размера наночастиц критическая плотность теплового потока увеличивается.

Впервые обнаружено, что критическая плотность теплового потока при кипении наножидкостей зависит от длительности процесса кипячения. Показано, что с ростом времени

кипячения критическая плотность теплового потока быстро возрастает и далее выходит на некоторый установившийся уровень. При этом с уменьшением размера нагревателя, при фиксированном времени кипячения, относительный КТП в наножидкости значительно повышается.

Впервые было доказано, что при прочих равных условиях (концентрация, размер, длительность кипячения) на кризис кипения наножидкостей оказывает влияние материал наночастиц. Было обнаружено, что наночастицы различных материалов формируют на поверхности нагревателя отложения, значительно отличающиеся по толщине и форме рельефа, что оказывает определяющее влияние на КТП.

Впервые исследовано влияние ПАВ на кризис кипения наножидкостей. В результате было показано, что добавка ПАВ к наножидкости может дополнительно повысить КТП на 30–70 %.

Полученные в экспериментах факты существования зависимостей КТП от концентрации, размера, материала частиц, диаметра нагревателя и длительности процесса кипячения можно рассматривать как прямое подтверждение ключевой роли процесса осаждения в кризисе кипения наножидкостей. Установлена связь между краевым углом смачивания поверхности, покрытой осаждениями из наночастиц, длительностью процесса кипячения и величиной КТП.

Таким образом, в результате исследований было показано, что основным механизмом интенсификации КТП при кипении наножидкостей является улучшение смачиваемости поверхности, за счет формирования капиллярно-пористых отложений на поверхности нагревателя.

## Заключение

В заключении сформулированы основные результаты и выводы настоящей работы.

1. Разработана и протестирована численная методика моделирования течений и теплообмена одно- и многофазных потоков в микроканалах с учетом межфазного натяжения и динамического контактного угла. В результате тестирования получено хорошее качественное и количественное согласие расчетов и эксперимента как по локальным, так и по интегральным характеристикам течения и теплообмена.

2. С помощью численного моделирования систематически изучены основные режимы течения и проведена оптимизация наиболее распространенных микромиксеров. Обнаружены новые режимы течения и установлены факторы, позволяющие управлять режимами течения и эффективностью перемешивания жидкостей в микромиксерах.

3. Проведено систематическое исследование двухфазных и двухжидкостных течений в микроканалах. Проведено систематическое экспериментальное и численное исследование режимов течений воды и нефти в микроканале Y-типа. Установлено четыре различных типа режима течения вода–нефть в данном микроканале: параллельный, капельный, снарядный и хаотический. Впервые исследованы и установлены механизмы повышения коэффициента извлечения нефти при ее вытеснении наножидкостью из микропористой породы. Показано, что при помощи наножидкостей можно значительно повысить КИН при заводнении пласта. Установлено, что основным механизмом увеличения нефтеотдачи при закачке наножидкости в насыщенную нефтью микропористую среду является улучшение смачиваемости.

4. Проведено систематическое экспериментальное изучение коэффициентов вязкости и реологии нескольких десятков наножидкостей. Изучено влияние концентрации, размера, материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих веществ. Показано, что вязкость наножидкостей существенно превышает вязкость крупнодисперсных суспензий и увеличивается с уменьшением размера частиц. При этом переход от ньютоновского поведения к неньютоновскому в наножидкостях может происходить не только при увеличении концентрации наночастиц, как это имеет место для обычных суспензий, но и при уменьшении размеров наночастиц. Кроме того, впервые экспериментально показано, что коэффициент вязкости зависит от материала наночастиц.

5. Проведено систематическое экспериментальное изучение коэффициентов теплопроводности нескольких десятков наножидкостей. Изучено влияние концентрации, размера, материала наночастиц, свойств базовой жидкости, температуры и добавки стабилизирующих веществ. Показано, что коэффициент теплопроводности наножидкостей в

общем случае превышает значения, предсказываемые теорией Максвелла, и растет с увеличением размера частиц. Вместе с тем установлено, что при достаточно малом размере наночастиц коэффициент теплопроводности может быть и меньше значений, предсказываемых формулой Максвелла. Впервые экспериментально установлена зависимость коэффициента теплопроводности наножидкости от плотности материала наночастиц. Коэффициент теплопроводности наножидкости возрастает пропорционально плотности материала наночастиц.

6. Разработана и протестирована математическая модель течений и теплообмена наножидкостей с учетом их реологии, термодиффузии и турбулентности. Показано, что при использовании экспериментально обоснованных коэффициентов переноса гомогенная модель может хорошо описывать данные экспериментов по вынужденной конвекции наножидкостей в прямых круглых каналах. Установлено, что термодиффузия в отличие от реологии слабо влияет на характеристики теплообмена наножидкостей в типичных условиях.

7. Проведено систематические экспериментальные исследования вынужденной конвекции более десятка различных наножидкостей. Исследовано влияние концентрации, размера и материала наночастиц, свойств базовой жидкости на коэффициент теплоотдачи и перепад давления при ламинарной и турбулентной вынужденной конвекции в прямых круглых каналах, обогреваемых с постоянной плотностью теплового потока. Показано, что с помощью добавок наночастиц в теплоноситель можно повысить среднее значение коэффициента теплоотдачи на 35–40 %. Установлено, что с увеличением концентрации наночастиц коэффициент теплоотдачи при ламинарном теплообмене возрастает, а в турбулентном теплообмене при фиксированном значении массового расхода теплоносителя может иметь место снижение коэффициента теплоотдачи с ростом концентрации частиц. Впервые установлено, что при фиксированном массовом расходе коэффициент теплоотдачи при ламинарном и турбулентном теплообмене наножидкости возрастает с увеличением размера наночастиц, а при фиксированном значении числа Рейнольдса может иметь место экстремум. Такое поведение теплоотдачи определяется зависимостью коэффициентов переноса наножидкости от концентрации, размера и материала наночастиц.

8. Проведено экспериментальное исследование ламинарно-турбулентного перехода при течении наножидкостей в круглой трубе. Установлено, что ламинарно-турбулентный переход в течениях наножидкостей наблюдается при меньших значениях числа Рейнольдса, чем в базовой жидкости. С увеличением концентрации наночастиц значение критического числа Рейнольдса снижается. Кроме того, впервые было показано, что в наножидкостях с уменьшением размера

наночастиц ламинарно-турбулентный переход происходит при меньших значениях числа Рейнольдса.

9. Систематически исследован кризис кипения наножидкостей. Установлены зависимости КТП от концентрации, размера, материала частиц, диаметра нагревателя и длительности процесса кипячения, добавки ПАВ. Показано, что основным механизмом интенсификации КТП при кипении наножидкостей является улучшение смачиваемости поверхности, за счет формирования капиллярно-пористых отложений на поверхности нагревателя.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ ВО ВВЕДЕНИИ:

1. Bassous E., Taub H. H., Kuhn L. Ink jet printing nozzle arrays etched in silicon // *Applied Physics Letters*. – 1977. – № 31. – P. 135–137.
2. Terry S.C., Jerman J. H., Angell J. B. A gas chromatographic air analyzer fabricated on a silicon wafer // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 1979. – Vol. 26. – № 12. – P. 1880–1886.
3. Tuckerman D. B., Pease R. F. W. High-performance heat sinking for VLSI // *IEEE Electron Device Letters*. – 1981. – Vol. 2. – № 5. – P. 126–129.
4. Zdeblick M. J., Barth P. P., Angell J. B. A microminiature fluidic amplifier // *Sensors and Actuators*. – 1988. – Vol. 15. – № 4. – P. 423–433.
5. Manz A., Graber N., Widmer H. M. Miniaturized total chemical analysis systems: A novel concept for chemical sensing // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 1990. – Vol. 1. – № 1–6. – P. 244–248.
6. Elvira K. S., i Solvas X. C., Wootton R. C. R., de Mello A. J. The past, present and potential for microfluidic reactor technology in chemical synthesis. *Nature Chemistry*. – 2013. – № 5(11). – P. 905–915.
7. Yew M., Ren Y., Koh K. S., Sun C., Snape C. A Review of state-of-the-art microfluidic technologies for environmental applications: detection and remediation // *Global Challenges*. – 2018. – URL: <https://doi.org/10.1002/gch2.201800060>.
8. Convery N., Gadegaard N. 30 years of microfluidics // *Micro and Nano Engineering*. – 2019. – Vol. 2. – P. 76–91.
9. Shestopalov I., Tice J. D., Ismagilov R. F. Multi-step synthesis of nanoparticles performed on millisecond time scale in a microfluidic droplet-based system // *Lab on a Chip*. – 2004. – № 4. – P. 316 – 321.
10. Tsai T. T., Shen S. W., Cheng C. M., Chen C. F. Paper-based tuberculosis diagnostic devices with colorimetric gold nanoparticles // *Science and Technology of Advanced Materials*. – 2013. – Vol. 14. – № 4. – URL: <https://doi.org/10.1088/1468-6996/14/4/044404>.
11. Cheng C., Martinez A. W., Gong J. [et al.] Paper-based ELISA // *Angewandte Chemie*. – 2010. – Vol. 122. – № 28. – P. 4881–4884. – URL: <https://doi.org/10.1002/ange.201001005>.
12. Martinez A. W., Phillips S. T., Whitesides G. M. Three-dimensional microfluidic devices fabricated in layered paper and tape // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. – 2008. – Vol. 105. – 50. – P. 19606–19611. – URL: <https://doi.org/10.1073/pnas.0810903105>.



13. Tawfik D. S., Griffiths A. D. Man-made cell-like compartments for molecular evolution // *Nature Biotechnology*. – 1998. – Vol. 16. – №7. – P. 652–656.
14. Umbanhowar P. B., Prasad V., Weitz D. A. Monodisperse emulsion generation via drop break off in a coflowing stream // *Langmuir*. – 2000. – Vol. 16. – № 2. – P. 347–351.
15. Markey A. L., Mohr S., Day P. J. R. High-throughput droplet PCR // *Methods*. – 2010. – Vol. 50. – № 4. – P. 277–281. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.ymeth.2010.01.030>.
16. Sjostrom S. L., Bai Y., Huang M. [et al.] High-throughput screening for industrial enzyme production hosts by droplet microfluidics // *Lab on a Chip*. – 2014. – Vol. 14. – № 4. – P. 806–813. – URL: <https://doi.org/10.1039/C3LC51202A>.
17. Viravaidya K., Shuler M. L. Incorporation of 3T3-L1 cells to mimic bioaccumulation in a microscale cell culture analog device for toxicity studies // *Biotechnology Progress*. – 2004. – Vol. 20. – № 2. – P. 590–597.
18. Grosberg A., Nesmith A. P., Goss J. A. [et al.] Muscle on a chip: in vitro contractility assays for smooth and striated muscle // *Journal of Pharmacological and Toxicological Methods*. – 2012. – Vol. 65. – № 3. – P. 126–135.
19. Park S. H., Sim W. Y., Min B. H. [et al.] Chipbased comparison of the osteogenesis of human bone marrow- and adipose tissue-derived mesenchymal stem cells under mechanical stimulation // *PLoS One*. – 2012. – Vol. 7. – № 9. – URL: <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0046689>.
20. Huh D., Matthews B. D., Mammoto A. [et al.] Reconstituting organ-level lung functions on a chip // *Science*. – 2010. – Vol. 328. – № 5986. – P. 1662–1668. – URL: <https://doi.org/10.1126/science.1189401>.
21. Swift G., Migliori A., Wheatley J. Construction of and measurements with an extremely compact cross-flow heat exchanger // *Heat Transfer Engineering*. – 1985. – Vol. 6. – № 2. – P. 39–46.
22. Colgan E. G., Furman B., Gaynes, M. [et al.] A practical implementation of silicon microchannel coolers for high power chips // *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies*. – 2007. – Vol. 30. – № 2. – P. 218–225.
23. Khan J. A., Morshed A. K. M. M. M., Fang R. Towards ultra-compact high heat flux microchannel heat sink // *Procedia Engineering*. – 2014. – № 90. – P. 11–24.
24. Naqiuddin N. H., Saw L. H., Yew M. C. [et al.] Overview of micro-channel design for high heat flux application // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2018. – № 82. – P. 901–914.
25. Stephan P., Brandt C. Advanced capillary structures for high performance heat pipes // *Proceedings of the 1st International Conference on Microchannels and Minichannels (Rochester, April 24-25, 2003)* / Ed. S.G. Kandlikar. – Rochester. – 2003. – P. 69–75.

26. Kuznetsov V. V. Fundamental issues related to flow boiling and two-phase flow patterns in microchannels experimental – challenges and opportunities // *Heat Transfer Engineering*. – 2019. – Vol. 40. – № 9-10. – P. 711–724.
27. Kabov O., Zaitsev D., Tkachenko E. Interfacial thermal fluid phenomena in shear – driven thin liquid films // *Proceedings of the 16th International Heat Transfer Conference, IHTC-16* (Beijing, August 10-15, 2018). – Beijing. – 2018. – P. 1061–1067.
28. Qu W., Mudawar I. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2003. – Vol. 46. – № 15. – P. 2737–2753.
29. Kandlikar S.G. [et al.] Stabilization of flow boiling in microchannels using pressure drop elements and fabricated nucleation sites // *Journal of Heat Transfer*. – 2005. – Vol. 128. – № 4. – P. 389–396.
30. Koşar A., Kuo C. J, Peles Y. Suppression of boiling flow oscillations in parallel microchannels by inlet restrictors // *Journal of Heat Transfer*. – 2005. – Vol. 128. – № 3. – P. 251–260.
31. Лобасов А. С. Особенности режимов течения и смешения жидкостей в Т-образном микроканале : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Лобасов Александр Сергеевич; науч. рук. Минаков А. В. ; СФУ. – Томск, 2018. – 154 с.
32. Galletti C., Brunazzi E., Mauri R. Unsteady mixing of binary liquid mixtures with composition-dependent viscosity // *Chemical Engineering Science*. – 2017. – Vol. 164. – P. 333–343.
33. Soleymani A., Kolehmainen E., Turunen I. Numerical and experimental investigations of liquid mixing in T-type micromixers // *Chemical Engineering Journal*. – 2007. – Vol. 135. – Suppl. 1. – P. 219–228.
34. Fani A., Camarri S., Salvetti M. V. Unsteady asymmetric engulfment regime in a T-mixer // *Physics of Fluids*. – 2014. – Vol. 26. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4885451>.
35. Bothe D., Stemich C., Warnecke H. J. Fluid mixing in a T-shaped micro-mixer // *Chemical Engineering Science*. – 2006. – Vol. 61. – № 9. – P. 2950–2958.
36. Kockmann N. [et al.] Liquid mixing in static micro mixers with various cross sections // *Proceedings of the 1st International Conference on Microchannels and Minichannels*. – 2003. – Vol. 1. – № 1992. – P. 911–918.
37. Hoffmann M., Schlüter M., Rübiger, N. Experimental investigation of liquid–liquid mixing in T-shaped micro-mixers using  $\mu$ -LIF and  $\mu$ -PIV // *Chemical Engineering Science*. – 2006. – Vol. 61. – № 9. – P. 2968–2976.

38. Dreher S., Kockmann N., Woias P. Characterization of laminar transient flow regimes and mixing in T-shaped micromixers // *Heat Transfer Engineering*. – 2009. – Vol. 30. – № 1–2. – P. 91–100.
39. Engler M. [et al.] Numerical and experimental investigations on liquid mixing in static micromixers // *Chemical Engineering Journal*. – 2004. – Vol. 101. – № 1–3. – P. 315–322.
40. Garstecki P., Fuerstman M. J., Stone H. A., Whitesides G. M. Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction-scaling and mechanism of break-up // *Lab on a Chip*. – 2006. – Vol. 6. – № 3. – P. 437–446.
41. Zhao Y., Chen G., Yuan Q. Liquid-liquid two-phase flow patterns in a rectangular microchannel // *AIChE Journal*. – 2006. – Vol. 52. – № 12. – P. 4052–4060.
42. Kashid M., Kiwi-Minsker L. Quantitative prediction of flow patterns in liquid-liquid flow in micro-capillaries // *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*. – 2011. – Vol. 50. – № 10. – P. 972–978.
43. Gupta R., Leung S. S. Y., Manica R., Fletcher D. F., Haynes, B. S. Hydrodynamics of liquid-liquid Taylor flow in microchannels // *Chemical Engineering Science*. – 2013. – Vol. 92. P. 180–189.
44. Li Y., Reddy R. K., Kumar C. S. S. R., Nandakumar K. Computational investigations of the mixing performance inside liquid slugs generated by a microfluidic T-junction // *Biomicrofluidics*. – 2014. – Vol. 8. – № 5. – P. 1–18.
45. Wu Z., Cao Z., Sunden B. Liquid-liquid flow patterns and slug hydrodynamics in square microchannels of cross-shaped junctions // *Chemical Engineering Science*. – 2017. – Vol. 174. – P. 56–66.
46. Ягодницына А. А. Экспериментальное исследование локальных характеристик двухкомпонентных течений жидкостей в микроканалах Т-типа. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Ягодницына Анна Александровна; науч. рук. Бильский А. В. ; ИТ СО РАН. – Новосибирск, 2019. – 130 с.
47. Choi S. U. S., Eastman J. A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles // *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exhibition (San Francisco, November 12–17, 1995)*. – 1995. – Vol. 66. – P. 99–105.
48. Chon C. H., Kihm K. D., Lee S. P., Choi S. U. S. Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) thermal conductivity enhancement // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2093936>.
49. Chopkar M., Sudarshan S., Das P. K., Manna I. Effect of particle size on thermal conductivity of nanofluid // *Mettal Mater Trans A*. – 2008. – Vol. 39. – P. 1535–1542.

50. Keblinski P., Phillpot S. R., Choi S. U. S., Eastman J. A. Mechanisms of Heat flow in suspensions of nanosized particles (Nanofluids) // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2002. – Vol. 45. – P. 855–863.
51. Das S. K., Choi S. U. S., Yu W., Pradeep T., Nanofluids: Science and Technology. – NJ: J. Wiley & Sons, 2008. – 416 p.
52. Prasher R., Phelan P. E., Bhattacharya P. Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (Nanofluid) // Nano Letters. – 2006. – Vol. 6. – № 7, P. 1529–1534.
53. Timofeeva E. V., Smith D. S., Yu W. [et al.] Particle size and interfacial effects on thermo-physical and heat transfer characteristics of water-based  $\alpha$ -SiC nanofluids // Nanotechnology. – 2010. – Vol. 21. – URL: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/21/21/215703>.
54. Рудяк В. Я., Краснолуцкий С. Л. Моделирование коэффициента теплопроводности наножидкости с малыми частицами методом молекулярной динамики // Журнал технической физики. – 2017. – Т. 87. – Вып. 10. – С. 1450–1458.
55. Рудяк В. Я., Белкин А. А., Томилина Е. А. О коэффициенте теплопроводности наножидкостей // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 14. – С. 49–54.
56. Дмитриев А. С. Введение в нанотеплофизику. – М.: Бином, 2015. – 790 с.
57. Contreras O., Hareland G., Husein M., Nygaard R., Mortadha A. Application of in-house prepared nanoparticles as filtration control additive to reduce formation damage // Proceedings of the SPE International Symposium and Exhibition on Formation Damage Control (Lafayette, February 26–28, 2014). – Lafayette. – 2014. – URL: <https://doi.org/10.2118/168116-MS>.
58. Riveland F. A. Investigation of nanoparticles for enhanced filtration properties of drilling fluid : MSci Thesis / Frode Aarstad Riveland; supervisor Sigbjørn Sangesland ; Norwegian University of Science and Technology. – Trondheim, 2013. – 79 p.
59. Люгай Д. В., Шарафутдинов З. З. Управление поведением дисперсных систем в строительстве скважин с применением нанотехнологий // Вести газовой науки. – 2010. – № 1(4). – С. 270–281.
60. Евдокимов И. Н. «Наножидкости» и «умные жидкости» в технологиях разработки нефтегазовых месторождений: учебное пособие для вузов. – М.: ООО «Издательский дом Недра», 2016. – 245 с.
61. Minakov A. V., Mikhienkova E. I., Voronenkova Y. O. [et al.] Systematic experimental investigation of filtration losses of drilling fluids containing silicon oxide nanoparticles // Journal of Natural Gas Science and Engineering. – 2019. – Vol. 71. – November 2019. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.jngse.2019.102984>.

62. Minakov A. V., Zhigarev V. A., Mikhienkova E. I. [et al.] The effect of nanoparticles additives in the drilling fluid on pressure loss and cutting transport efficiency in the vertical boreholes // Journal of Petroleum Science and Engineering. – 2018. – Vol. 171. – P. 1149–1158.
63. Хавкин А. Я. Нанотехнологии в добыче нефти и газа / под ред. К. Сафаралиева. – 2-е изд. – М.: Нефть и газ, ПИЦ «НТИС», 2008 – 171 с.
64. Roustaei A., Bagherzadeh H. Experimental investigation of SiO<sub>2</sub> nanoparticles on enhanced oil recovery of carbonate reservoirs // Journal of Petroleum Exploration and Production Technology. – 2014. – URL: <https://doi.org/10.1007/s13202-014-0120-3>.
65. Ehtesabi H., Ahadian M.M., Taghikhani V. Enhanced heavy oil recovery using TiO<sub>2</sub> nanoparticles: investigation of deposition during transport in core plug // Energy and Fuels. – 2015. – № 29(1). – P. 1–8.
66. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Suleymana Y. N. [et al.] Experimental study of nanoparticle size and material effect on the oil wettability characteristics of various rock types // Journal of Molecular Liquids. – 2021. – Vol. 327. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.114906>.

#### **Список использованных источников в главе 1:**

1. Tabeling P. Introduction to microfluidics. – Oxford: Oxford University Press, 2005. – 301 p.
2. Karnidakis G., Beskok A., Aluru N. Microflows and nanoflows: Fundamentals and Simulation. – Springer Science + Business Media, 2005. – 817 p. – (Interdisciplinary Applied Mathematics, Vol. 29).
3. Karnik R. Microfluidic mixing // Encyclopedia of microfluidics and nanofluidics / Ed. Li D. – Springer, 2008. – P. 1177–1186.
4. Jeong G., Chung S., Kim C., Lee S. Applications of micromixing technology // Analyst. – 2010. – Vol. 135. – № 3. – P. 460–473.
5. Cai G, Xue L, Zhang H, Lin J. [Jianhan L.](#) A Review on Micromixers // Micromachines, – 2017. – Vol. 8. – № 274. – 27 p. – URL: <https://doi.org/10.3390/mi8090274>.
6. Kim K.-Y., Ansari M. A., Afzal A. Passive Micromixers. – MDPI, 2018. – 174p.
7. Stroock A. D., Dertinger S. K., Whitesides G. M., Ajdari A. Patterning flows using grooved surfaces // Analytical Chemistry. – 2002. – Vol. 74. – № 20. – P. 5306–5312.
8. Vanka S. P., Luo G., Winkler C. M. Numerical study of scalar mixing in curved channels at low Reynolds number // AIChE Journal. – 2004. – Vol. 50. – P. 2359–2368.

9. Aubina J., Fletcher D. F., Xuereb C. Design of micromixers using CFD modeling // Chemical Engineering Science. – 2005. – Vol. 60. – P. 2503–2516.
10. Lin Y.C., Chung Y.C., Wu C.Y. Mixing enhancement of the passive microfluidic mixer with J-shaped baffles in the tee channel // Biomedical Microdevices. – 2007. – Vol. 9. – P. 215–221.
11. Hoffmann M., Schluter M., Rubiger N. Experimental investigation of liquid–liquid mixing in T-shaped micro-mixers using  $\mu$ -LIF and  $\mu$ -PIV // Chemical Engineering Science. – 2006. – Vol. 61. – P. 2968–2976.
12. Mansur E. A., Mingxing Y. E., Yundong W., Youyuan D. A state-of-the-art review of mixing in microfluidic mixers // Chinese Journal of Chemical Engineering. – 2008. – Vol. 16(4). – P. 503–516.
13. Bokenkamp D., Desai A., Yang X. [et al.] Microfabricated silicon mixers for submillisecond quench-flow analysis // Analytical Chemistry. – 1998. – Vol. 70. – № 2. – P. 232–236.
14. Gobby D. P., Angeli A. Mixing characteristics of T-type microfluidic mixers // Journal of Micromechanics and Microengineering. – 2001. – Vol. 11. – P. 126–132.
15. Engler M., Kockmann N., Kiefer T., Woias P. Numerical and experimental investigations on liquid mixing in static micromixers // Chemical Engineering Journal. – 2004. – Vol. 101. – P. 315–322.
16. Telib H., Manhart M., Iollo A., Analysis and low-order modeling of the inhomogeneous transitional flow inside a T-mixer // Physics of Fluids. – 2004. – Vol. 16. – № 8. – P. 2717–2731.
17. Wong S. H., Ward M. C. L., Wharton C.W. Micro T-mixer as a rapid mixing micromixer // Sensors and Actuators B. – 2004. – Vol. 100. – № 3. – P. 359–379.
18. Yu H. Y., Xiao S. S., Chen H., Fan S. F. Influence of flow velocity profile on mixing in micromixer // Nanotechnology and Precision Engineering. – 2005. – Vol. 3(4). – P. 290–294.
19. Gobert C., Schwert F., and Manhart M. Lagrangian scalar tracking for laminar micromixing at high Schmidt numbers // In Proceedings of the 2006 ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Summer Meeting (Miami, July 17–20, 2006). – Miami. – 2006. – P. 1053–1062.
20. Ягодницына А. А. Экспериментальное исследование локальных характеристик двухкомпонентных течений жидкостей в микроканалах Т-типа. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Ягодницына Анна Александровна; науч. рук. Бильский А. В. ; ИТ СО РАН. – Новосибирск, 2019. – 130 с.
21. Лобасов А. С. Особенности режимов течения и смешения жидкостей в Т-образном микроканале : дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Лобасов Александр Сергеевич; науч. рук. Минаков А. В. ; СФУ. – Томск, 2018. – 154 с.

22. Galletti C., Brunazzi E., Mauri R. Unsteady mixing of binary liquid mixtures with composition-dependent viscosity // *Chemical Engineering Journal*. – 2017. – Vol. 164. – P. 333–343.
23. Soleymani A., Kolehmainen E., Turunen I. Numerical and experimental investigations of liquid mixing in T-type micromixers // *Chemical Engineering Journal*. – 2007. – Vol. 135. – Suppl. 1. – P. 219–228.
24. Fani A., Camarri S., Salvetti M. V. Unsteady asymmetric engulfment regime in a T-mixer // *Physics of Fluids*. – 2014. – Vol. 26. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.4885451>.
25. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Моделирование течений в микромиксерах // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2010. – Т. 17. – № 4. – С. 601–612.
26. Minakov A. V., Rudyak V. Ya., Gavrilov A. A., Dekterev A. A. On optimization of mixing process of liquids in microchannels // *Журнал СВУ, серия: математика и физика*. – 2010. – Т. 3. – № 2. – С. 146–156.
27. Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Смешение в микромиксере Т-типа при умеренных числах Рейнольдса // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2012. – Т. 19. – № 5. – С. 577–587.
28. Минаков А. В., Лобасов А. С., Дектерев А. А. Моделирование гидродинамики и конвективного теплообмена в микроканалах // *Вычислительная механика сплошных сред*. – 2012. – Т. 5. – № 4. – С. 481–488.
29. Лобасов А. С., Минаков А. В. Компьютерное моделирование тепломассообменных процессов в микроканалах с использованием CFD-пакета SigmaFlow // *Компьютерные исследования и моделирование*. – 2012. – Т. 4. – № 4. – С. 781–792.
30. Минаков А. В., Ягодницына А. А., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Бильский А. В. Расчетно-экспериментальное исследование перемешивания жидкостей в Т-образном микроканале // *Нано- и микросистемная техника*. – 2013. – №3. – С. 18–21.
31. Minakov A. V., Rudyak V. Y., Dekterev A. A., Gavrilov A. A. Investigation of slip boundary conditions in the T-shaped microchannel // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2013. – Vol. 43. – P. 161–169.
32. Minakov A. V., Yagodnitsina A. A., Lobasov A. S., Rudyak V. Y., Bilsky A. V. Study of fluid flow in micromixer with symmetrical and asymmetrical inlet conditions // *La Houille Blanche*. – 2013. – № 5. – P. 12–21.
33. Minakov A. V., Yagodnitsina A. A., Lobasov A. S., Rudyak V. Y., Bilsky A. V. Micro-LIF and Numerical Investigation of Mixing in Microchannel // *Журнал СВУ, серия: техника и технологии*. – 2013. – Т.6. – № 1. – С. 15–27.



34. Rudyak V. Y., Minakov A. V. Modeling and optimization of Y-type micromixers // *Micromachines*. – 2014. – Vol. 5(4). – P. 886-912.
35. Лобасов А.С., Минаков А.В., Рудяк В.Я. Влияние вязкости на режимы течения в микромиксере Т-типа // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. – 2016. – № 3. – С. 89–98.
36. Rudyak V. Y., Dubtsov S. N., Baklanov A. M. Temperature dependence of the diffusion coefficient of nano-particles // *Technical Physics Letters*. – 2008. – Vol. 34. – P. 519–521.
37. Lobasov A. S. Minakov A. V. Density effect on the mixing efficiency and flow modes in T-shaped micromixers // *MATEC Web of Conferences*. – 2017. – Vol. 115. – URL: <https://doi.org/10.1051/matecconf/201711507002>.
38. Лобасов А. С., Минаков А. В. Интенсификация смешения жидкостей в микроканалах // *Современные техника и технологии: сборник трудов XVI Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых в 3 т.* – Томск, 2010. – Т. 3. – С. 339–340.
39. Лобасов А. С., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Изучение режимов смешения жидкости и наножидкости в Т-образном микромиксере // *Инженерно-физический журнал*. – 2018. – Т. 91. – № 1. – С. 133–145.
40. Лобасов А. С., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Исследование режимов течения неньютоновских жидкостей со степенной реологией в микромиксере Т-образного типа // *Теоретические основы химической технологии*. – 2018. – Т. 52. – № 3. – С. 341–351.
41. Lobasov A. S., Minakov A. V., Analyzing mixing quality in a T-shaped micromixer for different fluids properties through numerical simulation // *Chemical engineering and processing*. – 2018. – Vol. 124. – P. 11–23.
42. Lobasov A. S., Minakov A. V., Kuznetsov V. V., Rudyak V. Y., Shebeleva A. A., Investigation of mixing efficiency and pressure drop in T-shaped micromixers // *Chemical engineering and processing*. – 2018. – Vol. 134. – P. 105–114.
43. Лобасов А. С., Шебелева А. А., Минаков А. В. Изучение режимов смешения воды и этанола в Т-образных микромиксерах -- *Журнал СФУ: серия математика и физика*. – 2019. – [Т. 12](#). – Вып. 2. – С. 202–212.
44. Minakov A. V., Lobasov A. S., Shebeleva A. A., Shebelev, A. V. Analysis of hydraulic mixing efficiency in widespread models of micromixers. fluids. – 2020. – Vol. 5(4). – № 211. – URL: <https://doi.org/10.3390/fluids5040211>.
45. Рудяк В. Я., Анискин В. М., Кузнецов В. В., Маслов А. А., Минаков А. В., Миронов С. Г. Моделирование микро- и нанотечений. – Новосибирск: НГАСУ, 2014. – 340 с.



46. В. Я. Рудяк, А. В. Минаков Современные проблемы микро- и нанофлюидики. – Новосибирск: Наука, 2016. – 296 с.
47. Rudyak V.Y., Aniskin V. M., Maslov A. A., Minakov A. V., Mironov S. G. Micro- and Nanoflows. Modeling and Experiments. – Springer, 2018 – 241 p. – (Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 118).
48. Menter F. R. Zonal two equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows // AIAA Paper. – 1993. – № 93-2906. – URL: <https://doi.org/10.2514/6.1993-2906>.
49. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Применение нового численного алгоритма решения уравнений Навье–Стокса для моделирования работы вискозиметра типа физического маятника // Теплофизика и Аэромеханика. – 2008. – Т. 15. – № 2. – С. 353–365.
50. Минаков А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Численный алгоритм решения пространственных задач гидродинамики с подвижными твердыми телами и свободной поверхностью // Сибирский журнал индустриальной математики. – 2008. – Т. 11. – № 4(36). – С. 94–104.
51. Гаврилов А. А., Минаков А. В., Дектерев А. А., Рудяк В. Я. Численный алгоритм для моделирования ламинарных течений в кольцевом канале с эксцентриситетом // Сибирский журнал индустриальной математики. – 2010. – Т. 13. – № 4. – С. 3–14.
52. Минаков А. В. Численное моделирование течений вязкой несжимаемой жидкости с подвижными границами : дис... канд. физ.-мат. наук: 05.13.18. – Красноярск, 2008. – 189 с.
53. Гаврилов А. А., Минаков А. В., Дектерев А. А., Рудяк В. Я. Численный алгоритм для моделирования установившихся ламинарных течений неньютоновских жидкостей в кольцевом зазоре с эксцентриситетом // Вычислительные технологии. – 2012. – Т. 17. – № 1. – С. 44–56.
54. Минаков А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Численное моделирование течений жидкости с подвижными границами. Фундаментальные проблемы моделирования турбулентных и двухфазных течений / Под ред. А. А. Саркисова, Г. А. Филиппова. – Т. 2. Численное моделирование. – М.: Наука, 2010. – 368 с.
55. Гаврилов А. А. Вычислительные алгоритмы и комплекс программ для численного моделирования течений неньютоновских жидкостей в кольцевом канале : дис... канд. физ.-мат. наук: 05.13.18. – Новосибирск, 2014. – 147 с.
56. Минаков А. В. Численный алгоритм решения задач гидродинамики с подвижными границами и его тестирование // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 2014. – Т. 54. – № 10. – С. 1618–1629.

57. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
58. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб / Быстров Ю. А., Исаев С. А., Кудрявцев Н. А., Леонтьев А. И. – СПб.: Судостроение, 2005. – 392 с.
59. Leonard B. P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. – 1979. – Vol. 19. – P. 59–98.
60. Рхи С. М., Чоу У. Л. Численный расчет турбулентного обтекания профиля с отрывом у задней кромки: Пер. с англ. // *Аэрокосмическая техника*. – 1984. – Т. 2. – № 7. – С. 33–43.
61. Trottenberg U., Cornelius W. O., Schüller A. Multigrid. – Academic Press, 2001. – 631 p.
62. Judy J., Maynes D., Webb B. W. Characterization of frictional pressure drop for liquid flows through microchannels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2002. – Vol. 45. – P. 3477–3489.
63. Hwang Y. W., Kim M. S. The pressure drop in microtubes and the correlation development // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2006. – 49. – № 11(12). – P. 1804–1812.
64. Liu D., Garimella S. V. Investigation of liquid flow in microchannels // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. – 2004. – Vol. 18. – №1. – P. 65–72.
65. Xu B., Wong T. N., Nguyen N.-T. [et al.] Thermal mixing of two miscible fluids in a T-shaped microchannel // *Biomicrofluidics*. – 2010. – Vol. 4. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3496359>.
66. Khandekar S., Agarwal G., Moharana M. K. Thermo-Hydrodynamics of Developing Flow in a Rectangular Mini-Channel Array // 20th National and 9th International ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference. – 2010. – C. 1342–1349.
67. Ou J., Perot B., Rothstein P. Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces // *Physics of Fluids*. – 2004. – Vol. 16. – P. 4635–4643.
68. Microfluidics: the no-slip boundary condition // *Handbook of Experimental Fluid Dynamics* / E. Lauga, M. P. Brenner, H. A. Stone. – Berlin: Springer, 2007. – Ch. 19. – P. 1219–1240.
69. Физические величины: справочник / Под ред. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
70. Dizechi M., Marschall E. Viscosity of some binary and ternary liquid mixtures // *Journal of Chemical & Engineering Data*. – 1982. – Vol. 27. – URL: <https://doi.org/10.1021/jc00029a039>.

## Список использованных источников в главе 2:

1. Salic A., Tusek A., Zelic B Application of microreactors in medicine and biomedicine // Journal of Applied Biomedicine. – 2012. – Vol. 10. – № 3. – P. 137–153.
2. Tran T. M., Lan F., Thompson C. S., Abate A. R. From tubes to drops: droplet-based microfluidics for ultrahigh-throughput biology // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2013. – Vol. 46. – № 11. – URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/11/114004>.
3. Roberge D. M., Ducry L., Bieler N. [et al.] Microreactor technology: A revolution for the fine chemical and pharmaceutical industries // Chemical Engineering and Technology. – 2005. – Vol. 28. – №3. – P. 318–323.
4. Sobhan C. B., Garimella S. V. A comparative analysis of studies on heat transfer and fluid flow in microchannels // Microscale Thermophysical Engineering. – 2001. – Vol. 5(4). – P. 293–311.
5. Agostini B., Fabbri M., Park J. E. [et al.] State-of-the-art of high heat flux cooling technologie // Heat Transfer Engineering. – 2007. – Vol. 28(4). – P. 258–281.
6. Kandlikar S. G. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2002. – Vol. 26. – №2–4. – P. 389–407.
7. Xiong R., Bai M., Chung J. N. Formation of bubbles in a simple co-flowing micro-channel. // Journal of Micromechanics and Microengineering. – 2007. – Vol. 17. – P. 1002– 1011.
8. Yu Z., Hemminger O., Fan L. S. Experiment and lattice Boltzmann simulation of two-phase gas-liquid flows in microchannels // Chemical Engineering Science. – 2007. – 62. – P. 7172–7183.
9. Qian D., Lawal A. Numerical study on gas and liquid slugs for Taylor flow in a T-junction micro channel // Chemical Engineering Science. – 2006. – Vol. 61. – P. 7609–7625.
10. Rebrov E. V. Two-phase flow regimes in microchannels // Theoretical Foundations of Chemical Engineering. – 2010. – Vol. 44. – № 4. – P. 355–367.
11. Kuznetsov V. V., Shamirzaev A. S., Kozulin I. A., Kozlov S. P. Correlation of the flow pattern and flow boiling heat transfer in microchannels // Heat Transfer Engineering. – 2013. – Vol. 34. – № 2(3). – P. 235–245.
12. Chinnov E. A., Ronshin F. V., Kabov O. A. Regimes of two-phase flow in micro- and minichannels (review) // Thermophysics and Aeromechanics. – 2015. – Vol. 22. – № 3. – P. 265–284.
13. Kazoe Y., Matsuno T., Yamashiro I. [et al.] Transport of a micro liquid plug in a gas-phase flow in a microchannel // Micromachines. – 2018. – Vol. 9. – URL: <https://doi.org/10.3390/mi9090423>.
14. Sattari-Najafabadi M., Nasr Esfahany M., Wu Z., Sunden B. Mass transfer between phases in microchannels: a review // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. – 2018. –

Vol. 127. – P. 213–237.

15. Mudawar I. Two phase microchannel heat sinks: theory, applications and limitations // Journal of Electronic Packaging. – 2011. – Vol. 133. – 31 p. – URL: <https://doi.org/10.1115/1.4005300>

16. Tsaoulidis D., Angeli, P Effect of channel size on mass transfer during liquid – liquid plug flow in small scale extractors // Chemical engineering journal. – 2015. – Vol. 262. – P. 785–793.

17. Li Y., Yamane D. G., Li S. [et al.] Geometric optimization of liquid-liquid slug flow in a flow-focusing millifluidic device for synthesis of nanomaterials // Chemical Engineering Journal. – 2013. – Vol. 217. – P. 447–459.

18. Foroughi, H., Kawaji, M. Viscous oil-water flows in a microchannel initially saturated with oil: Flow patterns and pressure drop characteristics // International Journal of Multiphase Flow. – 2011. – Vol. 37. – № 9. – P. 1147–1155.

19. Yagodnitsyna A. A., Kovalev A. V, Bilsky A. V. Flow patterns of immiscible liquid-liquid flow in a rectangular microchannel with T-junction // Chemical Engineering Journal. – 2016. – Vol. 303. P. 547–554.

20. Yagodnitsyna A. A., Kovalev A. V, Bilsky A. V. Experimental study of ionic liquid-water flow in T-shaped microchannels with different aspect ratios // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – Vol. 899. – № 3. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/899/3/032026>.

21. Ягодницына А. А. Экспериментальное исследование локальных характеристик двухкомпонентных течений жидкостей в микроканалах Т-типа. дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.02.05 / Ягодницына Анна Александровна; науч. рук. Бильский А. В. ; ИТ СО РАН. – Новосибирск, 2019. – 130 с.

22. Zhao Y., Chen G., Yuan Q. Liquid-liquid two-phase flow patterns in a rectangular microchannel // AIChE Journal. – 2006. – Vol. 52. – №12. – P. 4052–4060.

23. Wu Z., Cao Z., Sundén B. Liquid-liquid flow patterns and slug hydrodynamics in square microchannels of cross-shaped junctions // Chemical Engineering Science. – 2017. – Vol. 174. – P. 56–66.

24. Kashid M., Kiwi-Minsker, L. Quantitative prediction of flow patterns in liquid-liquid flow in micro-capillaries // Chemical Engineering and Processing: Process Intensification. –2011. – Vol. 50. – № 10. – P. 972–978.

25. Akbar M. K., Plummer D. A., Ghiaasiaan S. M. On gas–liquid two-phase flow regimes in microchannels // International Journal of Multiphase Flow. – 2003. – Vol. 29. – P. 855–865.

26. Waelchli S., Rudolf von Rohr P. Two-phase flow characteristics in gas-liquid microreactors // International Journal of Multiphase Flow. – 2006. – Vol. 32. – № 7. – P. 791–806.

27. Hoffman R. L. A study of the advancing interface. I. Interface shape in liquid gas systems // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1975. – Vol. 50. – № 2. – P. 228–241.
28. Cox R.G. The dynamics of the spreading of liquids on a solid surface. Part 1. Viscous flow // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1986. – Vol. 168. – P. 169–194.
29. Kistler S. F. Hydrodynamics of wetting. // *Wettability* / Ed. by J.C. Berg. – New York: M. Dekker, 1993. – Ch. 6. – P. 311–420.
30. Shikhmurzaev Y. D. Moving contact lines in liquid/liquid/solid systems // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1997. – Vol. 334. – № 1. – P. 211–249.
31. Gupta R., Leung S. S. Y., Manica R. [et al.] Hydrodynamics of liquid-liquid Taylor flow in microchannels // *Chemical Engineering Science*. – 2013. – Vol. 92. – P. 180–189.
32. Li Y., Reddy R. K., Kumar C. S. S. R., Nandakumar K. Computational investigations of the mixing performance inside liquid slugs generated by a microfluidic T-junction // *Biomicrofluidics*. – Vol. 8. – № 5. – P. 1–18.
33. Sarrazin F., Bonometti T., Prat L., Gourdon C., Magnaudet, J. Hydrodynamic structures of droplets engineered in rectangular micro-channels // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2008. – Vol. 5. – № 1. – P. 131–137.
34. Raj R., Mathur N., Buwa V. V. Numerical Simulations of Liquid - Liquid Flows in Microchannels // *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 2010. – Vol. 49. – № 21. – URL: <https://doi.org/10.1021/ie100626a>.
35. Talimi V., Muzychka Y. S., Kocabiyyik, S. A review on numerical studies of slug flow hydrodynamics and heat transfer in microtubes and microchannels // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2012. – Vol. 39. – P. 88–104.
36. Wörner M. Numerical modeling of multiphase flows in microfluidics and micro process engineering: A review of methods and applications // *Microfluidics and Nanofluidics*/ – 2012. – Vol. 12. – № 6. – P. 841–886.
37. Donea J. Arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element methods // *Computational Methods for Transient Analysis*. – Amsterdam: North-Holland, 1983. – P. 474–516.
38. Liu M., Meakin P., Huang H. Dissipative particle dynamics simulation of multiphase fluid flow in microchannels and microchannel networks // *Physics of Fluids*. – 2007. – Vol. 19. – № 3. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2717182>.
39. Behjati H. Study of Immiscible liquid-liquid microfluidic flow using SPH-based explicit numerical simulation : thes. ... doct. philosophy. – Australia, 2015. – 104 p.
40. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю. М. Нестационарный метод крупных частиц для решения задач внешней аэродинамики. – М: ВЦ АН СССР, 1970. – 70 с.

41. Hirt C.W., Nichols B. D. Volume of fluid (VOF) methods for the dynamic of free boundaries. *Journal of Computational Physics*. – 1981. – Vol. 39. – P. 201–226.
42. Thompson E. Use of pseudo-concentrations to follow creeping viscous flows during transient analysis // *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. – 1986. – Vol. 6. – P. 749–761.
43. Osher S., Sethian J. A. Front propagating with curvature-dependent speed: algorithms based on hamilton-jacobi formulations // *Journal of computational physics*. – 1988. – Vol. 79. – P. 12–49.
44. Garstecki P., Fuerstman M. J., Stone H. A., Whitesides G. M. Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction-scaling and mechanism of break-up // *Lab on a Chip*. – 2006. – Vol. 6. – № 3. – P. 437–446.
45. Lan W., Li S., Wang Y., Luo G. CFD simulation of droplet formation in microchannels by a modified level set method // *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 2014. – Vol. 53. – № 12. – P. 4913–4921.
46. Brackbill J. U., Kothe D. B., Zemach C. A continuum method for modeling surface tension // *Journal of Computational Physics*. – 1992. – Vol. 100. – P. 335–354.
47. Gueyffier D., Li J., Nadim A., Scardovelli R., Zaleski S. Volume-of-fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows // *Journal of Computational Physics*. – 1999. – Vol. 152. – № 2. – P. 423–456.
48. Perumal D. A., Dass A. K. A Review on the development of lattice Boltzmann computation of macro fluid flows and heat transfer // *Alexandria Engineering Journal*. – 2015. – Vol. 54. – P. 955–971.
49. Alapati S. S. P., Kang S., Kweon Y. Parallel computation of two-phase flow in a microchannel using the lattice Boltzmann method // *Journal of Mechanical Science and Technology*. – 2009. – Vol. 23. – P. 2492–2501.
50. Riaud A., Wang K., Luo G. A combined Lattice-Boltzmann method for the simulation of two-phase flows in microchannel // *Chemical Engineering Science*. – 2013. – Vol. 99. – P. 238–249.
51. Bryant S., Blunt M. J. Prediction of relative permeability in simple porous media // *Physical Review A*. – 1992. – Vol. 46. – № 4. – URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.46.2004>.
52. Patzek T. W. Verification of a complete pore network simulator of drainage and imbibition // *SPE Journal*. – 2001. – Vol. – № 6(02). – P. 144–156. – URL: <http://dx.doi.org/10.2118/71310-PA>.
53. Минаков А. В. Численное моделирование течений вязкой несжимаемой жидкости с подвижными границами : дис... канд. физ.-мат. наук: 05.13.18. – Красноярск, 2008. – 189 с.
54. Минаков А. В., Гаврилов А. А., Дектерев А. А. Численное моделирование течений жидкости с подвижными границами. Фундаментальные проблемы моделирования

турбулентных и двухфазных течений / Под ред. А. А. Саркисова, Г. А. Филиппова. – Т. 2. Численное моделирование. – М.: Наука, 2010. – 368 с.

55. Минаков А. В. Численный алгоритм решения задач гидродинамики с подвижными границами и его тестирование // Журнал вычислительной математики и математической физики. – 2014. – Т. 54. – № 10. – С. 1618–1629.

56. Рудяк В. Я., Анискин В. М., Кузнецов В. В., Маслов А. А., Минаков А. В., Миронов С. Г. Моделирование микро- и нанотечений. – Новосибирск: НГАСУ, 2014. – 340 с.

57. Minakov A. V., Guzei D. V., Rudyak V. Y. Numerical simulation of two-phase flow in mini and microchannels // Proceedings of the 4th European Conference on Microfluidics (Limerick, December 10–12, 2014). – Limerick. – 2014.

58. Гузей Д. В., Минаков А. В., Пряхников М. И., Дектерев А. А. Численное моделирование газожидкостных потоков в мини- и микроканалах // Теплофизика и аэромеханика. – 2015. – Т. 22. – № 1. – С. 61–72.

59. Шебелева А. А., Минаков А. В. Математическое моделирование двухфазных потоков VOF-методом с учетом динамического контактного угла // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – Вып. 1(16). – С. 133–138.

60. Shebeleva A. A., Minakov A. V., Yagodnitsina A. A., Andyuseva V. G. Numerical simulation of two-component flow fluid–fluid in the microchannel T-type. MATEC Web of Conferences. – 2015. – Vol. 23. – 6 p. – URL: <https://doi.org/10.1051/matecconf/20152301043>.

61. Рудяк В. Я., Минаков А. В. Современные проблемы микро- и нанофлюидики. – Новосибирск: Наука, 2016. – 296 с.

62. Minakov A. V., Mikhienkova E. I., Pryazhnikov M. I., Zhigarev V. A. Numerical simulation of the oil displacement process from a porous medium by nanofluid // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1382. – № 1. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1382/1/012115>.

63. Минаков А. В., Шебелева А. А., Ягодницына А. А., Ковалев А. В., Бильский А. В. [Расчетно-экспериментальное исследование снарядного режима течения смеси касторового и парафинового масел в микроканале Т-типа](#) // Письма в ЖТФ. – 2017. – Т. 43. – Вып. 18. – С. 82–89.

64. Rudyak V.Y., Aniskin V. M., Maslov A. A., Minakov A. V., Mironov S. G. Micro- and Nanoflows. Modeling and Experiments. – Springer, 2018 – 241 p. – (Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 118).



65. Minakov A. V., Shebeleva A. A., Yagodnitsyna A. A., Kovalev A. V., Bilsky A. V. Flow regimes of viscous immiscible liquids in T-type microchannels // *Chemical Engineering and Technology*. – 2019. – Vol. 42. – № 5. – P. 1037–1044.
66. Hoffman R. L. A study of the advancing interface. I. Interface shape in liquid-gas systems // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1975. – Vol. 50 (2). – P. 228–241.
67. Tanner L. H. The spreading of silicon oil drops on horizontal surfaces // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1979. – Vol. 12. – № 9. – URL: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/12/9/009>.
68. Yokoi K., Vadillo D., Hinch J., Hutchings I. Numerical studies of the influence of the dynamic contact angle on a droplet impacting on a dry surface // *Physics Of Fluids*. – 2009. – Vol. 21. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3158468>.
69. Ubbink O. Numerical Prediction of Two Fluid Systems With Sharp Interfaces : thes... doct. philosophy. – London, 1997. – 193 p.
70. Кузнецов В. В., Шамирзаев А. С., Ершов И. Н. Движение газовых снарядов в прямоугольных каналах малого размера // Тезисы доклада XXVIII Сибирского теплофизического семинара. – Новосибирск. – 2005. – С. 125–126.
71. Кашинский О. Н., Курдюмов А. С., Лобанов П. Д. Возмущение нисходящего потока жидкости стационарным газовым снарядом // *Механика жидкости и газа*. – 2010. – № 4. – С. 88–96.
72. Fu T., Funfschilling D., Ma Y., Li H. Z. Scaling the formation of slug bubbles in microfluidic flow-focusing devices // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2010. – Vol. 8. – P. 467–475.
73. Li Q., Angeli, P. Experimental and numerical hydrodynamic studies of ionic liquid-aqueous plug flow in small channels // *Chemical Engineering Journal*. – 2017. – Vol. 328. – P. 717–736. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.cej.2017.07.037>.
74. Bretherton F. P. The motion of long bubbles in tubes // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1961. – Vol. 10. – P. 166–188.
75. Irandoust S., Andersson B. Liquid film in Taylor flow through a capillary // *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 1989. – 28. – P. 1684–1688.
76. Mac M., Eain G., Egan V., Punch J. Film thickness measurements in liquid–liquid slug flow regimes // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. – 2013. – Vol. 44. – P. 515–523.
77. Liu H., Vandu C. O., Krishna R. Hydrodynamics of Taylor flow in vertical capillaries: flow regimes bubble rise velocity, liquid slug length, and pressure drop // *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 2005. – Vol. 44. – P. 4884–4897.
78. Raj R., Mathur N., Buwa V. V. Numerical simulations of liquid–liquid flows in microchannels. *Industrial & Engineering Chemistry Research*. – 2010. – Vol. 49. – URL:



<https://doi.org/10.1021/ie100626a>.

79. Xu J. H., Li S. W., Tan J., Luo G. S. Correlations of droplet formation in T-junction microfluidic devices: From squeezing to dripping // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2008. – Vol. 5. – P. 711–717. – URL: <https://doi.org/10.1007/s10404-008-0306-4>.

80. Степанова Г. С. Газовые и водогазовые методы воздействия на нефтяные пласты. – М.: Газойл-пресс, 2006. – 199 с.

81. Сургучев М. Л., Желтов Ю. В., Симкин Э. М. Физико-химические микропроцессы в нефтегазоносных пластах. – М.: Недра, 1984. – 215 с.

82. Евдокимов И. Н. «Наножидкости» и «Умные жидкости» в технологиях разработки нефтегазовых месторождений: Учебное пособие для вузов. – М.: ООО «ИД Недра», 2016. – 247 с.

83. Roustaei A., Bagherzadeh H. Experimental investigation of SiO<sub>2</sub> nanoparticles on enhanced oil recovery of carbonate reservoirs // *Journal of Petroleum Exploration and Production Technology*. – 2014. – URL: <https://doi.org/10.1007/s13202-014-0120-3>.

84. Ehtesabi H., Ahadian M.M., Taghikhani V. Enhanced heavy oil recovery using TiO<sub>2</sub> nanoparticles: investigation of deposition during transport in core plug // *Energy and Fuels*. – 2015. – № 29(1). – P. 1–8.

85. Treiber L. E., Duane L. E., Archer L., Owens W. W. A laboratory evaluation of the wettability of fifty oil-producing reservoirs // *SPE Journal*. – 1971. – Vol. 971. – № 12. – P. 531–540.

86. Sun Y., Yang D, Shi L., Wu H., Cao Y., He Y., Xie T. Properties of Nano-fluids and their applications in enhanced oil recovery: a comprehensive review // *Energy & Fuels*. – 2020. – Vol. 34. – № 2. – URL: <https://doi.org/10.1021/acs.energyfuels.9b03501>.

87. Birkeland M. A. Investigation of Nanoparticle effect on wettability and interfacial tension: MSci Thesis. – Trondheim, 2013. – 129 p.

88. Wasan D. T., Nikolov A. D. Spreading of nanofluids on solids // *Nature*. – 2003. – № 423. – P.156–159.

89. Kondiparty K., Nikolov A. D., Wasan D., Liu K.-L. Dinamic spreading of nanofuids on solids. Part I: Experimental // *Langmuir*. – 2012. – № 5(5). – P. 463–471.

90. McElfresh P., Holcomb D., Ector D. Application of nanofluid technology to improve recovery in oil and gas wells // *Proceedings of the SPE International Oilfield Nanotechnology Conference*. – Noordwijk, Netherlands. – 2012. – P. 1–8.

91. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Suleymanova Y. N., Meshkova V. D. An experimental study of the effect of the addition of silicon oxide nanoparticles on the wettability characteristics of rocks with respect to oil // *Technical Physics Letter*. – Vol. 46. – № 2. – P. 1238–1240.

92. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Suleymana Y. N., Meshkova V. D., Guzei D. V. Experimental study of nanoparticle size and material effect on the oil wettability characteristics of various rock types // Journal of Molecular Liquids. – 2021. – Vol. 327. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.molliq.2020.114906>.

93. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Zhigarev V. A., Rudyak V. Y., Filimonov S. A. Numerical study of the mechanisms of enhanced oil recovery using nanosuspensions // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. – 2021. – URL: <https://doi.org/10.1007/s00162-021-00569-9>

### **Список использованных источников в главе 3:**

1. Hosseini S. S., Shahrjerdi A., Vazifeshenas Y. A review of relations for physical properties of nanofluids // Australian Journal of Basic and Applied Sciences. – 2011. – Vol. 5. – P. 417–435.

2. Mahbubul I. M., Saidur R., Amalina M. A. Latest developments on the viscosity of nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2012. – Vol. 55. – P. 874–885.

3. Murshed S. M. S., Estelle P. A state of the art review on viscosity of nanofluids // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2017. – Vol. 76. – P. 1134–1152.

4. Koca D. H., Doganay S., Turgut A., Tavman I. H., Saidurd R., Mahbubulf I. M. // Effect of particle size on the viscosity of nanofluids: a review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2018. – Vol. 82. P. 1664–1674.

5. Bashirnezhad K., Bazri S., Safaei M. R., Goodarzi M., Dahari M., Mahian O., Dalkılıca A. S., Wongwises S. Viscosity of nanofluids: A review of recent experimental studies // International Communications in Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 73. P. 114–123.

6. Dey D., Kumar P., Samantaray S. A review of nanofluid preparation, stability and thermo-physical properties // Heat Transfer – Asian Research. – 2017. – P. 1–30.

7. Sharma A. K., Tiwari A. K., Dixit A. R. Rheological behaviour of nanofluids: A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. – 2016. – Vol. 53. – P. 779–791.

8. Anoop K. B., Kabelac S., Sundararajan T., Das S. K. Rheological and flow characteristics of nanofluids: Influence of electroviscous effects and particle agglomeration // Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol.106. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3182807>.

9. Namburu P. K., Kulkarni D. P., Dandekar A., Das D. K. Experimental investigation of viscosity and specific heat of silicon dioxide nanofluids // IET Micro & Nano Letters. – 2007. – Vol. 2. – № 3, P. 67–71.

10. Chen H., Ding Y., He Y., Tan C. Rheological behaviour of ethylene glycol based titania nanofluids // Chemical Physics Letters. – 2007. – Vol. 444. – № 4–6, P. 333–337.

11. Tseng W. J., Lin K. C. Rheology and colloidal structure of aqueous TiO<sub>2</sub> nanoparticle suspensions // Materials Science and Engineering: A. – 2003. – Vol. 355. – № 1–2, P. 186–192.
12. Wang J., Zhu J., Zhang X., Chen Y. Heat transfer and pressure drop of nanofluids containing carbon nanotubes in laminar flows // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2013. – Vol. 44. – P. 716–721.
13. Saeedinia M., Akhavan-Behabadi M. A., Razi P. Thermal and rheological characteristics of CuO–base oil nanofluid flow inside a circular tube // International Communications in Heat and Mass Transfer. – 2012. – Vol. 39. – P. 152–159.
14. Sahoo B. C., Vajjha R. S., Ganguli R., Chukwu G. A., Das D. K. Determination of rheological behavior of aluminum oxide nanofluid and development of new viscosity correlations // Petroleum Science and Technology. – 2009. – Vol. 27. – № 15. – P. 1757–1770. – URL: <https://doi.org/10.1080/10916460802640241>.
15. Anoop K. B., Sadr R., Al-Jubouri M., Amani M. Rheology of mineral oil-SiO<sub>2</sub> nanofluids at high pressure and high temperatures // International Journal of Thermal Sciences. – 2014. – Vol. 77. – P. 108–115.
16. Prasher R., Song D., Wang J. Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications // Applied Physics Letter. – 2006. – Vol. 89. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2356113>.
17. Chevalier J., Tillement O., Ayela F. Rheological properties of nanofluids flowing through microchannels // Applied Physics Letter. – 2007. – Vol. 91. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2821117>.
18. Penkavova V., Tihon J., Wein O. Stability and rheology of dilute TiO<sub>2</sub>-water nanofluids // Nanoscale Research Letters. – 2011. – Vol. 6. – URL: <https://doi.org/10.1186/1556-276X-6-273>.
19. Chang H., Jwo C. S., Lo C. H., Tsung T. T., Kao M. J., Lin H. M. Rheology of CuO nanoparticle suspension prepared by ASNSS // Reviews on Advanced Materials Science. – 2005. – Vol. 10. – P. 128–132.
20. Mostafizur R.M., Abdul Aziz A. R. Saidur R., Bhuiyan M. H. U., Mahbubul I. M. Effect of temperature and volume fraction on rheology of methanol based nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Vol. 77. – P. 765–769.
21. Chen H., Yang W., He Y., Ding Y., Zhang L., Tan C., Lapkin A. A., Bavykind D. V. Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of titanate nanotubes (nanofluids) // Powder Technology. – 2008. – Vol. 183. – № 1, P. 63–72.
22. Tseng W. J., Lin C. L. Effect of dispersants on rheological behavior of BaTiO<sub>3</sub> powders in ethanol-isopropanol mixtures // Materials Chemistry and Physics. – 2003. – Vol. 80. – № 1, P. 232–238.

23. Phuoc T. X., Massoudi M. Experimental observations of the effects of shear rates and particle concentration on the viscosity of  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -deionized water nanofluids // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2009. – Vol. 48. – P. 1294–1301.
24. Namburu P. K., Kulkarni D. P., Misra D., Das D. K. Viscosity of copper oxide nanoparticles dispersed in ethylene glycol and water mixture // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2007. – Vol. 32. – P. 397–402.
25. Rudyak V. Y., Belkin A. A., Tomilina E. A., Egorov V. V. Nanoparticle friction force and effective viscosity of nanofluids // *Defect and Diffusion Forum*. – 2008. Vol. 273–276. – P. 566–571.
26. Рудяк В. Я., Белкин А. А., Егоров В. В. Об эффективной вязкости наносuspensions // *ЖТФ*. – 2009. – Т. 79. – № 8. – С. 18–25.
27. Nguyen C., Desgranges F., Roy G., Galanis N., Mare T., Boucher S. [et al.] Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids – hysteresis phenomenon // *International Journal of Heat Fluid Flow*. – 2007. – Vol. 28. – P. 1492–1506.
28. He Y, Jin Y, Chen H, Ding Y, Cang D, Lu H. Heat transfer and flow behavior of aqueous suspensions of  $\text{TiO}_2$  nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2007. – Vol. 50. – P. 2272–2281.
29. Pastoriza-Gallego M. J., Lugo L., Legido J. L., Pineiro M. M. Rheological non-Newtonian behaviour of ethylene glycol-based  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  nanofluids // *Nanoscale Research Letters*. – 2011. – Vol. 6. – P. 560.
30. Kwak K., Kim C. Viscosity and thermal conductivity of copper oxide nanofluid dispersed in ethylene glycol // *Korea – Australia Rheology Journal*. – 2005. – Vol. 17. – № 2. – P. 35–40.
31. Hong R. Y., Ren Z. Q., Han Y. P., Li H. Z., Zheng Y., Ding J. Rheological properties of water-based  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ferrofluids // *Chemical Engineering Science*. – 2007. – 62. – P. 5912–5924.
32. Tanner R. I. *Engineering Rheology*. – NY: Clarendon Press Oxford, 1985. – 451 p.
33. Morrison I. D. Ross S. *Colloidal Dispersions*. – NY: Wiley, 2002. – 656 p.
34. Pal R. Fundamental rheology of disperse systems based on single-particle mechanics // *Fluids*. – 2016. – Vol. 1(40). – URL: <https://doi.org/10.3390/fluids1040040>.
35. Бибик Е. Е. Реология дисперсных систем. – Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1981. – 172 с.
36. Матвиенко В. Н., Кирсанов Е. А. Вязкость и структура дисперсных систем. – Вестник Московского университета. Серия 2. Химия. – 2011. – Т. 52. – № 4. – С. 243–276.
37. Rudyak V. Y., Dimov V., Kuznetsov V. V. About dependence of the nanofluid viscosity coefficient on the temperature and size of the particles // *Technical Physics Letters*. – 2013. – Vol. 39(17). – P. 53–59.

38. Nguyen C. T., Desgranges F., Galanis N., Roy G., Mare T., Boucher S., Mintsu H. A. Viscosity data for  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -water nanofluid hysteresis: is heat transfer enhancement using nanofluids reliable? // International Journal of Thermal Sciences. – 2008. – Vol. 47. – № 2. – P. 103–111.
39. Nguyen C. T., Desgranges F., Roy G., Galanis N., Mare T. Hysteresis phenomenon on water-based nanofluid viscosity // Proceedings of the 5th IASME/WSEAS International Conference on Heat Transfer, Thermal Engineering and Environment (Athens, Greece, August 25-27, 2007). – Athens, 2007. – P. 211–216.
40. Ojha U., Das S., Chakraborty S. Stability, pH and viscosity relationships in zinc oxide based nanofluids subject to heating and cooling cycles // Materials Science and Engineering. – 2010. – Vol. 4. – № 7. – P. 24–29.
41. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Y. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // Applied Thermal Engineering. – 2015. – Vol. 88. – P. 140–148.
42. Сметанина М. С., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Исследование зависимости коэффициента вязкости наножидкостей от различных параметров // Доклады V Всероссийской конференции. Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин). – Новосибирск, 2015. – С. 120–124.
43. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Пряхников М. И. Теплофизические свойства наножидкостей и критерии подобия // Письма в ЖТФ. – 2016. – Т. 42. – С. 9–16.
44. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Краснолуцкий С. Л. Физика и механика процессов теплообмена в течениях наножидкостей // [Физическая мезомеханика](#). – 2016. – Т. 19. – № 1. – С. 75–83.
45. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Сметанина М. С., Пряхников М. И. Экспериментальные данные о зависимости вязкости наножидкостей на основе воды и этиленгликоля от размера и материала частиц // Доклады Академии наук. – 2016. – Т. 467. – № 3. – С. 289–291.
46. Minakov A. V., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Zhigarev V. A., Rudyak V. Y. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2016. – Vol. 102. – P. 745–755.
47. Minakov A. V., Guzei D. V., Meshkov K. N., Popov I. A., Shchelchikov A. V. Experimental study of turbulent forced convection of nanofluid in channels with cylindrical and spherical hollows // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 115. – P. 915–925.

48. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., Guzei D. V. Study of transport coefficients of nanodiamond nanofluids // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2017. – Vol. 899. – № 3. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/899/3/032020>.
49. Пузырь А. П., Минаков А. В., Буров А. Е., Жарков С. М., Максимов Н. Г., Пряжников М. И. Влияние электролитически введенных ионов серебра на вязкость и теплопроводность коллоидного раствора наноалмаза // *Коллоидный журнал*. – 2017. – Т. 79. – № 2. – С. 206–211.
50. Minakov A. V., Rudyak V. Y., Pryazhnikov M. I. Rheological behavior of water and ethylene glycol based nanofluids containing oxide nanoparticles // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2018. – Vol. 554. – P. 279–285.
51. Minakov A. V., Rudyak V. Y., Pryazhnikov M. I. About rheology of nanofluids // *Proceedings of 19th International Conference on the Methods of Aerophysical Research, ICMAR 2018* (Novosibirsk, Russian Federation, August 13–18, 2018). – Novosibirsk, 2018. – Vol. 2027. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.5065235>.
52. Rudyak V. Y., Minakov A. V. Thermophysical properties of nanofluids // *The European Physical Journal E*. – 2018. – Vol. 41. – 15 p. – URL: <https://doi.org/10.1140/epje/i2018-11616-9>.
53. Минаков А. В., Михиенкова Е. И., Неверов А. Л., Бурюкин Ф. А. Экспериментальное исследование влияния добавки наночастиц на реологические свойства суспензии // *Письма в ЖТФ*. – 2018. – Т. 44. – Вып. 9. – С. 3–11.
54. Minakov A. V., Rudyak V. Y., Pryazhnikov M. I. Systematic Experimental study of the viscosity of nanofluids // *Heat Transfer Engineering*. – 2020. – Vol. 41. – № 5. – P. 457–460.
55. Lide D. R. *Handbook of Chemistry and Physics 84th / Ed. by B. Raton*. – FL: CRC Press, 2003. – 2661 p.
56. Einstein A. Eine neue bestimmung der molekiildimensionen // *Annalen der Physik*. – 1906. – Vol. 324. – № 2. – P. 289–306. – URL: <https://doi.org/10.1002/andp.19063240204>.
57. Batchelor G. K. Brownian diffusion of particles with hydrodynamic interaction // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1976. – Vol. 74. – № 1. – P. 1–29.
58. Batchelor G. K. The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1977. – Vol. 83. – № 1. – P. 97–117.
59. Lundgren T. S. Slow flow through stationary random beds and suspensions of spheres, *Journal of Fluid Mechanics*. – 1972. – Vol. 51. – № 2. – P. 273–299.
60. Mooney M. The viscosity of a concentrated suspension of spherical particles // *Journal of Colloid Science*. – 1951. – Vol. 6. – № 2. – P. 162–170.
61. Krieger I. M., Dougherty T. J. A mechanism for non-newtonian flow in suspensions of rigid spheres // *Journal of Rheology*. – 1959. – Vol. 3. – № 1. – P. 137–152.

62. Frankel N. A., Acrivos A. On the viscosity of a concentrated suspension of solid spheres // Chemical Engineering Science. – 1967. – Vol. 22. – № 6. – P. 847–853.
63. Krieger I. M. Rheology of monodisperse lattices // Advances in Colloid and Interface Science. – 1972. – Vol. 3. – № 2. – P. 111–136.
64. Rudyak V. Y., Belkin A. A., Egorov V. V., Tomilina E. A. Modeling of transport processes by molecular dynamics method. II. The resistance force and effective viscosity in nanosuspensions. – Novosibirsk: Preprint NSUACE, 2006.
65. Zhao J. F., Luo Z. Y., Ni M. J., Cen K. F. Dependence of nanofluid viscosity on particle size and pH value // Chinese Physics Letters. – 2009. – Vol. 26. – № 6. – URL: <https://doi.org/10.1088/0256-307X/26/6/066202>.
66. Pak B. C., Ebata A., Teramae K., Hishinuma N. Alteration of thermal conductivity and viscosity of liquid by dispersing ultra-fine particles. Dispersion of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$  and  $\text{TiO}_2$  ultra-fine particles // Netsu Bussei. – 1993. – Vol. 7. – № 4. – P. 227–233.
67. A. Meriläinen [et al.] Influence of particle size and shape on turbulent heat transfer characteristics and pressure losses in water-based nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – Vol. 61. – P. 439–448.
68. Wang X., Xu X., Choi S. U. S. Thermal conductivity of nanoparticle–fluid mixture // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 1999. – Vol. 13. – № 4. – P. 474–480.
69. Kwek D., Crivoi A., Duan F. Effects of temperature and particle size on the thermal property measurements of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ –water nanofluids // Journal of Chemical & Engineering Data. – 2010. – Vol. 55. – № 12. P. 5690–5695.
70. Hussein A. M., Bakar R. A., Kadirgama K., Sharma K. V. Experimental measurement of nanofluids thermal properties. – International Journal of Automotive and Mechanical Engineering. – 2013. – Vol. 7. – P. 850–863.
71. Murshed S. M. S., Leong K. C., Yang C. Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids // International Journal of Thermal Sciences. – 2008. – Vol. 47. – № 5. – P. 560–568.
72. Pak B. C., Cho Y. I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles // Experimental Heat Transfer. – 1998. – Vol. 11. – № 2. – P. 151–170.
73. Longo G. A., Zilio C. Experimental measurement of thermophysical properties of oxide–water nano-fluids down to ice-point. – Experimental Thermal and Fluid Science. – 2011. – Vol. 35. – № 7. – P. 1313–1324.

74. Putra N., Roetzel W., Das S. K. Natural convection of nanofluid // Heat and Mass Transfer. – 2003. – Vol. 39. – № 8(9). – P. 775–784.
75. He Y. [et al.] Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of TiO<sub>2</sub> nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe. – International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – Vol. 50. – № 11(12). – P. 2272–2281.
76. Berkovsky B. M., Bashtovoy V., Magnetic Fluids and Applications Handbook. – Wallingford, UK: Begell House, 1996. – 831 p.
77. Huminic G., Huminic A., Dumitrache F., Fleaca C., Morjan I. Experimental study of thermo-physical properties of nanofluids based on  $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanoparticles for heat transfer applications // Heat Transfer Engineering. – 2017. – Vol. 38. – № 17. – P. 1496–1505.
78. Blums E., Cebers A., Maiorov M. M. Magnetic Fluids. – Berlin: Walter de Gruyter, 1997. – 416 p.
79. Odenbach S., Recent progress in magnetic fluid research // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2004. – Vol. 16. – № 32. – P. 1135–1150.
80. Shima P. D., Philip J., Baldev R. Magnetically controllable nanofluid with tunable thermal conductivity and viscosity // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 95. – № 13. – P. 1–3.
81. Gupta M., A review on the improvement in convective heat transfer properties using magnetic nanofluids // International Journal of Thermal Technologies. – 2016. – Vol. 6. – № 1. – P. 40–46.
82. Rudyak V. Y., Krasnolutsckii S. L. Dependence of the viscosity of nanofluids on nanoparticle size and material // Physics Letters A. – 2014. – Vol. 378. – № 26(27). – P. 1845–1849.
83. Rudyak V. Y., Krasnolutsckii S. L. Simulation of the nanofluid viscosity coefficient by the molecular dynamics method // Technical Physics. – 2015. – Vol. 60. – № 6. – P. 798–804.
84. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Пряжников М. И. Особенности вязкости наножидкостей. Экспериментальное изучение // Труды новосибирского государственного архитектурно-строительного университета (СИБСТРИН). – 2018. – Т. 21. – № 1(67). – С. 30–41.
85. Kwek D., Crivoi A., Duan F. Effects of temperature and particle size on the thermal property measurements of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluids // Journal of Chemical & Engineering Data. – 2010. – Vol. 55. – № 12. – P. 5690–5695.
86. Longo G. A., Ziliom C. Experimental measurement of thermophysical properties of oxide–water nano-fluids down to ice-point // Experimental Thermal and Fluid Science. – 2011. – Vol. 35. – № 7. – P. 1313–1324.
87. Putra N., Roetzel W., Das S. K. Natural convection of nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2003. – Vol. 39. – № 8(9). – P. 775–784.



88. Hamid K. A., Azmi W. H., Mamat R., Usri N. A., Najafi G. Investigation of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanofluid viscosity for different Water/EG based mixtures // *Energy Procedia*. – 2015. – Vol. 79 – P. 354–359.
89. Sundar L. S., Ramana E. V., Singh M. K., Sousa A. C. M. Thermal conductivity and viscosity of stabilized ethylene glycol and water mixture  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanofluids for heat transfer applications: an experimental study // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 56. – P. 86–95.
90. Chintamani L. B., Ghuge N. C. Thermo physical properties and heat transfer performance of ethylene glycol + water mixture based  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanofluids: A review // *International Journal of Science and Research*. – 2015. – Vol. 5. – № 2. – P. 570–575.
91. Juneja M., Gangacharyulu D. Experimental analysis on influence of temperature and volume fraction of nanofluids on thermophysical properties // *International Journal of Emerging Technologies in Computational and Applied Sciences*. – 2013. – Vol. 5. – № 3. – P. 233–238.
92. Yiamsawas T., Mahian O., Dalkilic A. C., Kaewnai S., Wongwises S. Experimental studies on the viscosity of  $\text{TiO}_2$  and  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanoparticles suspended in a mixture of ethylene glycol and water for high temperature applications // *Applied Energy*. – 2013. – Vol. 111. – P. 40–45.
93. Johnson R. W. *The Handbook of Fluid Dynamics*. – CRC Press LLC, 1998. – 1952 p.
94. Chhabra R. P., Richardson J. F. *Non-Newtonian flow and applied rheology*. – Oxford: Butterworth–Heinemann, 2008. – 518 p.
95. Rudyak V.Y., Viscosity of nanofluids. Why it is not described by the classical theories // *Advances in Nanoparticles*. – 2013. – Vol. 2. – P. 266–279.
96. International Association for the Properties of Water and Steam. Release on the IAPWS Formulation 2008 for the Viscosity of Ordinary Water Substance. – 2018. – URL: <http://www.iapws.org/relguide/viscosity.html>.

#### **Список использованных источников в главе 4:**

1. Choi S. U. S., Eastman J. A. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles // *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exhibition* (San Francisco, November 12–17, 1995). – 1995. – Vol. 66. – P. 99–105.
2. Maxwell J. C. *A treatise on electricity and magnetism*. – Oxford: Clarendon Press. – 426 p.
3. Chon C. H., Kihm K. D., Lee S. P., Choi S. U. S. Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) thermal conductivity enhancement // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 87. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2093936>.

4. Li C. H., Peterson G. P. The effect of particle size on the effective thermal conductivity of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -water nanofluids // Journal of Applied Physics. – 2007. – Vol. 101. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2436472>.
5. Mints H. A., Roy G., Nguyen C. T., Doucet D. New temperature dependent thermal conductivity data for water-based nanofluids // International Journal of Thermal Sciences. – 2009. – Vol. 48. – P. 363–371.
6. Chopkar M., Sudarshan S., Das P. K., Manna I. Effect of particle size on thermal conductivity of nanofluid // Metallurgical and Materials Transactions A. – 2008. – Vol. 39. – P. 1535–1542.
7. Hong J., Kim S. H., Kim D. Effect of laser irradiation on thermal conductivity of ZnO nanofluids // Journal of Physics: Conference Series. – 2007. – Vol. 59. – P. 301–304.
8. He Y., Jin Y., Chen H., Ding Y., Cang D., Lu H. Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of  $\text{TiO}_2$  nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – Vol. 50. – P. 2272–2281.
9. Kim S. H., Choi S. R., Kim D. Thermal conductivity of metal-oxide nanofluids: particle size dependence and effect of laser irradiation // ASME Journal of Heat Transfer. – 2007. – Vol. 129. – P. 298–307.
10. Chen G., Yu W., Singh D., Cookson D., Routbort J. Application of SAXS to the study of particle size dependent thermal conductivity in silica nanofluids // Journal of Nanoparticle Research. – 2008. – Vol. 10. – P. 1109–1114.
11. Timofeeva E. V., Gavrilov A. N., McCloskey J. M. [et al.] Thermal conductivity and particle agglomeration in alumina nanofluids: experiment and theory // Physical Review E. – 2007. – Vol. 76. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.76.061203>.
12. Timofeeva E. V., Yu W., France D. M., Singh D., Routbort J. L. Base fluid and temperature effects on the heat transfer characteristics of SiC in ethylene glycol/ $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{H}_2\text{O}$  nanofluids // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 109. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3524274>.
13. Timofeeva E. V., Smith D. S., Yu W., France D. M., Singh D., Routbort J. L. Particle size and interfacial effects on thermo-physical and heat transfer characteristics of water-based  $\alpha$ -SiC nanofluids // Nanotechnology. – 2010. – Vol. 21. – URL: <https://doi.org/10.1088/0957-4484/21/21/215703>.
14. Shima P. D., Philip J., Raj B. Role of microconvection induced by Brownian motion of nanoparticles in the enhanced thermal conductivity of stable nanofluids // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 94(22). – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3147855>.

15. Shalkevich N., Escher W., Burgi T., Michel B., Ahmed L. S., Poulikakos D. On the thermal conductivity of gold nanoparticle colloids // *Langmuir*. – 2010. – Vol. 26. – P. 663–670.
16. Xie H., Wang J., Xi T., Liu Y., Ai F., Wu Q. Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 91(7). – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1454184>.
17. Kwek D., Crivoi A., Duan, F. Effects of temperature and particle size on the thermal property measurements of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Water nanofluids // *Journal of Chemical & Engineering Data*. – Vol. 55. – № 12. – P. 5690–5695.
18. Beck M. P., Yuan Y., Warriar P., Teja A. S. The effect of particle size on the thermal conductivity of alumina nanofluids // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2009. – Vol. 11. – P. 1129–1136.
19. Warriar P., Teja A. Effect of particle size on the thermal conductivity of nanofluids containing metallic nanoparticles // *Nanoscale Research Letters*. – 2011. – Vol. 6. – P. 247.
20. Nath P., Chopra K. L. Thermal conductivity of copper films // *Thin Solid Films*. – 1974. – Vol. 20. – № 1. – P. 52–63.
21. Lu X., Shen W. Z., Chu J. H. Size effect on the thermal conductivity of nanowires // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – Vol. 91. – № 3. – P. 1542–1552. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.1427134>.
22. Cahill D. G., Ford W. K., Goodson K. E., Mahan G. D., Majumdar A., Maris H. J. [et al.] Nanoscale thermal transport // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 93. – № 2. – P. 793–818.
23. Дмитриев А. С. Введение в нанотеплофизику. – М.: Бином, 2015. – 790 с.
24. Jabbari F., Rajabpour A., Saedodin S. Thermal conductivity and viscosity of nanofluids: A review of recent molecular dynamics studies // *Chemical Engineering Science*. – 2017. – Vol. 174. – P. 67–81.
25. Teng K.-L. [et al.] Enhanced thermal conductivity of nanofluids diagnosis by molecular dynamics simulations // *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*. – 2007. – Vol. 8. – № 7. – P. 1–9.
26. Рудяк В. Я., Краснолуцкий С. Л. Моделирование коэффициента теплопроводности наножидкости с малыми частицами методом молекулярной динамики // *Журнал технической физики*. – 2017. – Т. 87. – Вып. 10. – С. 1450–1458.
27. Рудяк В. Я., Белкин А. А. О влиянии наночастиц на структуру жидкости // *Коллоидный журнал*. – 2019. – Т. 81. – № 4. – С. 541–544.
28. Ahmadi M. H., Mirlohi A., Alhuyi Nazari M., Ghasempour R. A. A review of thermal conductivity of various nanofluids // *Journal of Molecular Liquids*. – 2018. – Vol. 265. – P. 181–188.

29. Sarviya R. M., Fuskele V. Review on thermal conductivity of nanofluids // *Materials Today: Proceedings*. – 2017. – Vol. 4. – № 2. – P. 4022–4031.
30. Vakilinejad A., Aroon M. A., Al-Abri M., Bahmanyar H., Myint M. T. Z., Vakili-Nezhaad G. R. Experimental and theoretical investigation of thermal conductivity of some water-based nanofluids // *Chemical Engineering Communications*. – 2018. – Vol. 205. – № 5. – P. 610–623.
31. Ali N., Teixeira J. A., Addali A. A Review on nanofluids: fabrication, stability, and thermophysical properties // *Journal of Nanomaterials*. – 2018. – Vol. 2018. – 33 p. – URL: <https://doi.org/10.1155/2018/6978130>.
32. Xie H. Q., Wang J. C., Xi T. G., Liu Y. Thermal conductivity of suspensions containing nanosized SiC particles // *International Journal of Thermophysics*. – 2002. – Vol. 23. – № 2. – P. 571–580.
33. Hamilton R. L., Crosser O. K., Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems // *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*. – 1962. – Vol. 1. – № 3. – P. 187–191.
34. Murshed S. M. S, Leong K. C, Yang C. Investigations of thermal conductivity and viscosity of nanofluids // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2008. – Vol. 4. – № 5. – P. 560–568.
35. Timofeeva E. V., Routbort J. L., Singh D. Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids // *Journal of Applied Physics*. – 2009. – Vol. 106. – № 1. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3155999>.
36. Evgin T., Koca H. D., Horny N., Turgut A., Tavman I. H., Chirtoc M. [et al.] Effect of aspect ratio on thermal conductivity of high density polyethylene/multi-walled carbon nanotubes nanocomposites. *Composites Part A* // *Applied Science and Manufacturing*. – 2016. – Vol. 82. – P. 208–213.
37. Ding Y., Alias H., Wen D., Williams R. A. Heat transfer of aqueous suspensions of carbon nanotubes (CNT nanofluids) // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2006. – Vol. 49. – № 1. – P. 240–250.
38. Choi S. U. S., Zhang Z. G., Yu W., Lockwood F. E., Grulke E. A. Anomalous thermal conductivity enhancement in nanotube suspensions // *Applied Physics Letters*. – 2001. – Vol. 79. – № 14. – P. 2252–2254
39. Akhilesh M. K., Santarao M., Babu V. S. Thermal conductivity of CNT-water nanofluids: a review // *Mechanics and Mechanical Engineering*. – 2018. – Vol. 22. – № 1. – P. 207–220.
40. Duangthongsuk W, Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO<sub>2</sub> -water nanofluids flowing under a turbulent flow regime // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – Vol. 53. – № 1. – P. 334–344.

41. Das S. K., Putra N., Thiesen P., Roetzel W. Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids // *Journal of Heat Transfer*. – 2003. – Vol. 125. – № 4 – P. 567–574.
42. Kumar D. H., Patel H. E., Kumar V. R. R., Sundararajan T., Pradeep T., Das S. K. Model for Heat Conduction in Nanofluids // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 93. – № 14. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.144301>.
43. Yu W., Xie H., Chen L., Li Y. Investigation of thermal conductivity and viscosity of ethylene glycol based ZnO nanofluid // *Thermochim Acta*. – 2009. – Vol. 491. – № 1. – P. 92–96.
44. Kole M., Dey T. K. Role of interfacial layer and clustering on the effective thermal conductivity of CuO–gear oil nanofluids // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2011. – Vol. 35. – № 7. – P. 1490–1495.
45. Lee D., Kim J.-W., Kim B. G. A New Parameter to control heat transport in nanofluids: surface charge state of the particle in suspension // *The Journal of Physical Chemistry B*. – 2006 – Vol. 110. – № 9. – P. 4323–4328.
46. Li X. F., Zhu D. S., Wang X. J., Wang N., Li H., Yang S. Study on dispersion behavior and thermal conductivity of Cu\H<sub>2</sub>O nanofluids // *Journal of Functional Materials*. – 2008. – Vol. 39. – № 1. – P. 162–165.
47. Xuan Y., Li Q., Hu W. Aggregation structure and thermal conductivity of nanofluids // *AIChE Journal*. – 2003. – Vol. 49. – № 4. – P. 1038–1043.
48. Koo J., Kleinstreuer C. A New thermal conductivity model for nanofluids // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2004. – Vol. 6. – № 6. – P. 577–588.
49. Kumar D. H., Patel H. E., Kumar V. R. R., Sundararajan T., Pradeep T., Das S. K. Model for heat conduction in nanofluids // *Physical Review Letters*. – 2004. – Vol. 93. – № 14 – P. 1–4.
50. Bastea S., Comment on «model for heat conduction in nanofluids» // *Physics Review Letters*. – 2005. – Vol. 95. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.019401>.
51. Prasher R., Bhattacharya P., Phelan P. E. Thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluids) // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94. – № 2. – P. 1–4.
52. Bhattacharya P., Phelan P. E., Prasher R. Brownian motion-based convective-conductive model for the effective thermal conductivity of nanofluids // *Journal of Heat Transfer*. – 2006. – Vol. 128. – P. 588–595.
53. Xu J., Yu B., Zou M., Xu P. A new model for heat conduction of nanofluids based on fractal distributions of nanoparticles // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 39. – P. 4486–4490.
54. Jang S. P., Choi S. U. S. Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 84. – P. 4316–4318.

55. Keblinski P., Phillpot S. R., Choi S. U. S., Eastman J. A., Mechanisms of heat flow in suspensions of nanosized particles (nanofluids) // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2002. – Vol. 45. – P. 855–863.
56. Evans W., Fish J., Keblinski P. Role of Brownian motion hydrodynamics on nanofluids thermal conductivity // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 88. – P. 93–116.
57. Henderson J. R., Swol F. V. On the interface between a fluid and a planar wall: theory and simulations of a hard sphere fluid at a hard wall // *Molecular Physics*. – 1984. – Vol. 51. – P. 991–1010.
58. Yu W., Choi S. U. S., The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated Maxwell model // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2003. – Vol. 5. – P. 167–171.
59. Feng Y., Yu B., Zou M., The effective thermal conductivity of nanofluids based on the nanolayer and the aggregation of nanoparticles // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2007. – Vol. 40. – P. 3164–3171.
60. Yu W., Choi S. U. S. The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids: a renovated Hamilton–Crosser model // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2004. – Vol. 6. – P. 355–361.
61. Капица П. Л. Исследование механизма теплопередачи в гелии-II // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1941. – Т. 11. – №. 1. – С. 1.
62. Nan C. W. [et al.] Effective thermal conductivity of particulate composites with interfacial thermal resistance // *Journal of Applied Physics*. – 1997. – Vol. 81. – №. 10. – P. 6692–6699.
63. Ju S., Li Z. Y. Theory of thermal conductance in carbon nanotube composites // *Physics Letters A*. – 2006. – Vol. 353. – № 2(3). – P. 194–197.
64. Serebryakova M. A., Zaikovskii A. V., Sakhapov S. Z., Smovzh D. V., Sukhinin G. I., Novopashin, S. A. Thermal conductivity of nanofluids based on hollow  $\Gamma$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  nanoparticles, and the influence of interfacial thermal resistance // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 108. – P. 1314–1319.
65. Domingues G., Volz S., Joulain K., Greffet J.-J. Heat transfer between two nanoparticles through near field interaction // *Physical Review Letters*. – 2005. – Vol. 94. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.085901>.
66. Das S. K., Choi S. U. S., Yu W., Pradeep T. *Nanofluids: Science and Technology*. – NJ: J. Wiley & Sons, 2008. – 416 p.

67. Prasher R., Phelan P. E., Bhattacharya P. Effect of aggregation kinetics on the thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluid) // Nano Letters. – 2006. – Vol. 6. – № 7. – P. 1529–1534.
68. Karthikeyan N. R., Philip J., Raj B. Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids // Materials Chemistry and Physics. – 2008. – Vol. 109. – P. 50–55.
69. Philip J., Shima P. D., Raj B. Evidence for enhanced thermal conduction through percolating structures in nanofluids // Nanotechnology. – 2008. – Vol. 19. – 7 p.
70. Pang C., Jung J.-Y., Kang Y. T. Aggregation based model for heat conduction mechanism in nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Vol. 72. – P. 392–399.
71. Vladkov M., Barrat J.-L. Modeling thermal conductivity and collective effects in a simple nanofluid // Journal of Computational and Theoretical Nanoscience. – 2008. – Vol. 5. – № 2. – P. 187–193.
72. Kang H., Zhang Y., Yang M., Li L. Molecular dynamics simulation on effect of nanoparticle aggregation on transport properties of a nanofluid // Journal of Nanotechnology in Engineering and Medicine. – 2012. – Vol. 3(2). – URL: <https://doi.org/10.1115/1.4007044>.
73. Karthikeyan N. R., Philip J., Raj B., Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids // Materials Chemistry and Physics. – 2008. – Vol. 109. – P. 50–55.
74. Hong K. S., Hong T. K., Yang H. S. Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 88. – № 3. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2166199>.
75. Zhu H., Zhang C., Liu S., Tang Y., Yin Y. Effects of nanoparticle clustering and alignment on thermal conductivities of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> aqueous nanofluids // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 89(2). – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2221905>.
76. Минаков А. В., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Пряжников М. И., Лобасов А. С. Измерение коэффициента теплопроводности наножидкостей методом нагреваемой нити // Инженерно-физический журнал. – 2015. – Т. 88. – № 1. – С. 148–160.
77. Пряжников М. И., Гузей Д. В., Минаков А. В., Лобасов А. С. Разработка и тестирование экспериментальной методики определения коэффициента теплопроводности наножидкостей // Журнал Сибирского федерального университета. Техника и технологии. – 2015. – Т. 8. – № 2. – С. 153–165.
78. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Краснолуцкий С. Л. Физика и механика процессов теплообмена в течениях наножидкостей // Физическая мезомеханика. – 2016. – Т. 19. – № 1. – С. 75–83.



79. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Пряжников М. И. Теплофизические свойства наножидкостей и критерии подобия // Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. – С. 9–16.
80. Пузырь А. П., Минаков А. В., Буров А. Е., Жарков С. М., Максимов Н. Г., Пряжников М. И. Влияние электролитически введенных ионов серебра на вязкость и теплопроводность коллоидного раствора наноалмаза // Коллоидный журнал. – 2017. – Т. 79. – № 2. – С. 206–211.
81. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V., Rudyak V. Ya., Guzei, D. V. Thermal conductivity measurements of nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 104. – P. 1275–1282.
82. Rudyak V. Y., Minakov A. V. Thermophysical properties of nanofluids // The European Physical Journal E. – 2018. – Vol. 41. – № 15. – URL: <https://doi.org/10.1140/epje/i2018-11616-9>.
83. Schleiermacher A. Annalen der Physik. – 1888. – Vol. 34. – № 6. – P. 346.
84. Шашков А. Г., Волохов Г. М., Абаменко Т. Н., Козлов В. П. Методы определения теплопроводности и температуропроводности / Под ред. А. В. Лыкова. – М.: Энергия, 1973. – 336 с.
85. Платунов Е. С., Баранов И. В., Буравой С. Е., Курепин В. В. Теплофизические измерения: учебное пособие / Под ред. Е. С. Платунова. – СПб.: СПбГУН и ПТ, 2010. – 738 с.
86. Richard R. G., Shankland I. R. A Transient hot-wire method for measuring the thermal conductivity of gases and liquids // International Journal of Thermophysics. – 1989. – Vol. 10. – № 3. – P. 673–686.
87. Kostic M., Simham K. C. Computerized, Transient hot-wire thermal conductivity (HWTC) apparatus for nanofluids // Proceedings of the 6th WSEAS International Conference on HEAT and MASS TRANSFER (HMT-09). – Ningbo, 2009. – P. 71–78.
88. Волков А. И., Жарский И. М. Большой химический справочник. – Мн.: Современная школа, 2005. – 608 с.
89. Григорьева И. С., Мейлихова Е. З. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
90. Maxwell J. C. A Treatise on Electricity and Magnetism. – 2nd ed. — Oxford: Clarendon Press, 1881. – 435 p.
91. Bruggeman D. A. G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen // Annalen der Physik. – 1935. – Vol. 24. – P. 636–679.
92. Hamilton R.L., Crosser O. K. Thermal conductivity of heterogeneous two-component systems // Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals. – 1962. – Vol. 1. – P.182–191.



93. Rashmi W., Khalid M., Ong S. S., Saidur R. Preparation, thermo-physical properties and heat transfer enhancement of nanofluids // *Materials Research Express*. – 2014. – Vol. 1. – № 3. – URL: <https://doi.org/10.1088/2053-1591/1/3/032001>.
94. Zhu H. T., Zhang C. Y., Tang Y. M., Wang J. X. Novel synthesis and thermal conductivity of CuO nanofluid // *The Journal of Physical Chemistry C*. – 2007. – Vol. 111. – № 4. – P. 1646–1650.
95. Koblinski P., Prasher R., Eapen J. Thermal conductance of nanofluids: is the controversy over? // *Journal of Nanoparticle Research*. – 2008. – Vol. 10. – P. 1089–1097.
96. Rudyak V. Y., Belkin A. A. Simulation of transport coefficients // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*. – 2010. – Vol. 1. – № 1. – P. 156–177.
97. Rudyak V. Y., Belkin A. A., Tomilina E. A. On the thermal conductivity of nanofluids // *Technical Physics Letters*. – 2010. – Vol. 36(14). – P. 49–54.
98. Kang H. U., Kim S. H., Oh J. M. Estimation of thermal conductivity of nanofluids using experimental effective particle volume // *Experimental Heat Transfer*. – 2006. – Vol. 19. – № 3. – P. 181–191.
99. Manna I., Chopkar M., Das P. K. Synthesis and characterization of nanofluid for advanced heat transfer applications // *Scripta Materialia*. – 2006. – Vol. 55. – P. 549–552.
100. Turgut A., Tavman I., Chirtoc M., Schuchmann H. P., Sauter C., Tavman S. Thermal conductivity and viscosity measurements of water-based TiO<sub>2</sub> nanofluids // *International Journal of Thermophysics*. – 2009. – Vol. 30. – P. 1213–1226.
101. Duangthongsuk W., Wongwises S. Measurement of temperature-dependent thermal conductivity and viscosity of TiO<sub>2</sub>–water nanofluids // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2009. – Vol. 33. – № 4. – P. 706–714.
102. Eastman J. A., Choi S. U. S., Li S., Thompson L.J., Lee S. Enhanced thermal conductivity through the development of nanofluids // *Proceedings of the Materials Research Society Symposium*. – Pittsburgh, 1997. – Vol. 457. – P. 3–11.
103. Ceotto D., Rudyak V. Y. Phenomenological formula for the thermal conductivity coefficient of water based nanofluids // *Colloid Journal*. – 2016. – Vol. 78. – № 4. – P. 1–6.
104. Tsai T.-H., Kuo L.-S., Chen P.-H., Yang C.-T. Thermal conductivity of nanofluid with magnetic nanoparticles // *PIERS Online*. – 2009. – Vol. 5. – № 3. – P. 231–234.
105. Xuan Y., Li Q., Zhang X., Fujii M. Stochastic thermal transport of nanoparticle suspensions // *Journal of Applied Physics*. – 2006. – Vol. 100. – P. 1–6.
106. Beck M. P. Thermal conductivity of metal oxide nanofluids : thes. ... doct. philosophy. – Georgia, 2008. – 210 p.

107. Li Q., Xuan Y. M. Experimental investigation on transport properties of nanofluids // *Heat Transfer Science and Technology*. – 2000. – P. 757–762.
108. Wang X., Xu X., Choi S. U. S. Thermal conductivity of nanoparticle–fluid mixture // *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. – 1999. – Vol. 13. – № 4. – P. 474–480.
109. Xie H., Lee H., Youn W., Choi M. Nanofluids containing multiwalled carbon nanotubes and their enhanced thermal conductivities // *Journal of Applied Physics*. – 2003. – Vol. 94. – № 8. – P. 4967–4971.

#### **Список использованных источников в главе 5:**

1. Рудяк В. Я., Минаков А. В. Современные проблемы микро- и нанофлюидики. – Новосибирск: Наука. 2016. – 298 с.
2. Das S. K., Choi S. U. S., Patel H. Heat transfer in nanofluids. A Review // *Heat Transfer Engineering*. – 2006. – Vol. 20. – No. 10. – P. 3–19.
3. Minakov A. V., Rudyak V. Y., Guzei D. V., Lobasov A. S. Measurement of the heat transfer coefficient of a nanofluid based on water and copper oxide particles in a cylindrical channel // *High Temperature*. – 2015. – Vol. 53. – № 2. – P. 246–253.
4. Minakov A. V., Lobasov A. S., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Rudyak V. Y. The experimental and theoretical study of laminar forced convection of nanofluids in the round channel // *Applied Thermal Engineering*. – 2015. – Vol. 88. – P. 140–148.
5. Minakov A. V., Guzei D. V., Pryazhnikov M. I., Zhigarev V. A., Rudyak V. Y. Study of turbulent heat transfer of the nanofluids in a cylindrical channel // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2016. – Vol. 102. – P. 745–755.
6. Терехов В. И., Калинина С. В., Леманов В. В. Механизм теплопереноса в наножидкостях: современное состояние проблемы. Часть 2. Конвективный теплообмен // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2010. – Т. 17. – № 2. – С. 173–188.
7. Wen D., Ding Y. Experimental investigation into convective heat transfer of nanofluids at the entrance region under laminar flow conditions // *International Journal of Heat Mass Transfer*. – 2004. – Vol. 47. – № 24. – 5181–5188.
8. Heris S. Z., Etemad G., Esfahany M. N. Experimental investigation of oxide nanofluids laminar flow convection heat transfer // *International Communications in Heat and Mass Transfer*. – 2006. – Vol. 33. – P. 529– 535.

9. Anoop K. B., Sundararajan T., Das S. K. Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – Vol. 52. – P. 2189-2195.
10. Rea U., McKrell T., Hu L., Buongiorno J. Laminar convective heat transfer and viscous pressure loss of alumina-water and zirconia-water nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – Vol. 52. – P. 2042–2048.
11. Xie H., Li Y., Yu W. Intriguingly high convective heat transfer enhancement of nanofluid coolants in laminar flows // Physics Letters A. – 2010. – Vol. 374. – P. 2566–2568.
12. Timofeeva E. V., W. Yu, France D. M. Dileep Singh, and Jules L. Routbort. Base fluid and temperature effects on the heat transfer characteristics of SiC in ethylene glycol/H<sub>2</sub>O and H<sub>2</sub>O nanofluids // Journal of Applied Physics. – 2011. – 109. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.3524274>.
13. Heris S. Z., Etemad S. G., Esfahany M. N. Convective heat transfer of a Cu/Water nanofluid flowing through a circular tube // Experimental Heat Transfer. – 2009. – Vol. 22. – P. 217–227.
14. Pak B. C., Cho Y. I. Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles // Experimental Heat Transfer. – 1998. – Vol. 11 (1998) 151–170.
15. Duangthongsuk W, Wongwises S. An experimental study on the heat transfer performance and pressure drop of TiO<sub>2</sub> -water nanofluids flowing under a turbulent flow regime // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2010. – Vol. 53. – №1. – P. 334–344.
16. He Y., Jin Y., Chen H., Ding Y., Cang D., Lu H. Heat transfer and flow behavior of aqueous suspensions of TiO<sub>2</sub> nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2007. – Vol.50. – P. 2272–2281.
17. Fotukian S., Esfahany M. N. Experimental investigation of turbulent convective heat transfer of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/water nanofluid inside a circular tube // International Journal of Heat and Fluid Flow. – 2010. – Vol. 31. – P. 606–612.
18. Fotukian S., Esfahany M. N. Experimental study of turbulent convective heat transfer and pressure drop of dilute CuO/water nanofluid inside a circular tube // International Communications in Heat and Mass Transfer. – 2010. – Vol. 37. – P. 214–219.
19. Nguyen C. T., Roy G., Gauthier C., Galanis N. Heat transfer enhancement using Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluid for electronic liquid cooling system // Applied Thermal Engineering – 2007. – Vol. 28. – P. 1501–1506.
20. Merilainen A., Seppala A., Saari K., Seitsonen J., Ruokolainen J. [et al.] Influence of particle size and shape on turbulent heat transfer characteristics and pressure losses in water-based nanofluids // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2013. – Vol. 61. – P. 439–448.

21. Li Q., Xuan Y. Convective heat transfer and flow characteristics of Cu-water nanofluid // Science in China Series E: Technolglcal Science. – 2002. – Vol. 45. – P. 408–416.
1. 22. Kakac S., Pramuanjaroenkij A. Single-phase and two-phase treatments of convective heat transfer enhancement with nanofluids – A state-of-the-art review // International Journal of Thermal Sciences. – 2016. – Vol. 100. – P. 75–97.
2. 23. Mehrez Z., Cafsi A. E., Belghith A., Quere P. L. The entropy generation analysis in the mixed convective assisting flow of Cu-water nanofluid in an inclined open cavity // Advanced Powder Technology. – 2015. – Vol. 26. – P. 1442–1451.
24. Bahiraei M., Hosseinalipour S. M., Hangi M. Laminar forced convection of a water-TiO<sub>2</sub> nanofluid in annuli considering mass conservation for particles // Chemical Engineering & Technology. – 2013. – Vol. 36. – № 12. – P. 2057–2064.
25. Kashani A., Jalali-Vahid D., Hussainpour S. Numerical study of laminar forced convection of Water/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluid in anannulus with constant wall temperature // IIUM Engineering Journal. – 2013. – Vol. 14. – № 1. – P. 77–92.
26. Минаков А. В., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Пряжников М. И. Расчетное исследование вынужденной конвекции наножидкости на основе наночастиц Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Тепловые процессы в технике М.: ООО «Наука и технологии». – 2013. – Т. 5. – № 5. – С. 194-200.
27. Minakov A. V., Lobasov A. S., Pryazhnikov M. I., Guzei D.V. Experiment-calculated investigation of the forced convection of nanofluids using single fluid approach // Defect Diffus. Forum. – 2014. – Vol. 348. – P.123–138.
28. Buongiorno J. Convective transport in nanofluids // ASME Journal of Heat Transfer. – 2006. – Vol. 128. – P. 240–250.
29. Ryzhkov I. I., Minakov A. V. The effect of nanoparticle diffusion and thermophoresis on convective heat transfer of nanofluid in a circular tube // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Vol. 77. – P. 956–969.
30. Wen D., Ding Y. Effect of particle migration on heat transfer in suspensions of nanoparticles flowing through minichannels // Microfluid Nanofluid. – 2005. – Vol. 1. – P.183–189.
31. Wen D., Zhang L., He Y. Flow and migration of nanoparticle in a single channel // Heat Mass Transfer. – 2009. – Vol. 45. – P. 1061–1067.
32. Sohn C. H., Kihm K. D. Nonhomogeneous modelling of nanofluidic energy transport accounting for thermophoretic migration of nanoparticles inside laminar pipe flows // Journal of the Korean Physical Society. – 2009. – Vol. 55. – № 5. – P. 2200–2208.

33. Bianco V., Chiacchio F., Manca O., Nardini S. Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes // *Applied Thermal Engineering*. – 2009. – Vol. 29. – P. 3632–3642.
34. Azari A., Kalbasi M., Rahimi M. CFD and experimental investigation on the heat transfer characteristics of alumina nanofluids under the laminar flow regime // *Brazilian Journal of Chemical Engineering*. – 2014. – Vol. 31. – P. 469–481.
35. Heyhat M. M., Kowsary F. Effect of particle migration on flow and convective heat transfer of nanofluids flowing through a circular pipe // *ASME Journal of Heat Transfer*. – 2010. – Vol. 132. – № 6. – URL: <https://doi.org/10.1115/1.4000743>.
36. Bahiraei M. A numerical study of heat transfer characteristics of CuO–water nanofluid by Euler–Lagrange approach // *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. – 2016. – Vol.123. – № 2. – P. 1591–1599.
37. Kakac S. and Pramuanjaroenkij A. Analysis of convective heat transfer enhancement by nanofluids: single-phase and two-phase treatments // *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, – 2016. – Vol. 89. – № 3. – P. 758-793.
38. Mahian O., Kolsi L., Amani M. [et al..] Recent advances in modeling and simulation of nanofluid flows-Part I: Fundamental and theory // *Physics Reports*. – 2018. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2018.11.004>.
39. Safaei M. R., Jahanbin A., Kianifar A., Gharehkhani S., Kherbeet A. S., Goodarzi M., Dahari, M. Mathematical modeling for nanofluids simulation: a review of the latest works // *Modeling and Simulation in Engineering Sciences*. – 2016. – URL: <https://www.intechopen.com/books/modeling-and-simulation-in-engineering-sciences/mathematical-modeling-for-nanofluids-simulation-a-review-of-the-latest-works>.
40. Guzei D. V., Minakov A. V., Rudyak V. Y., Dekterev A. A. Measuring the heat-transfer coefficient of nanofluid based on copper oxide in a cylindrical channel // *Technical Physics Letters*. – 2014. – Vol. 40. – № 3. – P. 203–206.
41. Guzei D. V., Minakov A. V., Rudyak V. Y. Investigation of heat transfer of nanofluids in turbulent flow in a cylindrical channel // *Fluid Dynamics*. – 2016. – Vol. 51. – № 2. – P. 189–199.
42. Minakov A. V., Guzei D. V., Meshkov K. N., Popov I. A., Shchelchkov A. V. Experimental study of turbulent forced convection of nanofluid in channels with cylindrical and spherical hollows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 115. – P. 915-925.
43. Guzei D. V., Minakov A. V., Popov I. A. Experimental and numerical study of nanofluid forced convection in a channel with artificial roughness // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 1105. – № 1. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1105/1/012133>.

44. Guzei D. V., Minakov A. V., Rudyak V. Y. On efficiency of convective heat transfer of nanofluids in laminar flow regime // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Vol. 139. – P. 180–192.
45. Shah R. K., London A. Laminar Flow Forced Convection in Ducts. – NY: Academic press, 1978. – 492 p.
46. Цветков Ф. Ф., Григорьев Б. А. Тепломассообмен. – М.: Изд-во МЭИ, 2005. – 550 с.
47. Rudyak V. Y., Belkin A. A., Tomilina E. A., Egorov V. V. Nanoparticle friction force and effective viscosity of nanofluids // Defect and Diffusion Forum. – 2008. Vol. 273–276. – P. 566–571.
48. Rudyak V. Y., Belkin A. A., Tomilina E. A. Force acting on nanoparticle in fluid // Technical Physics Letters. – 2008. – Vol. 34. – № 1. – P. 76–78.
49. Ryzhkov I. I. The extended Graetz problem with specified heat flux for multicomponent fluids with Soret and Dufour effects // International Journal of Heat Mass Transfer. – 2013. – Vol. 66. – P. 461–471.
50. Piazza R., Parola A. Thermophoresis in colloidal suspensions // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2008. – Vol. 20. – № 15. – URL: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/20/15/153102>.
51. Iacopini S., Rusconi R., Piazza R. The 'macromolecular tourist': Universal temperature dependence of thermodiffusion in aqueous suspensions // The European Physical Journal E. – 2006. – Vol. 19. – P. 59–67.
52. Braibanti M., Viglio D., Piazza R. Does thermophoretic mobility depend on particle size? // Physical Review Letters. – 2008. – Vol. 100. – URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.108303>.
53. Wurger A. Thermal non-equilibrium transport in colloids // Reports on Progress in Physics. – 2010. – Vol. 73. – № 12. – URL: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/12/126601>.
54. Galliero G. Thermodiffusion in model nanofluids by molecular dynamics simulations // The Journal of Chemical Physics. – 2008. – Vol. 128. – № 6. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2834545>.
55. Rudyak V. Y., Krasnolutsky S. L. Simulation of nanoparticle thermal diffusion in dense gases and fluids // Atmosphere and Ocean Optics. – 2016. – Vol. 29. – P. 512–515.
56. Zhang J., Diao Y., Zhao Y. Zhang Y. Thermal-hydraulic performance of SiC-water and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-water nanofluids in the minichannel // Journal of Heat Transfer. – 2015. – Vol. 138. – №2. – URL: <https://doi.org/10.1115/1.4031699>.
57. Taws M., Nguyen C. T., Galanis N., Gherasim I. PHE heat transfer performance using 29 nm CuO-water nanofluid // Latest Trends in Applied and Theoretical Mechanics. – P. 33–41.

58. Liu D., Yu L. Single-Phase Thermal Transport of Nanofluids in a Minichannel // *Journal of Heat Transfer*. – 2011. – Vol. 133. – 11 p.
59. Рудяк В. Я., Минаков А. В., Гузей Д. В., Жигарев В. А., Пряжников М. И. О ламинарно-турбулентном переходе в течениях наножидкостей // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2016. – Т. 23. – № 5. С. 807–810.
60. Rudyak V. Y., Bord E. G. Nanofluid Poiseuille flow instability // *Book of Abstracts of the 13th Asian Symposium on Visualization*. – Novosibirsk: Parallel, 2015. – P. 191–192
61. Рудяк В. Я., Борд Е. Г. Об устойчивости плоского и цилиндрического течений Пуазейля наножидкостей // *ПМТФ*. – 2017. – Т. 58. – № 6. – С. 69–77.
62. Saffman P. G. On the stability of laminar flow of a dusty gas // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1962. – Vol. 13. – P. 120–128.
62. Leighton D., Acrivos A. The shear-induced migration of particles in concentrated suspensions // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1987. – Vol. 181. – P. 415–439.
64. Gore R. A., Crowe C. T. Effect of particle size on modulating turbulent intensity // *International Journal of Multiphase Flow*. – 1989. – Vol. 15. – P. 279–285.
65. Phillips R. J., Armstrong R. C., Brown R. A., Graham A. L., Abbott J. R., A constitutive equation for concentrated suspensions that accounts for shear-induced particle migration // *Physics of Fluids A*. – 1992. – Vol. 4. – P. 30–40.
66. Saber A., Lundström T. S., Hellström J. G. I. Turbulent Modulation in particulate flow: a review of critical variables // *Engineering*. – 2015. – Vol. 7. – P. 597–609.

#### **Список использованных источников в главе 6:**

1. Кутателадзе С. С. Гидродинамическая модель кризиса теплообмена в кипящей жидкости при свободной конвекции // *ЖТФ*. – 1950. – Т. 20. – № 11. – С. 1389–1392.
2. Rohsenow W. M. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Trans // ASME Journal of Heat Transfer*. – 1952. – Vol. 74. – P. 969–976.
3. Лабунцов Д. А. Механизмы роста паровых пузырьков на поверхности нагрева при кипении // *Инженерно-физический журнал*. – 1963. – Т. 6. – № 4. – С. 33–40.
4. Ягов В. В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // *Теплоэнергетика*. – 1988. – № 6. – С. 53–59.
5. Das S. K., Putra N., Roetzel W. Pool boiling of nano-fluids on horizontal narrow tubes // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2003. – Vol. 29. – P. 1237–1247.

6. You S. M., Kim J. H., K. H. Effect of nanoparticles on critical heat flux of water in pool boiling heat transfer // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 83. – P. 3374–3376.
7. Tsai C. Y., Chien H. T., Ding P. P., Chan B., Luh T. Y., Chen P. H. Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance // *Materials Letters*. – 2003. – Vol. 58. – P. 1461–1465.
8. Bang I. C., Chang S. H. Boiling heat transfer performance and phenomena of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ –water nanofluids from a plain surface in a pool // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2005. – Vol. 48. – P. 2407–2419.
9. Vassallo P., Kumar R., D'Amico S. Pool boiling heat transfer experiments in silica–water nano-fluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2004. – Vol. 47. – P. 407– 411.
10. Tu J. P., Dinh N., Theofanous T. An experimental study of nanofluid boiling heat transfer // *Proceedings of 6th International Symposium on Heat Transfer*. – Beijing, 2004.
11. Witharana S. Boiling of refrigerants on enhanced surfaces and boiling of nanofluids : thes. ... doct. philosophy. – Stockholm, 2003. – 144 p.
12. Kim S. J., Bang I. C., Buongiorno J., Hu L. W. Effects of nanoparticle deposition on surface wettability influencing boiling heat transfer in nanofluids // *Applied Physics Letters*. – 2006. – Vol. 89. – URL: <https://doi.org/10.1063/1.2360892>.
13. Kim S. J., Bang I. C., Buongiorno J., Hu L. W. Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2007. – Vol. 50. – P. 4105–4116.
14. Taylor R. A., Phelan P. E. Pool boiling of nanofluids: Comprehensive review of existing data and limited new data // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2009. – Vol. 52. – P. 5339–5347.
15. Jo B., Jeon P. S., Yoo J., Kim H. J. Wide range parametric study for the pool boiling of nano-fluids with a circular plate heater // *Journal of Visualization*. – 2009. – Vol. 12. – P. 37–46.
16. Kim H. Enhancement of critical heat flux in nucleate boiling of nanofluids: a state-of-art review // *Nanoscale Research Letters*. – 2011. – Vol. 6. – URL: <https://nanoscalereslett.springeropen.com/articles/10.1186/1556-276X-6-415>.
17. Kim E. S., Jung J.-Y., Kang Y. T. The effect of surface area on pool boiling heat transfer coefficient and CHF of  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /water nanofluids // *Journal of Mechanical Science and Technology*. – 2013. – Vol. 27. – №10. – URL: <https://doi.org/10.1007/s12206-013-0839-7>.
18. Lu M.-C., Chen R., Srinivasan V., Carey V. P., Majumdar A. Critical heat flux of pool boiling on Si nanowire array-coated surfaces // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2011. – Vol. 54. – P. 5359–5367.



19. Sakashita H. Pressure effect on CHF enhancement in pool boiling of nanofluids // *Journal of Nuclear Science and Technology*. – 2015. – URL: <https://doi.org/10.1080/00223131.2015.1072482>.
20. Moreno G. J., Oldenburg S., You S. M., Kim J. H. Pool boiling heat transfer of alumina-water, zinc oxide-water and alumina-water ethylene glycol nanofluids // *Proceedings of HT-2005 ASME Summer Heat Transfer Conference* (San Francisco, California, USA, July 17–22, 2005). – Francisco. – 2005. – 8 p.
21. Kwark S. M., Amaya M., Kumar R., Moreno G., You S. M. Effects of pressure, orientation, and heater size on pool boiling of water with nanocoated heaters // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2010. – Vol. 53. – P. 5199–5208.
22. Минаков А. В., Лобасов А. С., Рудяк В. Я., Гузей Д. В., Пряжников М. И. Измерение критической плотности теплового потока при кипении наножидко-стей на цилиндрическом нагревателе // *Письма в Журнал технической физики*. – 2014. – Т. 40. – № 13. – С. 44–51.
23. Пряжников М. И., Минаков А. В., Рудяк В. Я. Влияние диаметра, материала наночастиц и размера нагревателя на критическую плотность теплового потока при кипении наножидкостей // *Письма в Журнал технической физики*. – 2015. – Т. 41. – № 18. – С. 53–59.
24. Kuzma-Kichta Y. A., Lavrikov A. V., Shustov M. V., Chursin P. S., Chistyakova A. V. Boiling characteristics at nanoparticle coated surface // *Proceedings of ECI 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer* (Lausanne, Switzerland, 3–7 June, 2012). – Lausanne, 2012.
25. Kuzma-Kichta Y. A., Lavrikov A. V., Shustov M. V., Tsurikov D., Zhukov V. Boiling heat transfer enhancement on macro-, micro-and nano-scales // *Journal of Nuclear Engineering & Technology*. – 2012. – Vol. 2. – № 2. – URL: <http://stmjournals.com/index.php?journal=JoNET&page=article&op=view&path%5B%5D=1736>.
26. Li X., Cheung S. C. P., Tu J. Nucleate boiling of dilute nanofluids – Mechanism exploring and modeling // *International Journal of Thermal Sciences* 84 (2014) 323–334.
27. Li X., Li K., Tu J., Buongiorno J. On two-fluid modeling of nucleate boiling of dilute nanofluids // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 69. P. 443–450.
28. Kamatchi R., Venkatachalapath S. Parametric study of pool boiling heat transfer with nanofluids for the enhancement of critical heat flux: A review // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2015. – Vol. 87. – P. 228–240.
29. Bi J., Vafai K., Christopher D. M. Heat transfer characteristics and CHF prediction in nanofluid boiling // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2015. – Vol. 80. – P. 256–265.
30. Yanwei H. [et al.] Effect of nanoparticle size and concentration on boiling performance of SiO<sub>2</sub> nanofluid // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – Vol. 107. – P. 820–828.

31. Shoghl, S. [et al.] The boiling performance of ZnO,  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and MWCNTs/ water nanofluids: An experimental study // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2017. – Vol. 80. – P. 27–39.
32. Kiyomura I. S. [et al.] An analysis of the effects of nanoparticles deposition on characteristics of the heating surface and on pool boiling of water // *International Journal Heat Mass Transfer*. – 2016. – Vol. 106. – P. 666–674. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.09.051>.
33. Wen D., Influence of nanoparticles on boiling heat transfer // *Applied Thermal Engineering*. – 2012. – Vol. 41. – P. 2–9.
34. Liang G., Mudawar I. Review of pool boiling enhancement by surface modification // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2019. – Vol. 128. – P. 892–933.
35. Jothi Prakash C. G., Prasanth R. Enhanced boiling heat transfer by nano structured surfaces and nanofluids // *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. – 2018. – Vol. 82. – P. 4028–4043.
36. Xie S., Beni M. S., Cai J., Zhao J. Review of critical-heat-flux enhancement methods // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2018. – Vol. 122. – P. 275–289.
37. Kangude P., Bhatt D., Srivastava A. Experiments on the effects of nanoparticles on subcooled nucleate pool boiling // *Physics of Fluids*. – 2018. – Vol. 30(5). – URL: <https://doi.org/10.1063/1.5027295>.
38. Cheng L., Xia G., Li Q., Thome J. R. Fundamental issues, technology development, and challenges of boiling heat transfer, critical heat flux, and two-phase flow phenomena with nanofluids // *Heat Transfer Engineering*. – 2018. – URL: <https://doi.org/10.1080/01457632.2018.1470285>.
39. Kouloulia K., Sergisa A., Hardalupasa Y., Barrett T. R. Visualisation of subcooled pool boiling in nanofluids // *Fusion Engineering and Design*. – 2019. – URL: <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.12.005>.
40. Minakov A. V., Pryazhnikov M. I., Guzei D. V., Zeer G. M., Rudyak V. Y. The experimental study of nanofluids boiling crisis on cylindrical heaters // *International Journal of Thermal Sciences*. – 2017. – Vol. 116. – P. 214–223.
41. Pryazhnikov M. I., Minakov A. V. Study of pool boiling of distilled water on SiO<sub>2</sub> nanoparticlecoated wire // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conference Series*. – 2017. – Vol. 925. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/925/1/012029>.
42. Lobasov A. S., Minakov A. V., Pryazhnikov M. I. Experimental investigation of surfactants adding effect on the value of the critical heat flux during pool boiling of nanofluids // *IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 1105. – URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1105/1/012057>.

43. Vachon R. I., Nix G. H., Tanger G. E. Evaluation of constants for the Rohsenow pool-boiling correlation // *Journal of Heat Transfer*. – 1968. – Vol. 90. – № 2. – P. 239–246.
44. Бобрович Г. И., Гогонин И. И., Кутателадзе С. С. Влияние размера поверхности нагрева на критический тепловой поток при кипении в большом объеме жидкости // *ЖПМТФ*. – 1964. – № 4. – С. 137–138.
45. Кутателадзе С. С., Валукина Н. В., Гогонин И. И. Зависимость критического теплового потока от размера нагревателя при кипении насыщенной жидкости в условиях свободной конвекции // *ИФЖ*. – 1967. – Т. 12. – № 5. – С. 569–575.
46. Гогонин И. И., Кутателадзе С. С. К зависимости критического теплового потока от размера нагревателя при кипении жидкости в большом объеме // *ИФЖ*. – 1977. – Т. 33. № 5. – С. 802–806.
47. Gogonin I. I. Critical heat flux at boiling and its dependence on characteristics of heat-release wall (Review) // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2018. – Vol. 27. – № 4. – P. 440–455.
48. Гогонин И. И. Зависимость критического теплового потока при кипении от физических свойств теплоносителя // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2009. – Т. 16. – № 1. – С. 115–122.
49. Kandlikar S. G. A theoretical model to predict pool boiling CHF incorporating effects of contact angle and orientation // *Journal of Heat Transfer*. – 2001. – Vol. 123. – № 6. – P. 1071–1079.
50. Theofanous T. G., Dinh T. N. High heat flux boiling and burnout as microphysical phenomena: mounting evidence and opportunities // *Multiphase Science and Technology*. – 2006. – Vol. 18. – № 1. – P. 1–26.
51. Васильев Н. В., Зейгарник Ю. А., Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Ходаков К. А. Экспериментальные данные по кипению воды, недогретой до температуры насыщения, на поверхностях с мезорельефом // *Тепловые процессы в технике*. – 2016. – Т. 8. – № 3. – С. 98–102.
52. Кузма-Кичта Ю. А., Лавриков А. В., Шустов М. В., Чурсин П. С., Чистякова А. В., Звонарев Ю. А., Жуков В. М., Васильева Л. Т. Исследование интенсификации теплообмена при кипении воды на поверхности с микро-и нанорельефом // *Теплоэнергетика*. – 2014. – № 3. – С. 35–38.
53. Kuzma-Kichta Y. A., Lavrikov A. V., Shustov M. V., Ustinov A. A., Bialek J. Measurement of the dynamic contact angle on a surface coated with nanoparticles for improving the boiling crisis model // *International Journal of Energy for a Clear Environment*. – 2015. – № 16(1-4). – P. 171–182.

54. Surtaev A. S., Serdyukov V. S., Pavlenko A. N. [Nanotechnologies for thermophysics: Heat transfer and crisis phenomena at boiling](#) // [Nanotechnologies in Russia](#). – 2016. – T. 11. – № 11–12. – C. 696–715.

55. Surtaev A. S., Pavlenko A. N., Kuznetsov D. V., Kalita V. I., Komlev D. I., Ivannikov A. Y., Radyuk A. A. Heat transfer and crisis phenomena at pool boiling of liquid nitrogen on the surfaces with capillary-porous coatings // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 108. – P. 146–155.

56. Surtaev A. S., Kuznetsov D. V., Serdyukov V. S., Pavlenko A. N., Kalita V. I., Komlev D. I., Ivannikov A. Y., Radyuk A. A. . Structured Capillary-Porous Coatings for Enhancement of Heat Transfer at Pool Boiling // Applied Thermal Engineering. – 2018. – Vol. 133. – P. 532–542.