

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Дементьев Юрий Анатольевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В  
ПЛОСКИХ МИКРОКАНАЛАХ

1.1.9. Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Чиннов Евгений Анатольевич

Новосибирск – 2025

## Оглавление

Введение.....	4
1.1. Классификация каналов по размерам.....	10
1.2. Режимы течения .....	13
1.2.1. Режимы течения в трубах .....	13
1.2.2. Режимы течения в мини- и микроканалах различной геометрии.....	15
1.3. Режимообразующие неустойчивости в микроканалах .....	20
1.4. Перепад давления.....	24
1.4.1. Перепад давления в однофазном несжимаемом потоке .....	24
1.4.2. Перепад давления в однофазном сжимаемом потоке .....	27
1.4.3. Перепад давления в двухфазном потоке .....	31
Выводы по Главе 1 и постановка задач исследования.....	40
2.1. Описание установки и рабочих участков для исследования двухфазных течений без теплообмена в каналах высотой 17.5 и 29.3 мкм .....	41
2.2. Описание установки и рабочего участка для исследования двухфазных течений в том числе в условиях локального нагрева в канале высотой 51.2 мкм.....	44
2.3. Характеризация внутренних поверхностей микроканалов .....	47
2.4. Свойства рабочих жидкостей и газов.....	49
2.5. Определение высоты микроканалов различными методиками .....	50
2.6. Используемые оптические методики .....	51
2.7. Оценка неопределённостей измерений .....	53
Выводы по Главе 2 .....	54
3.1. Описание режимов течений в исследуемых микроканалах .....	55
3.1.1. Струйно-капельный режим .....	55
3.1.2. Струйно-вспененный режим .....	57
3.1.3. Вспененный режим .....	59
3.1.4. Капельно-кольцевой режим .....	60
3.1.5. Струйный режим .....	62
3.2. Идентификация переходов между режимами .....	63
3.2.1. Переход от струйного ко вспененному и струйно-вспененному течению .....	63
3.2.2. Переход от струйно-вспененного ко вспененному течению.....	64
3.2.3. Переход от вспененного к капельно-кольцевому режиму течения .....	65
3.2.4. Переход от струйно-капельного к капельно-кольцевому режиму течения .....	65
3.3. Анализ карт режимов и особенности течений в плоских микроканалах .....	66
Выводы по Главе 3 .....	72
Глава 4. Анализ гидравлического сопротивления в газожидкостных потоках в плоских микроканалах высотой 10-55 мкм .....	74
4.1. Однофазный перепад давления.....	74
4.2. Двухфазный перепад давления .....	77

4.2.1. Анализ параметра межфазного взаимодействия .....	79
4.2.2. Модификация модели раздельного течения и разработка корреляции для предсказания двухфазного перепада давления в плоских микроканалах высотой 10-55 мкм .....	91
4.3. Перепад давления при локальном нагреве в микроканале высотой 51.2 мкм.....	95
Выводы по Главе 4 .....	98
Заключение .....	100
Список сокращений и условных обозначений .....	102
Перечень публикаций по теме диссертации в рецензируемых изданиях, рекомендуемых ВАК.....	104
Список литературы .....	105

## Введение

На протяжении более чем двух десятилетий наблюдается активный рост числа исследовательских работ, посвящённых течению двухфазного потока и теплообмену в микроканалах, благодаря ряду преимуществ по сравнению с каналами большого размера. С уменьшением характерного размера канала отношение эффективной площади поверхности к занимаемому объёму увеличивается, что делает применение микроканалов перспективным для процессов тепло- и массообмена. В связи с этим, микроканалы уже нашли своё применение в теплообменных системах, таких как микроканальные теплообменники, тепловые трубки, испарительно-конденсационные системы термостабилизации и другие. Кроме того, они широко используются в микрофлюидных и медицинских системах для решения задач, таких как эффективное перемешивание жидкостей, анализ крови, доставка лекарств, проведение биохимических реакций, генерация монодисперсных капель и других приложений.

Использование систем с фазовым переходом (кипение и испарение) в микроканалах особо актуально при охлаждении оборудования с интенсивным и сверхинтенсивным тепловыделением, поскольку при фазовых превращениях теплоотдача может значительно повышаться. Опубликовано большое число работ, посвященных способам интенсификации теплообмена в двухфазных системах (кипение на структурированных поверхностях, пленочные течения, применение аддитивных элементов, струйное и спрейное охлаждение). Разрабатываются новые виды поверхностей, изучаются и модифицируются различные геометрии каналов. Применение плоской геометрии каналов (каналы с очень большим соотношением сторон) с практической точки зрения перспективно для разработки систем охлаждения 3D-микрочипов с объемным тепловыделением, поскольку характерные размеры тепловыделяющих поверхностей чипов совпадают с характерными размерами плоских микроканалов. Более того, в современных системах охлаждения длины каналов строго ограничены. Оптимизация микроканальных систем охлаждения усложняется рядом проблем. В частности, с уменьшением размеров каналов происходит рост перепада давления (гидравлического сопротивления). Перепад давления – важнейшая характеристика, определяющая мощностные затраты на прокачку теплоносителя. В связи с этим требуется изучение гидравлического сопротивления в каналах для определения наилучшего режима течения, при котором достигается максимальная эффективность теплоотдачи при минимальном энергопотреблении на перекачку теплоносителя. Более того, для оптимизации теплоотводящих устройств необходимо понимание механизмов формирования режимов двухфазных течений как без нагрева, так и в условиях локального нагрева, знание гидравлических и локальных характеристик двухфазных течений. Знания о формировании

газожидкостных течений без подвода теплоты актуальны, поскольку морфология двухфазного потока с нагревом схожа с адиабатным при одинаковых содержаниях паровой/газовой фазы.

В связи с этим **актуальным** является проведение экспериментальных исследований газожидкостных течений в коротких плоских микроканалах с большим соотношением сторон – как без подвода тепла, так и в случае локального нагрева; определение режимов течения и их особенностей в зависимости от физических свойств рабочих жидкостей, построение карт на их основе, а также измерение перепада давления в каналах и определение факторов, влияющих на него.

**Целью диссертационной работы** является экспериментальное исследование гидрогазодинамики и теплообмена двухфазных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм; (шириной 10 мм) и выявление новых закономерностей двухфазных течений.

В соответствии с указанной целью были решены следующие задачи:

1. Создание комплекса рабочих участков с каналами высотой в диапазоне от 10 до 55 мкм и шириной 10 мм с использованием современных технологий фотолитографии, глубокого анизотропного травления, а также контролируемой УФ-склейки и термоанодной сварки для герметизации. Развитие экспериментальных методов и исследование особенностей структуры и режимов двухфазного газожидкостного течения в каналах высотой 10–55 мкм и шириной 10 мм, включая условия локального нагрева, с применением оптической шлирен-методики визуализации сверху, высокоскоростной видеосъёмки, цветной цифровой камеры для визуализации течений при малых скоростях, а также высокоскоростной визуализации течений снизу.

2. Определение режимобразующих факторов и классификация режимов газожидкостных течений в соответствии с выделенными факторами для исследуемой группы каналов. Построение, анализ и обобщение режимных карт в безразмерных координатах с определёнными критериями идентификации режимов. Сравнение с каналами большей высоты и выявление характерных особенностей течений в исследуемом диапазоне размеров микроканалов.

3. Измерение перепада давления однофазных и двухфазных течений в указанной группе каналов, определение особенностей измерений. Исследование влияния сжимаемости газовой фазы при изменении массовых скоростей газа и жидкости. Анализ экспериментально измеренного параметра межфазного взаимодействия для течений без подвода тепла. Модификация модели Локхарта-Мартинелли, позволяющей корректно предсказывать двухфазный перепад давления на трение в микроканалах с учётом сжимаемости газа на основе анализа параметра межфазного взаимодействия. Разработка собственной корреляции параметра межфазного взаимодействия в рамках модифицированной модели для предсказания двухфазного перепада давления на трение в исследуемом диапазоне высот каналов.

4. Исследование влияния плотности теплового потока на перепад давления двухфазных парогазожидкостных течений в плоском микроканале при вариации массовой скорости газа и фиксированной массовой скорости жидкости. Определение факторов, влияющих на перепад давления в двухфазном потоке на основе высокоскоростной визуализации течений снизу.

**Научная новизна** полученных результатов состоит в том, что:

1. Выполнено комплексное экспериментальное исследование двухфазных газожидкостных течений в плоских микроканалах высотой в диапазоне от 10 до 55 мкм и шириной 10 мм. Проведена характеристика микроканальных поверхностей, определены высоты микроканалов различными методами. Разработан и собран уникальный комплекс рабочих участков с использованием технологий фотолитографии, глубокого анизотропного травления, контролируемой УФ-склейки и термоанодной сварки для герметизации. Разработаны и созданы экспериментальные стенды для исследования газожидкостных течений в широком диапазоне расходов газа и жидкости, включая условия локального нагрева.

2. С помощью оптической шпирен-методики определены новые особенности и неустойчивости двухфазного потока. Впервые предложена классификация режимов течений на основе обнаруженных особенностей потоков. Показано, что основной режимобразующей неустойчивостью является модифицированная неустойчивость Саффмана–Тейлора, проявляющаяся как в зоне смешения фаз, так и вдоль межфазных границ в потоке. Эта неустойчивость имеет капиллярно-модуляционную природу и обусловлена развитием пальцеобразования, вызванного нарушением устойчивости межфазных границ под действием локальных возмущений, связанных с инерцией газа.

Для исследуемого диапазона высот каналов определены безразмерные гидродинамические критерии подобия и их характерные значения, при которых границы режимов обобщаются в данных безразмерных координатах. Показано, что такими координатами являются капиллярное число жидкости  $Ca_l$  и число Вебера газа  $We_g$ , причём капиллярно-модуляционная неустойчивость реализуется при  $Ca_l \ll 1$  и  $We_g \ll 1$ , что свидетельствует о её неклассическом характере, отличном от традиционного вязкого пальцеобразования в ячейках Хеле–Шоу. Впервые определены особенности течений в исследуемом диапазоне высот каналов, такие как отсутствие пузырькового режима течения, новая разновидность струйного режима, стабилизация вспененного режима в зоне несжимаемого течения и существенное влияние сжимаемости газовой фазы на границы режимов течений.

3. Проанализировано влияние квазисжимаемости газа на двухфазный перепад давления в микроканалах. Детально исследован экспериментальный параметр межфазного взаимодействия Чизхолма, и с помощью шпирен-визуализации выделены механизмы, влияющие на него. На основе анализа параметра межфазного взаимодействия впервые модифицирована модель

раздельного течения Локхарта–Мартинелли для предсказания двухфазного перепада давления на трение с учётом сжимаемости в микроканалах. Получена корреляция параметра межфазного взаимодействия для исследуемой группы каналов в рамках модифицированной модели для предсказания двухфазного перепада давления на трение, которая предсказывает двухфазный перепад давления со средним абсолютным отклонением 12%.

4. Показано влияние плотности теплового потока на перепад давления двухфазных парогазожидкостных течений при локальном нагреве в плоском микроканале. На основе визуализации, впервые выделены механизмы, влияющие на перепад давления в плоском микроканале при увеличении плотности теплового потока.

Полученные результаты подтверждаются использованием современных методов измерений, оценкой погрешности измерений, проведением калибровочных экспериментов и анализом данных в сравнении с теоретическими и экспериментальными данными других исследователей.

**Научная и практическая значимость работы.** Научная и практическая значимость работы связана с получением новых закономерностей газожидкостных течений от 10 до 55 микрон и представляет собой новые экспериментальные данные о характерных особенностях режимов двухфазных газожидкостных течений, а также особенностях эволюции перепада давления. Модифицированная в данной работе модель раздельного течения может стать основой для обобщения большого объёма данных по перепаду давления в микроканалах различной геометрии, представленных в литературе, и разработки универсальных корреляций для предсказания двухфазного перепада давления на трение в газожидкостных течениях в условиях микромасштаба. Разработанная корреляция позволит предсказывать двухфазный перепад давления в плоских микроканалах, что может быть использовано при разработке микроканальных систем охлаждения. Полученные в работе данные могут быть применены при разработке новых микроэлектромеханических систем (МЭМС), микроканальных систем охлаждения, микротеплообменниках, для оптимизации работы охлаждающих устройств с использованием двухфазного теплоносителя, а также для микрофлюидных устройств.

Оптический шлирен-метод визуализации с использованием цветной видеосъёмки обеспечивает полную информацию о распределении жидкости и газа в канале, что является критически важным для эффективного перемешивания компонентов при биокаталитических и других медицинских реакциях.

**На защиту выносятся следующие результаты:**

1. Результаты экспериментального исследования режимов и особенностей двухфазных газожидкостных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот 10-55 мкм, а также анализа и обобщения карт режимов течений в безразмерных координатах.

2. Результаты экспериментального исследования гидравлического сопротивления двухфазных газожидкостных течений в плоских микроканалах диапазоне высот 10-55 мкм, в том числе, в условиях локального нагрева.

3. Результаты модификации модели отдельного течения для предсказания двухфазного перепада давления в микроканалах с учётом сжимаемости газовой фазы и разработки обобщающей корреляции параметра межфазного взаимодействия в плоских микроканалах в диапазоне высот 10-55 мкм в рамках модифицированной модели.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается использованием современных экспериментальных методов измерений и визуализации, проведением калибровок контрольно-измерительного оборудования, анализом неопределённостей, повторяемостью полученных данных. Используемые методики предварительно тестировались, а результаты сравнивались с известными теоретическими зависимостями. Достоверность полученных данных обусловлена также публикацией результатов исследований в жестко рецензируемых научных журналах, в том числе журналах из первого квартиля.

**Личный вклад соискателя.** Все научные результаты, представленные в диссертации и выносимые на защиту, получены автором самостоятельно. Личный вклад соискателя включает: разработку и сборку экспериментальных стендов и рабочих участков, организацию и непосредственное выполнение всех описанных в работе исследований, настройку контрольно-измерительного оборудования, а также всестороннюю обработку и интерпретацию полученных данных. Кроме того, вклад заключается в подготовке к публикации статей в рецензируемых научных изданиях, а также в представлении результатов на российских и международных научных конференциях. Общая концепция исследования, постановка задач и выбор методологической основы были предложены научным руководителем — доктором физико-математических наук Чинновым Евгением Анатольевичем.

**Апробация результатов.** Материалы диссертации были представлены на следующих международных и всероссийских конференциях: Сибирский Теплофизический Семинар (Новосибирск, 14–16 сентября 2021; 29–31 августа 2022; 28–31 августа 2023, получен диплом II степени; 20–23 августа 2024, получен диплом за лучший научный доклад на постерной сессии), Восьмая Российская Национальная конференция по теплообмену (17–22 октября 2022, Москва), XXIV Школа-семинар молодых учёных и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева (23–27 мая 2023, Казань, получен диплом II степени), XIII Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике (21–25 августа 2023, Санкт-Петербург), XVII Минский международный форум по тепломассообмену (20–24 мая 2024, Минск, Беларусь, получен диплом за лучший научный доклад), IV Международная конференция «Современные проблемы теплофизики и энергетики» (21–25 октября 2024, Москва, Россия), XVIII Всероссийская школа-

конференция «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (30 июня–4 июля 2025, Москва, Россия).

**Публикации.** По теме диссертации опубликована 31 работа, включая 15 статей в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

**Объём и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 111 страниц с 56 рисунками и 12 таблицами. Список литературы содержит 104 наименования.

## Глава 1. Обзор исследований двухфазных течений

## 1.1. Классификация каналов по размерам

Классификация каналов по размерам необходима для систематизации и анализа экспериментальных исследований, поскольку с уменьшением размеров каналов изменяются физические свойства течений в них. При уменьшении характерного размера канала капиллярные силы становятся более значимыми по сравнению с гравитационными, вязкими и инерционными силами, что приводит к образованию новых структур и особенностей течения.

В литературе до сих пор нет четкого критерия перехода к микромасштабу. Для газового течения одним из возможных критериев классификации каналов по размерам является число Кнудсена:

$$Kn = l_{free} / D_h \quad (1.1)$$

В работе Harley J.C. и др. [1] представлены характерные типы течений в зависимости от числа Кнудсена. С помощью данной классификации можно определить эффекты, возникающие при уменьшении характерного размера канала. Классификация представлена в Таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Типы течений в зависимости от числа Кнудсена

Число Кнудсена, $Kn$	Характерный тип течения
$Kn < 0.001$	Непрерывное течение без эффекта разряжения
$0.001 < Kn < 0.1$	Течение с проскальзыванием: эффект разряжения моделируется с помощью модифицированной модели непрерывного течения с ненулевым граничным условием на стенке
$0.1 < Kn < 10$	Переходное течение: поток с особенностями проскальзывания и свободномолекулярного течения
$Kn > 10$	Свободномолекулярное течение: рассматриваются отдельно взятые молекулы, используется статистическое моделирование потока

Для двухфазного потока критерии перехода к микромасштабу и их количественное определение существенно варьируются. Так, например, в работе Kandlikar S.G., Grande W.J. [2] критерий перехода к микромасштабу определяется гидравлическим диаметром  $D_h$ . Предложена следующая классификация, представленная в Таблице 1.2.

Таблица 1.2 – Классификация каналов по характерному размеру

Обычные трубы	$D_h > 3$ мм
Миниканалы	$3 \text{ мм} \geq D_h > 200$ мкм
Микроканалы	$200 \text{ мкм} \geq D_h > 10$ мкм

Переходные микроканалы	$10 \text{ мкм} \geq D_h > 1 \text{ мкм}$
Переходные наноканалы	$1 \text{ мкм} \geq D_h > 0.1 \text{ мкм}$
Молекулярные наноканалы	$0.1 \text{ мкм} \geq D_h$

Относительное влияние капиллярных и гравитационных сил в каналах можно описывать критерием Бонда (Этвеша):

$$Bo = \left( \frac{D_h}{l_c} \right)^2 \quad (1.2)$$

В работе Чиннов Е.А., Кабов О.А. [3] предложена классификация каналов по размерам в зависимости от соотношения диаметра канала к капиллярной постоянной. Предложенная классификация представлена в Таблице 1.3.

Таблица 1.3 – Классификация каналов по  $D/l_c$

Диапазон $D/l_c$	Классификация
$D/l_c > 5$	Крупномасштабные (конвективные) каналы, нет влияния капиллярных сил за счёт кривизны канала.
$0.5 < D/l_c < 5$	Гравитационно-капиллярные каналы. В данных каналах наибольшее влияние совместно оказывают гравитационные и капиллярные силы, гравитационные много больше чем капиллярные.
$0.1 < D/l_c < 0.5$	Капиллярно-гравитационные каналы (миниканалы), В данных каналах также наибольшее влияние оказывают гравитационные и капиллярные силы, капиллярные больше чем гравитационные
$D/l_c < 0.1$	Капиллярные каналы (микроканалы). Доминантное влияние капиллярных эффектов

В работе Serizawa A. и др. [4], были проведены эксперименты по изучению адиабатного потока вода-воздух в круглых каналах с гидравлическим диаметром 20, 25 и 100 мкм показано, что критериями «микроканальности» являются постоянная Лапласа  $l_c$  (капиллярная постоянная) и число Бонда (Этвеша)  $Bo$ .

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (1.3)$$

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_g)D^2}{\sigma} = \left( \frac{D}{l_c} \right)^2 \quad (1.4)$$

Анализ исследований капиллярных восходящих потоков в вертикальных каналах и теплообмена в ограниченном пространстве показывает, что эффект ограничения пространства является значительным при числе стесненности  $N_{con} < 0.5$ . Kew P.,A., Kornwell K. [6] предложили этот критерий для определения перехода к микроканалам.

$$N_{conf} = \frac{1}{D_h} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (1.5)$$

В диссертации Роньшина Ф.В. [5] изучались плоские микроканалы и показано, что в диапазоне высот каналов 100-200 мкм проявляется множество новых эффектов, такие как появление капельного режима, изменение поведения вспененного режима, влияние фронтальной устойчивости на образование режимов и появление плоских капель в потоке. На основании обнаруженных эффектов, предложено считать область высот 100-200 мкм переходной к микроканалам областью (см. Рисунок 1.1).

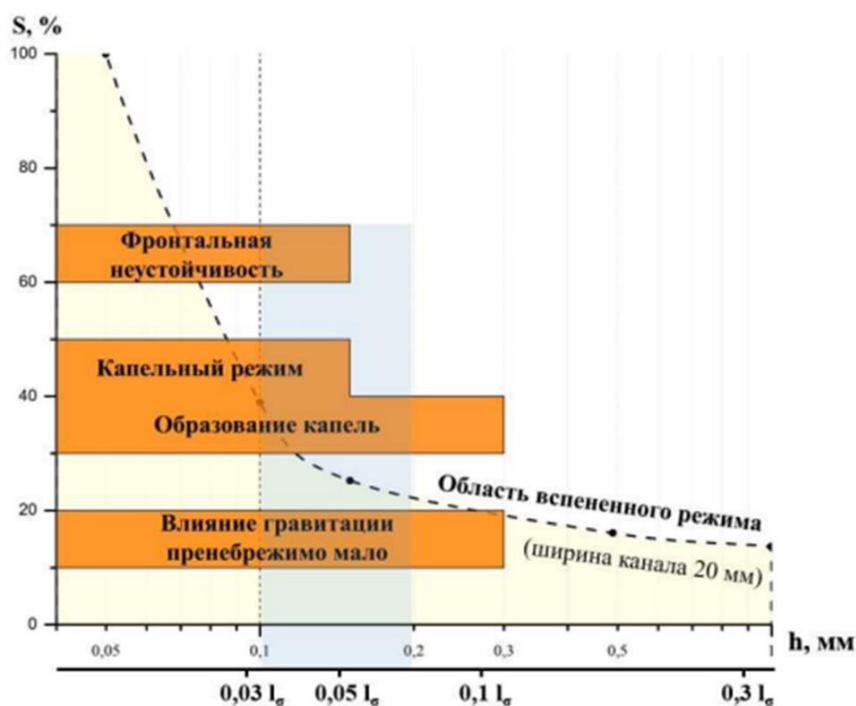


Рисунок 1.1 – Особенности течений в плоских каналах высотой 50 мкм и выше

Перечисленные выше определения недостаточны для определения точного количественного критерия перехода к микромасштабу. Согласно работе Bar-Cohen A., Rahim E. [7] рассматривают каналы с характерным размером от 2 мм до 0.01 мкм как каналы, где на структуру потока начинают влиять капиллярные силы в разной степени. Очевидно, что степень влияния капиллярных сил должна определяться не только геометрическим параметром  $D_h$ , но и безразмерными критериями, показывающими соотношение между капиллярными и прочими силами (числа Вебера, Бонда, капиллярное число). Также, в рамках данного определения, необходимо выделить характерные геометрические области, где капиллярные силы будут полностью определять структуру двухфазного течения в потоке, и области, где эффект капиллярных сил будет значительным, но не определяющим. Для выделения таких областей, условную классификацию возьмем согласно работе Kandlikar S.G., Grande W.J. [2]. Согласно

данной классификации микроканалами будем называть каналы с характерным размером от 1 до 200 мкм.

## 1.2. Режимы течения

Определение оптимального режима течения – фундаментальная задача при проектировании теплообменных систем с двухфазным теплоносителем. Описание и количественное определение границ переходов между режимами – типичная задача большинства исследований, связанных с двухфазным потоком. На формирование режима течения влияют множество параметров, такие как геометрия канала и его ориентация, шероховатость стенок, размеры зоны смещения и угол подвода фаз, а также свойства жидкости и газа, такие как вязкость, поверхностное натяжение, контактный угол смачивания и скорости движения фаз. Для построения режимных карт часть исследователей используют безразмерные параметры или комплекс безразмерных величин, определяющий структуру течения в узком диапазоне величин, однако до сих пор нету универсальных безразмерных координат, учитывающих все параметры, которые влияют на двухфазный поток. Большинство исследователей для определения режимов и границ переходов между ними используют режимные карты, где в качестве координат используются среднерасходные (приведённые) скорости жидкости и газа.

### 1.2.1. Режимы течения в трубах

Одна из стандартных классификаций режимов предложена Hewitt G., [8] в трубах вертикальной ориентации, показанной на Рисунке 1.2. Были выделены следующие режимы течений:

**Пузырьковый режим.** В пузырьковом режиме жидкость движется в виде несущей фазы и содержит множество дискретных пузырьков. Размеры пузырьков много меньше диаметра трубки.

**Снарядный режим.** Когда концентрация пузырьков в пузырьковом потоке становится высокой, происходит их коалесценция. Дальнейшее слияние приводит к деформации пузыря в пулеобразную форму, образуя так называемый газовый снаряд. Ширина снарядов сопоставима с диаметром трубки, а снаряды между собой разделены жидкостными перемычками, содержащими мелкие пузыри. Снаряды окружены тонкой плёнкой жидкости, стекающей вертикально вниз.

**Вспененный режим.** Вспененное течение представляет собой сильно неупорядоченный режим течения, при котором вертикальное движение жидкости носит колебательный характер. Вспененное течение обладает некоторыми характеристиками снарядного течения, основные отличия которых заключаются в следующем:

- (а) Газовые снаряды становятся более узкими и неравномерными.
- (б) Сплошность жидкости в жидкостной перемычке неоднократно нарушается областями высокой концентрации газа.
- (в) Тонкая стекающая пленка жидкости, которая окружает газовые снаряды, больше не наблюдается.

**Кольцевой режим.** При кольцевом течении газ течёт по центру трубки, образуя ядро потока. Жидкость течет частично в виде пленки по стенкам трубки, а частично в виде капель в центральном газовом ядре.

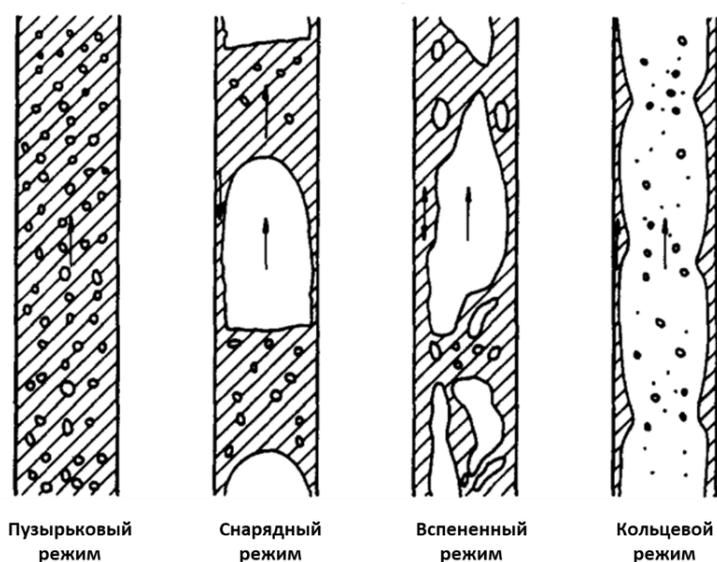


Рисунок 1.2 – Классификация режимов течений в вертикальных трубках большого диаметра Hewitt G. [8]

В горизонтальных трубках одной из первых работ по классификации режимов течения была работа [9]. Помимо режимов, встречающихся в вертикальных трубках были описаны режимы течения, представленные на Рисунке 1.3.

**Пробковый режим.** Режим, в котором чередующиеся жидкостные и газовые пробки движутся по верхней части трубки.

**Раздельный режим.** Режим, в котором жидкость течет по дну трубки, а газ течёт сверху над гладкой межфазной границей.

**Волновой режим.** Схожий с раздельным режимом течения. Отличие заключается только в том, что газ движется с более высокой скоростью, а межфазная граница возмущена волнами, бегущими в направлении потока.

**Дисперсный (спрейный) режим.** Режим, в котором почти вся жидкость уносится газом в виде мелких капель.



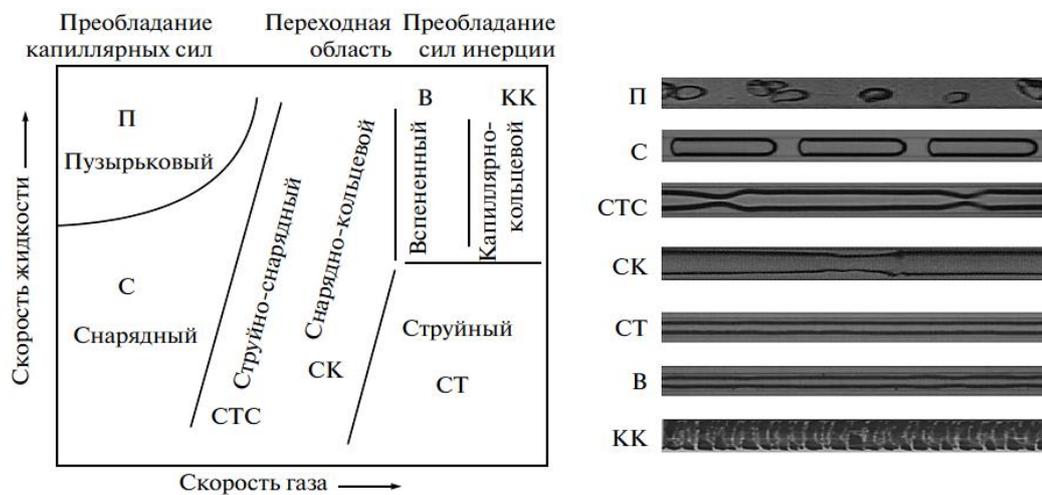
Рисунок 1.3 – Классификация режимов течений в горизонтальных трубах большого диаметра [9]

### 1.2.2. Режимы течения в мини- и микроканалах различной геометрии

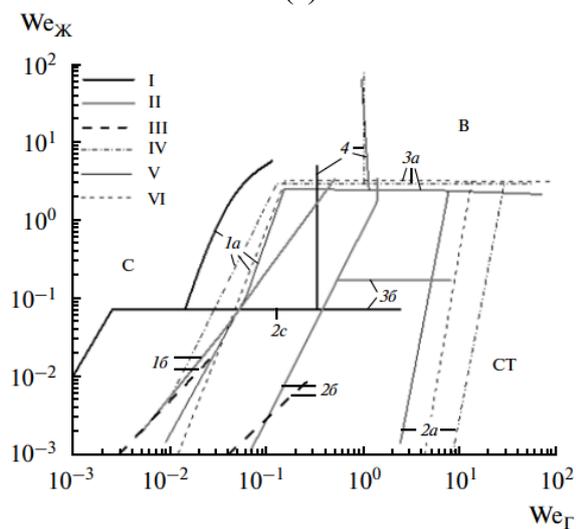
Режим газожидкостного течения в трубе или канале определяется множеством параметров, таких как геометрия сечения, приведенные скорости газа и жидкости, устройство смесителя, физические свойства рабочей жидкости и газа, шероховатость и смачиваемость стенок канала. Относительное влияние сил, преобладающих в канале и определяющих режим течения рассматривают в виде безразмерных критериев. Основным отличием мини-и микроканалов от каналов большого размера является определяющее воздействие капиллярных сил на двухфазный поток. В мини- и микроканалах круглого, квадратного и прямоугольного сечений с небольшим соотношением сторон выделяют три характерных области режимов течений: с доминированием сил поверхностного натяжения, переходная область и режимы, где доминируют силы инерции. При преобладании сил поверхностного натяжения наблюдаются режимы пузырькового и снарядного потока. В переходной зоне между этими режимами возникают струйно-снарядный и снарядно-кольцевой режимы. При доминировании сил инерции происходит формирование вспененного и кольцевого режимов течения. Для наглядного представления области, занимаемой определенным режимом течения используют карты режимов течения. Для анализа влияния параметров, определяющих структуру течения часто в качестве осей координат, используют комплекс безразмерных чисел, однако до сих пор не изобретен универсальный критерий, включающий в себя все параметры, влияющие на границы режимов и их переходы.

Исследование адиабатного газожидкостного течения в каналах с характерным размером порядка миллиметра и меньше опубликовано в большом количестве работ. Обзор и анализ

работ, посвященных картам и границам двухфазных течений в каналах с характерным размером от 50 до 400 мкм, содержится в публикации Реброва Е.В. [10] (Рисунок 1.4). Исследование показывает, что положение границ между различными режимами двухфазного течения в микроканалах в значительной степени зависит от геометрических особенностей смесителя и входного участка, гидравлического диаметра капилляра и поверхностного натяжения жидкости. При неизменной геометрии смесителя наилучшее соответствие между экспериментальными данными и предсказанным положением границ режимов наблюдается при использовании карт режимов, построенных на основе чисел Вебера для газа и жидкости как осей координат. Отклонения от универсальной карты режимов, предложенной в данной работе, в сравнении с литературными данными, такими как работы [11, 12], увеличиваются при увеличении диаметра канала от 200 мкм до 1 мм.



(а)



(б)

Рисунок 1.4 – (а) Схематическое представление двухфазных режимов течений в капиллярах, (б) Карты режимов двухфазных течений вода – азот в микроканалах: (I)  $100 \times 50$  мкм<sup>2</sup>; (II)  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>; (III)  $300 \times 100$  мкм<sup>2</sup>; (Линиями представлены границы переходов между режимами: 1а, 1б – снарядный/струйно-снарядный; 2а, 2б, 2с – струйно-снарядный/струйный; 3а, 3б – струйный/вспененный, 4 – снарядный/вспененный)

Обзор работ, посвященных режимам течений в каналах малого размера, содержится в обзорах Shao N. и др. [13] и Чиннова Е. А. и др. [14]. В них отмечается, что результаты исследований двухфазного потока в мини- и микроканалах часто неоднозначны и могут содержать противоречия, а также иметь различные интерпретации. В большинстве работ выделяются следующие режимы двухфазного течения: пузырьковый, снарядный и кольцевой, которые наблюдаются в различных каналах. Кроме того, выявлены новые режимы течений или вариации уже известных: вспененный, струйный, раздельный, волновой, капельный и другие, особенно в плоских каналах.

В небольших каналах уменьшение диаметра канала способствовало сдвигу границ между прерывистым и пузырьковым, снарядным и снарядно-кольцевым, и дисперсным режимами в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости и газа. Однако изменение размера канала практически не влияло на границу между снарядно-кольцевым и кольцевым, кольцевым и дисперсным режимами.

Также отмечается, что в каналах некруглого сечения жидкость может собираться в углах, что влияет на формирование режимов течения. Для каналов большего размера также важна их длина, которая может изменять границы между режимами течения в зависимости от приведенной скорости газа и жидкости.

Параметры жидкости, такие как вязкость и поверхностное натяжение, также оказывают существенное влияние на границы режимов течения. Например, увеличение вязкости жидкости может сдвинуть границы некоторых режимов течения в сторону более высоких скоростей газа и жидкости, в то время как увеличение поверхностного натяжения может иметь противоположный эффект.

В прямоугольных каналах картина течения, хотя и соответствует режимам в трубах, имеет некоторые особенности, отличающиеся от круглых каналов.

В более поздних работах, структурами двухфазных и двухкомпонентных потоков в мини- и микроканалах занимались несколько групп. В работе [15] были изучены режимы течения несмешивающихся жидкостей в прямоугольном микроканале  $200 \times 400$  мкм<sup>2</sup> с Т-образным соединением. Режимы течения были получены в широком диапазоне отношения приведенных скоростей для трех наборов несмешивающихся жидкостей: керосин - вода, парафиновое масло - вода и касторовое масло - парафиновое масло. Было обнаружено шесть различных режимов течения: параллельный, слизняковый, пробковый, капельный и ручейковый, змеевидный. Для определения режимной карты, при которых можно выделить различные режимы течения, был использован универсальный параметр. На основе безразмерного анализа с использованием л-теоремы был предложен новый параметр – произведение числа Вебера на число Онезорге ( $We \cdot Oh$ ). В отличие от числа Вебера, новый параметр учитывает вязкие силы. Было показано, что

карты течения на основе  $We \cdot Oh$  хорошо совпадают для всех систем жидкость-жидкость в этой работе и экспериментов Zhao Y. и др. [16].

В работе [17] Были получены следующие основные виды газожидкостных потоков в канале  $200 \times 1205$  мкм<sup>2</sup> с использованием высокоскоростной визуализации: поток с вытянутыми пузырями, переходный поток, стратифицированный поток, стратифицированный волновой поток, стратифицированный волновой поток с отрывом капель и кольцевой поток. На основе визуализации и перепада давления были построены карты режимов течений, на которых показаны границы перехода между ними. Была определена граница перехода от волнового стратифицированного режима потока к кольцевому, в котором часть жидкости перемещается от мениска к широкой стороне микроканала.

Особое внимание заслуживают прямоугольные каналы с большим соотношением сторон (плоские каналы). Плоские мини- и микроканалы имеют ряд преимуществ по сравнению с каналами круглой, прямоугольной и квадратной геометрии (формы): меньший перепад давления при том же гидравлическом диаметре, большее соотношение площади поверхности к объему при тех же гидравлических диаметрах. Более того, к настоящему времени изучением адиабатных двухфазных потоков в плоских микроканалах занимаются лишь несколько научных групп.

В работе [18] проводилось исследование режимов двухфазного течения в прямоугольном горизонтальном канале. высотой 1 мм, шириной 40 мм и длиной 80 мм (Рисунок 1.5). Полученные данные сравнивались с предыдущими данными экспериментальными данными для каналов большего размера. Режимы течения в канале, имеющем высоту 1 мм, сильно отличались от классических двухфазных. режимов течений для горизонтальных каналов с  $h \geq 2$  мм. Практически отсутствовала область вспененного режима. Обнаружен новый режим газовой струи. Показано, что этот режим, вероятно, возникает в результате уменьшения длины канала и включает несколько подрежимов: устойчивая газовая струя, прерывистая струя, пульсирующая струя, нестабильная струя, струя с газовой закруткой.

В работе [19] авторы провели экспериментальное исследование течения двухфазного потока в прямоугольном коротком горизонтальном канале высотой 200 мкм и шириной 34 мм (Рисунок 1.6). Использование метода лазерно-индуцированной флюоресценции (LIF) позволило зарегистрировать и количественно определить характеристики течения жидкости в канале. Установлено существование отдельного режима течения. В результате анализа предыдущих исследований и полученных данных показано, что изменение высоты горизонтального канала оказывает существенное влияние на границы между режимами. Было показано, что область вспененного режима течения возрастает с уменьшением толщины канала.

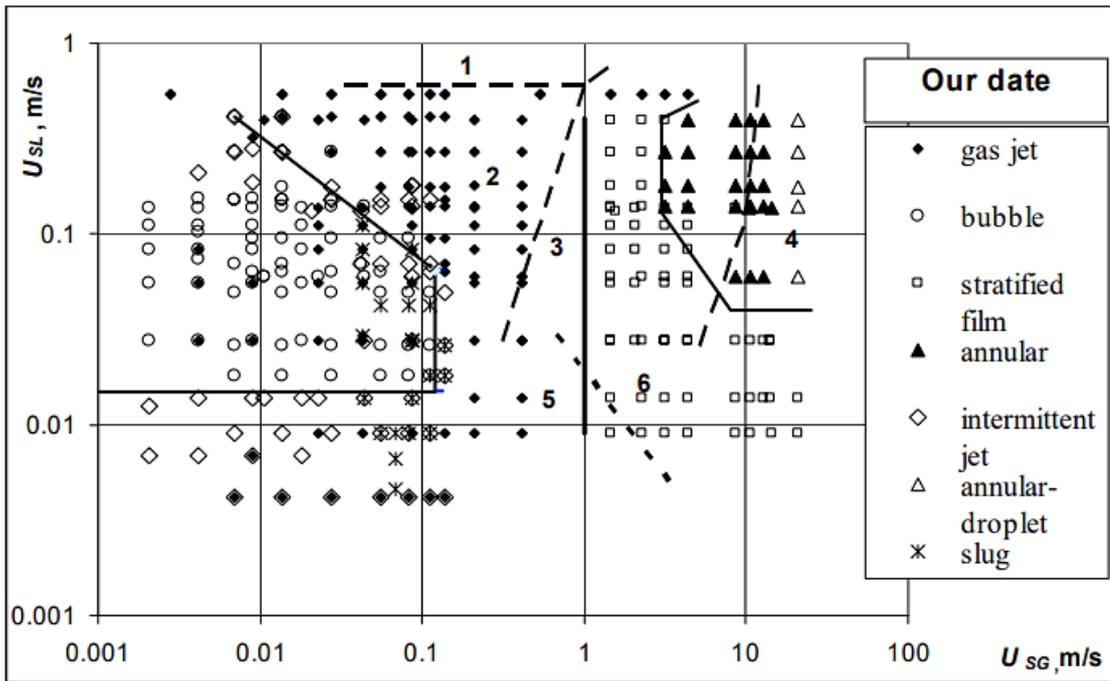


Рисунок 1.5 – Карта режимов двухфазного течения в прямоугольном канале  $1 \times 40 \times 80 \text{ мм}^3$  [18] и сравнение с горизонтальным прямоугольным каналом  $3.18 \times 19.05 \text{ мм}^2$  (пунктирные линии) [3]. Режимы: 1 – мелкие пузырьки, 2 – крупные пузыри или пробковый, 3 – снарядный, 4 – кольцевой, Канал  $2 \times 65 \text{ мм}^2$  (штрих пунктир) [2], режимы: гладкая отрывная струя, 6 – многослойная волнистая плёнка

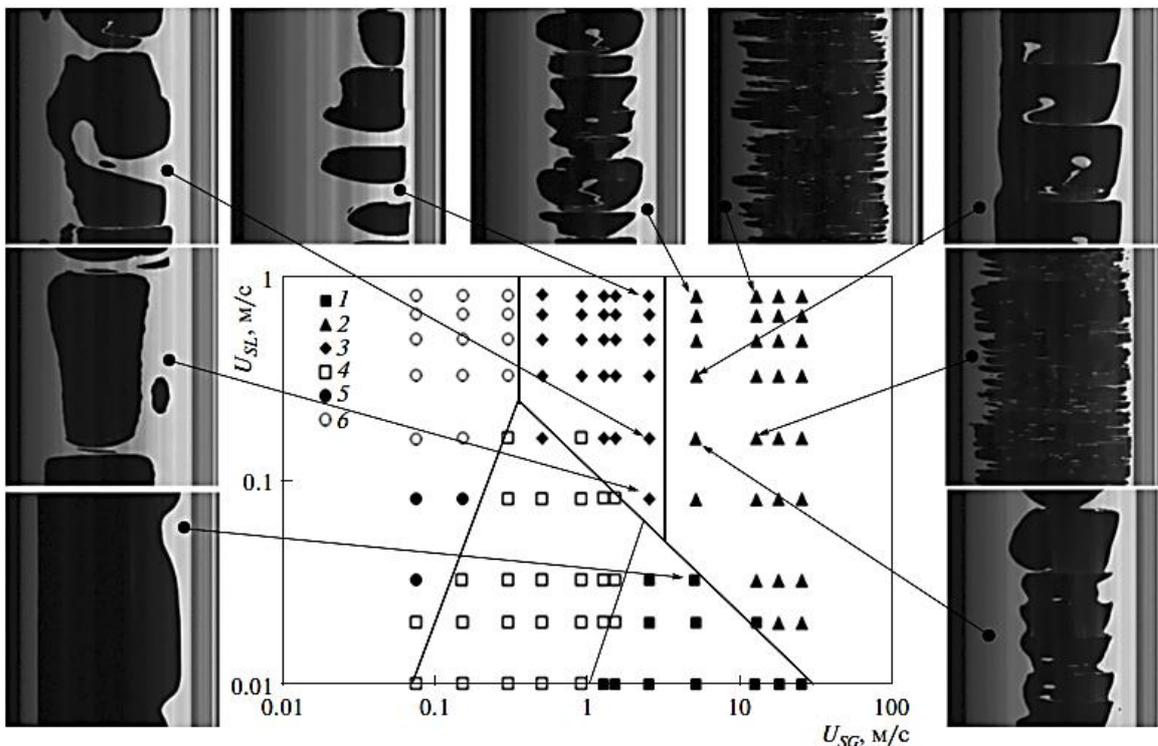


Рисунок 1.6 – Режимная карта двухфазного течения в канале сечением  $0.2 \times 34 \text{ мм}^2$  [19]. Режимы течения: 1 – раздельный, 2 – кольцевой, 3 – вспененный, 4 – струйный, 5 – снарядный, 6 – пузырьковый

В диссертационной работе Роньшина Ф.В. [5] исследовались плоские микроканалы с высотой от 50 до 150 мкм и шириной от 10 до 40 мкм. Была разработана новая методика для

измерения местных характеристик двухфазного потока в этих каналах с использованием оптического шпирен–метода. Предложен способ определения границ между режимами двухфазного течения на основе количественных критериев. В ходе исследования были выявлены режимы, которые не характерны для горизонтальных макроканалов, такие как струйный и вспененный, а также для круглых микроканалов – раздельный режим (см. Рисунок 1.7). Отдельно выделен капельный режим с вертикальными жидкостными перегородками внутри.

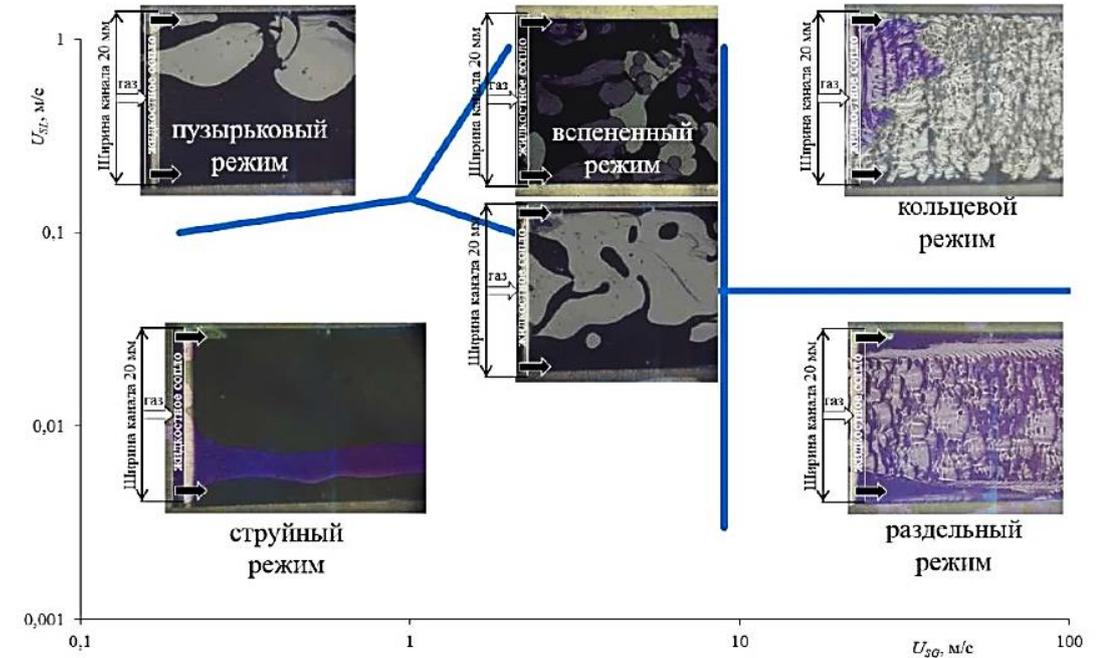


Рисунок 1.7 – Режимная карта двухфазного течения в канале сечением  $0.15 \times 20 \text{ мм}^2$  [5]

### 1.3. Режимообразующие неустойчивости в микроканалах

Гидродинамические неустойчивости двухфазных течений в микроканалах представляют собой сложное явление, оказывающее значительное влияние на характеристики тепло- и массообмена, а также на общую эффективность работы систем. В условиях микромасштабов такие неустойчивости обусловлены взаимодействием множества факторов, включая капиллярные силы, вязкостные эффекты, поверхностное натяжение и интенсивное фазовое превращение. Проявляясь в виде волновых структур на межфазных границах, образования пузырьков или снарядов, а также возникновения турбулентных флуктуаций, эти неустойчивости могут существенно изменять гидродинамику потока, увеличивать локальные потери давления и влиять на равномерность распределения фаз. Особенно важно учитывать их воздействие при разработке современных микроканальных устройств, таких как компактные теплообменники, системы термостабилизации космических аппаратов или микрофлюидные устройства для медицинской диагностики, где стабильность и предсказуемость потока являются ключевыми требованиями.

В работе [20] LIF-методом в каналах, шириной 9-40 мкм и высотой 100-500 мкм исследована неустойчивость, классифицируемая как боковая. Данная неустойчивость характеризуется нарастающей вдоль длины канала периодических возмущений (гребней), амплитуда которых зависит от приведенных скоростей жидкости и газа. Предложены критерии идентификации режимов течений на основе частот слияния гребней, которые формируют сплошную поперечную жидкостную перемычку. На Рисунке 1.8 изображены двумерные и восстановленное трехмерное изображение распределения жидкости в канале.

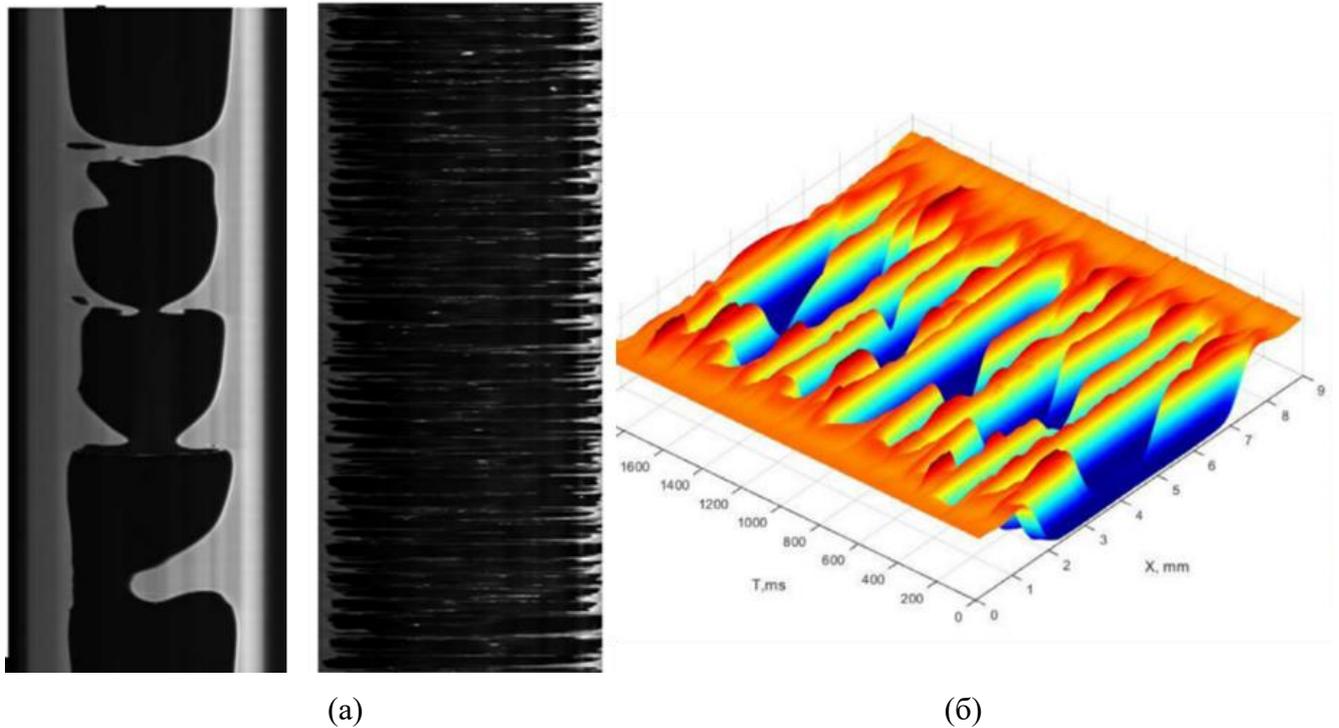


Рисунок 1.8 – (а) двумерное LIF-изображение и (б) восстановленное трехмерное изображение распределения жидкости в канале [20]

Схожие периодические гребни наблюдались и в вышеупомянутых работах [15,17] (см. Рисунок 1.9) при газожидкостных течениях и течениях двух несмешивающихся жидкостей, однако описания возникновения этих гребней в работах представлено не было.

Еще один тип неустойчивости, обнаруженный авторами в работе [20] это так называемая фронтальная неустойчивость, которая развивается в результате взаимодействия жидкости и газа в области выхода жидкости из сопла. Авторы предполагают, что фронтальная неустойчивость может быть своего рода неустойчивостью пальцевого движения из-за фильтрации газа с низкой вязкостью через жидкость, вероятно, касающуюся верхней стенки канала непосредственно в точке ее входа в канал. Тем не менее, детальное поведение потока у входа жидкости в канал не было целью данной работы.

Действительно, неустойчивости, связанные с пальцеобразованием, наблюдались ранее при визуализации в плоских каналах высотой около 50 мкм в работе [21] (см. Рисунок 1.10), как в

зоне смещения фаз, так и по ходу движения канала., однако не рассматривались и не изучались. Более того, можно видеть, что в рассматриваемом канале имеет место расширение сжатого газа при образовании пузырей, что свидетельствует о том, что неустойчивости межфазных границ, обусловленные сжимаемостью газа, также являются режимобразующими.

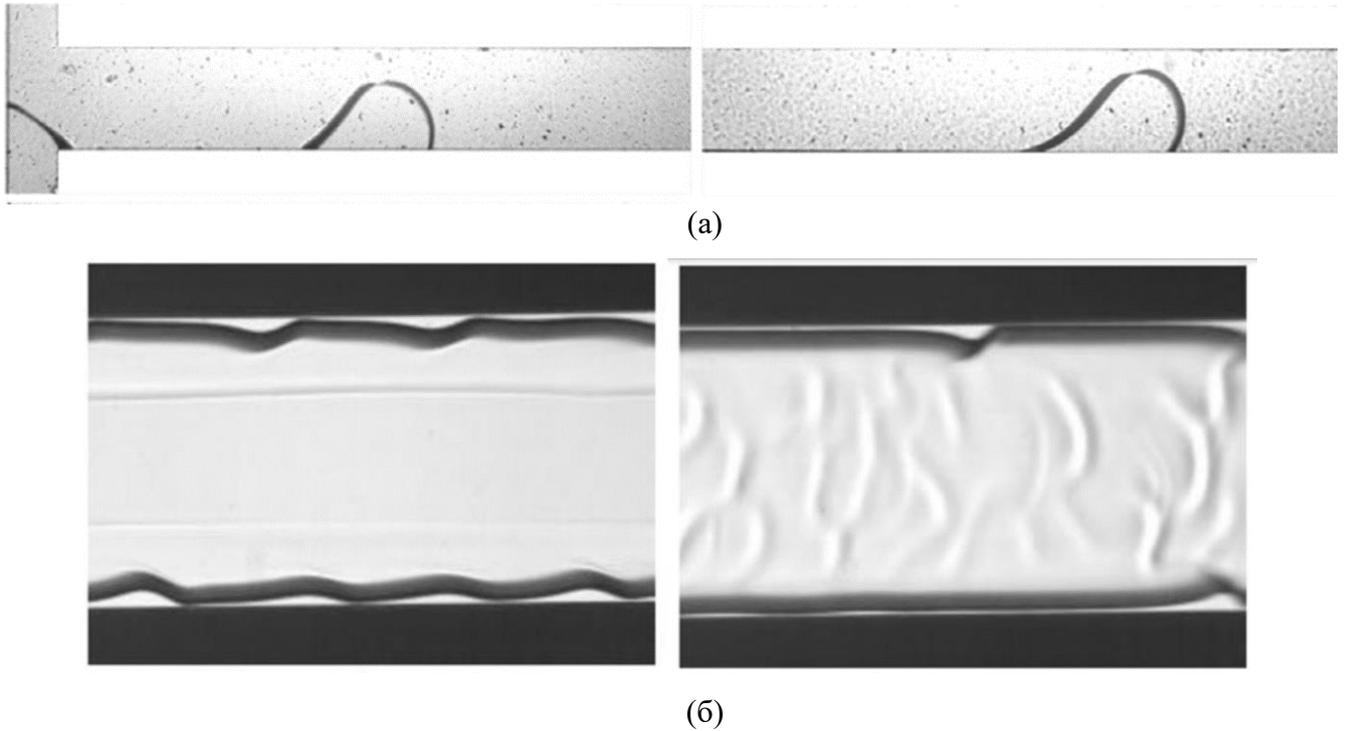


Рисунок 1.9 – Развитие боковой неустойчивости в работах (а)  $200 \times 400 \text{ мкм}^2$  [15], (б)  $200 \times 1205 \text{ мкм}^2$  [17]

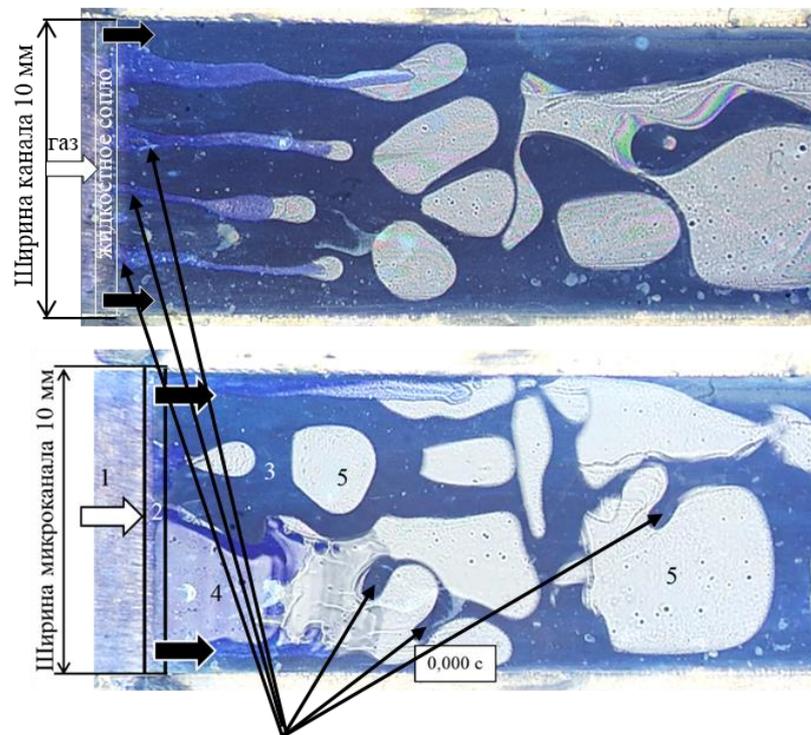


Рисунок 1.10 – Пальцы при течении смеси вода-азот в канале с сечением  $0.05 \times 10 \text{ мм}^2$  [21]

Механизм образования вязких пальцев изучен достаточно хорошо, как аналитически, так и экспериментально. Впервые аналитически это явление независимо описали Saffman P.G., Taylor G.I. [22] и Chuoke R.L. и др. [23] в радиальных ячейках Хеле-Шоу. (в дальнейшем, гидродинамическую неустойчивость, именуемую неустойчивостью, вызванную вязким пальцеобразованием, будем называть неустойчивостью Саффмана-Тейлора). Данная неустойчивость возникала на границе раздела, когда вязкость одного флюида на порядок превышала вязкость другого. Фактически, рассматривалось уравнение неразрывности потенциального течения, где, для выражения скорости использовался закон Дарси для пористых сред. Важно отметить, что вязкие пальцы при движении границы раздела имеют фрактальную структуру. Подробный вывод представлен в книге Федера Е. «Фракталы» [24]. В работе приведён анализ линейной устойчивости движущейся границы раздела, предполагая, что на прямую границу наложены малые синусоидальные возмущения. Таким образом получалось выражение для критической длины волны и скорости фронта. Волны, длиной менее критической стабилизировались поверхностным натяжением.

$$\lambda_{crit} = 2\pi \left( \frac{\sigma}{\left( \frac{\mu_l}{k_l} - \frac{\mu_g}{k_g} \right) (U - U_{crit})} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

$$U_{crit} = g(\rho_l - \rho_g) / \left( \mu_l / k_l - \mu_g / k_g \right) \quad (1.7)$$

В случае горизонтального канала  $U_{crit} = 0$ . Предполагая и подставляя выражение для проницаемости  $k_l = h^2/12$  в формулу (1.6), и полагая что вязкость жидкости много больше вязкости газа, модифицированное выражение для критической длины волны может быть переписано следующим образом:

$$\lambda_{crit} = \frac{\pi h}{\sqrt{3}} \left( \frac{\sigma}{\mu_l U} \right)^{1/2} = \frac{\pi h}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{\sqrt{Ca}} \quad (1.8)$$

$$Ca = \frac{\mu_l U}{\sigma} \quad (1.9)$$

Таким образом, в горизонтальном канале в газожидкостном течении можно ожидать развитие вязких пальцев с характерным периодом  $\lambda_m = \sqrt{3}\lambda_{crit}$ , где критическая длина волны определяется высотой канала  $h$  и капиллярным числом  $Ca$ , согласно формуле (1.8).

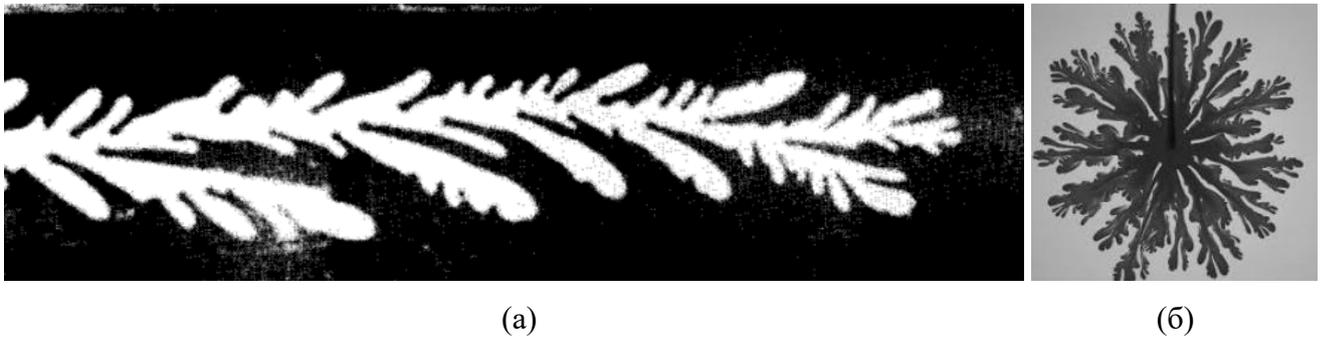


Рисунок 1.11 – Вязкие пальцы в прямоугольной (а) и радиальной ячейке (б) Хеле-Шоу

#### 1.4. Перепад давления

Изучение перепада давления в микроканалах для адиабатных течений и двухфазных потоков с теплообменом представляет собой одну из ключевых задач современной гидродинамики и теплотехники, поскольку этот параметр напрямую влияет на эффективность, энергозатраты и стабильность работы широкого спектра устройств. В адиабатных условиях перепад давления определяется в первую очередь вязкостными потерями, геометрией канала и режимом течения, что особенно важно для систем, где требуется минимизация энергопотребления при прокачке жидкости или газа. При наличии теплообмена в двухфазных потоках ситуация существенно усложняется за счет фазовых переходов, изменения объемной доли жидкой и газовой фаз, а также возникновения гидродинамических неустойчивостей и сложных режимов течения. Понимание факторов, определяющих перепад давления позволит разрабатывать высокоэффективные системы охлаждения, испарительно-конденсационные установки, микрофлюидные устройства и другие устройства, где управление двухфазными потоками играет решающую роль. Особую актуальность это приобретает в условиях миниатюризации энергетических и электронных систем, где традиционные подходы к моделированию и масштабированию перестают работать, а точное предсказание гидравлического сопротивления становится критически важным для обеспечения надежности и производительности

##### 1.4.1. Перепад давления в однофазном несжимаемом потоке

Для определения перепада давления в канале для однофазного несжимаемого потока (жидкости – плотность постоянна) используют фактор трения Фаннинга и Дарси, выраженные через касательное напряжение на стенке [25]:

$$\tau = -\mu \left. \frac{du}{dy} \right|_w \quad (1.10)$$

$$\tau_w = \int_p -\mu \left. \frac{du}{dy} \right|_w = -\frac{D_h}{4} \left( \frac{dP}{dL} \right) \quad (1.11)$$

$$f_F = \frac{2\tau_w}{\rho U_s^2} = \frac{2\tau_w \rho}{G^2} \quad (1.12)$$

$$f_D = \frac{8\tau_w}{\rho U_s^2} = \frac{8\tau_w \rho}{G^2} \quad (1.13)$$

$$f_D = 4f_F \quad (1.14)$$

Перепад давления на трение через факторы трения Фаннинга и Дарси на участке длины  $L$  определяется следующим образом:

$$\Delta P = \int_0^L \left( \frac{dP}{dL} \right) dL = \frac{2f_F G^2 L}{\rho D_h} = \frac{f_D G^2 L}{2\rho D_h} \quad (1.15)$$

$$D_h = \frac{4A_{ch}}{P_w} \quad (1.16)$$

Для ньютоновской жидкости в гладких круглых трубках при ламинарном течении, фактор трения Дарси выражается следующим образом:

$$f_D = \frac{64}{Re}, \quad Re < 2300 \quad (1.17)$$

$$Re = \frac{GD_h}{\mu} \quad (1.18)$$

При турбулентном течении, фактор трения определяется уравнением Блаузиуса:

$$f_D = \frac{0,316}{Re^{0,25}}, \quad 2300 < Re < 10^5 \quad (1.19)$$

В работе [26] определили фактор трения для каналов малого размера в зависимости от шероховатости следующим образом:

$$f_D = \left\{ -1.8 \log \left[ \frac{6,9}{Re} + \left( \frac{\varepsilon}{3.7D} \right)^{1,11} \right] \right\} \quad (1.20)$$

Для учёта влияния геометрии канала обычно используют число Пуазейля  $Po$ , которое выражается как произведение фактора трения Фаннинга (во многих источниках встречаются определения и с помощью фактора трения Дарси) и числа Рейнольдса и является инвариантой, зависящей только от формы канала:

$$Po = -\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dL} \frac{D_h^2}{2U_s} = f_F Re \quad (1.21)$$

В работе [27] была исследована зависимость числа Пуазейля (с фактором трения Фаннинга) от геометрии поперечного сечения канала, представленная в Таблице 1.4.

Таблица 1.4 – Число Пуазейля в зависимости от геометрии сечения канала

Геометрия канала		Число Пуазейля
Круглый		16
Прямоугольный с различным соотношением сторон (отношение большей стороны канала к меньшей)	1	14.23
	2	15.55
	3	17.09
	4	18.23
	6	19.7
	8	20.58
	$\infty$	24
Плоская щель		24
Шестигранный		15.05
Равнобедренный треугольник	10°	12.47
	30°	13.07
	60°	13.33
	90°	13.15
	120°	12.74
Эллипс с различным соотношением осей (главной к побочной)	1	16
	2	16.82
	4	18.24
	8	19.15
	16	19.54

В работе Shah R.K, London A.L. [28] разработали корреляцию числа Пуазейля для прямоугольных каналов в зависимости от соотношения сторон  $AR$ , где  $AR=h/w$  – отношение меньшей стороны канала к большей.

$$Po = f_F Re = 24(1 - 1.3553AR + 1.9467AR^2 - 1.7012AR^3 + 0.9564AR^4 - 0.2537AR^5) \quad (1.22)$$

В работе Muzychka Y. S., Yovanovich M. M. [29] исследовалось число Пуазейля в полностью заполненных гладких мини- и микроканалах при ламинарном течении. Были предложены теоретические модели, для разной геометрии каналов, основанные на масштабном и асимптотическом анализе. Например, для прямоугольного канала аналитически получено значение от соотношения сторон  $AR$ :

$$f_F Re_{\sqrt{A}} = \frac{12}{\left(1 - \frac{192}{\pi^5} AR \tanh \frac{\pi}{2AR}\right)(1 + AR)\sqrt{AR}} \quad (1.23)$$

### 1.4.2. Перепад давления в однофазном сжимаемом потоке

Сжимаемость газа в микроканалах играет значительную роль при анализе и проектировании микроканальных систем. В отличие от больших каналов, где сжимаемость газа часто игнорируется из-за её незначительного влияния на поток, в микроканалах этот эффект становится более существенным. Сжимаемость газа оказывает влияние на режим течения, что может приводить к возникновению различных нелинейных явлений, таких как ускорение или замедление потока, а также изменения в распределении давления вдоль канала.

Сжимаемые потоки газа в микроканалах были изучены во многих работах теоретически, численно и экспериментально. Choquette S.F. и др. [30] вывели неявную формулу (1.24), связывающую перепад давления на концах канала с коэффициентом трения Дарси, подставив выражение для плотности изотермического идеального газа (1.25) в уравнение (1.15) и проинтегрировав его по длине канала. Для каналов, длина которых значительно превышает гидравлический диаметр, т.е. при  $L \gg D_h$ , имеется достаточно большая площадь для теплообмена, что делает поток приблизительно изотермическим [31].

$$f_D \frac{\Delta L}{D_h} = \frac{P_{in}^2 - P_{out}^2}{RTG^2} - 2 \ln \left( \frac{P_{in}}{P_{out}} \right) \quad (1.24)$$

$$P = \rho RT \quad (1.25)$$

Kohi M.J. и др. [32] вывели формулу (1.26) для определения коэффициента трения адиабатического газового потока вдоль длины канала, используя выражение для потока Фанно [33] и учитывая изменение температуры газа в канале:

$$f_D \frac{\Delta L}{D_h} = \frac{P_1^2}{RT_1 G^2} \left( 1 - \frac{P_2^2 T_1}{P_1^2 T_2} \right) + \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \ln \left( \frac{T_1}{T_2} \cdot \frac{2P_2^2 \gamma + (\gamma - 1)RT_2 G^2}{2P_1^2 \gamma + (\gamma - 1)RT_1 G^2} \right) \quad (1.26)$$

Исходя из обзора литературы, существуют расхождения в экспериментальных данных, представленных различными исследователями для потока газа в микроканалах. Например, произведение коэффициента трения Дарси и числа Рейнольдса  $f_D Re$  в некоторых случаях оказывается как выше, так и ниже стандартного значения  $f_D Re = 96$ , характерного для плоскопараллельного канала. Измеренные значения  $f_D Re$ , полученные авторами Pfhaler J. и др. [34] и Choi S.B. и др. [35], были ниже стандартных значений, тогда как результаты Wu P., Little W. [36] оказались выше. Эти расхождения объясняются влиянием нескольких факторов. Эффект разрежения (скольжение на поверхности), шероховатость поверхности и сжимаемость могут существенно влиять на результаты. Эти эффекты, действуя по отдельности или в комбинации, могут изменять число Пуазейля, а, следовательно, и перепад давления.

Pfahler J. и др. [34] провели обширные исследования потоков в микроканалах как круглой формы с малым гидравлическим диаметром (1.6–3.4 мкм), так и прямоугольных образцов (шириной 100 мкм и глубиной от 0.5 до 50 мкм). Авторы изучали течения жидкостей и газов в широком диапазоне чисел Рейнольдса (от 50 до 300). Экспериментальные результаты показали, что коэффициент трения оказался значительно ниже значений, предсказанных классической теорией. Кроме того, авторы обнаружили зависимость величины числа Пуазейля от числа Рейнольдса, особенно в каналах с наименьшим гидравлическим диаметром.

В работе [37] провели эксперименты с прямоугольными микроканалами (шириной от 5 до 40 мкм и глубиной 1.2 мкм) для потоков гелия и азота. Авторы выполнили локальные измерения распределения давления вдоль каналов и обнаружили, что распределение давления было нелинейным из-за эффектов сжимаемости. Однако измеренные значения оказались ниже предсказанных классической теорией, главным образом из-за влияния эффектов разрежения.

Последующие исследования, такие как [38-41], подтвердили эти результаты. Shih J.C. и др. [42] продемонстрировали, что влияние эффекты разрежения на перепад давления могут быть точно описаны с использованием модели скольжения первого порядка, особенно при более низких входных давлениях.

В работе [43] обнаружили, что экспериментальные данные по массовому расходу в глубоких прямоугольных кремниевых микроканалах могут быть предсказаны классической теорией Shah R.K, London A.L. [28], если учитывать граничные условия скольжения. Harley J. и др. [44] проанализировали поток газов через трапециевидные каналы и связали отклонения от классической теории со скольжением на стенках.

Аналогичные тенденции были выявлены в работах [32, 45-51]. Эти исследования подчеркивают важность учета сжимаемости и эффектов скольжения в потоках в микроканалах, особенно при более низких числах Рейнольдса.

В работе [43] продемонстрировали, что классическая теория может точно предсказывать массовый расход гелия и азота в глубоких прямоугольных кремниевых микроканалах с гидравлическим диаметром 2.6 мкм, при условии учета граничных условий скольжения на стенках. Harley J. и др. [44] исследовали поток аргона, гелия и азота через трапециевидные каналы различной глубины (0.5–20 мкм) и обнаружили, что скольжение на стенках способствовало наблюдаемой тенденции снижения числа Пуазейля для наименьших размеров микроканалов.

Araki T. и др. [45] исследовали поток азота и гелия через трапециевидные микроканалы и приписали более низкие значения коэффициента трения эффекту разрежения. Li Z.X. и др. [46] наблюдали нелинейное распределение давления в микротрубках, особенно при более высоких

числах Маха, что указывает на то, что сжимаемость играет роль в отклонении от предсказаний классической теории.

В работе [47] изучали поток воздуха в круглых микротрубках и обнаружили хорошее согласие с классической теорией в ламинарных режимах потока, но наблюдали расхождения в турбулентных режимах, особенно для меньших диаметров трубок. В работах [48,49] также сообщали о согласии с классической теорией в своих соответствующих экспериментах с воздухом и другими газами в микроканалах.

Hsieh S.S. и др. [50] пришли к выводу, что эффекты сжимаемости более значимы, чем эффекты разрежения, в потоке азота через микроканалы, что приводит к более низкому коэффициенту трения, чем предсказывает классическая теория. [28]. В работе [51] исследовали поток гелия через микротрубки и обнаружили, что классическая теория удовлетворительно предсказывает количественное поведение  $f_D Re$  в пределах экспериментальной неопределенности и перепад давления на трение на концах канала вносит минимальный вклад в общий перепад давления.

В работе [52] измеряли факторы трения в микротрубках из кремния и квадратных микроканалах, отмечая, что предсказания классической теории хорошо соответствуют измеренным коэффициентам трения для типичных размеров трубок, однако эффекты, такие как сжимаемость, шероховатость и разрежение, становятся все более значимыми в меньших микротрубках.

В работе [53] исследовали коэффициент трения азота в гладких микротрубках из полиэфирэфиркетона с внутренними диаметрами 300, 200, 175, 150 и 100 мкм и очень малой шероховатостью, менее 0.05 мкм, при различных отношениях длины к диаметру ( $167 < L/D < 5000$ ). Авторы представили нелинейную зависимость измеренного перепада давления от роста числа Рейнольдса газа (см. Рисунок 1.12). Также было показано, что в ламинарном режиме согласие с классической теорией является очень хорошим, особенно для более длинных микротрубок. Для самых коротких микроканалов ( $L=0.05\text{м}$ ) при числах Рейнольдса выше 1000 коэффициент трения начинает отклоняться от классической теории, однако это объясняется зависимостью  $f_D Re$  от выходного числа Маха.

Эффекты незначительных потерь давления могут быть весьма важны, особенно при высоких числах Рейнольдса. Незначительные потери на выходе становятся более значимыми, чем на входе, для длинных микроканалов. Эффект ускорения сжимаемого потока вдоль микротрубки становится ничтожно малым при определении коэффициента трения только в том случае, если отношение перепада давления на выходе к входному давлению составляет менее 0.1% от отношения  $L/D$ .

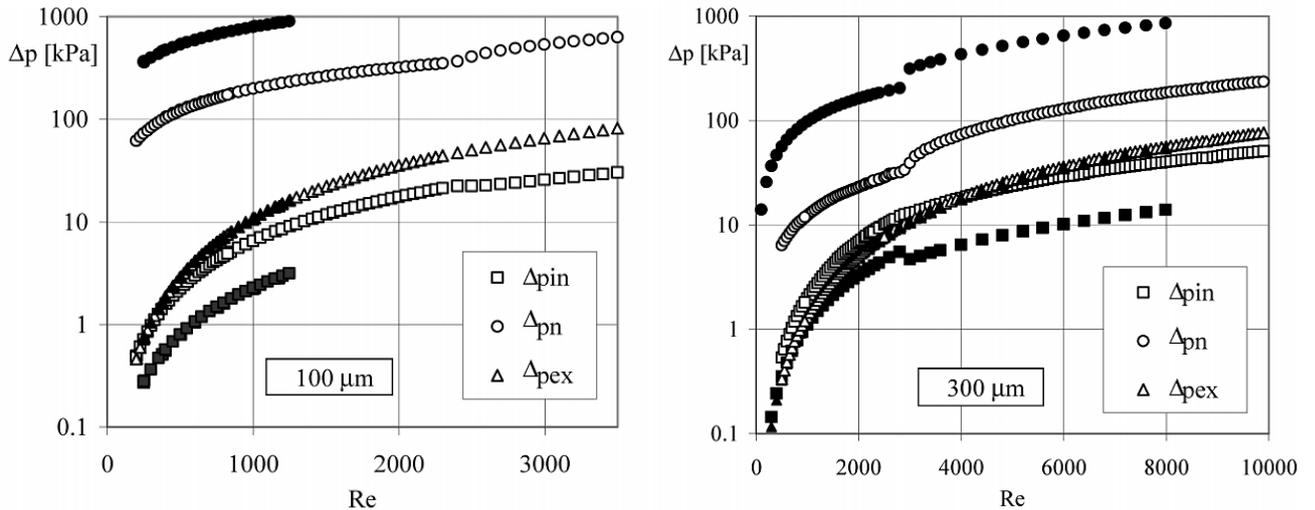


Рисунок 1.12 – Экспериментальные данные перепада давления по газу в круглых микротрубках диаметром от 100 до 300 мкм [53]

В работах Hong С., Asako Y. и др. [54, 55] численно исследовались потоки двумерным методом Лагранжа-Эйлера (ALE) [56] в плоскопараллельных каналах. В диапазоне высот канала от 10 до 100 мкм предложена корреляция для чисел Пуазейля  $f_F Re$  и  $f_D Re$ , учитывающая как сжимаемость газа, так и разряжение (скольжение) с использованием чисел Маха и Кнудсена. В первой работе было обнаружено, что числа Пуазейля для  $Ma < 0.4$  и  $Re < 500$  являются функцией только числа Маха, и эффект числа Рейнольдса незначителен при условии отсутствия скольжения на границах. Однако диапазоны чисел Маха и Рейнольдса в этой работе были узкими и недостаточными для высокоскоростных потоков. В более позднем исследовании были получены корреляции для  $f_F Re$  и  $f_D Re$  с учетом чисел Маха и Кнудсена как для условий отсутствия скольжения при  $Re < 2300$  и  $Ma < 0.7$  (формулы 1.27, 1.28).

$$f_F Re = 96 + 7.09Ma - 0.27Ma^2 + 94.02Ma^3 \quad (1.27)$$

$$f_D Re = 96 + 40.02Ma - 109.64Ma^2 + 658.25Ma^3 \quad (1.28)$$

и с условиями скольжения (формулы 1.29, 1.30) (см. Рисунок 1.13):

$$f_F Re = \frac{96}{1+12Kn} + \frac{7.09Ma - 0.27Ma^2 + 94.02Ma^3}{(1+12Kn)^2} \quad (1.29)$$

$$f_D Re = \frac{96}{1+12Kn} + \frac{40.02Ma - 109.64Ma^2 + 658.25Ma^3}{(1+12Kn)^2} \quad (1.30)$$

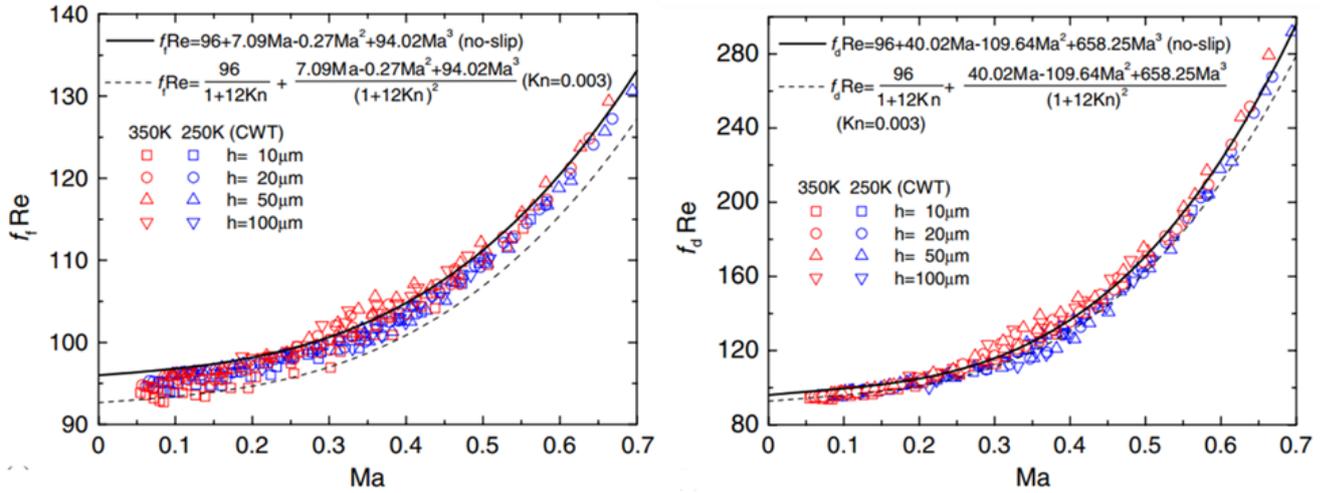


Рисунок 1.13 – Корреляции для  $f_f Re$  и  $f_d Re$ , а также сравнение с численными данными для 2D плоскопараллельных каналов высотой 10-100 мкм [55]

Значения  $f_d Re$  полученные с условиями скольжения также предсказываются корреляциями (1.27) и (1.28) полученными с граничными условиями без скольжения, поскольку эффект скольжения становится мал при быстрых потоках ( $Ma > 0.3$ ).

Явление разрежения (скольжения) может быть изучен путем решения уравнений импульса и энергии с граничными условиями скольжения скорости и скачка температуры, как это описано в работах [57, 58]. Исходя из анализа литературы, это явление вносит значительный вклад, когда характерный размер канала составляет примерно менее 10 мкм. Значение  $f_d Re$  уменьшается по сравнению с классической теорией при уменьшении характерного размера.

#### 1.4.3. Перепад давления в двухфазном потоке

Полный двухфазный перепад давления обусловлен изменением кинетической и потенциальной энергии, трения и изменением местных потерь давления за счет перегибов, поворотов, сужений, расширений и др. Таким образом, перепад давления представляет собой сумму статического перепада давления, перепада давления за счет ускорения потока, перепада давления на трение и местных потерь [59].

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_{fr} + \left(\frac{dP}{dL}\right)_a + \left(\frac{dP}{dL}\right)_g + \left(\frac{dP}{dL}\right)_{loss} \quad (1.31)$$

Статический перепад давления в случае горизонтальной ориентации канала равен 0:

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_g = 0 \quad (1.32)$$

Перепад давления на ускорение рассматривается при ускорении потока за счет изменения содержания газовой фазы в потоке (в основном при фазовом переходе) и определяется следующим образом:

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_a = \left[ \frac{G^2 x^2}{\rho_g \beta} + \frac{G^2 (1-x)^2}{\rho_l (1-\beta)} \right]_{out} - \left[ \frac{G^2 x^2}{\rho_g \beta} + \frac{G^2 (1-x)^2}{\rho_l (1-\beta)} \right]_{in} \quad (1.33)$$

В адиабатном потоке перепад давления на ускорение пренебрежимо мал. Местные гидравлические потери, в общем случае, могут вносить существенный вклад в общий перепад давления, однако в длинных микроканалах при  $L \gg D_h$  ими также можно пренебречь. Таким образом более 95% всех гидравлических потерь в длинных микроканалах определяется перепадом давления на трение. Двухфазный перепад давления на трение может быть определен моделями и корреляциями, разработанными для макроканалов, а также для мини- и микроканалов. В общем, корреляции, представленные в литературе, предсказывают двухфазный перепад давления на трение в рамках двух моделей: модели гомогенного потока и модели раздельного потока. В гомогенной модели двухфазный поток рассматривается как однофазный поток с усреднёнными физическими свойствами - плотностью и вязкостью. Перепад давления на трение для гомогенной модели определяется с использованием факторов трения Фаннинга или Дарси следующим образом:

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = f_F \frac{2G^2}{D_h \rho_{tp}} = f_D \frac{G^2}{2D_h \rho_{tp}} \quad (1.34)$$

где двухфазный фактор трения Дарси определен следующим образом:

$$f_D = \frac{64}{Re_{tp}}, \text{ for } Re_{tp} < 2300 \quad (1.35)$$

$$f_D = 0.316 Re^{-0.25} \text{ for } Re_{tp} > 2300 \quad (1.36)$$

$$Re_{tp} = \frac{GD_h}{\mu_{tp}} \quad (1.37)$$

Эти формулы были разработаны для круглых каналов. Для прямоугольных каналов в полностью развитом ламинарном потоке ( $Re_{tp} < 2300$ ), произведение фактора трения Дарси и числа Рейнольдса определяется классической полиномиальной формулой Shah R.K., London A.L. [28] по аналогии с однофазным течением в зависимости от соотношения сторон канала

$$f_D Re_{tp} = 96(1 - 1.3553AR + 1.9467AR^2 - 1.7012AR^3 + 0.9564AR^4 - 0.2537AR^5) \quad (1.38)$$

Двухфазная плотность и газосодержащие в рамках гомогенной модели определяются формулами (39) и (40) соответственно, в то время как для гомогенной вязкости существует несколько подходов, представленных в Таблице 1.5:

$$\rho_{tp} = \left( \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (1.39)$$

$$x = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_l} \quad (1.40)$$

Таблица 1.5 – Модели гомогенной вязкости

Авторы	Гомогенная вязкость
Arrhenius S. [60]	$\mu_{\text{тп}} = \mu_l^{1-\beta} \mu_g^\beta$
McAdams W.H. и др. [61]	$\mu_{\text{тп}} = \left( \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_l} \right)^{-1}$
Davidson W.F. и др. [62]	$\mu_{\text{тп}} = \mu_l \left( 1 + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right)$
Akers W.W. и др. [63]	$\mu_{\text{тп}} = \mu_l \left( (1-x) + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right)^{-1}$
Cicchitti A. и др. [64]	$\mu_{\text{тп}} = x\mu_g + (1-x)\mu_l$
Owens W.L. [65]	$\mu_{\text{тп}} = \mu_l$
Dukler A.E. и др. [66]	$\mu_{\text{тп}} = \rho_{\text{тп}} \left( x \frac{\mu_g}{\rho_g} + (1-x) \frac{\mu_l}{\rho_l} \right)$
Beattie D.R.H, Whalley P.B.H [67]	$\mu_{\text{тп}} = \beta\mu_g + (1-\beta)(1+2.5\beta)\mu_l \quad \text{где } \beta = \frac{x}{x + (1-x) \frac{\rho_g}{\rho_l}}$
Lin S. и др. [68]	$\mu_{\text{тп}} = \frac{\mu_g \mu_l}{\mu_g + x^{1/4} (\mu_l - \mu_g)}$
Fourar M., Bories S. [69]	$\mu_{\text{тп}} = \rho_{\text{тп}} \left( \sqrt{\frac{\mu_g}{\rho_{\text{тп}}}} + \sqrt{(1-x) \frac{\mu_l}{\rho_l}} \right)^2$
Garcia F. и др. [70]	$\mu_{\text{тп}} = \frac{\mu_l \rho_g}{x\rho_l + (1-x)\rho_g}$
Awad M.M., Myuztchka Y.S. [71]	$\mu_{\text{тп}} = \mu_g \frac{2\mu_g + \mu_l - 2(\mu_g - \mu_l)(1-x)}{2\mu_g + \mu_l + (\mu_g - \mu_l)(1-x)}$
Maher D. и др. [72]	$\mu_{\text{тп}} = \left( (1-x)\mu_l + x\mu_g \right)^{0.94} \left( \frac{1-x}{\mu_l} + \frac{x}{\mu_g} \right)^{1-0.94}$

В отличие от гомогенной модели, которая рассматривает двухфазный поток как псевдооднофазный, модель раздельного потока создана для изучения влияния межфазного взаимодействия на перепад давления на трение. В рамках данной модели предполагается, что каждая фаза перемещается независимо в канале с различными скоростями и взаимодействует на межфазных границах. Применение безразмерных двухфазных множителей является общим методом разработки корреляций для определения двухфазного перепада давления на трение. Существуют два подхода к определению этих коэффициентов. Первый метод предполагает равенство общих массовых скоростей как для однофазных, так и для двухфазных потоков. В данном случае градиенты падения давления для жидкости и газа обозначаются, как  $\left( \frac{dP}{dL} \right)_{l,o}$  и

$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{go}$  соответственно. Второй подход учитывает различные массовые скорости для однофазных потоков в газе (или паре) и жидкости, обозначенные как  $G_g = Gx$  и  $G_l = G(1-x)$  через массовое газосодержание, при этом двухфазные градиенты давления обозначаются как  $\left(\frac{dP}{dL}\right)_l$  и  $\left(\frac{dP}{dL}\right)_g$ , соответственно. Следовательно, двухфазные множители рассчитываются как отношение градиентов падения давления двухфазного потока к однофазным градиентам (формулы 1.41, 1.42, 1.43, 1.44). Для макроканалов перепад давления на трение может быть определен с использованием одной из корреляций, представленных в Таблице 1.6.

$$\phi_l^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_l}, \quad \phi_g^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_g}, \quad \phi_{lo}^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{lo}}, \quad \phi_{go}^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{go}} \quad (1.41, 1.42, 1.43, 1.44)$$

Таблица 1.6 – Модели и корреляции перепада давления на трение в макроканалах

Авторы	Уравнения	Условия
Lockhart R.W, Martinelli R.C. [73]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \phi_l^2 = \left(\frac{dP}{dL}\right)_g \phi_g^2$ $\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}; \quad \phi_v^2 = 1 + CX + X^2, \text{ где}$ $X^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_l}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_g}$ $C_{vv} = 5, C_{lv} = 10, C_{vt} = 12, C_{tt} = 20.$ $\left(\frac{dP}{dL}\right)_l = f_{F,l} \frac{2G_l^2}{D\rho_l}; \quad \left(\frac{dP}{dL}\right)_g = f_{F,g} \frac{2G_g^2}{D\rho_g}$ $f_{F,l} = \frac{16}{Re_l} \text{ for } Re_l < 2000 \text{ or } f_{F,l} = 0.079 Re^{-0.25}$ $\text{for } Re_l > 2000$ $Re_l = \frac{G_l D}{\mu_l} = \frac{G(1-x)D}{\mu_l}, \quad Re_g = \frac{G_v D}{\mu_g} = \frac{Gx D}{\mu_g}$	$D_h = 1.49 - 25.83$ мм, адиабатный, вода, масла, углеводороды
Friedel L. [74]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_{lo} \phi_{lo}^2; \quad \phi_{lo}^2 = E + \frac{3.24FH}{Fr^{0.045} We^{0.035}}$ $Fr = \frac{G^2}{gD\rho_H^2}, \quad F = x^{0.78} (1-x)^{0.224}$ $H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.7}$	

	$We = \frac{G^2 D}{\sigma \rho_H}, \text{ where } \rho_H = \left( \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1}$ $E = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_l f_{lo}}{\rho_g f_{go}}$ $f_{F,lo} = \frac{16}{Re_{lo}} \text{ для } Re_{lo} < 2300 \text{ or}$ $f_{F,lo} = 0.079 Re_{lo}^{-0.25} \text{ для } Re_{lo} > 2300$ $f_{F,go} = \frac{16}{Re_{go}} \text{ для } Re_{go} < 2300 \text{ or}$ $f_{F,go} = 0.079 Re_{go}^{-0.25} \text{ для } Re_{go} > 2300$ $Re_{lo} = \frac{G_l D}{\mu_l}, Re_{go} = \frac{G_g D}{\mu_g}$ $\left( \frac{dP}{dL} \right)_{lo} = f_{F,lo} \frac{2G^2}{D \rho_l}$	
Chisholm D. [75]	$\left( \frac{dP}{dL} \right)_{tp} = \left( \frac{dP}{dL} \right)_{lo} \varphi_{lo}^2$ $\varphi_{lo}^2 = 1 + (Y^2 - 1) (Bx)^{\frac{2-n}{n}} (1-x)^{\frac{2-n}{n}} + x^{2-n} \quad n=0.25$ $Y^2 = \frac{\left( \frac{dP}{dL} \right)_{go}}{\left( \frac{dP}{dL} \right)_{lo}} \quad \left( \frac{dP}{dL} \right)_{go} = f_{go} \frac{2G^2}{D \rho_g}$ <p>Если <math>0 &lt; Y &lt; 9.5</math>:</p> $B = \frac{55}{G^{0.5}} \text{ for } G \geq 1900 \text{ кг/м}^2\text{с}$ $B = \frac{2400}{G} \text{ for } 500 < G < 1900 \text{ кг/м}^2\text{с}$ $B = 4.8 \text{ for } G < 500 \text{ кг/м}^2\text{с}$ <p>Если <math>9.5 &lt; Y &lt; 28</math>:</p> $B = \frac{520}{YG^2} \text{ для } G \leq 600 \text{ кг/м}^2\text{с}$ $B = \frac{21}{Y} \text{ для } G > 600 \text{ кг/м}^2\text{с}$ <p>Если <math>Y &gt; 28</math>:</p> $B = \frac{1500}{Y^2 G^{0.5}}$	
Müller-Steinhagen Н., Heck K. [76]	$\left( \frac{dP}{dL} \right)_{tp} = F(1-x)^{1/3} + \left( \frac{dP}{dL} \right)_{go} x^3$ $F = \left( \frac{dP}{dL} \right)_{lo} + 2 \left( \left( \frac{dP}{dL} \right)_{go} - \left( \frac{dP}{dL} \right)_{lo} \right) x$	

Согласно стандартному подходу определения двухфазных множителей Lockhart R.W., Martinelli R.C. [73] и аналитическому выражению двухфазных множителей через параметр межфазного взаимодействия, описанным в работе [75], для мини- и микроканалов перепад давления на трение может быть определен с использованием одной из корреляций, представленной в Таблице 1.7.

Таблица 1.7 – Корреляции перепада давления на трение в мини- и микроканалах в рамках отдельной модели

Авторы	Уравнения	Условия
Mishima K., Hibiki T. [77]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \phi_l^2; \left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_g \phi_g^2$ $\phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}; \phi_g^2 = 1 + CX + X^2$ $C = 21 \left[ 1 - \exp(-319 \cdot 10^{-6} D_h) \right] \text{ для}$ <p>прямоугольных каналов</p> $C = 21 \left[ 1 - \exp(-333 \cdot 10^{-6} D_h) \right] \text{ для каналов}$ <p>круглой геометрии</p>	$D = 1.05-4.08$ мм, адиабатный, вода-воздух.
Yang C.Y., Webb R.L. [78]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = -0.87 \text{Re}_{eq}^{0.12} f_{lo} \frac{G_{eq}^2}{\rho_l D_h}$ $\text{Re}_{eq} = G \left[ (1-x) + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right] \cdot \frac{D_h}{\mu_l}$	$D_h = 1.56, 2.64$ мм, адиабатный, R12, $\text{Re}_{eq} > 2500$
Yan Y.Y/, Lin T.F. [79]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = -996.6 \text{Re}_{eq}^{-1.074} \frac{G_{eq}^2}{\rho_l D_h}$ $\text{Re}_{eq} = G \left[ (1-x) + x \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \right] \cdot \frac{D_h}{\mu_l}$	$D = 2$ мм, при конденсации, R134a, $\text{Re}_{eq} > 2000$
Chen L.Y. и др. [80]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_{lo} \Omega,$ $Eo^* = g(\rho_l - \rho_g) \frac{(D_h^2 / 2)}{\sigma}$ $\text{For } Eo^* \geq 2.5 \quad \Omega = \frac{0.0333 \text{Re}_{lo}^{0.45}}{\text{Re}_g^{0.09} (1 + 0.4e^{-Eo^*})}$ $\text{For } Eo^* < 2.5 \quad \Omega = \frac{We_{tp}^{0.2}}{(2.5 + 0.06Eo^*)}$	$D = 1.02-9$ мм, адиабатный, вода-воздух, R410A, аммиак
Lee H.J., Lee S.Y. [81]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \phi_l^2; \phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $\psi = \frac{\mu_l U_l}{\sigma}; \lambda = \frac{\mu_l^2}{\rho_l \sigma D_h}$	$D_h = 0.78-6.67$ мм, прямоугольные каналы с низким AR, адиабатный вода-воздух

	$C_{vv} = 6.833 \cdot 10^{-8} \lambda^{-1.317} \psi^{0.719} \text{Re}_{lo}^{0.557}$ $C_{iv} = 3.627 \text{Re}_{lo}^{0.174}; C_{vt} = 6.85 \cdot 10^{-2} \text{Re}_{lo}^{0.726}$ $C_{tt} = 6.85 \cdot 10^{-2} \text{Re}_{lo}^{0.451}$	
Hwang Y.W., Kim M.S. [82]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 0.227 \text{Re}_{lo}^{0.452} X^{-0.32} N_{conf}^{-0.82}$	$D = 0.244, 0.43, 0.792$ мм, адиабатные, R134a, $\text{Re}_{lo} < 2000$
Qu W. Mudawar I. [83]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 21(1 - e^{-319D_h})(0.00418G + 0.0613)$	21 параллельный канал $231 \times 713$ мкм <sup>2</sup> , вода воздух, адиабатный и при кипении
Moriyama K., Inoue A. [84]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{K}{X_{vv}^2}$ $K = 0.9 \text{Re}_l^{0.3} \text{ at } \text{Re}_l > 1.3$ $K = 1 \text{ at } \text{Re}_l \leq 1.3$	Плоские каналы высотой 35-100 мкм, R113-азот, адиабатный и при кипении
Lee J., Mudawar I. [85]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 2.16 \text{Re}_{lo}^{0.047} \text{We}_{lo}^{0.6} \text{ для ламинарных течений жидкости и газа}$	R134a при кипении в канале $231 \times 713$ мкм <sup>2</sup>
Lee P.S., Garimella S.V. [86]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 2566G^{0.5466} D_h^{0.8819} (1 - e^{-319D_h})$	$D_h = 160-538$ мкм, прямоугольные каналы, вода-пар
Megahed A., Hassan I. [87]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = \frac{0.0053 \text{Re}_{lo}^{0.934}}{N_{conf}^{0.73} (X^2)^{0.175}} \text{ ламинарная жидкость, ламинарный пар}$ $C = \frac{0.0002 \text{Re}_{lo}^{1.7}}{N_{conf}^{0.7} (X^2)^{1.24}} \text{ ламинарная жидкость, турбулентный пар}$	$D_h = 70-304$ мкм, Прямоугольные, FC-72-пар
Sun L., Mishima K. [88]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 1.79 \left(\frac{\text{Re}_g}{\text{Re}_l}\right)^{0.4} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.5}$	$D_h = 0.506-12$ мм, вода-воздух, хладагенты, $\text{CO}_2$ , 2092 points.
Kawahara A. и др. [89]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ $C = 1.38 \text{Bo}^{0.04} \text{Re}_l^{0.52} \text{We}_g^{-0.12} \text{ с сужением потока}$ $C = 0.55 \text{Bo}^{0.04} \text{Re}_l^{0.52} \text{We}_g^{-0.12} \text{ без сужения}$	$D_h = 250-500$ мкм. Круглые, вода-воздух, этанол воздух

Li W., Wu Z. [90]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_p = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ <p>Для <math>Bo \leq 1,5</math> <math>C = 11,9Bo^{0,45}</math>  Для <math>1,5 &lt; Bo \leq 11</math> <math>C = 109,4(BoRe_l^{0,5})^{-0,56}</math></p>	$D_h = 0.148-3.25$ мм, круглые прямоугольные, адиабатный, хладагенты, 769 точек.
Zhang W. и др. [91]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_p = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2};$ <p>Для адиабатного газожидкостного течения:  <math>C = 21 \cdot [1 - \exp(-0.674 / N_{conf})]</math>  Для адиабатного парожидкостного течения: <math>C = 21 \cdot [1 - \exp(-0.142 / N_{conf})]</math></p>	$D_h = 0.07-6.25$ мм, адиабатный, воздух/азот-вода, воздух-этанол, хладагенты, аммиак (2201 точка).
Choi C., Kim M. [92]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_p = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2};$ <p>Корреляции для <math>C</math> в зависимости от режима течения:  <math>C = C_M (0.0012G + 1.473)</math> для пузырькового  и <math>C = C_M (0.0012G + 1.473)</math> для переходного  <math>C = C_M (aG + b)</math> <math>a = 0.658AR + 0.13</math>  <math>b = 0.0016AR + 0.0003</math> для кольцевого</p>	$D_h = 141(201 \times 109)$ , 143 (503×83), 304 (332×280), 322 (501×237), 490 (510×470) мкм, прямоугольные каналы
Kim S.M., Mudawar I. [93]	$\left(\frac{dP}{dL}\right)_p = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2; \varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$ <p>Для потока жидкость-газ (пар):  Турбулентный-турбулентный:  <math>C = 0.39Re_{lo}^{0,03} Su_{go}^{0,1} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,35}</math>  Турбулентный-ламинарный:  <math>C = 8.7 \cdot 10^{-4} Re_{lo}^{0,17} Su_{go}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,14}</math>  Ламинарный-турбулентный:  <math>C = 0.0015Re_{lo}^{0,59} Su_{go}^{0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,36}</math>  Ламинарный-Ламинарный:  <math>C = 3.5 \cdot 10^{-5} Re_{lo}^{0,44} Su_{go}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,48}</math></p>	$0.0695 < D_h < 6.22$ мм, воздух/ $CO_2$ , азот- вода, азот-этанол, пропан, метан, $CO_2$ , аммиак-вода. База включает 7715 точек, и 4728 этих точек для потоков жидкость-пар в адиабатных условиях или при конденсации

Согласно Таблицам 1.6 и 1.7, большинство исследований, направленных на прогнозирование двухфазного перепада давления в адиабатических и диабатических условиях в макро-, мини- и микроканалах, разработаны с использованием двухфазных безразмерных множителей, связывающих двухфазный и однофазный перепады давления. Корреляции [74, 75]

устанавливают прямую зависимость двухфазного множителя от безразмерных критериев подобия и параметров. Корреляция [76] выражает двухфазный перепад давления через однофазный в размерных единицах. Lockhart R.W., Martinelli R.C. [73] предложили удобную модель для описания двухфазного падения давления в больших трубах, аналитическое описание которой было выведено в работе [75]. Эта модель связывает двухфазные множители с параметром Мартинелли  $X$  через параметр межфазного взаимодействия  $C$  (параметр Чизхолма) следующим образом:

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_l \varphi_l^2 \quad (1.45)$$

$$\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp} = \left(\frac{dP}{dL}\right)_g \varphi_g^2 \quad (1.46)$$

$$\varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (1.47)$$

$$\varphi_g^2 = 1 + CX + X^2 \quad (1.48)$$

$$X = \sqrt{\left(\frac{dP}{dL}\right)_l / \left(\frac{dP}{dL}\right)_g} \quad (1.49)$$

Исходя из Таблицы 1.7, большинство корреляций для мини- и микроканалов, за исключением работ [78-80], используют модель и корреляцию Lockhart R.W., Martinelli R.C. [73] и параметра межфазного взаимодействия [75] для определения двухфазного перепада давления на трение. Различные корреляционные формулы для этого параметра  $C$ , отражающие межфазное взаимодействие, были предложены исследователями. В работе [77] выразили параметр  $C$  независимо от экспериментальных условий. Многие исследователи изучают влияние различных безразмерных комплексов на двухфазный перепад давления, позволяя корректировать  $C$  в зависимости от экспериментальных условий. Исследования адиабатического потока проводились несколькими исследовательскими группами в работах [77, 78, 80-82, 88-93]. Напротив, эксперименты при теплообмене проводились в работах [79, 83-87]. Корреляции, представленные в работах [80-82, 84, 85, 88, 90, 91, 93], учитывают влияние безразмерных параметров, таких как число Рейнольдса, число Суратмана, число Бонда, число Вебера и число стесненности. Изобилие корреляций для параметра  $C$  позволяет сравнивать экспериментальные данные авторов друг с другом; однако, как будет показано в Главе 4 настоящей диссертации, во многих случаях параметр  $C$  некорректно включает в себя эффекты, связанные не только с межфазным трением, но и со сжимаемостью газа.

## Выводы по Главе 1 и постановка задач исследования

Обзор литературы показывает достаточно хорошую изученность режимов двухфазного течения в трубах и мини- и микроканалах круглого (вплоть до 20 мкм), квадратного и прямоугольного сечений с небольшим соотношением сторон. Пузырьковый, кольцевой и снарядный режимы характерны для всех геометрий каналов. Обнаружены также режимы течений или разновидности уже известных режимов течения: вспененный, струйный, раздельный, волновой, капельный и др. Однако сама идентификация режимов и границы между режимами существенно отличаются в зависимости от условий эксперимента.

Хорошо изучены режимы течений в мини- и микроканалах с большим соотношением сторон (плоские каналы) высотой от 1000 до 50 мкм и шириной от 9 до 40 мм. В данной группе каналов наблюдались следующие режимы: струйный, пузырьковый, вспененный, раздельный и кольцевой. Фронтальная и боковая неустойчивости рассматривались как режимообразующие факторы. При анализе данных неустойчивость, связанная с пальцеобразованием наблюдалась в канале  $0.05 \times 10$  мм<sup>2</sup>, однако не рассматривалась как режимообразующий фактор и не исследовалась. Не рассматривались также неустойчивости, вызванные сжимаемостью газа.

Анализ данных по перепаду давления показывает изобилие корреляций в рамках двух классических моделей по предсказанию двухфазного перепада давления на трение (гомогенной и раздельной). Однако не существует ни экспериментальных данных, ни моделей, для предсказания двухфазного перепада давления, учитывающих сжимаемость газа в двухфазных потоках.

Более того, не изучена область плоских каналов, в диапазоне высот 10-55 мкм, где неустойчивости межфазных границ, связанные с пальцеобразованием и сжимаемостью газа, могут являться режимообразующими. Не исследовано гидравлическое сопротивление в указанном диапазоне высот каналов и не существует корреляций для предсказания двухфазного перепада давления на трение. Также не исследовано влияние плотности теплового потока на перепад давления при теплообмене в газожидкостных течениях в указанном диапазоне высот каналов.

Таким образом, остается неизученной область двухфазных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм, где ожидаются новые эффекты, не обнаруженные ранее. Целью данной диссертационной работы является комплексное экспериментальное исследование двухфазных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм; (шириной 10 мм) и выявление новых закономерностей двухфазных течений.

## Глава 2. Описание экспериментальных установок, рабочих участков, методик измерений и визуализации двухфазных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот 10-55 мкм

В данной работе экспериментальное исследование двухфазных течений в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм проводилось на двух экспериментальных стендах с использованием трёх рабочих участков. Принципиально стенды отличались лишь наличием вспомогательного контрольно-измерительного оборудования для исследования теплообмена и наличием оборудования для замкнутого контура жидкости, в то время как остальное оборудование для инъекции фаз, измерения перепада давления и визуализации потоков оставалось идентичным. Экспериментальное исследование проводилось на двух типах рабочих участков, отличающихся конструктивно. Первый тип – рабочие участки с каналами  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> и  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> для исследования двухфазных течений без подвода теплоты, второй тип – рабочий участок с каналом  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup> для исследования двухфазных течений как без подвода теплоты, так и в условиях локального нагрева.

### 2.1. Описание установки и рабочих участков для исследования двухфазных течений без теплообмена в каналах высотой 17.5 и 29.3 мкм

Схема стенда для исследования двухфазных потоков в микроканалах  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> и  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> представлена на Рисунке 2.1. Газ подводился в рабочий участок из компрессора (1) через регулятор расхода газа Bronkhorst® EL-FLOW F211CV (2) (две модели с измеряемыми расходами от 2 до 100 мл<sub>н</sub>/мин и от 20 до 1000 мл<sub>н</sub>/мин), управляемый с помощью программного обеспечения National Instruments® LabVIEW на компьютере (9). Жидкость подавалась в рабочий участок с помощью цифрового шприцевого насоса ColeParmer® EW-74905-54 (3) через мембранный шприцевой фильтр с пропускной способностью 202 нм (4). Тензометрические датчики давления DMP 331 BD sensors RUS® (5,6,7) были вкручены в инъекционный корпус рабочего участка для измерения перепада давления. Сигналы с датчиков давления и регулятора расхода газа подавались на контроллер National Instruments® DAQ-mx USB-6001 (8) и далее на компьютер (9). Сигналы датчиков давления и регулятора расхода газа контролировались с помощью программного обеспечения NI® LabVIEW на компьютере. Поток визуализировался с помощью оптической шпирен-системы, состоящей из мощного источника света Olympus® KL 2500 LED (13), фокусирующей линзы (12), 50/50 светоделительной пластины (11) и камеры Nikon® D500 (частота съемки 60 кадров в секунду) с объективом Nikon® AF-S VR

MicroNikkor 105 мм f/2.8G IF-ED (10) либо высокоскоростной камерой Phantom VEO410 с таким же объективом и частотой 3000 кадров в секунду для визуализации при высоких скоростях потоков. В качестве рабочих жидкостей использовались диэлектрическая фтороуглеродная жидкость HFE7100, 92.8%(м) и 40%(м) водно-спиртовые растворы и дистиллированная деионизированная очищенная вода Milli-Q® а в качестве рабочего газа – воздух.

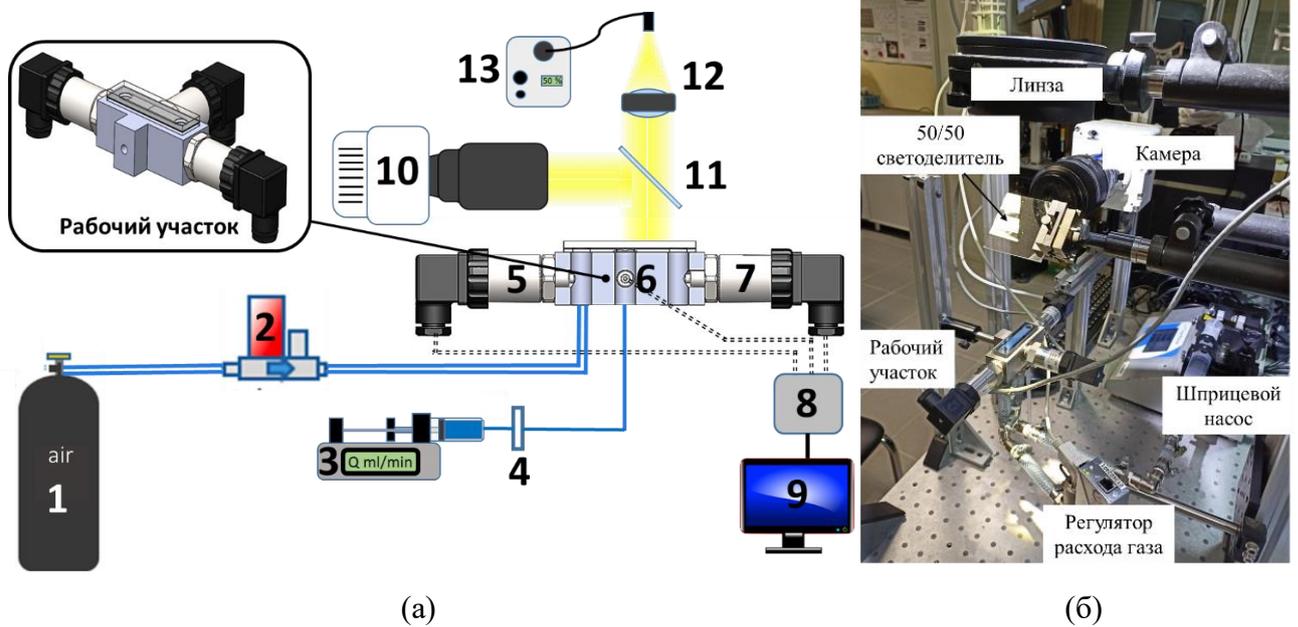


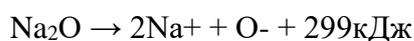
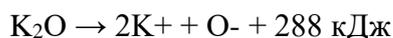
Рисунок 2.1 – Схема (а) и фото (б) экспериментальной установки для исследования газожидкостных течений в микроканалах  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  и  $0.0293 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$

Два рабочих участка с микроканалами  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  и  $0.0293 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  имеют идентичную конструкцию, differing only in the depth of etching of the silicon wafer to specify the microchannel height. The model and photo of the working section are presented in Figure 2.2. The working section consists of a flow cell and an injection body. The injection body was made of stainless steel and consisted of a metallic mass with threaded holes for the syringe and pressure sensors. The flow cell consisted of two glass plates (bottom and top) made of optical borosilicate glass Borofloat®33 with dimensions  $75 \times 20 \times 3.8 \text{ мм}^3$  and a silicon monocrystal plate with dimensions  $75 \times 20 \times 0.48 \text{ мм}^3$ , in which a microchannel was etched. Before the photolithography process, openings with a diameter of 10 mm were cut into the bottom glass for phase supply and two-phase mixture output. On the silicon wafer, a protective mask of silicon nitride ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) was formed by photolithography for the formation of a V-shaped groove. Then, with the help of deep anisotropic etching, a V-shaped groove was etched to a depth of 440-470 μm, which became the target for liquid input into the channel.

Для анизотропного травления принципиально важна ориентация исходной кремниевой пластины. Была выбрана (1 0 0), т.к. при травлении такого кремния формируются стенки области

травления под оптимальным углом  $54.7^\circ$ . Для травления использовался водный раствор едкого калия 45% (KOH), его температура поддерживалась стабильной на протяжении всего процесса с помощью водяной бани и составила  $85^\circ\text{C}$ . Благодаря этому удалось добиться стабильной скорости травления 1.8-1.9 мкм/мин. Пластины погружались в раствор на время от 4.5 до 5 часов, до момента смыкания стенок и формирования v-образной канавки. Поперечный размер щели выбирался так, чтобы глубина травления для смыкания v-канавки была достаточной, чтобы при дальнейшем травлении микроканала с обратной стороны пластины сразу же вскрывалась сквозная щель шириной примерно 5-7 мкм. Микроканал  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  на обратной стороне кремниевой пластины также сформирован с помощью фотолитографии. Затем пластина с защитной маской  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и небольшим слоем окисла  $\text{SiO}_2$  погружалась в установку плазмохимического травления Plasmalab100, и травление проводилось в атмосфере фтористой плазмы ( $\text{SF}_6$ ). Этот способ был выбран, так как он позволяет получать воспроизводимые размеры рисунка без повреждения обратной стороны пластины. В процессе травления пластина периодически выгружалась для контроля ширины получаемой щели и глубины травления микроканала. Время травления составило 12-15 минут.

Далее в кремниевой пластине лазером вырезались отверстия для ввода газа и вывода смеси. После изготовления всех микроструктур нижняя стеклянная пластина герметизировалась с кремниевой пластиной методом термоанодной сварки. Далее, герметизировалась верхняя стеклянная пластина с кремнием схожим образом. Физический принцип анодной сварки состоит в следующем. Для той или иной модификации свойств стекла, в кварцевую шихту вводят определённые примеси в виде окислов. В случае Borofloat33® это  $\text{V}_2\text{O}_5$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{K}_2\text{O}$ ,  $\text{Na}_2\text{O}$ . Под действием температуры происходит частичная диссоциация окислов. У последних окислов самая низкая энергия активации этого процесса.



Далее, под действием электрического поля, ионы перераспределяются по объему. Кислород двигается к границе раздела с кремнием, где и происходит его окисление, формируя неразъемное соединение со стеклом.

Режимы сварки могут быть самые разные и зависят от используемого оборудования. В нашем случае, сварка производилась при  $430-450^\circ\text{C}$  со скоростью примерно 10 град/мин при напряжении 800-1000 В и выдержке 50 мин при сварке верхней пластины с кремниевой подложкой. Перед сваркой нижней пластины, уже сваренный модуль из кремния и верхней стеклянной пластины химически обрабатывался. Далее производилась сварка двухслойного модуля с нижним стеклом при более высоких напряжениях 1000-1200 В. Сварку производили в

чистых производственных помещениях (класс чистоты не менее 7 14644 ISO). Площадь герметизации составила более 95% процентов от общей площади контакта.

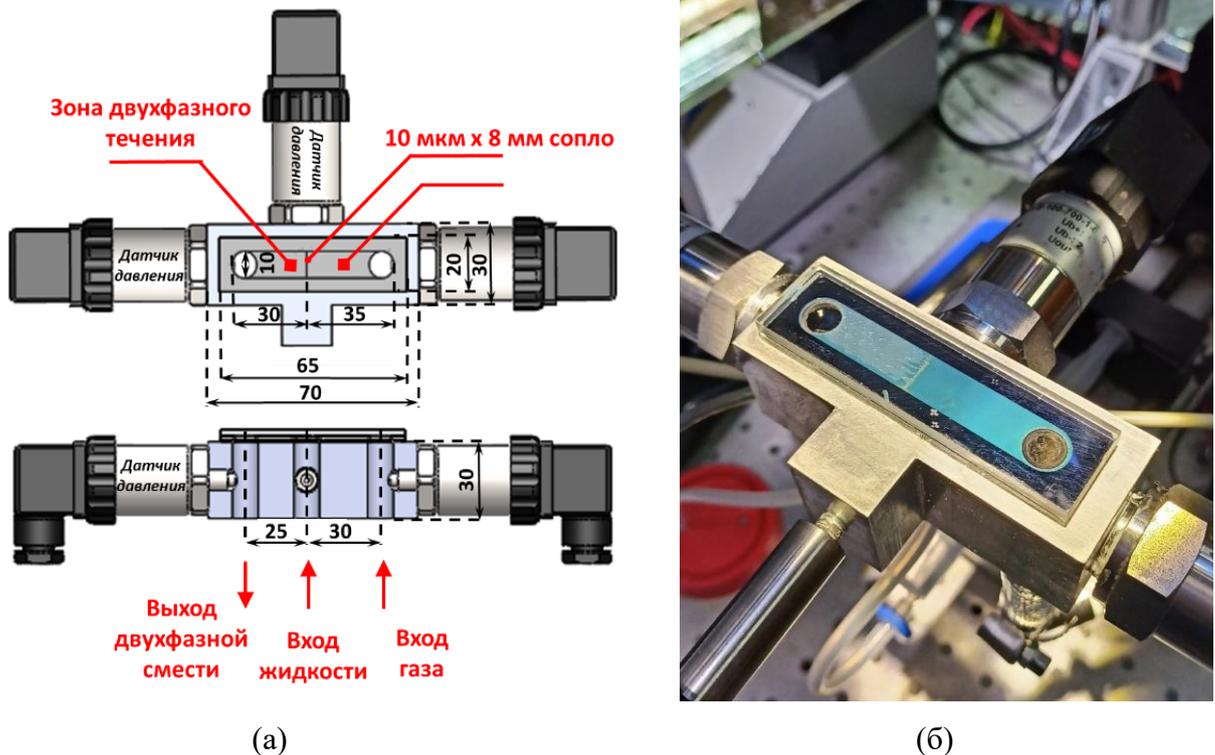


Рисунок 2.2 – Модель (а) и фото (б) рабочего участка для исследования газожидкостных течений в микроканалах  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  и  $0.0293 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$

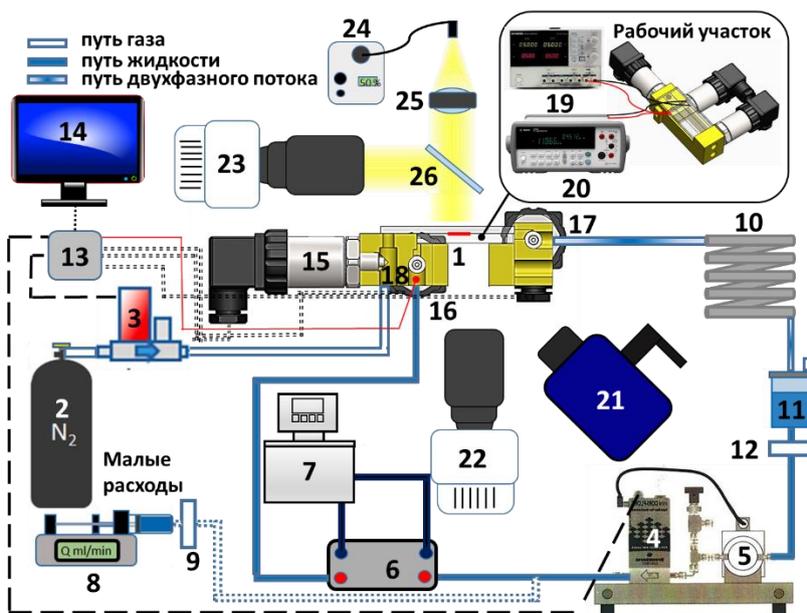
Инжекционный корпус соединялся с проточной ячейкой при помощи цианоакрилатного клея Loctite® 460 (без блюм-эффекта) и выдерживался сутки до проведения эксперимента. Итоговые размеры микроканала: высота – 17.5 и 29.3 мкм, ширина – 10 мм, расстояние от центра входного газового отверстия до жидкостной щели – 35 мм (газовая зона), от жидкостной щели от центра выходного отверстия (двухфазная зона) – 25 мм, диаметр отверстий – 10 мм.

## 2.2. Описание установки и рабочего участка для исследования двухфазных течений в том числе в условиях локального нагрева в канале высотой 51.2 мкм

Схема и фото экспериментальной установки для исследования двухфазных течений в том числе в условиях локального нагрева представлены на Рисунке 2.3. Стенд представлял собой рабочий участок с микроканалом (1) и системой контрольно-измерительного оборудования.

Газ подавался в канал из баллона (2) через регулятор расхода газа Bronkhorst® EL-FLOW F-211CV (3) (использовались 2 модели в диапазоне от 0 до 100 мл<sub>н</sub>/мин и от 100 до 1000 мл<sub>н</sub>/мин). Для подачи жидкости был создан замкнутый контур, массовый расход жидкости в котором

контролировался с помощью кориолисового регулятора расхода Bronkhorst® mini-CORI FLOW M14 (4), который при изменении нагрузки в контуре мгновенно подавал сигнал на шестеренчатый насос (5) для поддержки заданного постоянного массового расхода жидкости. От регулятора (4) жидкость проходила через систему теплообменник (6)-термостат (7) для задания начальной температуры жидкости и далее в рабочий участок. На малых расходах, регулятор с шестеренчатым расходом заменялись на цифровой шприцевой насос Cole-Parmer® EW-74905-54 (8) с шприцевым мембранным фильтром (9). После смешения и прохождения двухфазного потока по каналу парогазожидкостная смесь проходила через алюминиевый конденсатор-змеевик (10), где происходила конденсация паров жидкости. Конденсат собирался в емкость (11) с небольшим отверстием для выпуска газа азота. Далее, проходя через мембранный фильтр (12) с пропускной способностью 5 мкм жидкость снова поступала в шестеренчатый насос. Для управления и считывания данных с регуляторов расхода газа (3) и жидкости (4) использовались контроллеры National Instruments® DAQ-mx USB-6001 и National Instruments® 9214 (13) которые были подключены к компьютеру (14).



(a)



(б)

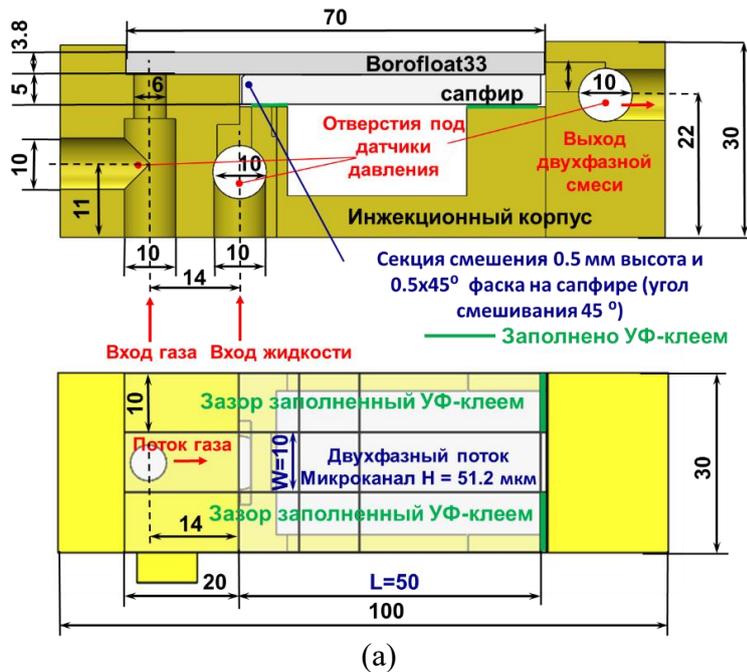
Рисунок 2.3 – Схема (а) и фото (б) экспериментальной установки для исследования газожидкостных течений в микроканале  $0.0512 \times 10 \times 50 \text{ мм}^3$ , в том числе в условиях локального нагрева

Управление и считывание данных происходило в среде LabVIEW®, в котором была написана программа как для записи самих аналоговых сигналов, так и для записи усредненных по времени записи величин. Контроллеры (13) также считывали аналоговые сигналы с датчиков давления BD sensors® DMP 330i (15,16,17) для контроля и определения перепада давления в канале и термопары (18) для контроля начальной температуры жидкости, подаваемой в канал. На

нижней стенке канала, изготовленной из сапфира (прозрачен для ИК-лучей) был напылён тонкопленочный (около 0.3 мкм) прозрачный ИТО-нагреватель (нагреватель из оксида индий олова), размером  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>. На расстоянии 1 мм до нагревателя во всю ширину канала был также напылён никелевый терморезистор (плёнка около 0.3 мкм) для более точного контроля температуры. Нагрев осуществлялся подачей электричества на контакты ИТО-нагревателя с помощью источника питания постоянного тока GW Instek® PSW7 160-21.6 (19). Контроль сопротивления терморезистора осуществлялся при помощи мультиметра Keysight® 34970A (20). Контроль средней температуры тонкопленочного ИТО-нагревателя также осуществлялся при помощи ИК-камеры FLIR® Titanium HD 570M (21),

Оптическая визуализация потока производилась с помощью двух методик. Первая – с использованием высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 (частота съемки 6000 кадров в секунду) с объективом Nikon® AF-S VR Micro-Nikkor 105mm f/2.8G IF-ED (22) при визуализации снизу проходящего от источника света (на просвет). Вторая – оптическая шлирен-методика, которая состоит из высокоскоростной камеры Phantom® VEO 410 (частота съемки 6000 кадров в секунду) с объективом Nikon® ED AF Micro-Nikkor 200 mm 1:4 D (23), источника белого освещения, Olympus® KL 2500 LED (24), фокусирующей линзы (25), 50/50 светоделительной пластины (26) для визуализации отраженного света при виде сверху.

Схема и фото рабочего участка с микроканалом  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup> представлена на Рисунке 2.4. Рабочий участок состоял из инъекционного корпуса, напечатанного на 3D принтере ANYCUBIC® Photon с использованием фотополимерной печати высокотемпературной акриловой смолой и двух стеклянных пластин плотно прижатых и приклеенных друг к другу.



(a)

(б)

Рисунок 2.4 – Схема и фото рабочего участка для исследования газожидкостных течений и течений в условиях локального нагрева в микроканале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>

Первая пластина – сапфир с размерами  $50 \times 30 \times 5$  мм<sup>3</sup> с напылённым пленочным нагревателем из оксида индий-олова (ИТО), вторая – боросиликатное оптическое стекло Borofloat®33 с размерами  $70 \times 30 \times 5$  мм<sup>3</sup> и вытравленным с помощью фотолитографии вдоль всей длины микроканалом высотой 50 и шириной 10 мм. Зазор между пластинами герметизировался клеем SM Chemie® 301+(низковязкий), введённым при помощи игольчатого дозатора. За счёт баланса капиллярных сил и внешнего давления удалось добиться герметичности канала такой, что УФ-клей полностью заполнял технологические зазоры и не проникал в рабочую зону микроканала. Последующие измерения конфокальным датчиком показали, что толщина клеевого шва не превышала 3 мкм. В качестве рабочей жидкости использовалась диэлектрическая фторуглеродная жидкость HFE7100 (с нагревом и без) и вода Milli-Q® (только поток без нагрева для предотвращения электролиза на нагревателе и его последующего разрушения), в качестве рабочего газа – азот высокой чистоты.

### 2.3. Характеризация внутренних поверхностей микроканалов

Параметры шероховатости стеклянной пластины из боросиликатного оптического стекла Borofloat®33, кремниевой пластинки с оксидным слоем толщиной 0.3 мкм (каналы высотой 17.5 и 29.3 мкм) и сапфировой пластины (канал 51.2 мкм) были измерены с использованием атомно-силовой микроскопии. На Рисунке 2.5 показаны 3D-изображения шероховатости поверхностей каналов. Сканирование проводилось в нескольких областях размером  $94 \times 108$  мкм<sup>2</sup>. В Таблице 2.1 приведены характерные параметры шероховатости, такие как среднеквадратичная шероховатость ( $S_q$ ), средняя шероховатость ( $S_a$ ), а также максимальные ( $S_p$ ) и минимальные ( $S_v$ ) пиковые значения относительно базовой линии для всех трех типов поверхностей. Из Таблицы 2.1 видно, что разброс всех параметров шероховатостей не превышает 30 нм, что составляет примерно 0.1% от характерной высоты канала. Таким образом, поверхности микроканалов считаются гладкими, следовательно, влияние шероховатости на параметры потоков пренебрежимо.

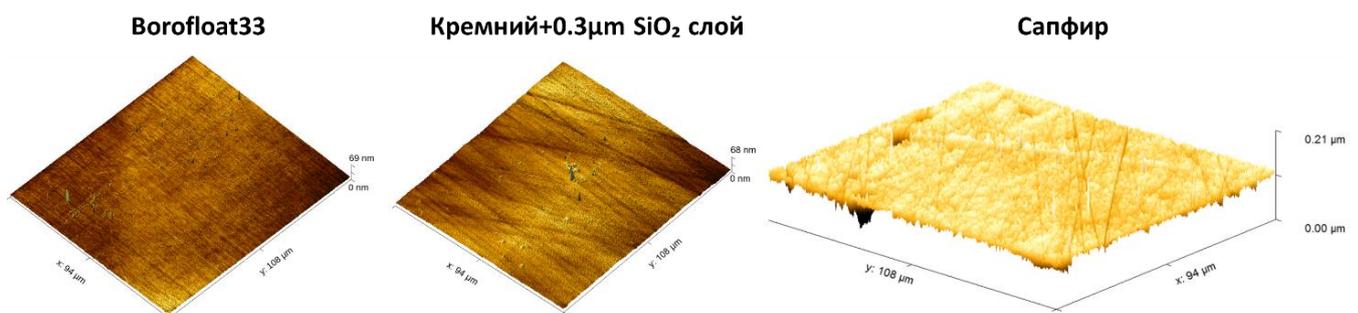


Рисунок 2.5 – 3D-профили шероховатостей поверхностей, построенных с помощью атомно-силовой микроскопии

Таблица 2.1 – Характерные значения параметров шероховатости для рабочих поверхностей микроканалов

	Среднеквадратичная шероховатость ( $S_q$ ), нм	Средняя шероховатость ( $S_a$ ), нм	Максимальная пиковая высота ( $S_p$ ), нм	Минимальная пиковая глубина ( $S_v$ ), нм
Borofloat®33	1.4	1	55	13.7
Сапфир	5.72	4.37	11.65	24.23
Кремний+0,3 мкм SiO <sub>2</sub> слой	3.42	2.7	51	17

Одним из ключевых факторов, определяющих поведение межфазной границы, является контактный угол смачиваемости, который отражает способность жидкости растекаться по поверхности канала. Этот параметр играет фундаментальную роль в формировании структуры двухфазного потока, определяя, будет ли жидкость образовывать пленку, капли или мениски, а также влияя на устойчивость этих структур. Однако важно отметить, что контактный угол не всегда является однозначной характеристикой поверхности, так как он может зависеть от истории взаимодействия жидкости с поверхностью — явление, известное как гистерезис контактного угла (разница натекающего и оттекающего контактных углов).

Гистерезис влияет на устойчивость границы раздела фаз, динамику движения жидкости и формирование различных режимов течения. Например, большой гистерезис может привести к "залипанию" менисков жидкости в определенных областях канала, что затрудняет их движение и может вызывать неравномерное распределение фаз. Более того, он влияет на формирование волновых структур на поверхности пленки жидкости. Например, при наличии большого гистерезиса жидкость может "застрывать" в определенных участках канала, что приводит к образованию нерегулярных волн или даже разрыву пленки. Это может существенно изменить динамику течения, увеличить гидравлическое сопротивление и снизить эффективность массо- и теплопереноса.

Контактные углы смачиваемости поверхностей каналов рабочими жидкостями измерялась с помощью системы KRUSS® DSA 100, которая наносит каплю на образец и захватывает ее теневое изображение для измерения контактного угла с помощью специализированного программного обеспечения. Измерения проводились методом лежащей капли. Натекающий и оттекающий контактные углы измерялись при линейном перемещении контактной линии капли жидкости по поверхности образца во время инъекции и отвода жидкости соответственно. После нескольких измерений значения измеренных контактных углов усреднялись. Таблица 2.2 содержит информацию о статических, оттекающих и натекающих контактных углах для используемых рабочих жидкостей и поверхностей каналов.

Таблица 2.2 – Характерные значения контактных углов смачиваемости для рабочих жидкостей на используемых поверхностях микроканалов

	Borofloat®33 Контактные углы, ° (статический, натекающий, оттекающий)	Кремниевая пластинка с 0.3 мкм SiO <sub>2</sub> слоем Контактные углы, ° (статический, натекающий, оттекающий)	Сапфир Контактные углы, ° (статический, натекающий, оттекающий)
HFE7100	Менее 1°	Менее 1°	Менее 1°
40%(м) В-С раствор	41.2°, 46.6°, 10.6°	47.4°, 52.2°, 24.4°	-
92.8%(м) В-С раствор	19.7°, 16.0°, <5°	25.6°, 18.9°, <5°	-
Milli-Q® вода	62.1°, 72.4°, 29.5°	78.9°, 78.4°, 44.7°	67.3°, 74.5°, 32.5°

Из Таблицы 2.2 видно, что характерные значения гистерезисов контактного угла небольшие (не более 20 градусов) для жидкостей HFE7100 и 92.8%(м) водно-спиртового раствора, в то время как для 40%(м) водно-спиртового раствора и воды, значения гистерезиса контактного угла существенные, что может вызвать неравномерное распределение фаз вдоль потока.

#### 2.4. Свойства рабочих жидкостей и газов

В ходе всех экспериментальных исследований использовались 4 рабочих жидкости – HFE7100, 92.8%(м) и 40%(м) водно-спиртовые растворы и дистиллированная очищенная вода Milli-Q®. В качестве рабочих газов использовались азот высокой чистоты и воздух. Таблица 2.3 содержит информацию о физических свойствах рабочих жидкостей, таких как динамическая вязкость, плотность и поверхностное натяжение. Плотность и вязкость рабочих жидкостей были взяты из [94] для воды, и из [95] для HFE7100 при температуре 21.2 °C на основе измерений температуры жидкости. Плотности водно-спиртовых растворов взяты в [96], а динамические вязкости в [97]. Поверхностное натяжение жидкостей определялось с помощью тензиометра KRUSS DSA100 методом пластины Вильгельма. Данные для воздуха взяты из открытых источников, а для азота в зависимости от температуры представлены в Таблице 4.1.

Таблица 2.3 – Физические свойства рабочих жидкостей

	Плотность $\rho$ , [кг/м <sup>3</sup> ]	Динамическая вязкость $\mu$ , [Па·с]	Пов. натяж. $\sigma$ [мН/м]
HFE7100	1526.26	$7.37 \cdot 10^{-4}$	13.6
40%(м) В-С р-р	935	$2.87 \cdot 10^{-3}$	30.1
92.8%(м) В-С р-р	810	$1.19 \cdot 10^{-3}$	23.5
Milli-Q® вода	999.79	$9.78 \cdot 10^{-4}$	72.2

## 2.5. Определение высоты микроканалов различными методиками

Было изготовлено три проточных ячейки с размером канала  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$ , из которых две использовались в эксперименте, а одна из них была разрезана поперечно для измерения высоты канала с помощью сканирующего электронного микроскопа. На Рисунке 2.6а показано СЭМ-изображение поперечного сечения канала для определения его высоты, а на Рисунке 2.6б показан профиль кремниевой подложки с слоем  $\text{SiO}_2$  толщиной 0.3 мкм перед термоанодной сваркой с оптическим стеклом, полученный с помощью стилусного профилометра KLA Alpha-step D-500. Измерения проводились в зоне двухфазного течения на расстоянии около 12 мм от ввода жидкости. Высота канала, определенная с помощью СЭМ-изображений составила 16 мкм, а глубина травления кремниевой подложки, измеренная профилометром, составляет около 18 мкм. Важно отметить, что неоднородность в определении глубины травления микроканала вносит позиционирование базовой линии, которое составляет 1 мкм. Термоанодная сварка с кремниевой пластиной даёт усадку по высоте несколько десятков нанометров, из-за разницы коэффициентов термического расширения.

Еще одним методом определения высоты канала является расчет высоты жидкостного столба по известному объему и массе жидкости. На Рисунке 2.7 показаны фото и бинарное изображение микроканала, заполненного водой при комнатной температуре  $23^\circ\text{C}$ .

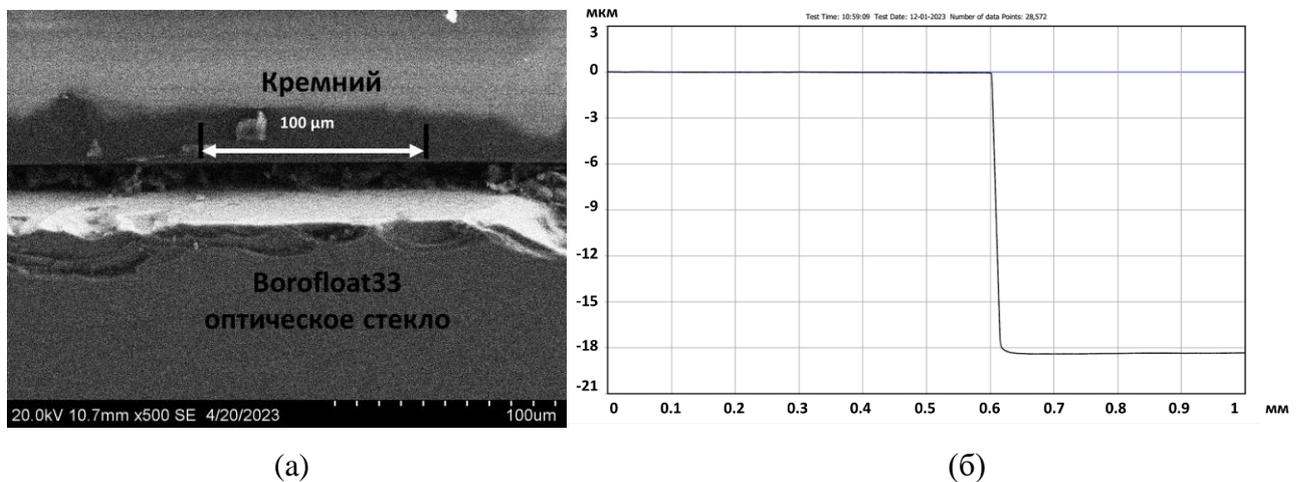


Рисунок 2.6 – СЭМ-изображение микроканала (а), профиль кремниевой подложки с 0.3 мкм  $\text{SiO}_2$  слоем (б), полученный с помощью стилусного профилометра

Изображение бинаризовалось в среде MATLAB® для расчета площади, заполненной жидкостью. Масса жидкости определялась с помощью точных весов AND BM-252 с точностью 0.00001 грамм, взвешиванием проточной ячейки без жидкости и каналом, заполненным жидкостью. Зная плотность жидкости, ее массу и площадь, занимаемую жидкостным столбом в канале, нетрудно вычислить высоту канала по формуле (2.1).

$$h = \frac{m}{\rho_l S} = \frac{0.07 [\text{гр}]}{0.00099757 \cdot 394.5 [\text{гр/мм}^3 \cdot \text{мм}^2]} = 0.0177 [\text{мм}] \approx 17.7 [\text{мкм}] \quad (2.1)$$

Классическим способом верификации измерений является верификация по перепаду давления однофазных потоков. Согласно верификации, представленной в Главе 4, высота канала равна 17.5 мкм, что согласуется с вышеизложенными способами измерения высоты канала с точностью  $\pm 1$  мкм. Аналогично, верификация по перепаду давления была применена к другим используемым микроканалам.

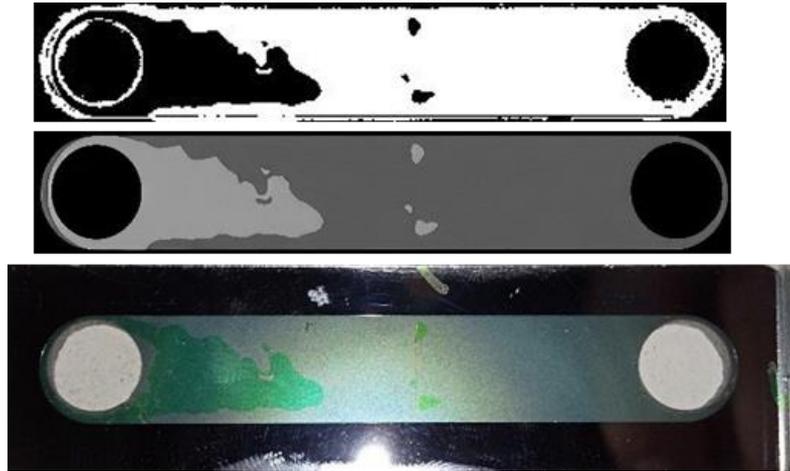


Рисунок 2.7 – Фото, полутоновое и бинарное изображение (снизу-вверх) проточной ячейки с микроканалом, частично заполненным жидкостью

Для определения высоты микроканала, используемого в экспериментах с локальным тепловыделением, высота канала измерялась конфокальным сенсором Micro-Epsilon® IFS2405-0.3 в нескольких точках. Среднее значение высоты канала с учетом клеевых швов на торцах составило 51.4 мкм с точностью измерений 0.2 мкм, заданных неопределенностью сенсора. Согласно верификации по перепаду давления, высота канала составила 51.2 мкм, что согласуется с измерениями конфокальным сенсором.

## 2.6. Используемые оптические методики

Основной используемой методикой визуализации двухфазных течений в микроканалах является шпирен видеосъемка высокоскоростной камерой Phantom® VEO410 с объективом ED AF Micro-Nikkor 200 mm 1:4 D. С разрешением 1920×1080 и частотой съемки 6000 кадров в секунду. При малых скоростях потоков использовалась видеокамера Nikon® D500 с частотой съемки 60 кадров в секунду. Подробное описание шпирен-методики представлено в работе [98]. Высокоскоростная камера позволяет получить более детальную эволюцию процесса течения во времени, однако обладает более низкой светочувствительностью матрицы, по сравнению с

видеокамерой Nikon® D500. Видеокамера Nikon® D500 напротив, имеет лучшую светочувствительность и цветное изображение, что может значительно упростить постобработку кадров для вычисления локальных характеристик течения, однако при высоких скоростях потоков обладает плохой детализацией из-за низкой частоты съемки. Рисунок 2.8 показывает характерные шлирен-изображения, полученные при помощи видеокамеры Nikon® D500 и высокоскоростной камеры Phantom® VEO410.

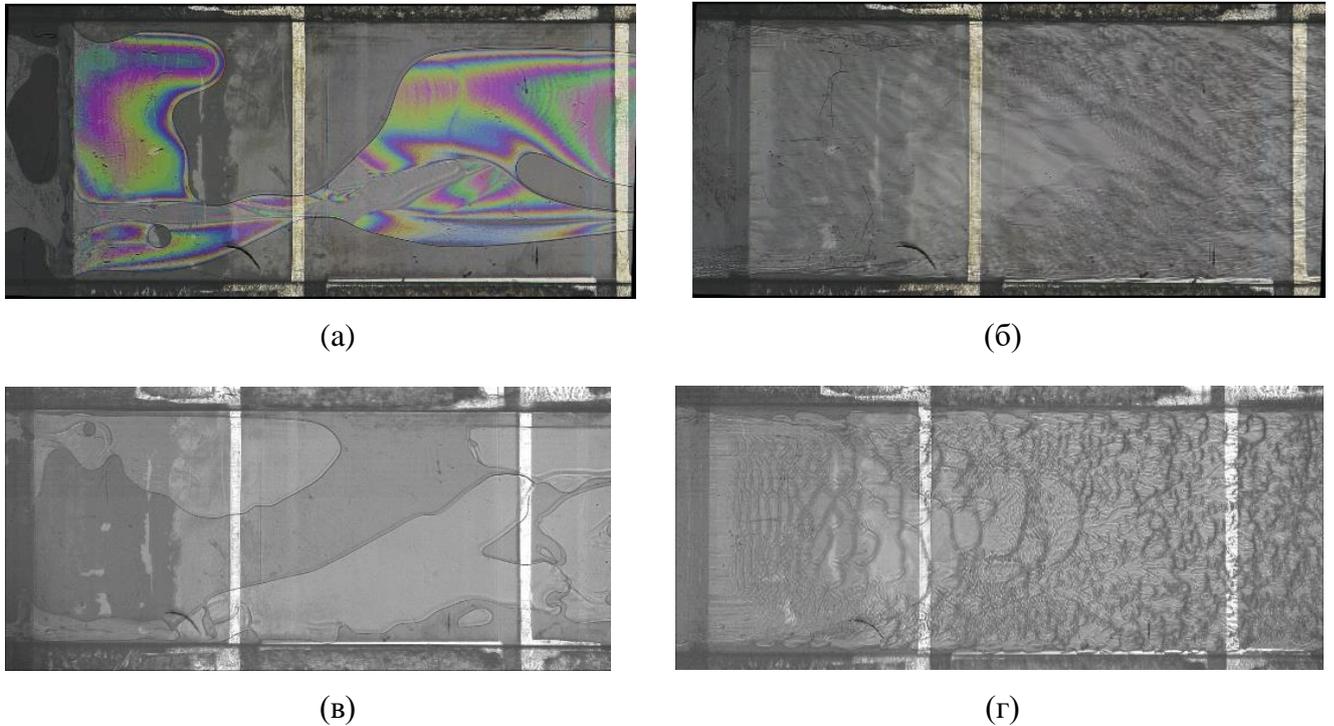


Рисунок 2.8 – Шлирен-видеосъемка с использованием камеры Nikon® D500 при  $G_1=9.9$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $G_g=0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) (а), при  $G_1=390.6$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $G_g=30$  кг/(м<sup>2</sup>с) (б). Шлирен-видеосъемка с использованием высокоскоростной камеры Phantom® VEO410  $G_1=195.3$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $G_g=0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) (в),  $G_1=195.3$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $G_g=5$  кг/(м<sup>2</sup>с) (г). Жидкость HFE7100, газ – азот. Канал  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>

Вспомогательной методикой, позволяющей визуализировать плёнку жидкости на нижней стенке микроканала, осушенные области и в целом динамику течения снизу является использование высокоскоростной камеры Phantom® VEO410 с объективом ED AF Micro-Nikkor 200 mm 1:4 D на просвет. В серии экспериментов с локальным тепловыделением в канале высотой 51.2 мкм и шириной 10 мм методика позволила определять характерные области нижней и верхней плёнок, во-первых, за счёт разницы яркостей, т.к. при прохождении света на нижнюю плёнку попадает меньше света чем на верхнюю, во-вторых из-за фокусировки на пленке снизу, находящейся в непосредственном контакте с ИТО-нагревателем.

На Рисунке 2.9 показано характерное изображение, полученное при помощи визуализации на просвет.

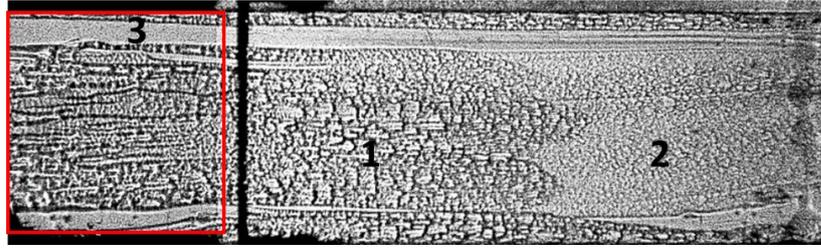


Рисунок 2.9 – Характерное изображение, полученное с помощью высокоскоростной камеры на просвет. Красным обозначен тонкоплёночный ПТО-нагреватель. Вид снизу. Обозначения: 1 – плёнка на нижней стенке канала, 2 – плёнка на верхней стенке канала, 3 – осушенная область

## 2.7. Оценка неопределённостей измерений

Суммарная неопределенность измерений определяется паспортными неопределенностями измерений контрольно-измерительной аппаратуры, которые являются систематическими ошибками и в общем случае суммируются геометрически (среднеквадратично), согласно формуле (2.2), где  $\sigma_i$  - паспортная неопределенность одного из  $N$  устройств, влияющая на суммарную ошибку.

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2} \quad (2.2)$$

Устройства, используемые для контроля массового расхода жидкости, включают цифровой шприцевой насос Cole-Parmer® EW-74905-54 и контроллер массового расхода Bronkhorst® mini-CORI FLOW M14 (диапазон от 0.1 кг/с до 5 кг/с). Согласно техническим характеристикам шприцевого насоса, точность установки массового расхода жидкости составляет  $\pm 0.35\%$  RD с повторяемостью  $\pm 0.05\%$  RD, где RD означает неопределенность фактического измерения. Для контроллера массового расхода жидкости Bronkhorst® mini-CORI FLOW M14 точность составляет  $\pm 0.2\%$  RD с повторяемостью  $\pm 0.05\%$  от установленного значения  $\pm 0.5\%$  (устойчивость нуля/фактический расход  $\times 100\%$ ). Устройство, используемое для контроля массового расхода газа, — это контроллер массового расхода Bronkhorst® EL-FLOW F211CV (использовались две модели в диапазонах от 2 до 100 млн/мин и от 20 до 1000 млн/мин для азота  $N_2$ ). Для контроллера массового расхода газа точность составляет  $\pm 0.5\%$  RD, а повторяемость  $< 0.2\%$  RD.

Контроллеры массового расхода газа и жидкости управлялись с помощью аналогового выходного канала устройства National Instruments® DAQ-mx USB-6001 в диапазоне от 0 до 10 В и передавали сигнал на аналоговый вход того же устройства. Согласно техническим характеристикам устройства National Instruments® DAQ-mx USB-6001, типичная абсолютная точность аналоговых входных каналов на полной шкале составляет 6 мВ (0.06% от рабочего напряжения 0–10 В), системный шум — 0.7 мВ. Для аналогового выходного канала типичная

абсолютная точность при полной шкале составляет 9.1 мВ (0.091% от рабочего напряжения 0-10 В).

Таким образом, максимальная возможная неопределенность измерения массового расхода жидкости с использованием устройства Bronkhorst® mini-CORI FLOW M14 составляет  $\pm 0.225\%$  от измеряемого значения, а максимальная возможная неопределенность измерения массового расхода газа с использованием устройства Bronkhorst® EL-FLOW F211CV составляет  $\pm 0.546\%$  RD согласно правилу сложения систематических ошибок, представленных формулой (2.2).

Сигналы тензометрических датчиков давления BD sensors® DMP330 с рабочим диапазоном 0–10 В и избыточным давлением 0–4 бар считывались через аналоговые входные порты устройства National Instruments® DAQ-mx USB-6001. Точность измерения датчика давления составляет  $\pm 0.5\%$  от полной шкалы согласно технической документации. Таким образом, абсолютная точность измерения давления составляет  $\pm 0.504\%$ , согласно формуле (2.2).

## Выводы по Главе 2

Создан уникальный комплекс рабочих участков с применением современных технологий DLP 3D-печати, фотолитографии, глубокого анизотропного травления для формирования микроструктур, термоанодной сварки и УФ-склеивания для герметизации. Созданы экспериментальные стенды для исследования газожидкостных течений в большом диапазоне массовых скоростей как жидкости, так и газа, в том числе в условиях локального нагрева.

Проведена комплексная характеристика поверхностей микроканалов. С помощью атомно-силовой микроскопии измерены характерные параметры шероховатостей для всех микроканальных поверхностей. Проведены систематические измерения динамических контактных углов смачивания. Измерена высота микроканалов с использованием сканирующего электронного микроскопа, стилусного профилометра, конфокального сенсора и методом взвешивания ячейки с каналом, заполненным жидкостью. Проведена верификация по измерениям перепада давления.

Проведена высокоскоростная визуализация потоков с помощью шлирен-метода (сверху) и на просвет (снизу). В шлирен-методике на малых скоростях потока была использована видеокамера с более высокой светочувствительностью, но меньшей частотой съемки. Использование двух оптических методик позволило детализировать процесс — зарегистрировать локальные характеристики потока, такие как пленки жидкости и их волновую структуру, области и динамику сухих пятен и волн на пленке, а также области, полностью заполненные жидкостью по высоте канала.

### Глава 3. Характерные режимы течений и особенности течений в плоских микроканалах высотой 10-55 мкм

#### 3.1. Описание режимов течений в исследуемых микроканалах

В прошлых работах коллектива соискателя были предложены классификация режимов течения, критерии для выявления переходов между режимами течения и методика определения количественных границ в плоских микроканалах большей высоты (50 мкм и более) [21]. Однако вновь обнаруженные в данной работе особенности течений, такие как пальцеобразование и неустойчивости межфазных границ, вызванные сжимаемостью газа, полностью изменяют структуру течений. Это заставляет пересмотреть существующую методологию, критерии и технику определения переходов между режимами течения в плоских каналах высотой 50 мкм и менее. На основе анализа особенностей и структур потока в исследуемом диапазоне высот каналов были предложены следующие режимы течений: струйный, струйно-капельный, капельно-кольцевой, вспененный, струйно-вспененный.

Поскольку в потоке преобладали возмущения межфазных границ, усиленные течением сжатого газа, приведенные скорости, определяемые как отношение объемного расхода фазы к площади сечения канала, не рассматривались в качестве координат для определения режимов течения. Это связано с тем, что плотность газа меняется по мере движения потока. Вместо приведенных скоростей были введены массовые скорости фаз, которые определяются следующим образом:

$$G = \frac{\dot{m}}{w \cdot h} \quad (3.1)$$

Таким образом, использование массовых скоростей позволяет учесть изменения плотности газа и обеспечить более корректное описание режимов течения в условиях сжимаемости газовой фазы.

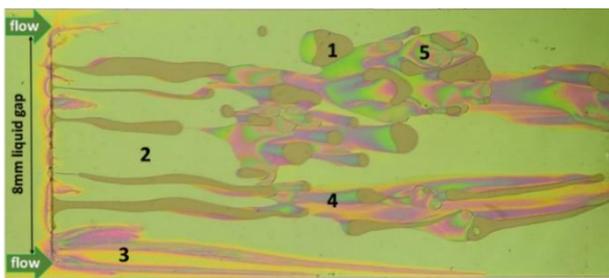
##### 3.1.1. Струйно-капельный режим

При низких массовых скоростях жидкости и при значениях массовых скоростей газа (от 0.1 кг/(м<sup>2</sup>с) до 6.9 кг/(м<sup>2</sup>с) наблюдался струйно-капельный режим течения. На Рисунке 3.1 представлены ширен-изображения этого режима в канале высотой 17.5 мкм при значениях  $G_1 = 7.1$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.7$  кг/м<sup>2</sup>с для потока HFE7100-воздух (а), при  $G_1 = 3.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.7$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока 92.8% В-С раствор - воздух (б), при  $G_1 = 4.4$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.7$  кг/(м<sup>2</sup>с)

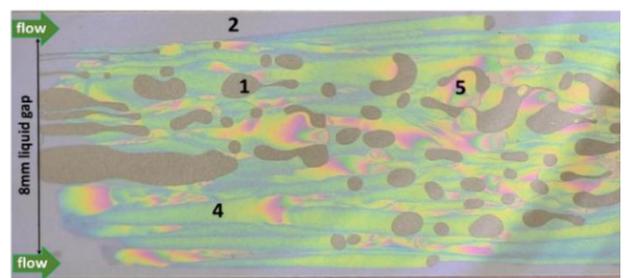
для потока 40% В-С раствор - воздух (в), а также при значениях  $G_1 = 6.0 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для HFE7100-азот в канале высотой 29.3 мкм (г) и при значениях  $G_1 = 4.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-азот в канале высотой 51.2 мкм (д). В данном режиме течения жидкостные струи чередуются с осушенными областями в зоне смешения, что приводит к образованию жидких капель произвольной или округлой формы (плоских капель). Некоторые струи могут оставаться стабильными, однако от соседних струй происходит отрыв плоских капель. В канале высотой 51.2 мкм отрыв мог происходить непосредственно у зоны смешения фаз. Чередование газовых и жидкостных струй в зоне смешения обусловлено развитием модифицированной неустойчивости Саффмана-Тейлора, достигаемой балансом капиллярных, вязких и инерционных сил (подробный механизм описан в п.3.3. при анализе карт режимов). На определенном расстоянии газ начинает расширяться, блокируя жидкие струи и провоцируя отрыв плоских капель.

С увеличением массовой скорости газа средний диаметр капель уменьшается. Жидкостные капли могут деформироваться и разрушаться на более мелкие капли вследствие развития модифицированной неустойчивости Саффмана-Тейлора на межфазных границах «плоская капля–газ». На нижней и верхней стенках канала сплошная жидкая пленка вдоль его ширины не формируется; вместо этого наблюдается лишь локальное смачивание стенок канала вдоль его ширины.

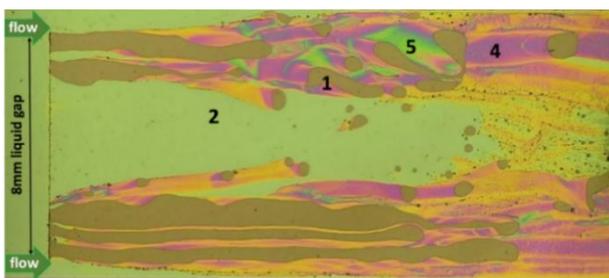
Критерием идентификации данного режима течения является наличие потока плоских капель, отделяющихся от жидких струй в зоне смешения. При этом капли жидкости формируют локальную пленку на верхней и нижней стенках канала, которая ограниченно смачивает поверхность вдоль ширины канала.



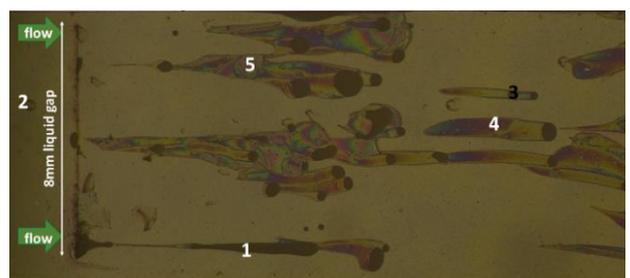
(a)



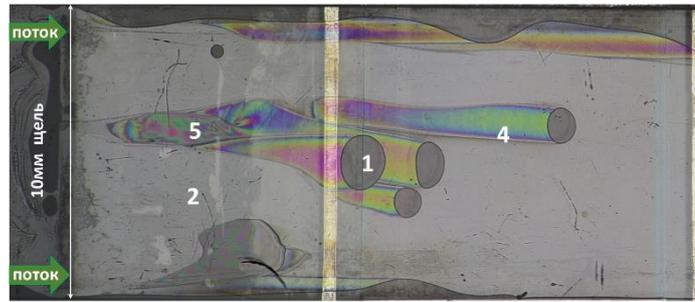
(б)



(в)



(г)



(д)

Рисунок 3.1 – Шлирен-изображения струйно-капельного режима течения в канале высотой 17.5 мкм при  $G_g=0.7$  кг/(м<sup>2</sup>с), (а) HFE7100  $G_l=7.1$  кг/(м<sup>2</sup>с), (б) 92.8% В-С раствор  $G_l=3.8$  кг/(м<sup>2</sup>с), (в) 40% В-С раствор  $G_l=4.4$  кг/(м<sup>2</sup>с); в канале высотой 29.3 мкм при  $G_g=0.9$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=6$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот; в канале высотой 51.2 мкм при  $G_g=0.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=4.9$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот. 1 – жидкость, 2 – осушенная область, 3 – неиспаряющийся след жидкости после испарения, 4 – плёнка на верхней стенке, образованная движением плоской капли, 5 – плёнка на верхней стенке, образованная из-за деформации капли. Вид сверху, стрелки указывают направление потока

### 3.1.2. Струйно-вспененный режим

При умеренных и высоких массовых скоростях жидкости, и низких массовых скоростях газа был визуализирован струйно-вспененный режим. На Рисунке 3.2 показаны шлирен-изображения струйно-вспененного режима течения в канале высотой 17.5 мкм при значениях  $G_l=101.4$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-воздух (а), при  $G_l = 51.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока 92.8% В-С раствор - воздух (б), при  $G_l = 62$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока 40% В-С раствор - воздух (в), а также при значениях  $G_l = 112.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.28$  кг/(м<sup>2</sup>с) для HFE7100-азот в канале высотой 29.3 мкм (г) и при значениях  $G_l = 4.9$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот в канале высотой 51.2 мкм (д). где 1 обозначает жидкость, 2 – осушенные области, 3 – пленка на верхней стенке канала.

Этот режим течения характеризуется наличием жидкостного мениска в зоне смешивания и движением газового потока, обтекающего этот мениск вдоль боковых стенок канала, в то время как жидкость преимущественно течёт по центральной части канала. В данном случае неустойчивость на границе раздела фаз вдоль боковых стенок канала развивается вследствие сжатия газа у стенок и его последующего расширения к центру канала. При расширении газа к центру возникают пальцы жидкости как в продольном, так и в поперечном направлениях.

Расширение газа к центральной части канала, совместно с развитием модифицированной неустойчивости Саффмана–Тейлора, приводит к образованию газовых конгломератов, внутри которых формируются пальцы жидкости. Эти пальцы, проникая в газовые конгломераты, разрушаются, образуя капли жидкости. С увеличением массовой скорости газа характерный

размер конгломератов возрастает, тогда как при увеличении массовой скорости жидкости — уменьшается.

Критерием идентификации данного режима течения является формирование газовых конгломератов исключительно вдоль боковых стенок канала. Это обусловлено обтеканием газом жидкостного мениска в зоне смешивания фаз и модифицированной неустойчивостью, вызванной расширением сжатого газа к центру канала (инерционные силы) и одновременным проявлением пальцеобразования на межфазных границах.

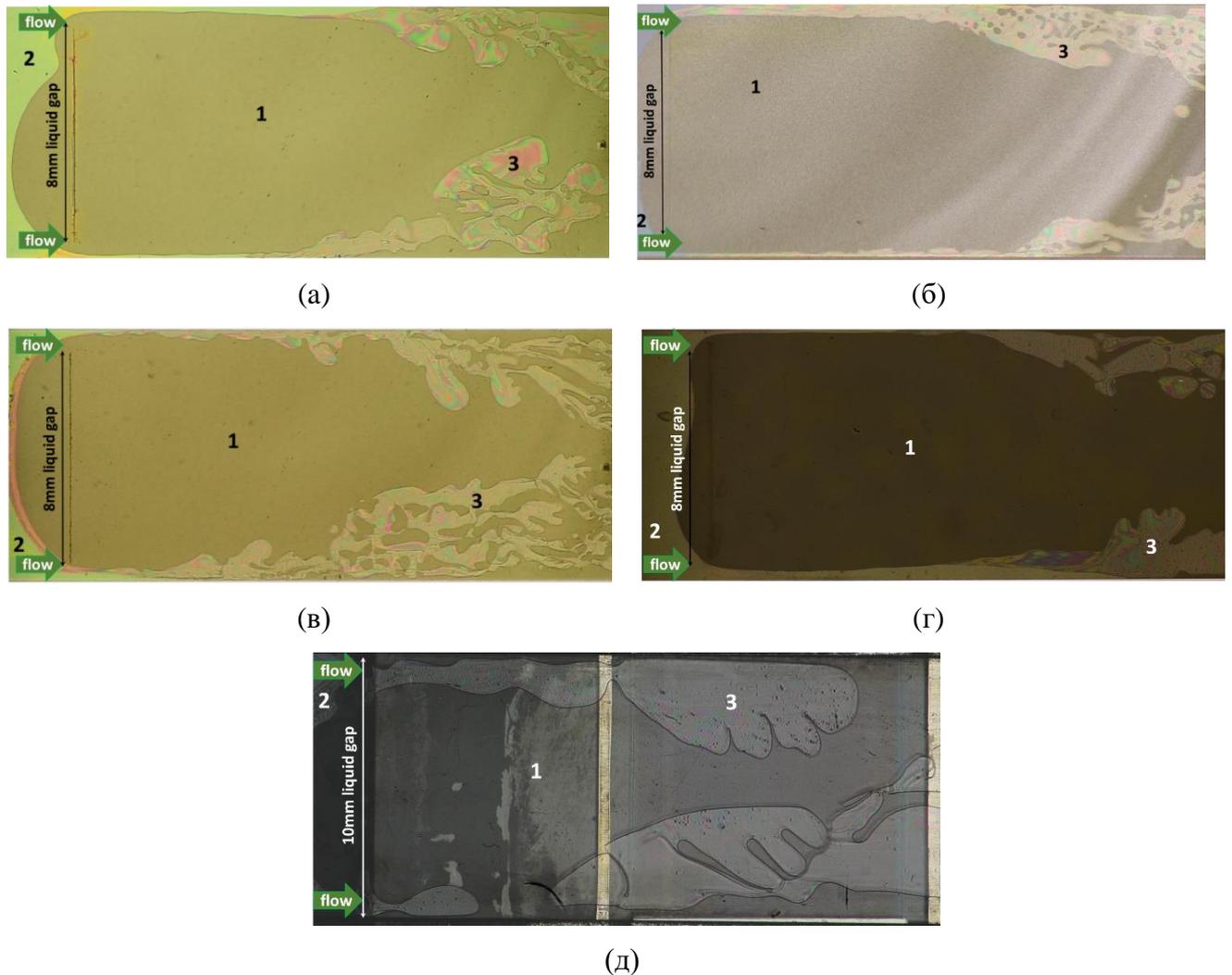
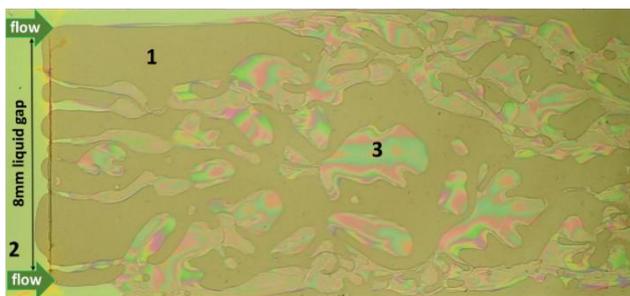


Рисунок 3.2 – Шлирен-изображения струйно-вспененного режима течения в канале высотой 17.5 мкм при  $G_g=0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с), (а) НFE7100  $G_l=101.4$  кг/(м<sup>2</sup>с), (б) 92.8% В-С раствор  $G_l=51.8$  кг/(м<sup>2</sup>с), (в) 40% В-С раствор  $G_l=62$  кг/(м<sup>2</sup>с); в канале высотой 29.3 мкм при  $G_g=0.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=112.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока НFE7100-азот; в канале высотой 51.2 мкм при  $G_g=0.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=112.7$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока НFE7100-азот. Обозначения: 1 – жидкость, 2 – осушенная область, 3 – пленка на верхней стенке

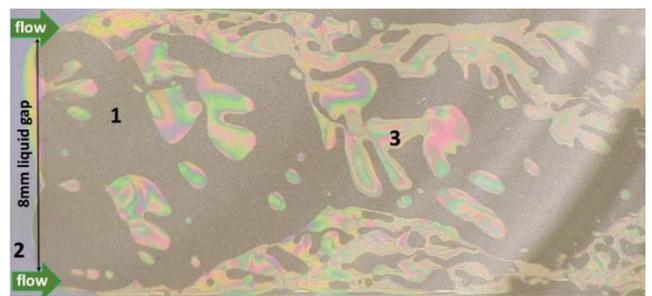
## 3.1.3. Вспененный режим

С увеличением массовой скорости газовой фазы амплитуда гидродинамической неустойчивости вдоль боковых стенок микроканала возрастает. Это приводит к поперечному взаимодействию и последующему слиянию газовых конгломератов, что способствует переходу течения в вспененный режим. Одновременно с этим повышение массовой скорости газа инициирует его проникновение через жидкостной мениск в область смешения, формируя дополнительные центры газового течения по ширине канала.

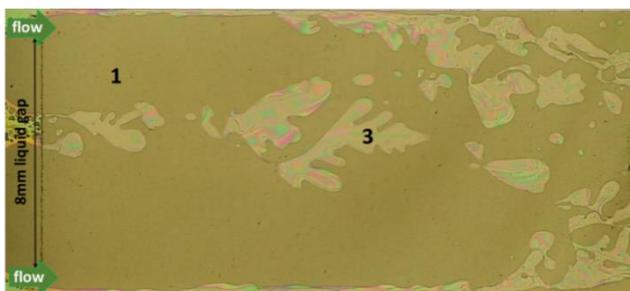
На межфазных границах и в зоне смешения активно развивается модифицированная неустойчивость Саффмана–Тейлора, обусловленная балансом инерционных, вязких и капиллярных сил. Характерной особенностью данного режима является образование жидкостных мостиков, которые нарушают целостность жидкостной плёнки как в продольном, так и в поперечном направлениях. На Рисунке 3.3 показаны шпирен-изображения струйно-вспененного режима течения в канале высотой 17.5 мкм при значениях  $G_1 = 72 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-воздух (а), при  $G_1 = 38.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока 92.8% В-С раствор - воздух (б), при  $G_1 = 44 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока 40% В-С раствор - воздух (в), а также при значениях  $G_1 = 60.4 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 0.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для HFE7100-азот в канале высотой 29.3 мкм (г) и при значениях  $G_1 = 191.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 1.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-азот в канале высотой 51.2 мкм (д). где 1 обозначает жидкость, 2 – осушенные области, 3 - пленка на верхней стенке канала.



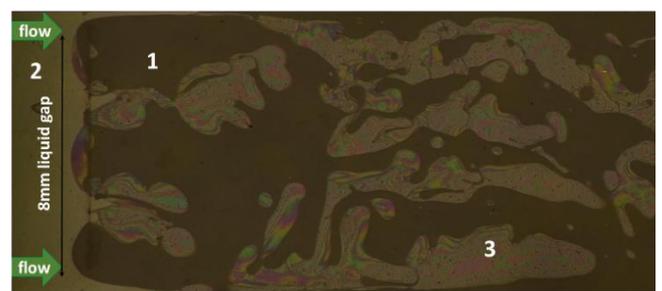
(а)



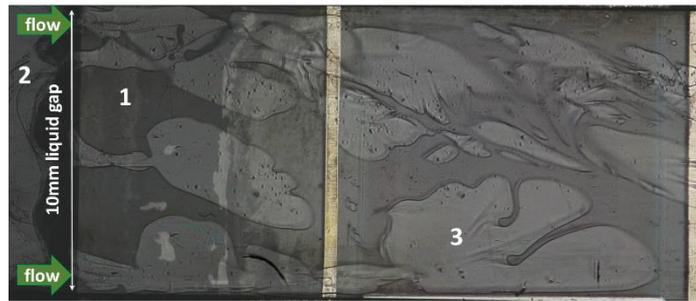
(б)



(в)



(г)



(д)

Рисунок 3.3 – Шлирен-изображения вспененного режима течения в канале высотой 17.5 мкм при  $G_g=0.7$  кг/(м<sup>2</sup>с), (а) HFE7100  $G_l=72$  кг/(м<sup>2</sup>с), (б) 92.8% В-С раствор  $G_l=38.2$  кг/(м<sup>2</sup>с), (в) 40% В-С раствор  $G_l=44$  кг/(м<sup>2</sup>с); в канале высотой 29.3 мкм при  $G_g=0.6$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=60.4$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот; в канале высотой 51.2 мкм при  $G_g=1.6$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_l=191.6$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот. Обозначения: 1 — жидкость, 2 — осушенная область, 3 — пленка на верхней стенке

Критерием для идентификации вспененного режима потока является наличие продольных и/или поперечных жидкостных мостиков, которые прерывают жидкостную пленку. В этом случае часто невозможно определить конкретную структуру потока, т.е. дисперсную или несущую фазы, поскольку объемные содержания жидкости и газа в канале сопоставимы.

#### 3.1.4. Капельно-кольцевой режим

При дальнейшем увеличении массовой скорости газовой фазы жидкостные мостики, ранее разделявшие пленку на отдельные участки, перестают существовать вследствие их растекания и интеграции в сплошную жидкостную пленку, формирующую ядро потока.

В зоне смешения фаз наблюдалось чередование жидкостных и газовых струй, обусловленное развитием модифицированной неустойчивости Саффмана–Тейлора. От жидкостных струй происходил, отрыв фрагментов жидкости и образование плоских капель произвольной формы. Данные капли могли взаимодействовать между собой и деформироваться, однако оставались локализованными в ядре жидкостной пленки и не приводили к её разрушению. Вдоль направления течения в каплях также развивался механизм пальцеобразования, приводящий к дроблению капель на более мелкие фрагменты (поскольку неустойчивость фрактальная).

Данный режим классифицируется как капельно-кольцевой. В данном режиме жидкостная пленка является замкнутой по поперечному сечению канала, а газовая фаза движется в центральной части потока. Характерный размер капель вблизи боковых стенок канала был меньше, чем в центральной области потока. Помимо отрыва плоских капель от жидкостных струй в зоне смешения, дополнительное диспергирование капель вдоль боковых стенок вызвано

развитием нестабильностей межфазных границ, связанных с ускорением сжатого газа при его движении от стенок к центральной части канала. Инерция газа усиливает развитие мелкомасштабных возмущений за счёт увеличения скорости межфазных границ, что приводит к образованию более мелких капель вблизи боковых стенок по сравнению с центральной областью потока. На Рисунке 3.4 показаны шпирен-изображения капельно-кольцевого режима течения в канале высотой 17.5 мкм при значениях  $G_l = 72 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 3.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-воздух (а), при  $G_l = 33.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 3.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока 92.8% В-С раствор - воздух (б), при  $G_l = 44 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 3.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока 40% В-С раствор - воздух (в), а также при значениях  $G_l = 60.4 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 3.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для HFE7100-азот в канале высотой 29.3 мкм (г) и при значениях  $G_l = 49 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 3.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-азот в канале высотой 51.2 мкм (д). где 1 обозначает жидкость, 2 – осушенные области, 3 - пленка на верхней стенке канала.

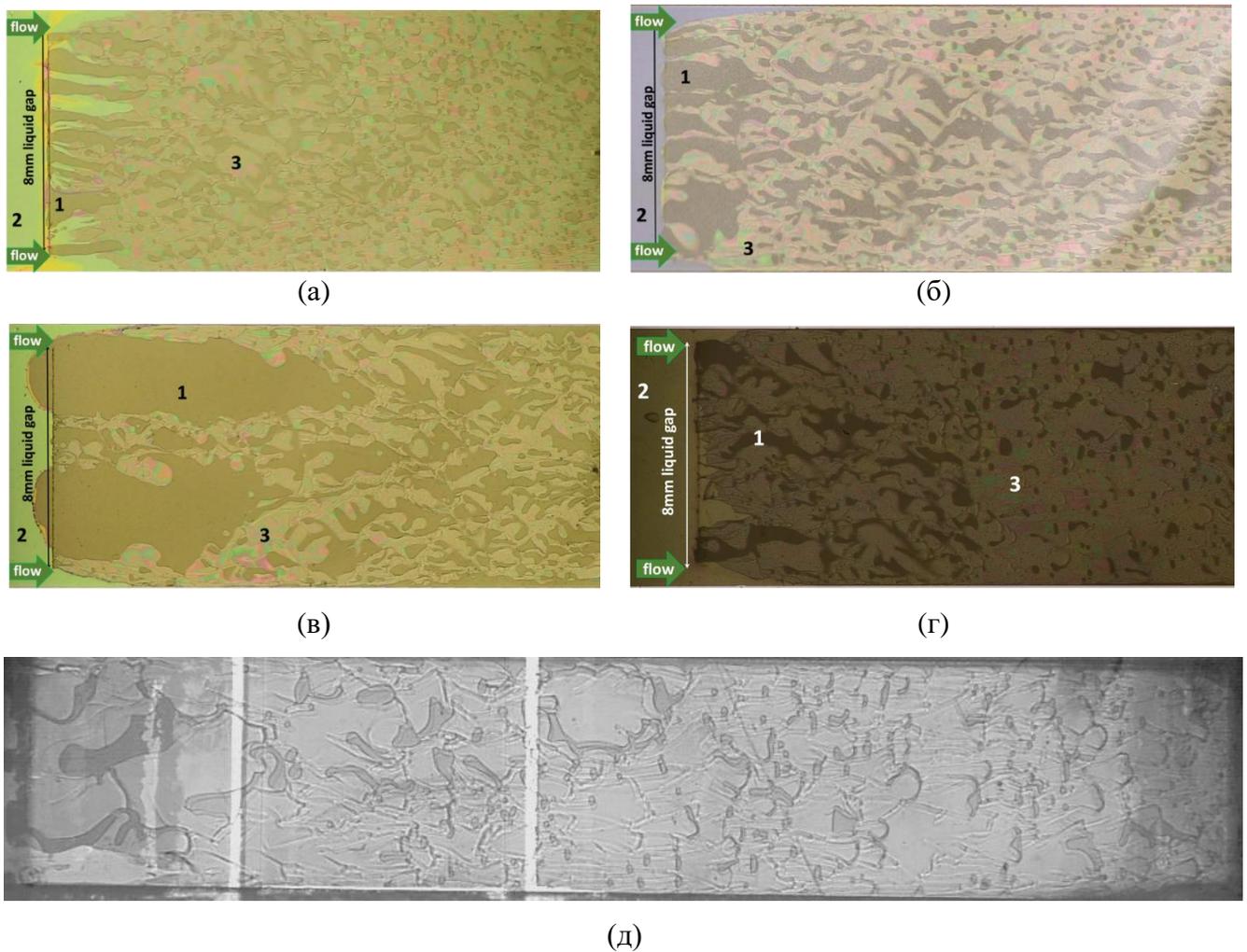


Рисунок 3.4 – Шпирен-изображения капельно-кольцевого режима течения в канале высотой 17.5 мкм при  $G_g=3.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , (а) HFE7100  $G_l=72 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , (б) 92.8% В-С раствор  $G_l=33.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , (в) 40% В-С раствор  $G_l=44 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ; в канале высотой 29.3 мкм при  $G_g=3.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_l=60.4 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потока HFE7100-азот; в канале высотой 51.2 мкм при  $G_g=3.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и

$G_l=49$  кг/(м<sup>2</sup>с) для потока HFE7100-азот. Обозначения: 1 — жидкость, 2 — осушенная область, 3 — пленка на верхней стенке

Критерием идентификации капельно-кольцевого режима течения является наличие замкнутой жидкостной пленки по поперечному сечению канала, содержащей внутри себя распределённые плоские капли жидкости. При этом отсутствуют продольные или поперечные жидкостные мостики, способные разрушать целостность пленочной структуры на верхней стенке канала.

### 3.1.5. Струйный режим

В диапазоне массовых скоростей жидкости от 8.7 до 17.4 кг/(м<sup>2</sup>с) и газа от 0.2 до 0.7 кг/(м<sup>2</sup>с) для 40% В-С раствора, а также в диапазоне массовых скоростей жидкости от 23.1 до 38.2 кг/(м<sup>2</sup>с) и газа от 0.2 до 0.4 кг/(м<sup>2</sup>с) для 92.8% В-С раствора в микроканале высотой 17.5 мкм наблюдался струйный режим течения. Данный режим также реализовывался при очень низких массовых скоростях жидкости и высоких массовых скоростях газа для всех исследуемых жидкостей.

Существует несколько вариантов организации чередующихся жидкостных и газовых струй, зависящих как от свойств жидкости, так и от соотношения массовых скоростей фаз. Однако в рамках данного режима не наблюдалось развития неустойчивостей на межфазных границах, которые могли бы привести к образованию пленок жидкости.

С увеличением массовой скорости газовой фазы ширина газовых струй возрастала, а ширина жидкостных струй — уменьшалась. При увеличении массовой скорости жидкой фазы наблюдалась обратная тенденция: ширина жидких струй увеличивалась, а газовых — уменьшалась. Газовые струи могли локализоваться как в центральной части канала, так и у его боковых стенок. На Рисунке 3.5 представлены шлирен-изображения струйного режима течения в канале высотой 17.5 мкм для 92.8% В-С раствора при  $G_l=23.1$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g=0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с), а также для 40% В-С раствора  $G_l=26.7$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g=0.21$  кг/(м<sup>2</sup>с), где 1 — жидкая фаза; 2 — газовая фаза.

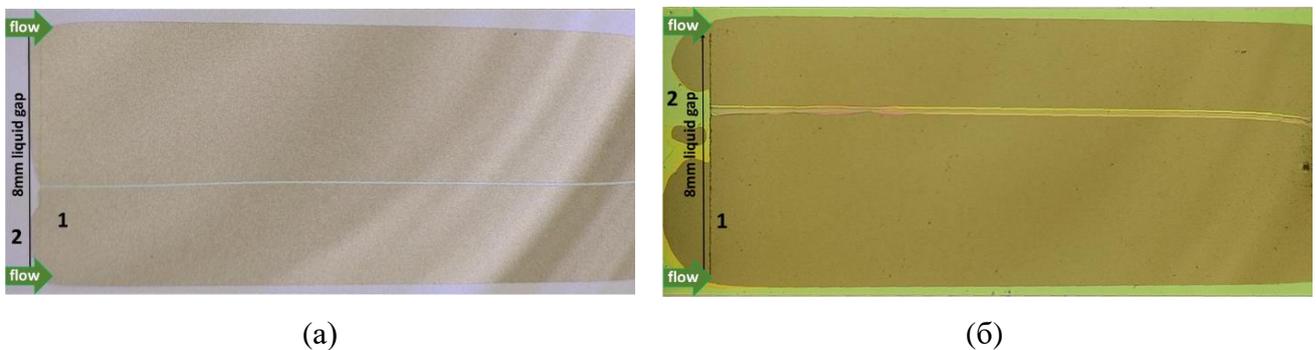


Рисунок 3.5 — Шлирен-изображения струйного режима течения при  $G_l = 23.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g = 0.2$  кг/(м<sup>2</sup>с) для 92,8% В-С раствора (а), при  $G_l=26.7$  кг/(м<sup>2</sup>с) и  $G_g=0/3$  кг/(м<sup>2</sup>с) для 40% В-С раствора (б), где 1— жидкость, 2 — газ

Критерием идентификации струйного режима течения является раздельное течение устойчивых газовых и жидких струй вдоль ширины канала со стабильными межфазными границами без образования плёнок жидкости и других структур потока (капли, пузыри).

### 3.2. Идентификация переходов между режимами

#### 3.2.1. Переход от струйного ко вспененному и струйно-вспененному течению

Для определения количественных границ перехода от струйного течения ко вспененному режиму течения использовался алгоритм, разработанный в среде MATLAB®, который позволяет вычислить локальные характеристики потока после бинаризации по порогу яркости изображения в оттенках серого. Количественным критерием для перехода между струйным и вспененным режимами течений является появление пленки на верхней стенке, т.е. усредненный по времени параметр  $S_{\text{film}}/S_{\text{ch}} > 0$ . На Рисунке 3.6 показан алгоритм определения локальной временной характеристики и эволюция параметра  $S_{\text{film}}/S_{\text{ch}}$  при увеличении массовой скорости жидкости при постоянной массовой скорости газа, где  $S_{\text{film}}$  - это площадь верхней пленки, визуализированная в канале (белая на Рисунке 3.6е),  $S_{\text{ch}}$  - оптически визуализированная область в канале во время визуализации шпирен-методом. На первом этапе видео было разбито на кадры, затем фон (когда канал полностью заполнен жидкостью) (Рисунок 3.6б) был вычтен из исходного кадра (Рисунок 3.6а). Полученное изображение (Рисунок 3.6в) было преобразовано в изображение в оттенках серого (Рисунок 3.6г). Затем была применена процедура бинаризации на основе порога яркости пикселей к изображению в оттенках серого. Таким образом, было получено бинарное изображение (Рисунок 3.6д), где белые пиксели представляют собой область верхних пленок, над которыми находится газ, а черные пиксели - область жидкости. Затем алгоритм вычислил общую площадь белых пикселей и разделил ее на площадь всего изображения, а также нормализовал полученные области по размерам исходного изображения. Таким образом, был определен параметр  $S_{\text{film}}/S_{\text{ch}}$  для одного кадра. На заключительном этапе алгоритм повторил полученную процедуру для каждого кадра из видео, что позволило оценить динамику параметра  $S_{\text{film}}/S_{\text{ch}}$  во времени и вычислить усредненное по времени значение (Рисунок 3.6е). Тот же алгоритм для каналов с большей высотой представлен в [21]. Аналогично определялись переходы от струйного режима к струйно-вспененному режиму.

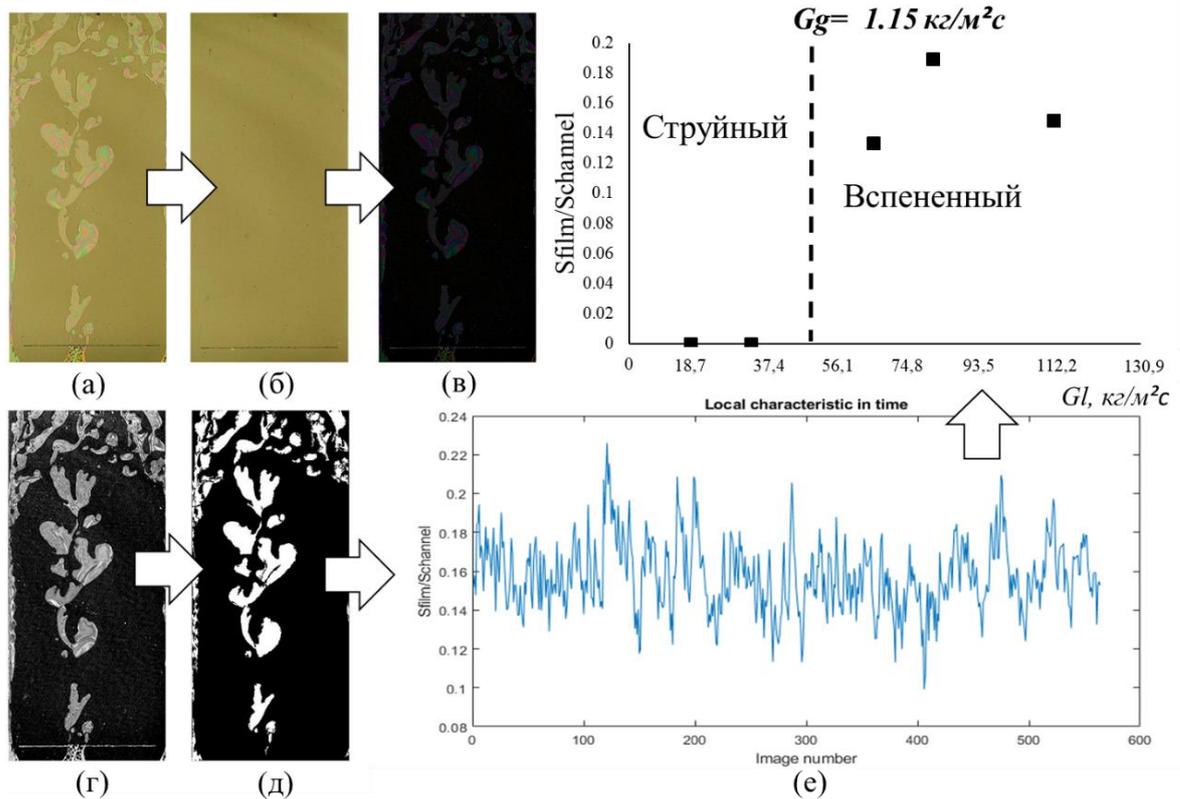


Рисунок 3.6 – Алгоритм расчета локальных характеристик для перехода от струйного ко вспененному режиму течения. Рабочая жидкость - 40% В-С раствор. (а) исходное изображение, (б) фон (в) вычитанное изображение, (г) изображение в оттенках серого, (д) бинарное изображение, (е) локальная характеристика во времени

### 3.2.2. Переход от струйно-вспененного ко вспененному течению

Поскольку усредненный по времени параметр  $S_{film}/S_{ch}$  не менялся резко при изменении массовых скоростей газа, переход от струйно-вспененного к вспененному режиму течения был определен качественно. Критерием для перехода от струйно-вспененного режима ко вспененному режиму является образование новых центров газового течения помимо расширяющихся газовых струй, движущихся вдоль боковых стенок канала (см. Рисунок 3.7).

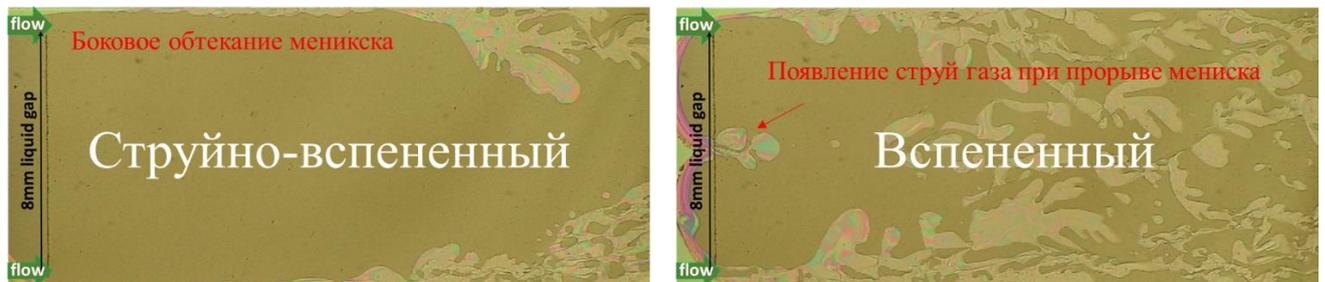


Рисунок 3.7 – Идентификация перехода от струйно-вспененного ко вспененному режиму течения при  $G_l = 77.4$  кг/(м<sup>2</sup>с).  $G_g = 0.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) (слева) и  $G_g = 2.41$  кг/(м<sup>2</sup>с) (справа). Жидкость — 40% В-С раствор, газ — воздух. Высота канала 17.5 мкм

### 3.2.3. Переход от вспененного к капельно-кольцевому режиму течения

Аналогично предыдущему случаю, при увеличении массовых скоростей газа и жидкости, усредненный по времени параметр  $S_{\text{film}}/S_{\text{ch}}$  не менялся резко, поэтому переход был определен качественно. Критерием для перехода от вспененного режима к капельно-кольцевому режиму является отсутствие жидкостных мостиков в продольном или поперечном направлении, которые рассекают жидкостную пленку или разрушают ее структуру (см. Рисунок 3.8).

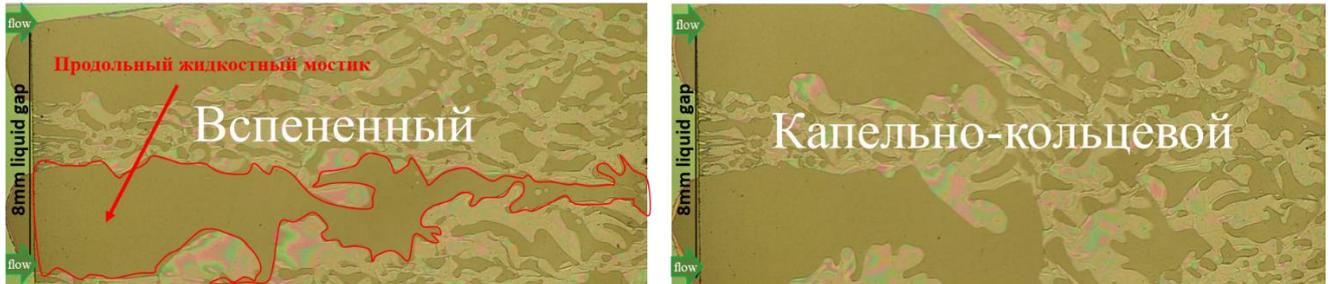


Рисунок 3.8 – Критерий перехода от вспененного к капельно-кольцевому течению при  $G_l=22 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=1.4 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (слева) и  $G_g=1.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (справа). Жидкость — 40% (м) В-С раствор, газ — воздух. Высота канала 17.5 мкм

### 3.2.4. Переход от струйно-капельного к капельно-кольцевому режиму течения

Переход от струйно-капельного режима ко вспененному и капельно-кольцевому течению в значительной степени зависит от смачиваемости верхней стенки канала. Поскольку площадь, занимаемая верхней пленкой и сухими областями, не менялась резко с увеличением массовой скорости жидкости или газа, переход также был определен качественно. Критерием для перехода от струйно-капельного к капельно-кольцевому и вспененному режиму является отсутствие несмоченных областей в поперечном сечении канала (см. Рисунок 3.9).

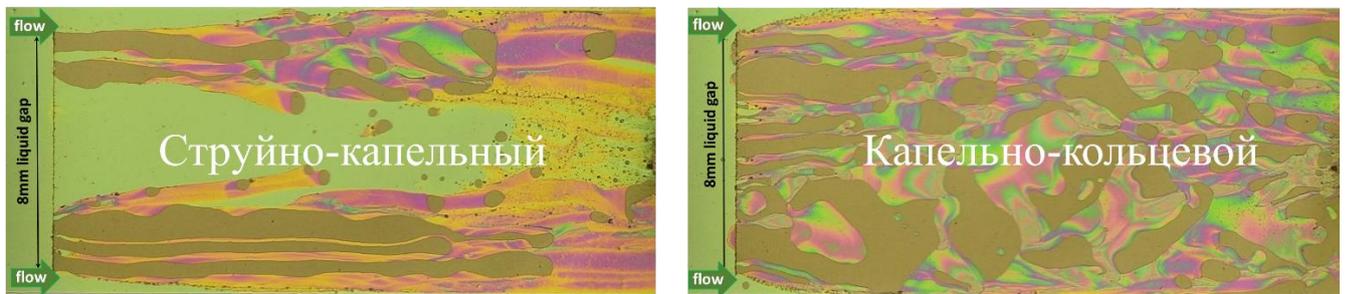


Рисунок 3.9 – Критерий перехода от струйно-капельного режима течения к капельно-кольцевому или вспененному режиму течения при  $G_g=1 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_l=4.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (слева) and  $G_l=6.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (справа). Жидкость — 40% В-С раствор, газ — воздух. Высота канала 17.5 мкм



воздух, (в) Канал  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>, поток 40%(м) водно-спиртовой раствор-воздух, (г) Канал  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>, поток HFE7100-воздух, (д) Канал  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>, поток HFE7100-азот

Исходя из Рисунка 3.10а и 3.10б видно, что линии переходов между струйным и струйно-капельным режимами течений, а также между вспененным и капельно-кольцевым режимами течений меняют свой тренд в диапазоне массовых скоростей газа от 1 до 2 кг/(м<sup>2</sup>с) в сторону более низких массовых скоростей жидкости. Это связано с существенным влиянием сжимаемости газовой фазы на границы режимов течений и согласуется с поведением однофазного перепада давления по газу. На Рисунке 3.11 показана зависимость однофазного перепада давления по газу в канале  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> в сравнении с теоретической зависимостью Shah R.K., London A.L. [28] для стационарного ламинарного несжимаемого течения. Видно, что перепад давления в диапазоне массовых скоростей газа примерно до 2 кг/(м<sup>2</sup>с) ведет себя практически линейно, что соответствует области несжимаемого течения в то время как при дальнейшем увеличении массовой скорости газа наблюдается значительное отклонение от теоретической линии для несжимаемого случая в сторону меньших перепадов давления, что связано с влиянием сжимаемости. Переходы между режимами для сжимаемого случая происходят при больших массовых скоростях газа по сравнению с несжимаемым случаем, поскольку для достижения перехода между режимами необходим критический перепад давления, который достигается при более высоких массовых скоростях газа по сравнению с несжимаемым случаем. Аналогично, изменение тренда перехода между режимами, связанный с сжимаемостью присутствует в канале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>, при переходе от вспененного к капельно-кольцевому течению. Тренд в канале  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> не наблюдался, поскольку в ходе эксперимента не были зафиксированы точки, соответствующие сжимаемому течению газа.

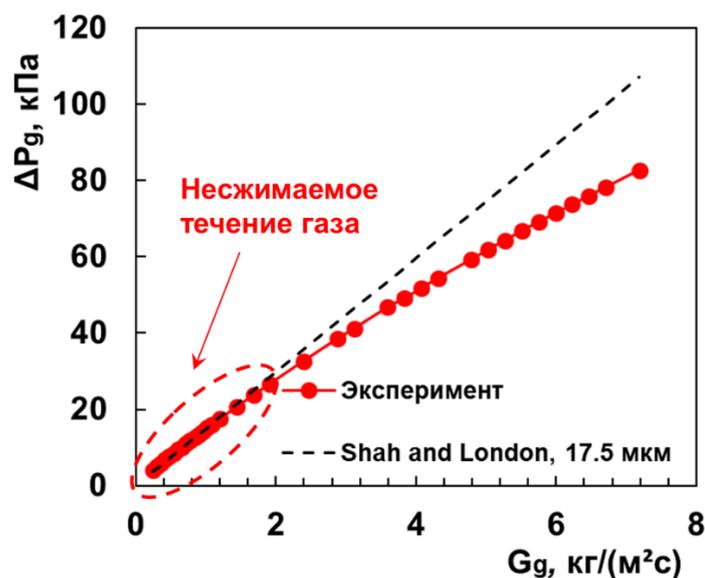


Рисунок 3.11 – Зависимость однофазного перепада давления для газа от массовой скорости газа в канале  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>, в сравнении с теорией для ламинарного несжимаемого потока Shah R.K., London A.L. [28]

Таким образом, выделено существенное влияние сжимаемости газовой фазы на границы режимов течений. Была проведена верификация зоны несжимаемого течения для газа и показано, что границы между вспененным и капельно-кольцевым режимами, а также между струйно-капельным и струйным режимами течений меняют тренд, в связи с чем, использование приведенных скоростей для анализа в зоне сжимаемого течения является некорректным. Детальному изучению эффекта сжимаемости газа в плоских микроканалах посвящена четвертая глава диссертации.

На Рисунке 3.12 показана карта режимов течения и их границ, где в качестве координат используются капиллярное число жидкости  $Ca_l$  и число Вебера для газа  $We_g$ , определяемые формулами (3.2) и (3.3). Также приведено сравнение с картами режимов авторов Ronshin F.V. и др. [100] и Чиннов Е.А и др. [101] в каналах большей высоты  $0.13 \times 20 \text{ мм}^2$  и  $0.3 \times 20 \text{ мм}^2$ .

$$Ca_l = \frac{\mu_l G_l}{\rho_l \sigma} \quad (3.2)$$

$$We_g = \frac{G_g^2 D_h}{\rho_{0g} \sigma} \quad (3.3)$$

где,  $\rho_{0g}$  - плотность газа при нормальных условиях. Число Вебера для газа  $We_g$  используется для несжимаемого случая, поскольку до наступления влияния сжимаемости на границы режимов, они уже сформированы. Области режимов, где доминируют инерционные силы и начинает проявляться сжимаемость ( $We_g > 0.1$ ) выходят за рамки рассмотрения, поскольку влияние сжимаемости газа необходимо учитывать при определении числа Вебера.

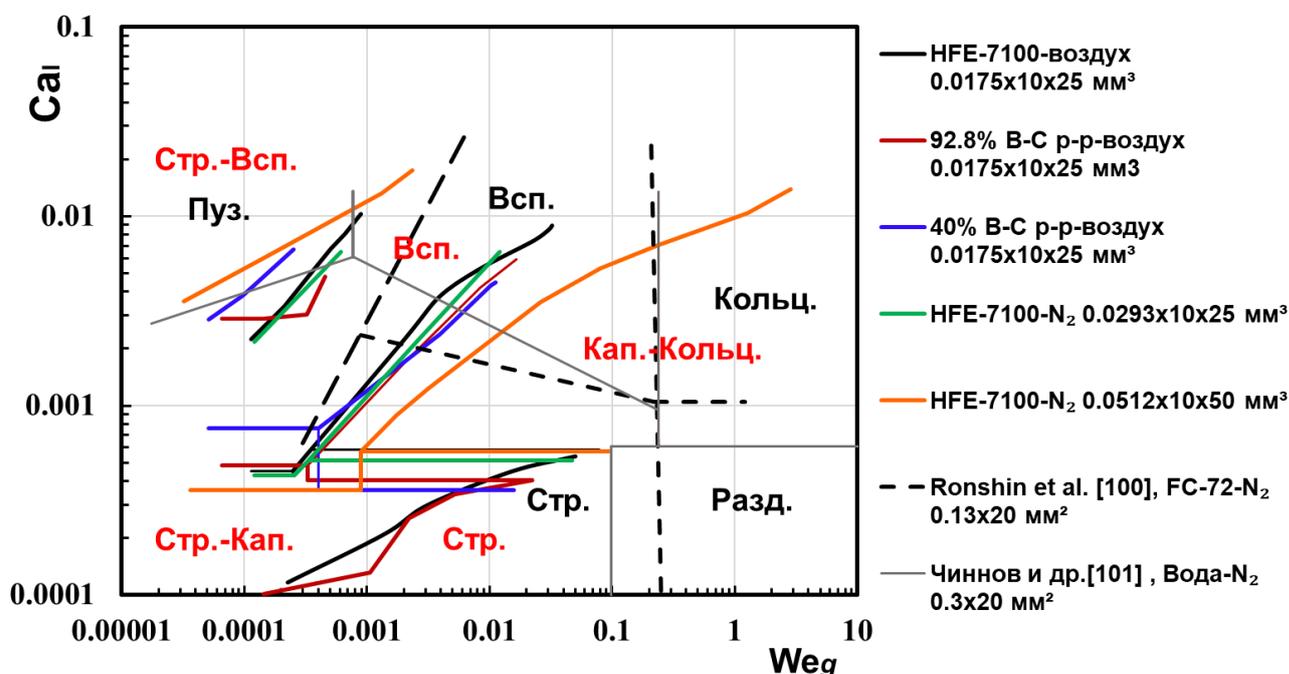


Рисунок 3.12 – Обобщенная карта режимов течений и их границ для исследуемой группы микроканалов и сравнение с картами для каналов большей высоты  $0.13 \times 20 \text{ мм}^2$  [100] и  $0.3 \times 20 \text{ мм}^2$  [101]

Как видно из Рисунка 3.12, границы между режимами течения хорошо обобщаются в координатах капиллярного числа жидкости  $Ca_l$  и числа Вебера по газу  $We_g$  при использовании трёх жидкостей с различными физическими свойствами и трёх микроканалов разной высоты, охватывая практически весь исследуемый диапазон массовых скоростей жидкой и газовой фаз.

Формирование режимов течения с пальцеобразованием при  $Ca_l \ll 1$  и  $We_g \ll 1$  наблюдается независимо от физических свойств исследуемых жидкостей и геометрических размеров канала. Этот факт свидетельствует о неклассическом характере неустойчивости, в отличие от традиционной неустойчивости Саффмана–Тейлора в ячейках Хеле–Шоу, где развитие вязких пальцев происходит при  $Ca_l \gtrsim 0.1-1$ , когда вязкие силы превышают капиллярные и приводят к дестабилизации межфазной границы.

Наблюдение пальцеобразования в условиях  $Ca_l \ll 1$ ,  $We_g \ll 1$ , малого поверхностного натяжения и гладких стенок каналов указывает на то, что доминирующую роль в формировании неустойчивости играют эффекты, обусловленные ослаблением капиллярных сил. В частности, при малом поверхностном натяжении используемых рабочих жидкостей даже незначительные инерционные воздействия со стороны газовой фазы способны нарушить равновесие межфазной границы, что приводит к её неустойчивости и последующему пальцеобразованию.

Более того, в зоне смешения фаз газ подвергается значительной сжимаемости, а его последующее расширение сопровождается локальным ускорением потока. Данный эффект усиливает гидродинамические возмущения на фронте раздела, способствуя развитию неустойчивости на межфазных границах даже при малых значениях  $We_g$ .

Таким образом, механизм пальцеобразования в рассматриваемых условиях не связан с классическим вязким напором, а определяется капиллярно-модуляционной неустойчивостью (модифицированная неустойчивость Саффмана-Тейлора), вызванной нарушением устойчивости межфазной границы под действием локальных возмущений, обусловленных инерцией газа. При этом критическое состояние системы определяется не средним, а локальным балансом вязких, инерционных и капиллярных сил.

Несмотря на неклассическую природу неустойчивости, координаты  $Ca_l$  и  $We_g$  демонстрируют высокую обобщающую способность, выступая в роли масштабирующих параметров, отражающих чувствительность системы к соотношению определяющих сил. Это позволяет использовать их для построения карт режимов течения в микроканалах, включая режимы, обусловленные динамикой тонких плёнок и межфазных границ.

Сравнение границ режимов в каналах различной геометрии показывает, что по мере уменьшения высоты канала (в сравнении с каналами поперечным сечением  $0.13 \times 20$  мм<sup>2</sup> и  $0.3 \times 20$  мм<sup>2</sup>) границы переходов между режимами смещаются в сторону более низких значений  $Ca_l$  и  $We_g$ . Это свидетельствует о перераспределении баланса сил в сторону усиления влияния

капиллярных эффектов при уменьшении масштаба течения. В условиях микромасштаба (высота канала 10–55 мкм) капиллярные силы становятся определяющими даже при малых значениях поверхностного натяжения, что изменяет механизмы формирования и устойчивости фронта раздела фаз.

Более того, с уменьшением высоты канала проявляются новые гидродинамические особенности, существенно влияющие на структуру потока. В частности, в микроканалах высотой менее 55 мкм наблюдается интенсивное пальцеобразование, развивающееся как в зоне смещения фаз, так и вдоль основного направления течения. Данное явление подавляет формирование устойчивых газовых пробок, что объясняет отсутствие классического пузырькового режима в исследуемой группе микроканалов по сравнению с более высокими каналами (например, 130 мкм).

На Рисунке 3.13а показано различие в структуре течений в канале высотой 29.3 мкм и канале высотой 130 мкм при близких значениях капиллярного числа жидкости и числа Вебера газа ( $Ca_l_{FC-72} = 0.00977$ ,  $We_g_{FC-72} = 0.00029$  и  $Ca_l_{HFE7100} = 0.0112$ ,  $We_g_{HFE7100} = 0.00024$ ), где в качестве рабочих жидкостей использовались HFE7100 и её ближайший аналог по физическим свойствам — FC-72. В канале меньшей высоты в формирующиеся газовые включения уже на начальном этапе проникают жидкие пальцы, что указывает на раннее развитие капиллярно-модуляционной неустойчивости межфазных границ. В канале высотой 130 мкм подобное поведение не наблюдалось — фронт остаётся устойчивым, формируются чётко выраженные пузыри. Таким образом, высота канала оказывает существенное влияние на устойчивость межфазной границы, даже при схожих безразмерных критериях течения.

Особое проявление неустойчивости Саффмана–Тейлора в условиях микромасштаба позволило выделить новую разновидность струйного режима, не зарегистрированную ранее в каналах большей высоты. Данная разновидность характеризуется формированием чередующихся стабильных жидких струй в зоне ввода газа, обусловленных регулярным развитием пальцеобразных возмущений. На Рисунке 3.13б представлены изображения данной структуры течения в канале высотой 17.5 мкм. Такое поведение свидетельствует о переходе от случайного пальцеобразования к квазипериодическому режиму, контролируемому балансом локальных инерционных, вязких и капиллярных сил в зоне смещения.

Таким образом, диаграмму, представленную в диссертации Роньшина Ф.В. [5] и определяющую характерную область перехода от мини-к микромасштабу на основании анализа особенностей двухфазных потоков в каналах высотой вплоть до 50 мкм можно расширить группой плоских микроканалов с диапазоном высот от 10 до 55 мкм. Рисунок 3.14 показывает расширенную диаграмму с указанием особенностей двухфазных течений в плоских микроканалах, где по оси  $y$  отложена область вспененного режима течений на картах режимов,

причём за сто процентов взят канал, высотой 50 мкм, а по оси  $x$  – высота канала. Видно, что диапазон высот каналов от 10 до 55 мкм содержит особенности не обнаруженные ранее. Также показано, что в этом диапазоне область вспененного режима практически не меняется с уменьшением высоты канала.

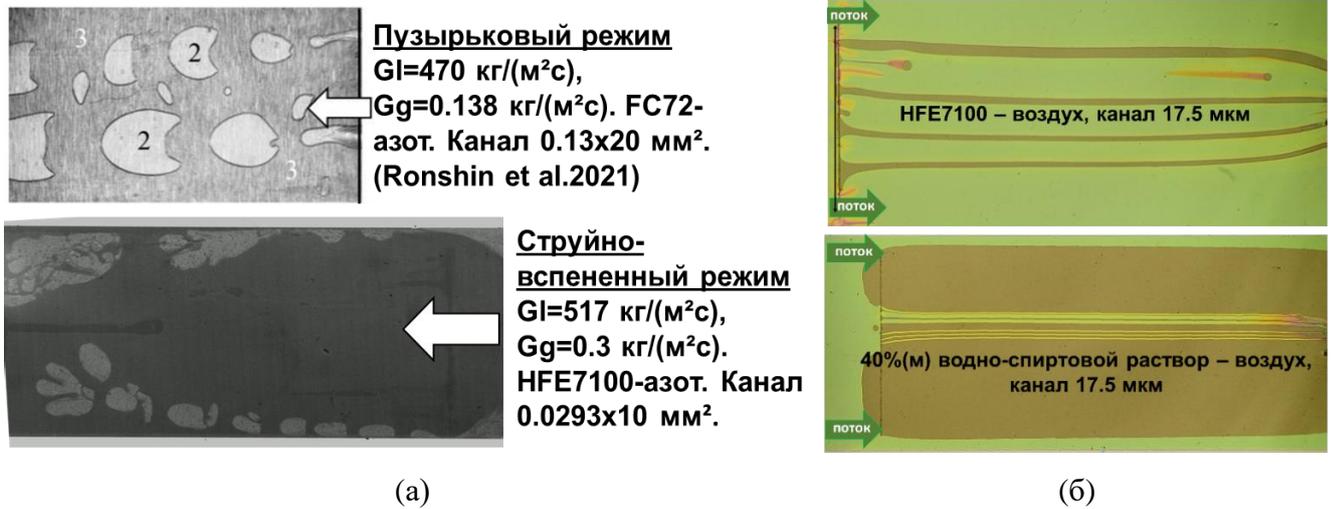


Рисунок 3.13 – Характерные особенности потоков в исследуемой группе каналов в сравнении с каналами большей высоты:(а) отсутствие пузырькового режима, (б) чередующиеся струи. Вид сверху, стрелки указывают направление потока

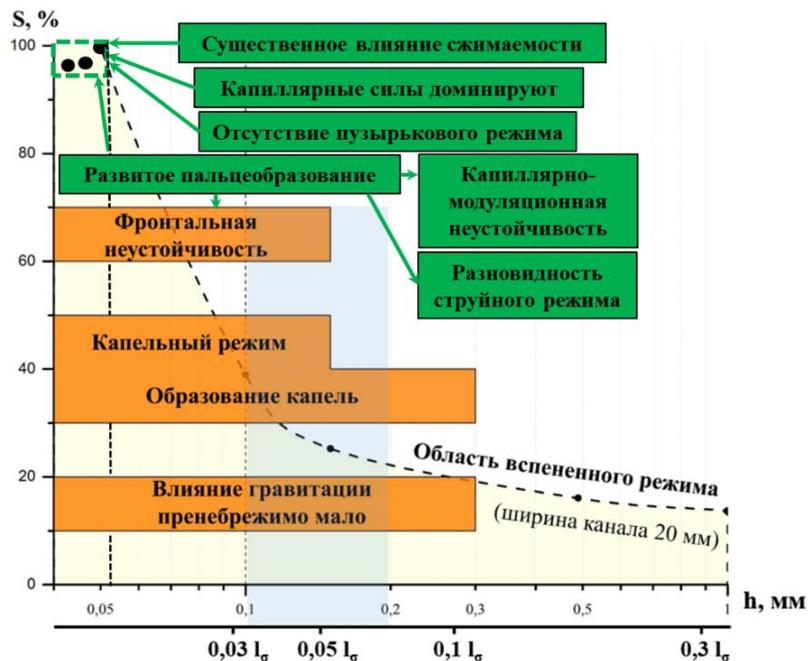


Рисунок 3.14 – Расширенная диаграмма [5] с новыми особенностями течений в диапазоне высот от 10 до 55 мкм

С уменьшением высоты микроканала (в диапазоне 10–55 мкм) возрастает геометрическая стесненность, что приводит к усилению влияния капиллярных сил и изменению характера межфазного взаимодействия. В этих условиях развитие неустойчивостей становится более упорядоченным: капиллярно-модуляционная неустойчивость реализуется при меньших

возмущениях, но с регулярной пространственной структурой. Формирующиеся газовые включения и жидкостные мостики вынуждены укладываться в жёсткие геометрические рамки, что подавляет случайную коалесценцию, способствуя самоорганизации потока.

Кроме того, при меньшей высоте канала уменьшается характерная толщина жидкостной плёнки между газовой фазой и стенкой, а капиллярные давления, стабилизирующие эту плёнку, растут обратно пропорционально радиусу кривизны. Это повышает устойчивость жидких перегородок и мостиков, препятствуя их разрыву даже при повышенных скоростях газа.

В результате, в координатах  $Ca_1$  и  $We_g$  границы области вспененного режима становятся более воспроизводимыми и менее чувствительными к флуктуациям расхода. Именно усиление капиллярно-геометрической стабилизации с уменьшением масштаба приводит к стабилизации и выделению вспененного режима как устойчивого и повторяемого гидродинамического состояния, занимающего чётко ограниченную зону на карте режимов.

### Выводы по Главе 3

Впервые предложена классификация режимов течения в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм, основанная на выявленных гидродинамических особенностях и специфических неустойчивостях, характерных для микромасштабных условий. Определены критерии идентификации режимов, установлены границы переходов между ними. В качестве основного режимобразующего фактора впервые выявлена модифицированная неустойчивость Саффмана–Тейлора, проявляющаяся как в зоне смешения фаз, так и вдоль межфазных границ в потоке. Эта неустойчивость имеет капиллярно-модуляционную природу и обусловлена развитием пальцеобразования, вызванного нарушением устойчивости межфазных границ под действием локальных возмущений, связанных с инерцией газовой фазы. При этом механизм неустойчивости реализуется при  $Ca_1 \ll 1$  и  $We_g \ll 1$ , что свидетельствует о его неклассическом характере, отличном от традиционного вязкого пальцеобразования в ячейках Хеле–Шоу.

На основе установленных критериев построены карты режимов течения для трёх рабочих жидкостей с различными физическими свойствами: HFE7100, 92.8 % водно-спиртового раствора и 40 % водно-спиртового раствора. В качестве координат использованы массовые скорости газа и жидкости. Показано, что несмотря на неклассическую природу формирования неустойчивостей, координаты  $Ca_1$  и  $We_g$  демонстрируют высокую обобщающую способность, выступая в роли масштабирующих параметров, отражающих чувствительность системы к соотношению вязких, инерционных и капиллярных сил. Это позволяет использовать указанные

безразмерные комплексы для построения универсальных карт режимов даже в условиях, где доминируют эффекты, связанные с динамикой тонких плёнок и межфазных границ.

Выявлены характерные особенности течения в исследуемой группе микроканалов по сравнению с каналами большей высоты (например, 130 мкм и более):

1. Отсутствие пузырькового режима — обусловлено ранним развитием капиллярно-модуляционной неустойчивости при уменьшении высоты канала. В условиях сильного геометрического ограничения формирование устойчивых газовых пробок подавляется за счёт интенсивного проникновения жидких пальцев в газовые включения уже на начальном этапе течения.

2. Новая разновидность струйного режима — характеризуется чередованием стабилизированных жидких и газовых струй в зоне смешения фаз. Такой режим формируется вследствие регулярного развития пальцеобразных возмущений и не наблюдался в более высоких каналах, что подчёркивает роль микромасштаба в стабилизации квазипериодических структур.

3. Стабилизация вспененного режима в зоне несжимаемого течения — с уменьшением высоты микроканала усиливается геометрическое ограничение, что приводит к доминированию капиллярных сил и упорядоченному развитию модифицированной неустойчивости Саффмана–Тейлора; формирование устойчивых жидкостных мостиков и подавление случайной коалесценции газовых включений способствуют самоорганизации потока, что обуславливает стабилизацию области вспененного режима на карте режимов в координатах  $Ca_l$  и  $We_g$ .

4. Существенное влияние сжимаемости газа на границы режимов — при переходе к сжимаемому течению наблюдается изменение тренда границ между режимами: в частности, между вспененным и капельно-кольцевым, а также между струйно-капельным и струйным режимами. Была проведена верификация зоны несжимаемого течения для газа для всех трёх каналов и показано, что при переходе от несжимаемого течения к сжимаемому границы между вспененным и капельно-кольцевым режимами, а также между струйно-капельным и струйным режимами течений меняют тренд, в связи с чем, использование приведенных скоростей для анализа в зоне сжимаемого течения является некорректным.

#### Глава 4. Анализ гидравлического сопротивления в газожидкостных потоках в плоских микроканалах высотой 10-55 мкм

В данной главе представлены результаты систематических измерений фрикционного перепада давления в исследуемой группе каналов. Результаты включают в себя измерения и анализ однофазного и двухфазного перепада давления, а также параметра межфазного взаимодействия, исходя из шлирен-визуализации потоков. С помощью оптической шлирен-системы детально проанализирован параметр межфазного взаимодействия  $C$ , а также выделены механизмы его эволюции при изменении массовых скоростей фаз. На основе детального анализа экспериментального параметра межфазного взаимодействия была модифицирована модель раздельного течения Lockhart R.W., Martinelli R.C. [73]. В дальнейшем, модель Локхарта-Мартинелли). Модифицированная модель позволила физически корректно определять двухфазный перепад давления на трение с учётом изотермической квазисжимаемости газа. В рамках предложенной модели была разработана корреляция для параметра межфазного взаимодействия  $C$ , который обеспечивает предсказание двухфазного перепада давления на трение в исследуемой группе каналов со среднеабсолютным отклонением 12%. Кроме того, исследовано влияние плотности теплового потока на перепад давления в случае локального нагрева. С помощью высокоскоростной визуализации на просвет показано, что с увеличением плотности теплового потока при высоких массовых скоростях газа перепад давления убывает из-за постепенного осушения стенок канала (преимущественно нижней) вследствие интенсификации испарения, что существенно уменьшает трение жидкости со стенками.

##### 4.1. Однофазный перепад давления

На Рисунке 4.1 показана зависимость экспериментально измеренного однофазного перепада давления для HFE7100 и Milli-Q® воды от массовой скорости жидкости для всех трех исследуемых микроканалов. Для обеих используемых жидкостей наблюдается линейное увеличение перепада давления с ростом массовой скорости жидкости, что соответствует формуле (1.15) для определения перепада давления на трение и теоретической зависимости Shah R; K., London A.L. [28] для однофазного несжимаемого стационарного ламинарного течения, согласно формуле (1.22). Небольшие отклонения от теоретической линии указывают на местные входные и выходные гидравлические потери, а также на перепад давления при ускорении потока. Кроме того, при  $L \gg D_h$  пренебрежимо малы потери на ускорение потока и местные гидравлические потери по сравнению с потерями на трение. Таким образом, в дальнейшем будет рассмотрен только перепад давления на трение. Качественное и количественное согласие между

экспериментальными данными и теорией указывает на корректную калибровку контрольно-измерительного оборудования, а также на корректные геометрические параметры каналов и их герметизацию. Таблица 4.1 содержит информацию об экспериментальных условиях при измерении однофазного перепада давления.

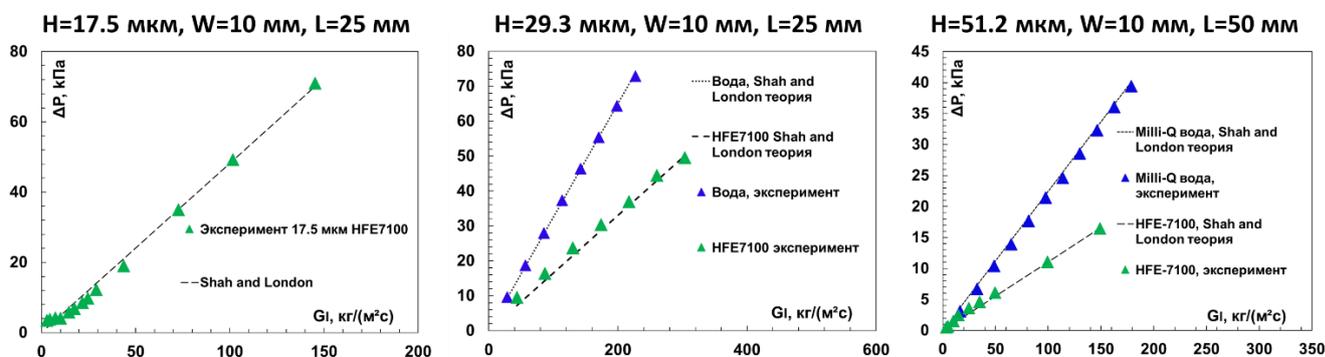


Рисунок 4.1 – Зависимость экспериментального однофазного перепада давления для жидкости от массовой скорости жидкости в сравнении с теорией для однофазного ламинарного стационарного несжимаемого течения Shah R.K., London A.L. [28]

Таблица 4.1 – Экспериментальные параметры рабочих жидкостей

	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Динамическая вязкость $\mu$ , Па·с	Пов. натяж. $\sigma$ , мН/м	Температура во время измерения T, К	Числа Рейнольдса $Re_l$	$f_D Re_l$ несжимаемый
HFE7100	1526.26	$7.37 \cdot 10^{-4}$	13.6	292.4	0.48-54	95.33
Вода	999.79	$9.78 \cdot 10^{-4}$	72.2	292.4	1.69-16.92	

На Рисунке 4.2 показана зависимость экспериментально измеренного однофазного перепада давления для газа от массовой скорости газа. Для всех трёх используемых микроканалов. В отличие от потока жидкости, для потока газа наблюдается значительное отклонение в изменении экспериментально измеренного перепада давления с увеличением массового расхода газа для азота по сравнению с теорией [28] для стационарного несжимаемого ламинарного течения.

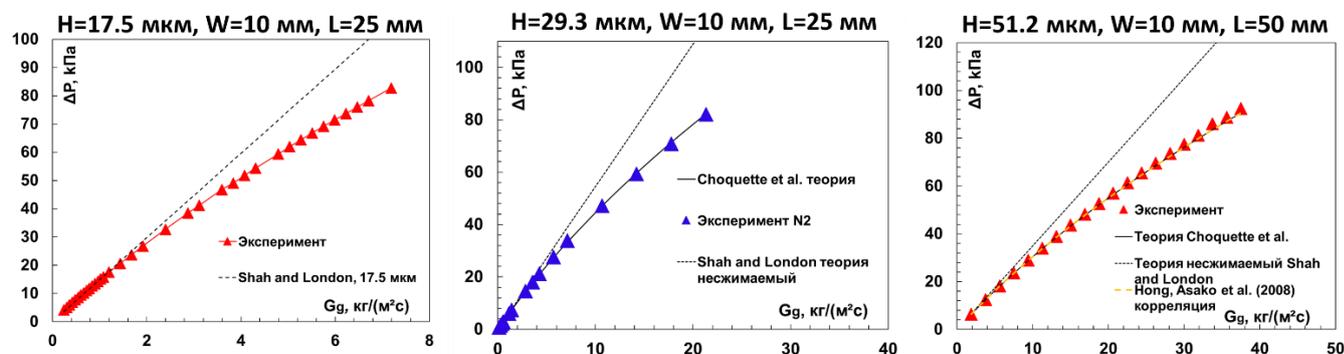


Рисунок 4.2 – Зависимость экспериментального однофазного перепада давления для газа от массовой скорости газа в сравнении с теорией для однофазного ламинарного стационарного несжимаемого течения Shah R.K, London A.L. [28], выражением Choquette S.F. и др. [30] и 2D-корреляцией Hong C. и др. [55]

Как показано на Рисунке 4.2 перепад давления проявляет нелинейную зависимость от массового расхода газа, тогда как теоретическая линия [28] лежит существенно выше экспериментальных данных для всех трёх микроканалов.

Этот эффект объясняется сжимаемостью газа в микроканалах, т.е. зависимостью плотности газа от давления. В данном случае, для теоретического описания зависимости использование уравнения (1.15) неприемлемо, поскольку формула содержит постоянную плотность флюида. Рисунок 4.2 также демонстрирует хорошее качественное и количественное согласие экспериментальных данных с неявным выражением авторов Choquette S.F. и др. (1.24) и (1.25) для изотермического ламинарного сжимаемого потока идеального газа с использованием для числа Пуазейля выражения [28] (1.22) для несжимаемого потока, и также с двумерной корреляцией Hong и др. [54] для определения  $f_D Re_g$ , задаваемого формулой (1.30) для канала высотой 51.2 мкм.

В Таблице 4.2 содержатся экспериментальные параметры газа, такие как среднее число Маха, а также число Кнудсена для канала высотой 51.2 мкм, которые определяются выражениями (4.1) и (4.2).

$$Ma = G_g \left( \frac{2}{P_{in} + P_{out}} \right) \sqrt{\frac{RT}{\gamma}} \quad (4.1)$$

$$Kn = \frac{l_{free}}{D_h} = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \frac{Ma}{Re_g} \quad (4.2)$$

Как видно из результатов, кривые прогнозирования однофазного перепада давления для газового потока в канале высотой 51.2 мкм, построенные с использованием формул Choquette S.F. и др. (уравнения 1.24 и 1.25) в сочетании с корреляциями Shah R.K., London A.L. (уравнение 1.22) и Hong и др. [54], практически совпадают. Это связано с тем, что усреднённое значение произведения коэффициента трения Дарси на число Рейнольдса  $f_D Re_g$  изменяется незначительно при небольшом увеличении числа Маха.

Таблица 4.2 – Экспериментальные параметры рабочего газа азота в канале высотой 51.2 мкм

Температура во время измерений T, К	Показатель адиабаты $\gamma$	Удельная газовая постоянная R, Дж/кг·К	Динамическая вязкость $\mu$ Па·с	Числа Рейнольдса $Re_g$	Числа Кнудсена $Kn$	Усреднённое число Маха $Ma$	$f_D Re_g$ несжим. теория	$f_D Re_g$ Hong et al. корреляция
294.2	1.4	296.65	$1.755 \cdot 10^{-5}$	0.47-236.39	$4.35 \cdot 10^{-4}$ - $6.17 \cdot 10^{-4}$	$1.82 \cdot 10^{-4}$ - $6.4 \cdot 10^{-2}$	95.33	96-98.29

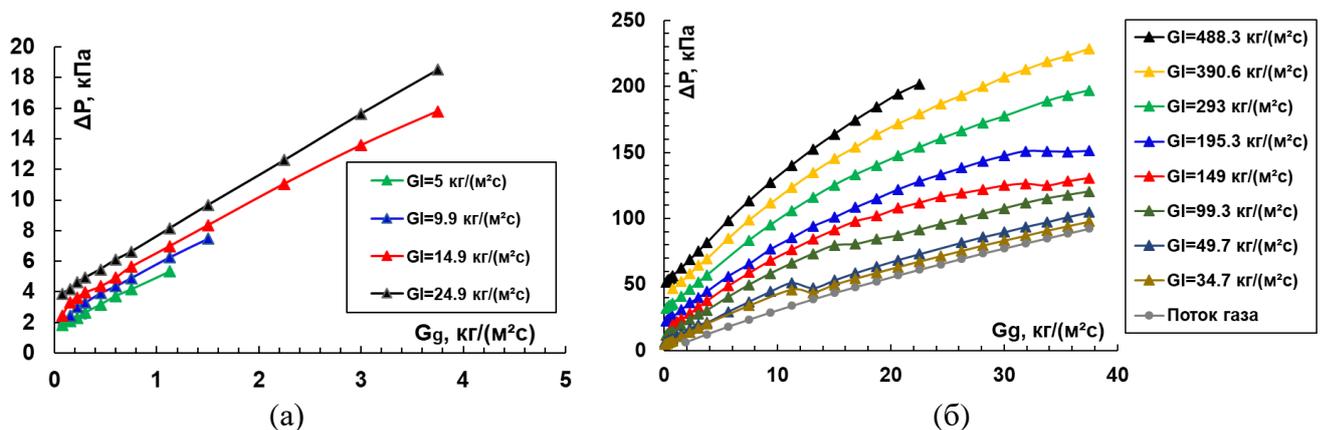
Значения чисел Кнудсена в эксперименте находились в диапазоне от 0.000435 до 0.000617, что указывает на пренебрежимо малое влияние эффектов скольжения (разряжения) на величину  $f_D Re_g$ . Таким образом, экспериментальный перепад давления газа при малых значениях числа Маха может быть корректно описан с использованием выражения Choquette S.F. и др., где усреднённое значение  $f_D Re_g$  определяется на основе корреляции Shah R.K, London A.L. [28] для

несжимаемого течения в длинных каналах. Для выражения теоретического перепада давления из формулы (1.24) использовался простой численный метод дихотомии.

Следует отметить, что влияние сжимаемости проявляется на входе и выходе канала, локально увеличивая значение  $f_D Re_g$ , тогда как усреднённое значение  $f_D Re_g$  вдоль канала остаётся практически постоянным (так называемая квазисжимаемость). Этот факт подтверждается исследованиями [32, 53, 54]. Данное приближение изотермической квазисжимаемости справедливо именно при  $L \gg D_h$ , поскольку площади теплообмена со стенками канала достаточно, чтобы считать поток газа изотермическим, а  $f_D Re_g$  постоянной из-за локальности сжимаемости на концах канала, что также подтверждается результатами других исследований [31, 53]. Кроме того, данное приближение действует для гладких микроканалов, поскольку исходя из анализа литературы по однофазным потокам шероховатость стенок напрямую влияет на  $f_D Re_g$ .

#### 4.2. Двухфазный перепад давления

Рисунок 4.3а демонстрирует экспериментально измеренный перепад давления для течения HFE7100–азот в канале  $0.0512 \times 10 \times 50 \text{ мм}^3$  при низких значениях массовой скорости жидкости от 5 до  $24.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  в зависимости от массовой скорости газа, тогда как на Рисунке 4.3б показана зависимость перепада давления от массовой скорости газа при значениях массовой скорости жидкости от  $34.8$  до  $488.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Можно видеть, что при низких массовых скоростях жидкости перепад давления линейно зависит от массовой скорости газа. Однако по мере увеличения массовой скорости газа начинает проявляться эффект его сжимаемости, и двухфазный перепад давления демонстрирует нелинейный рост. На Рисунке 4.3в и 4.3г изображены зависимости экспериментально измеренного перепада давления для течения HFE7100–азот в каналах  $0.0175 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  и  $0.0293 \times 10 \times 25 \text{ мм}^3$  соответственно, где также наблюдается нелинейное поведение двухфазного перепада давления с ростом массовой скорости газа при фиксированных массовых скоростях жидкости.



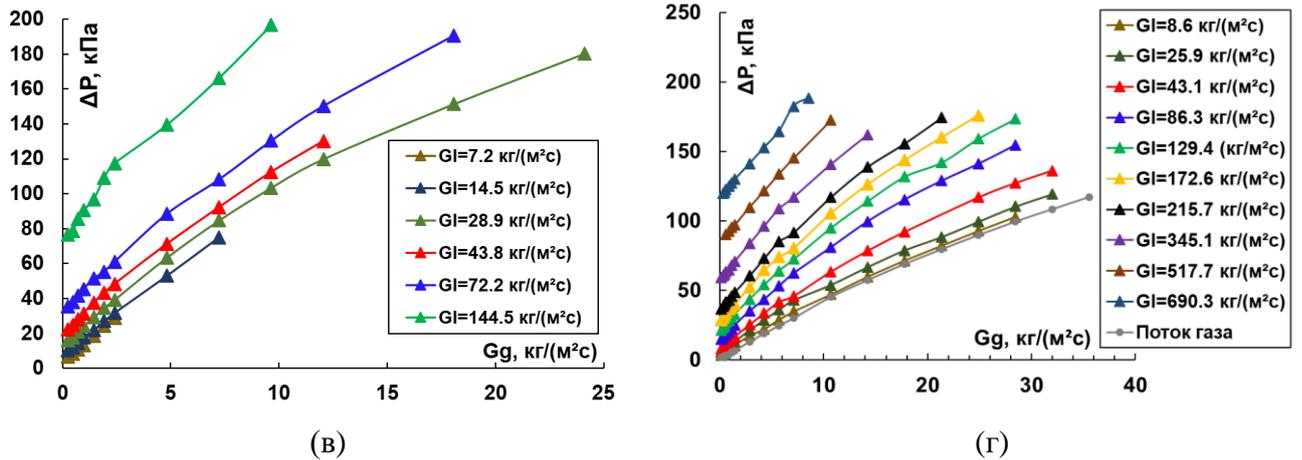


Рисунок 4.3 – Экспериментальный перепад давления для HFE7100-N<sub>2</sub> в канале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>: (а) низкие массовые скорости, (б) умеренные и высокие массовые скорости, экспериментальный перепад давления для HFE7100-N<sub>2</sub> в канале (в)  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> и (г)  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>

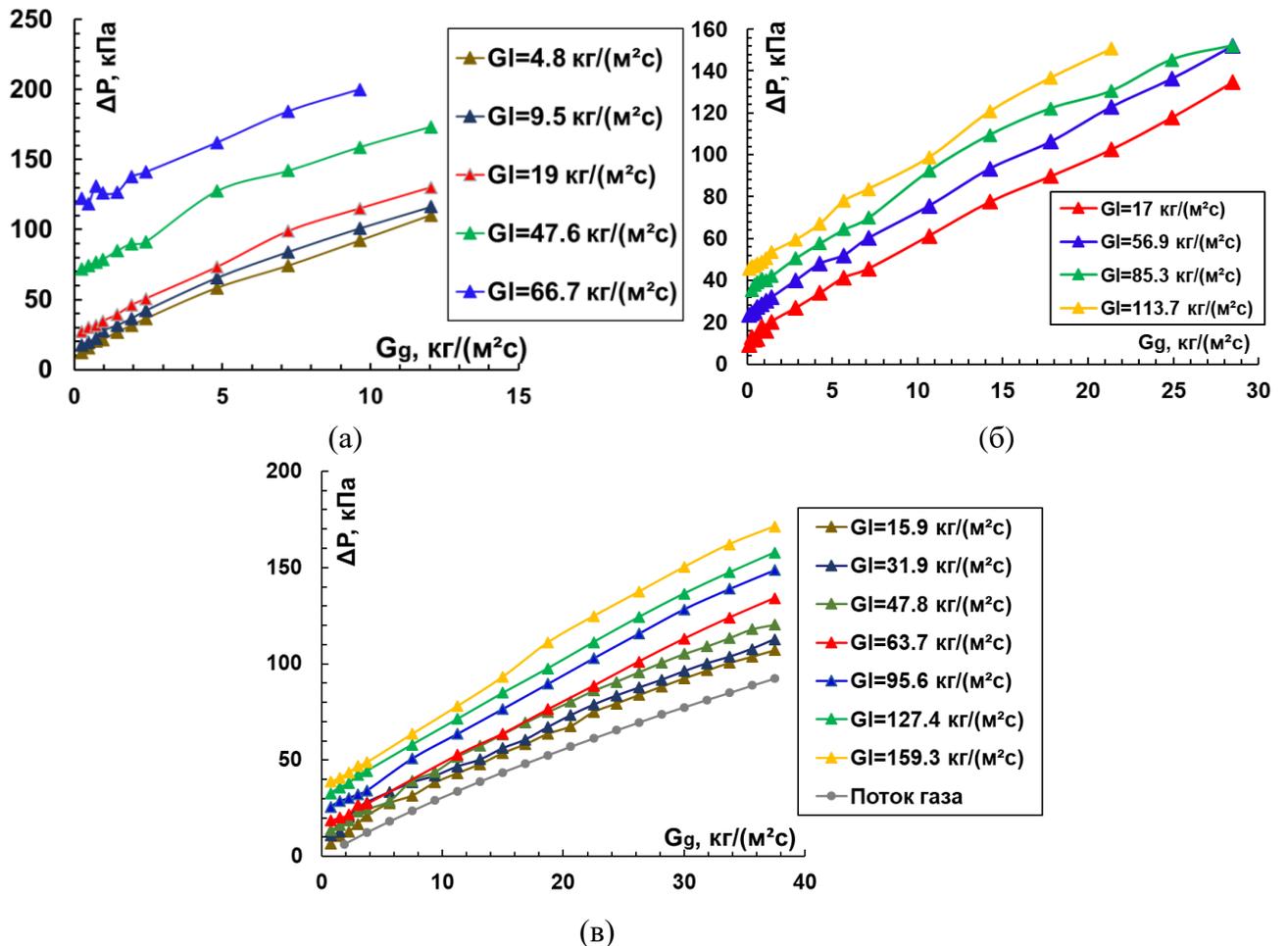


Рисунок 4.4 – Экспериментальный перепад давления для двухфазных потоков вода-азот (а) в канале  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>, (б) в канале  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup>, (в) в канале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>

Рисунок 4.4 показывает зависимость экспериментально измеренного перепада давления от массовой скорости газа для течения воды и азота (а) в канале  $0.0175 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> при массовых скоростях жидкости от 4.8 до 66.7 кг/(м<sup>2</sup>с), (б) в канале  $0.0293 \times 10 \times 25$  мм<sup>3</sup> при массовых скоростях жидкости от 17 до 113.7 кг/(м<sup>2</sup>с) и (в) в канале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup> при массовых

скоростях жидкости от 15.9 до 159.3 кг/(м<sup>2</sup>с). Более линейное поведение кривых для течения воды и азота по сравнению с течением HFE7100–азот объясняется преобладающим вкладом жидкой фазы в двухфазный перепад давления в более широком диапазоне массовых скоростей газа. Это связано с тем, что отношение динамической вязкости к плотности ( $\mu/\rho$ ) у воды выше, чем у HFE7100 при одинаковых массовых скоростях жидкости (см. уравнения 1.15, 1.16, 1.21, 1.22).

#### 4.2.1. Анализ параметра межфазного взаимодействия

Как уже отмечалось в Главе 1 настоящей диссертации, одним из широко используемых подходов для прогнозирования двухфазного перепада давления на трение является модель Локхарта–Мартинелли. Эта модель связывает двухфазный градиент давления с однофазным через безразмерные множители, зависящие от параметра Мартинелли  $X$ , который, в свою очередь, определяется с использованием параметра межфазного взаимодействия Чизхолма  $C$  (см. уравнения 1.45–1.49).

Физический смысл параметра  $C$  в модели Локхарта–Мартинелли заключается в учёте влияния межфазного взаимодействия на величину фрикционного перепада давления. Однако, как следует из анализа ряда исследований [82–86], при определении и разработке корреляций для параметра  $C$  в микроканалах часто используется некорректное выражение (1.15), предназначенное для несжимаемого течения. Это приводит к тому, что в параметр  $C$  необоснованно включаются нелинейные эффекты, обусловленные сжимаемостью газовой фазы, что физически некорректно.

Одной из целей исследования, описанного в данной главе, является разделение указанных эффектов в рамках модели Локхарта–Мартинелли с учётом реальных условий течения газа. Для достижения этой цели была проведена модификация модели на основе анализа экспериментальных данных однофазных и двухфазных градиентов давления, а также механизмов, определяющих параметр межфазного взаимодействия таким образом, чтобы обеспечить физически корректное определение параметра  $C$  для последующей разработки физически корректных корреляций прогнозирования двухфазного перепада давления на трение в микроканалах.

Для анализа параметра межфазного взаимодействия использовались данные для течений HFE7100–азот и вода–азот в микроканале  $0.0512 \times 10 \times 50$  мм<sup>3</sup>. Параметр  $C$  определялся экспериментально с использованием формул (1.45–1.49) в размерном виде. При этом значения однофазных градиентов давления также были взяты из экспериментальных данных,

представленных на Рисунке 4.1. и Рисунке 4.2. Таким образом, формула для определения параметра межфазного взаимодействия выглядит следующим образом:

$$C_{\text{exp}} = \frac{\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_p - \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_l - \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_g}{\sqrt{\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_l \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_g}} \quad (4.3)$$

Рисунок 4.5 демонстрирует зависимость экспериментально определённого параметра Чизхолма от массовой скорости газа для течения HFE7100–азот при низких значениях массовой скорости жидкости, а также содержит шлирен-визуализацию соответствующих режимов течений. При низких массовых скоростях жидкости наблюдается возрастание параметра  $C$  до пикового значения, после которого следует его уменьшение с дальнейшим увеличением массовой скорости газа. Такое поведение хорошо согласуется с результатами шлирен-визуализации.

Изначально, с увеличением массовой скорости газа, наблюдаются возмущения на межфазных границах, что приводит к образованию тонкой жидкостной пленки через механизм «размазывания» струй и плоских капель, образующихся в зоне смешения фаз в тонкую плёнку жидкости. В данном случае выявлены два механизма эволюции параметра Чизхолма при возрастании массовой скорости газа.

Первый механизм связан с увеличением параметра  $C$  до пикового значения, что соответствует формированию двухфазного течения типа «жидкая пленка – газ» по ширине канала, что приводит к увеличению площади межфазного трения.

При дальнейшем увеличении массовой скорости газа начинает действовать второй механизм, при котором двухфазное течение «жидкостная пленка – газ» полностью сформировано по ширине канала, и газ начинает вытеснять центры течения жидкости в зоне смешения вдоль боковых стенок канала, увеличивая интенсивность течения жидкости в центральной части канала. Чередование центров течения жидкости с газовым потоком возникает вследствие капиллярно-модуляционной неустойчивости, описанной в Главе 3 настоящей диссертации. Более того, плоские капли жидкости, образующиеся в зоне смешения, быстро размазываются в тонкую пленку и под действием потока газа уносятся к выходу из канала.

В результате локализации жидких струй в центральной части зоны смешения возмущения, инициирующие формирование жидких пленок, сосредоточены преимущественно в центральной области канала, что приводит к уменьшению площади межфазного взаимодействия и, соответственно, к снижению значения параметра  $C$ . Снижение характерных значений параметра  $C$  с увеличением массовой скорости жидкости связано с ростом доли перепада давления,

обусловленного жидкой фазой, и её преобладающим вкладом в общий двухфазный перепад давления согласно уравнению (1.47).

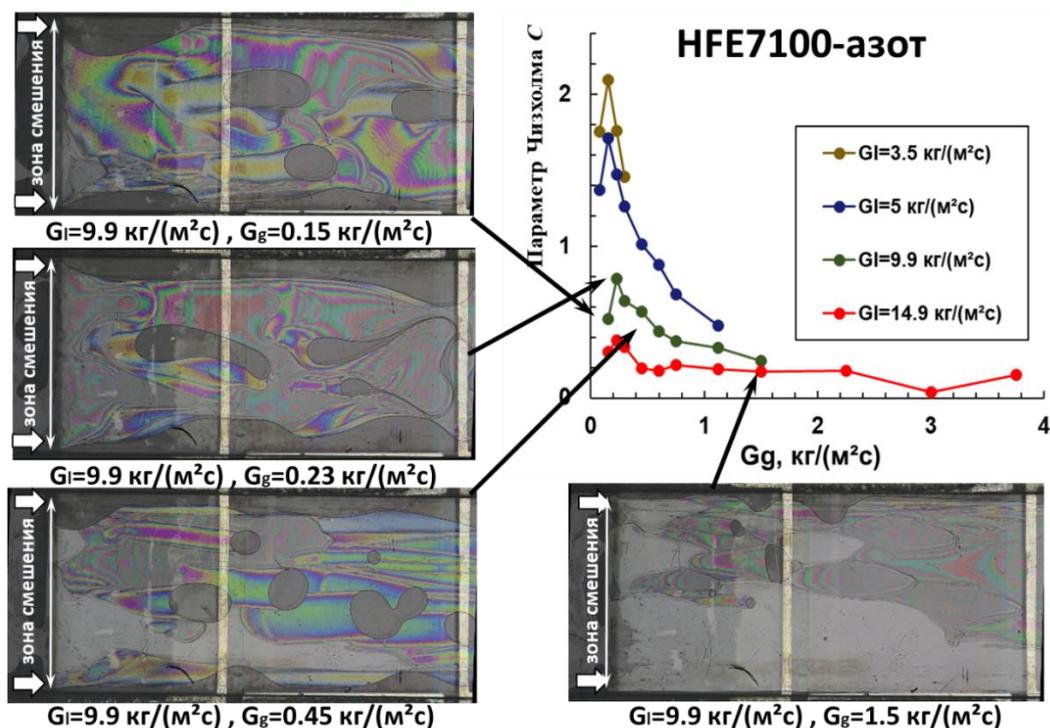


Рисунок 4.5 – Экспериментально измеренный параметр межфазного взаимодействия Чизхолма  $S$  в зависимости от массовой скорости газа при низких массовых скоростях жидкости для потока HFE7100-азот в канале  $0.0512 \times 10 \times 50 \text{ мм}^3$ . Вид сверху, стрелки указывают направление потока. Обозначения: 1 – жидкость, 2 – пленка на верхней стенке, 3 – осушенная область

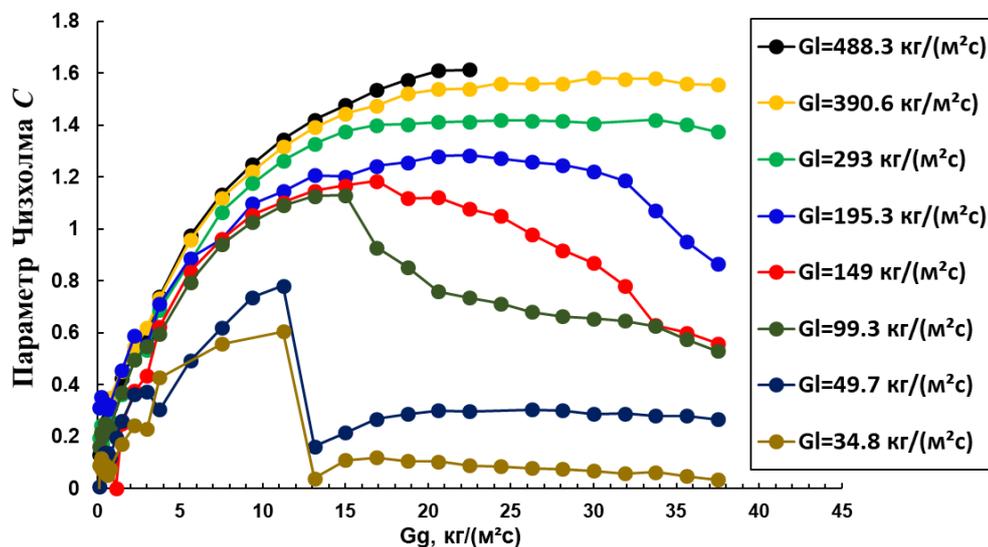


Рисунок 4.6 – Экспериментально измеренный параметр межфазного взаимодействия Чизхолма  $S$  в зависимости от массовой скорости газа при умеренных и высоких массовых скоростях жидкости для потока HFE7100-азот в канале  $0.0512 \times 10 \times 50 \text{ мм}^3$

Рисунок 4.6 показывает эволюцию экспериментально определённого параметра Чизхолма  $S$  при увеличении массовой скорости газа для средних и высоких значений массовой скорости жидкости — от  $34.8 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$  до  $488.3 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ . Для более удобного представления изменения параметра  $S$  с ростом массовой скорости газа кривые условно разделены на три группы: значения

$G_1 = 34.8\text{--}49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_1 = 99.3\text{--}195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_1 = 293\text{--}488.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Такое деление позволяет более детально проанализировать различные механизмы эволюции параметра Чизхолма  $C$  при изменении массового расхода газа в различных диапазонах массового расхода жидкости.

В первой группе кривых, соответствующей диапазону массовых скоростей жидкости  $G_1 = 34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}) \text{--} 49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , при увеличении массовой скорости газа наблюдались различные режимы течения. Для визуализации этих режимов использовалась шпирен-система с цифровой видеокамерой Nikon®D500 при массовых скоростях газа от 0.1 до 1.5  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , а также высокоскоростная видеозапись при массовых скоростях газа от 3.8  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Эволюция визуализируемых структур представлена на Рисунке 4.7.

С увеличением массовой скорости газа в диапазоне от 0.1 до 2.3  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для обеих массовых скоростей жидкости  $G_1 = 34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (Рисунок 4.7а, 4.7аа, 4.7б, 4.7бб, 4.7в, 4.7вв) наблюдается уменьшение площади, занимаемой исключительно жидкостными мостиками, включая снижение характерных размеров плоских капель из-за их размазывания в тонкую плёнку жидкости. Таким образом, в этом диапазоне массовых скоростей газа формируется двухфазное газоплёночное по ширине канала, что приводит к увеличению межфазного взаимодействия и, соответственно, к возрастанию параметра Чизхолма.

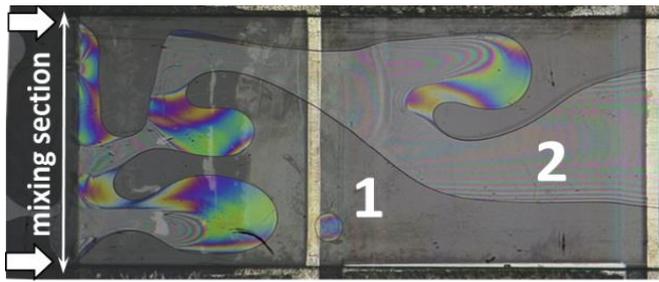
Дальнейшее увеличение массовой скорости газа приводит к чередованию центров жидкостных и газовых струй, что связано с развитием капиллярно-модуляционной неустойчивости в зоне смешения. При увеличении массовой скорости газа от 2.3  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  до 3  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  при  $G_1 = 34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и от 2.3  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  до 3.8  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  при  $G_1 = 69.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  происходит переход к импульсному выбросу капель, которые отрываются от чередующихся жидкостных струй в зоне смешения фаз. Это сопровождается небольшим скачкообразным уменьшением значения параметра Чизхолма, вызванным сменой режима течения на пульсационный, т.к. пульсации вызывают чередование пленочно-капельного течения и газового течения, что в свою очередь уменьшает параметр Чизхолма. (Рисунок 12г и 12гг). При  $G_g = 7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  течение стабилизируется, и пульсации исчезают (Рисунок 12д и 12дд) для обоих случаев.

Дальнейший рост параметра Чизхолма при увеличении  $G_g$  до 11.25  $\text{кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для обеих кривых (Рисунок 12е и 12ее), а также изменение тенденции роста параметра  $C$ , объясняются двумя факторами.

Первым фактором является уменьшение характерных размеров плоских капель в ядре потока, что приводит к их полному размазыванию в жидкостную пленку и, как следствие, к небольшому увеличению площади межфазного трения и, соответственно, к росту параметра  $C$ .

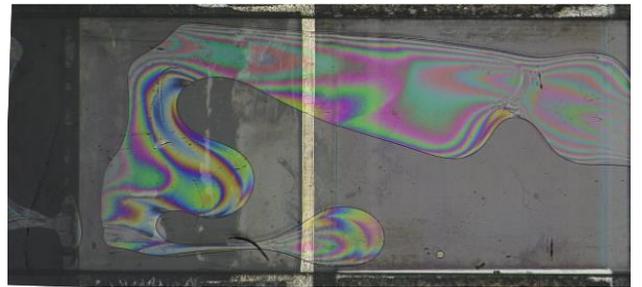
Вторым фактором является возникновение устойчивых сухих зон вдоль боковых стенок канала, что снижает площадь межфазного взаимодействия и, следовательно, уменьшает значение параметра  $C$ . Эти сухие зоны, аналогично случаю малых массовых скоростей жидкости,

формируются вследствие блокировки жидкостных струй в зоне смешения вблизи боковых стенок канала, согласно второму механизму, описанному при анализе Рисунка 4.5.



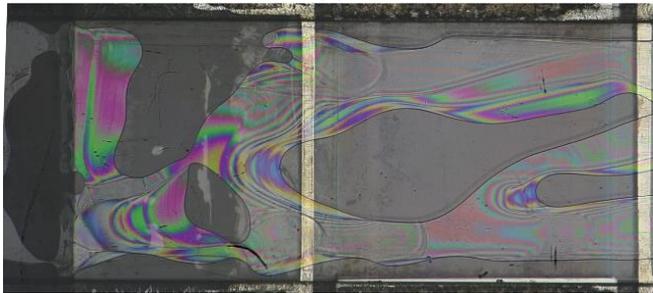
$$G_l=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=0.1 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(a)



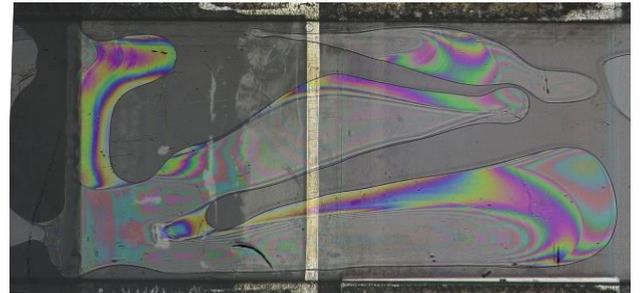
$$G_l=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=0.1 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(aa)



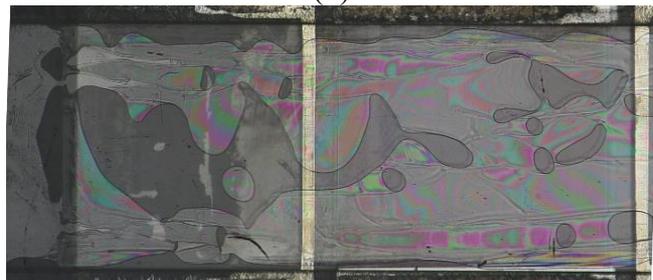
$$G_l=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=0.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(b)



$$G_l=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=0.2 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(ba)



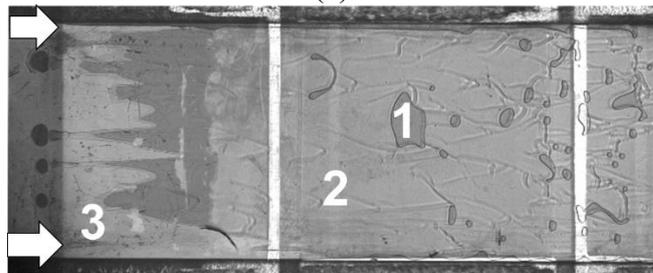
$$G_l=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=1.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(b)



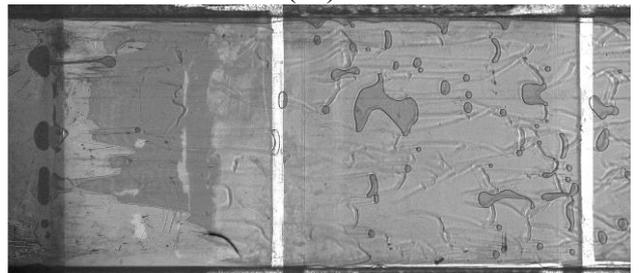
$$G_l=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=1.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(bb)



$$G_l=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=3.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(г)



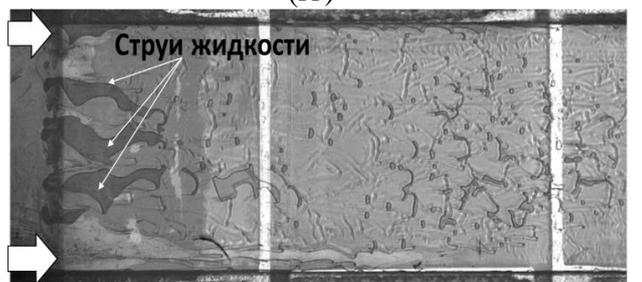
$$G_l=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=3.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(га)



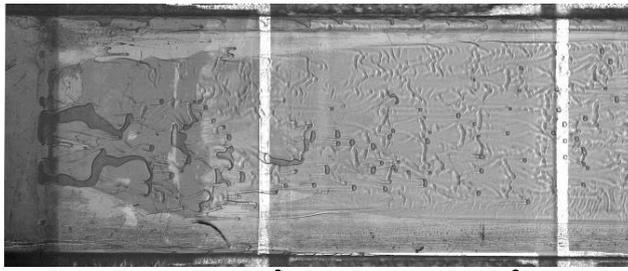
$$G_l=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(д)



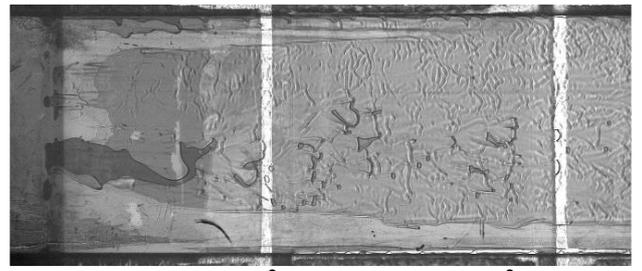
$$G_l=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$$

(да)



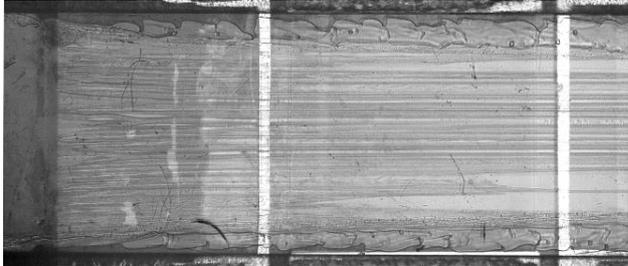
$G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=11.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(е)



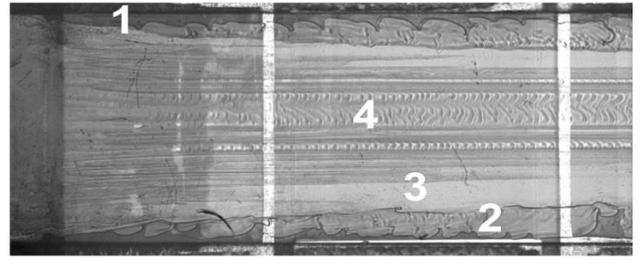
$G_1=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=11.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(ее)



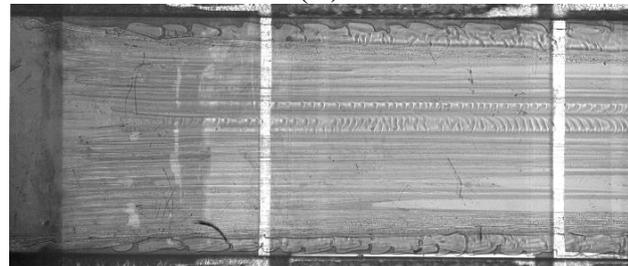
$G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=13.1 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(ж)



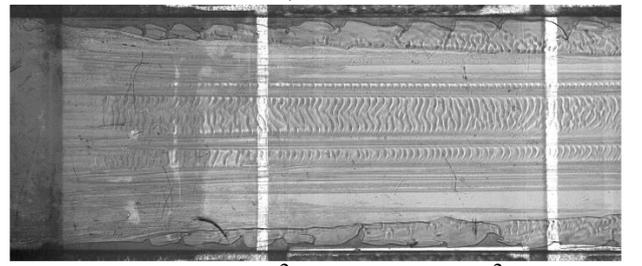
$G_1=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=13.1 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(жж)



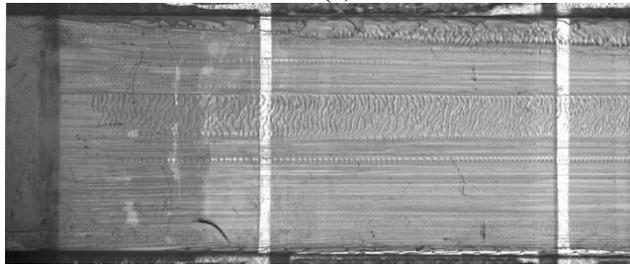
$G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(з)



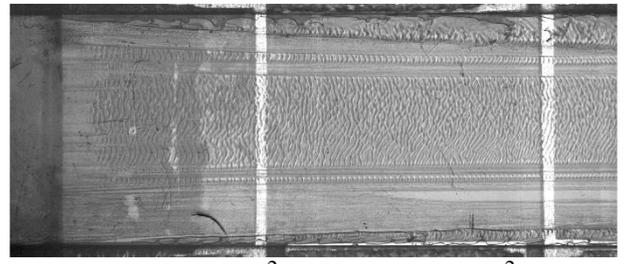
$G_1=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(зз)



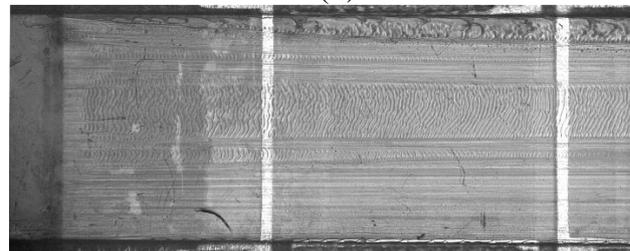
$G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=26.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(и)



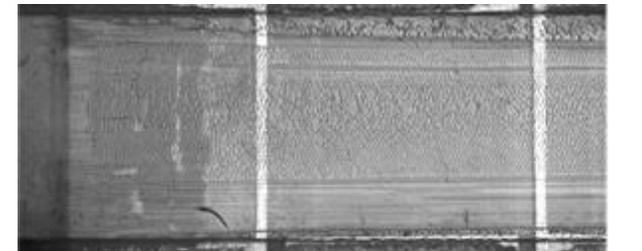
$G_1=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=26.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(ии)



$G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(к)



$G_1=49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$

(кк)

Рисунок 4.7 – Эволюция режимов течений при увеличении массовой скорости газа при  $G_1=34.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $49.7 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для течений HFE7100-азот. Вид сверху. Направление потока слева направо. 1 – жидкость, 2 – плёнка на верхней стенке канала, 3 – осушенные области, 4 – плёнка на нижней стенке канала

При массовых скоростях газа в диапазоне от 11.3 до 13.1 кг/(м<sup>2</sup>с) для обоих случаев наблюдается скачкообразное уменьшение перепада давления и параметра  $C$ , сопровождаемое изменением режима течения (Рисунок 4.7ж и 4.7жж). Вместо пульсирующих жидкостных струй в зоне смешения, формирующих пленки на верхней и нижней стенках канала, реализуется режим течения, называемый раздельным волновым. При данном режиме течения большая часть жидкости аккумулируется по бокам канала, с периодическим формированием волновых гребней на межфазных границах вдоль боковых стенок. Амплитуда этих гребней увеличивается по мере продвижения вдоль канала, что приводит к образованию жидких пленок на верхней и нижней стенках за счёт размазывания. Одновременно с этим, в центральной части канала количество жидкости на единицу площади уменьшается, и плёночное течение наблюдается только вдоль нижней стенки канала.

$C$  изменением режима течения связано скачкообразное падение перепада давления и параметра  $C$ , обусловленное уменьшением общей площади трения, включая как трение жидкости о стенку, так и межфазное трение. При дальнейшем увеличении массовой скорости газа до 15 кг/(м<sup>2</sup>с) для обоих случаев наблюдается незначительное увеличение площади, занимаемой нижней пленкой в центральной части канала (Рисунок 4.7з и 4.7зз). Параметр Чизхолма немного возрастает вследствие увеличения площади межфазного взаимодействия.

Дальнейшее снижение значения параметра  $C$  при  $G_1 = 34.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) с ростом массовой скорости газа сопровождается уменьшением расхода жидкости вдоль одной из боковых стенок. Уменьшение расхода жидкости приводит к снижению характерной амплитуды гребней и, соответственно, к уменьшению площади пленок, формируемых этими гребнями. В этом случае поведение параметра Чизхолма определяется двумя факторами. Первый фактор — увеличение параметра  $C$  вследствие увеличения площади, занимаемой нижней плёнкой и усиления двухфазного взаимодействия соответственно; Второй фактор — уменьшение параметра  $C$  из-за снижения межфазного взаимодействия, вызванного уменьшением расхода жидкости вдоль боковой стенки.

При  $G_1 = 34.8$  кг/(м<sup>2</sup>с) значение параметра  $C$  немного снижается, что указывает на преобладание второго фактора над первым (см. Рисунок 4.7з, 4.7и и 4.7к). При  $G_1 = 49.7$  кг/(м<sup>2</sup>с) площадь, занимаемая пленкой на нижней стенке, больше, чем при  $G_1 = 34.77$  кг/(м<sup>2</sup>с), и параметр Чизхолма практически не снижается, что свидетельствует о балансе между указанными двумя факторами (см. Рисунок 12зз, 12ии, 12кк).

Во второй группе кривых при  $G_1=99.3–195.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) эволюция параметра Чизхолма происходила в соответствии с описанными ранее механизмами. Эволюция режимов течения с увеличением массовой скорости газа при  $G_1 = 149$  кг/(м<sup>2</sup>с) представлена на Рисунке 4.8.

С ростом массовой скорости газа примерно до  $7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (Рисунок 4.8а и 4.8б) наблюдается почти линейное увеличение параметра Чизхолма, обусловленное увеличением площади межфазного трения, что связано с формированием газоплёночного течения вдоль ширины канала. Последующее замедление роста параметра Чизхолма с дальнейшим увеличением массовой скорости газа связано с размазыванием плоских капель в плёнку в ядре потока, сопровождаемое небольшим увеличением площади межфазного взаимодействия и, соответственно, параметра  $C$  (Рисунок 4.8в). С увеличением массовой скорости жидкости диапазон значений массовых скоростей газа, в котором параметр Чизхолма возрастает, расширяется.

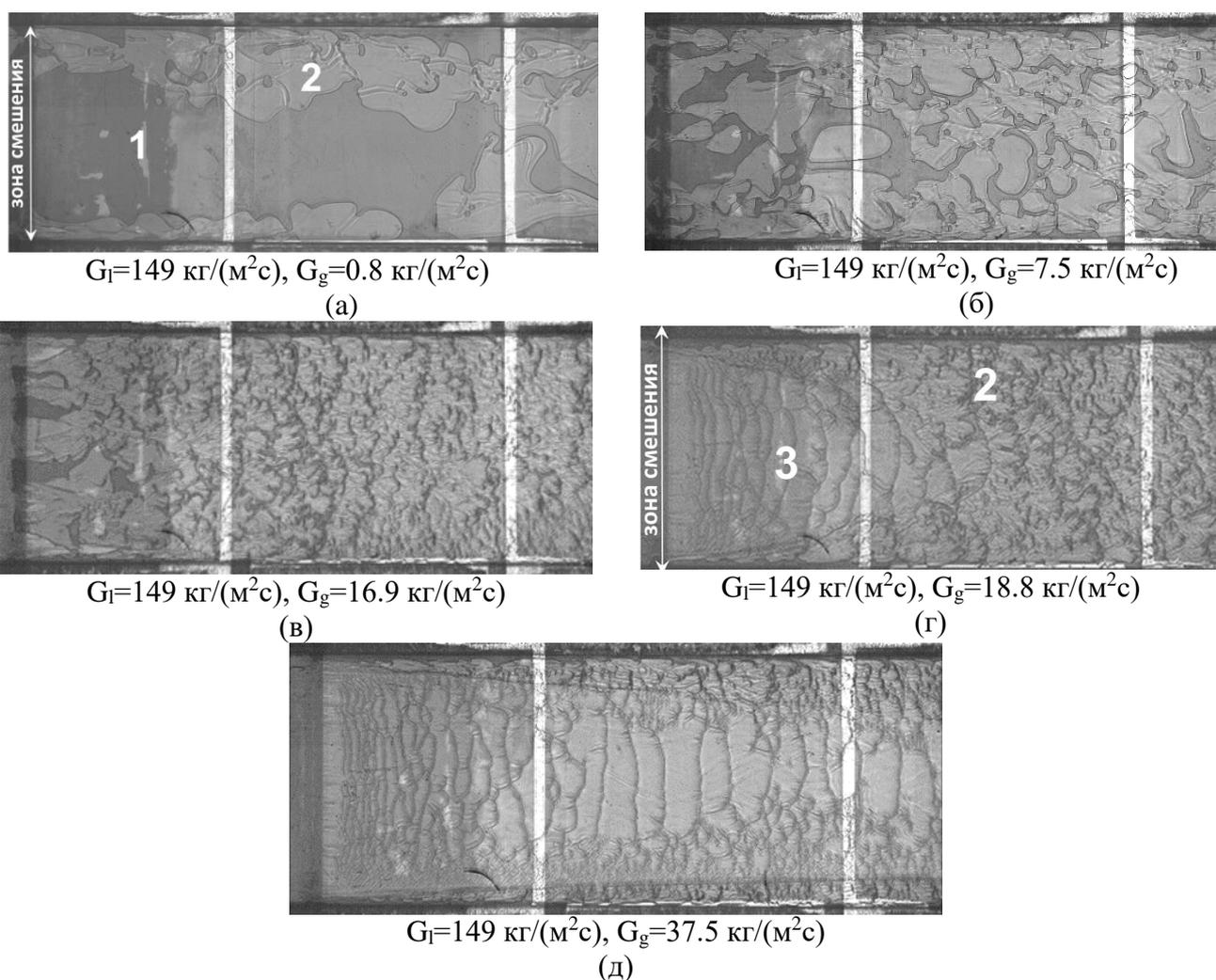


Рисунок 4.8 – Эволюция режимов течений при увеличении массовой скорости газа при  $G_l = 149 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  для потоков HFE7100-азот. Направление потока слева направо. 1 – жидкость, 2 – плёнка на верхней стенке канала, 3 – плёнка на нижней стенке канала. Вид сверху

Дальнейшее увеличение массовой скорости газа до  $18.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  приводит к снижению значения параметра Чизхолма, что указывает на переход к новому режиму течения и уменьшению площади межфазного трения согласно Рисунку 4.8г. В данном случае реализуется капельно-кольцевой режим течения, характеризующийся наличием замкнутой жидкой пленки по периметру поперечного сечения канала и плоскими каплями в ядре потока. Затем происходит

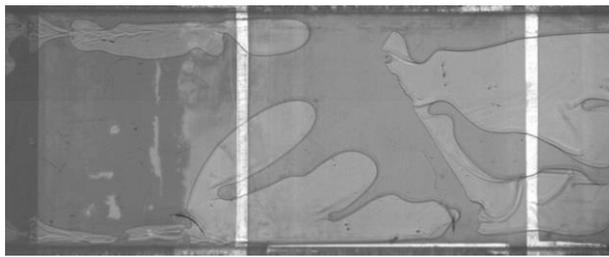
переход к режиму, при котором пленка формируется на нижней стенке канала по всей его ширине вместо чередующихся жидких струй в зоне смешения. Одновременно с этим, формирование пленки на верхней стенке канала происходит за счет отрыва плоских капель от гребней, образующихся вследствие развивающихся возмущений на межфазных границах вдоль боковых стенок канала. Отделяющиеся от гребней плоские капли растекаются в плёнку и перемещаются к центру канала, формируя пленку на верхней стенке канала,

При дальнейшем увеличении массовой скорости газа до  $37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  характерные амплитуды гребней на боковых стенках уменьшаются, что приводит к локальному смачиванию верхней стенки канала (аналогично наблюдаемому в первой группе кривых) и соответствующему снижению площади межфазного трения и параметра  $C$  соответственно (Рисунок 4.8д).

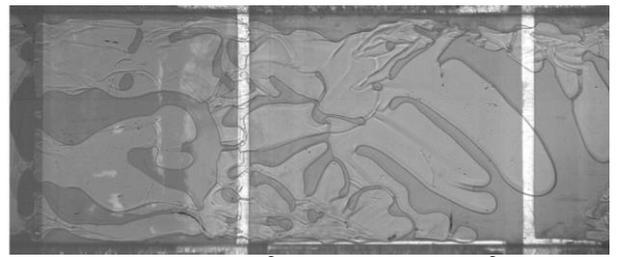
С увеличением массовой скорости жидкости начало снижения параметра Чизхолма сдвигается в область более высоких значений массовой скорости газа. Следует отметить, что при  $G_1=195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  в диапазоне массовых скоростей газа от  $22.5$  до  $31.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  наблюдается незначительное уменьшение параметра Чизхолма, сопровождаемое появлением небольших сухих участков без изменения режима течения вблизи смесительной камеры, что, в свою очередь, снижает значение параметра  $C$  и площадь межфазного взаимодействия.

В третьей группе кривых, в диапазоне массовых скоростей жидкости от  $293$  до  $488.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  рост параметра Чизхолма происходит схожим образом как во второй группе кривых, однако падения параметра  $C$  с увеличением массовой скорости газа не наблюдается. Дальнейшая эволюцию параметра Чизхолма рассматривается на примере кривой с  $G_1 = 293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . На Рисунке 4.9 представлена шпирен-визуализация течений при увеличении массовой скорости газа. При увеличении массовой скорости газа до  $16.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (Рисунок 4.9а, 4.9б, 4.9в, 4.9г) рост параметра Чизхолма происходит по уже описанным механизмам – увеличение площади межфазного взаимодействия за счет развития двухфазного потока по ширине и замедление роста из-за размазывания плоских капель жидкости в ядре потока в развитом по ширине газоплёночном потоке. Однако при дальнейшем увеличении массовой скорости газа до  $18.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  (Рисунок 4.9д) происходит локальная не скачкообразная смена режима течения в зоне смешения – жидкостные струи в зоне смешения, образованные из-за капиллярно-модуляционной неустойчивости, сменяются течением сплошной вдоль ширины канала пленки на нижней стенке. Одновременно с этим, вдоль боковых стенок канала образуются жидкостные гребни, от которых уносятся капли в центральную часть потока и размазываются в плёнку. Таким образом, общая площадь межфазного трения уменьшается лишь локально на входе, не приводя к изменению параметра Чизхолма. Дальнейшее увеличение массовой скорости газа до  $37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  незначительно уменьшает площадь плёнки на верхней стенке канала, образованной размазыванием выброшенных капель от гребней вдоль боковых

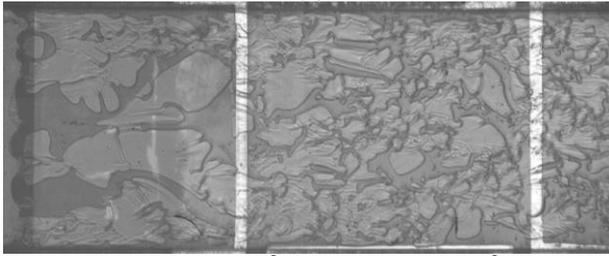
стенок, что также незначительно уменьшает площадь межфазного трения и практически не влияет на параметр Чизхолма (Рисунок 4.9е).



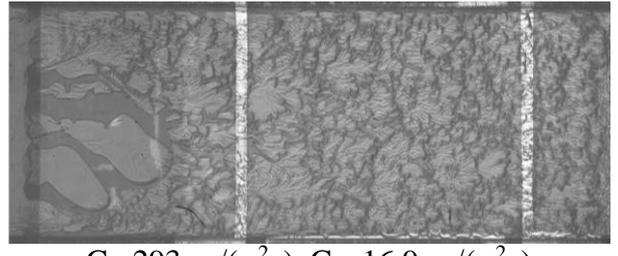
$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=0.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(а)



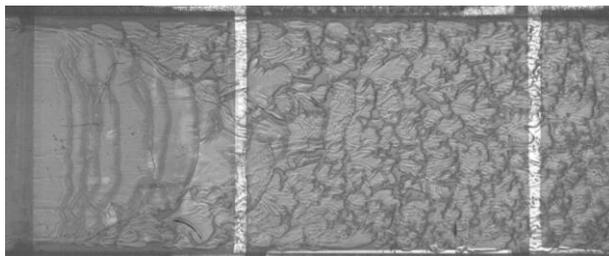
$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=2.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(б)



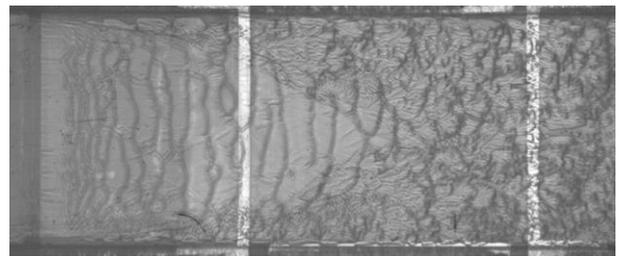
$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(в)



$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=16.9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(г)



$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=18.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(д)



$G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с}), G_g=37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(е)

Рисунок 4.9 – Эволюция режимов течений с ростом массовой скорости газа при  $G_l=293 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Направление потока слева направо. Вид сверху

Для течений вода–азот параметр Чизхолма был определён экспериментально на основе данных по двухфазному и однофазному перепаду давления согласно формуле (4.3). На Рисунке 4.10 представлены экспериментальные значения параметра Чизхолма в зависимости от массовой скорости газа для течения воды и азота при фиксированных массовых скоростях жидкости  $G_l=65\text{--}162.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Видно, что значение параметра  $C$  уменьшается для всех рассмотренных значений массовой скорости жидкости при массовых скоростях газа до  $3.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ .

Это уменьшение, как видно из шпирен-визуализации режимов течения, представленной на Рисунке 4.11а и 4.11б, соответствует устойчивому струйному режиму течения со стабильными межфазными границами. При этом межфазная граница не является строго прямой, а имеет некоторую кривизну, обусловленную возмущениями, формирующимися в зоне смешения фаз, которые стабилизируются поверхностным натяжением. Эти возмущения создают межфазное трение.

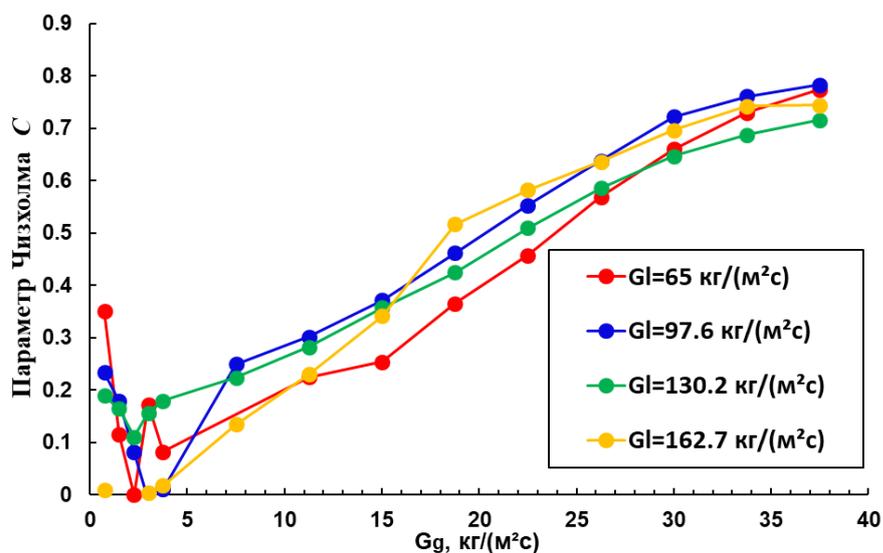
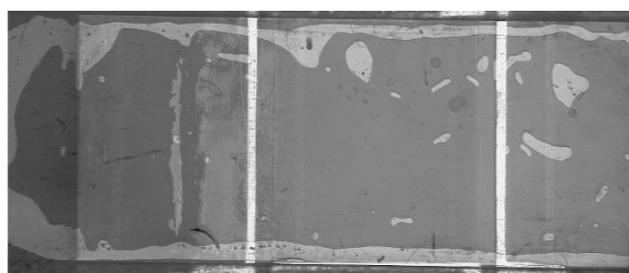
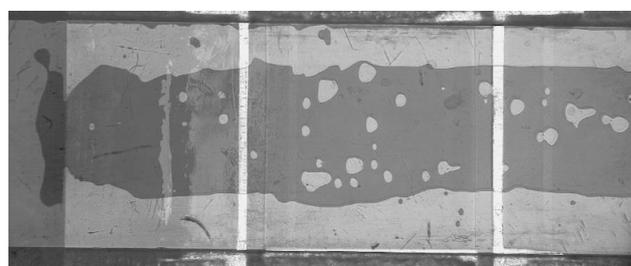


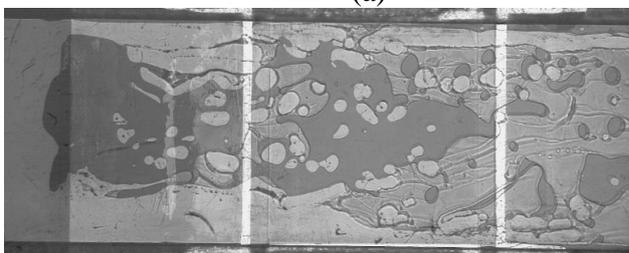
Рисунок 4.10 – Экспериментально измеренный параметр межфазного взаимодействия Чизхолма  $C$  в зависимости от массовой скорости газа для течений вода-азот



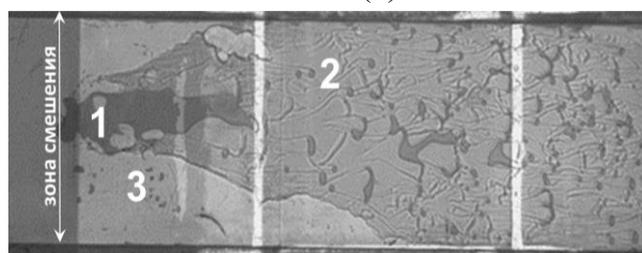
$G_1=97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=0.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(а)



$G_1=97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=3.8 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(б)



$G_1=97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=7.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(в)



$G_1=97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=26.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(г)



$G_1=97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ ,  $G_g=37.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$   
(д)

Рисунок 4.11 – Эволюция режимов течений с ростом массовой скорости газа при  $G_1 = 97.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Направление потока слева направо. Вид сверху

С увеличением массовой скорости газа наблюдается дальнейшее уменьшение параметра Чизхолма, что связано с уменьшением отношения характерной амплитуды возмущений к ширине

газовой струи: ширина газовой струи увеличивается, а межфазная граница становится более вытянутой и почти прямой, что соответствует значению параметра  $C$ , близкому к нулю.

Дальнейшее увеличение массовой скорости газа приводит к возрастанию параметра Чизхолма, что связано с возникновением нестабильных возмущений на межфазных границах, образованием плёнок жидкости, и увеличением площади межфазного трения по ширине канала (Рисунок 4.11в, 4.11г).

При массовой скорости газа около  $30 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  наблюдается замедление роста параметра  $C$ , обусловленное уменьшением площади жидкостных плёнок и, соответственно, площади межфазного взаимодействия. Сокращение площади, занимаемой жидкостными пленками, связано с уменьшением ширины жидкостной струи в зоне смешения и снижением характерной амплитуды её возмущений (Рисунок 4.11д).

Рисунок 4.12 демонстрирует сравнение поведения параметра Чизхолма при увеличении массовой скорости газа при фиксированных значениях массовой скорости жидкости  $G_l = 99.3, 293$  и  $390.6 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Кривые с маркерами в форме окружности представляют экспериментально определённые значения параметра Чизхолма согласно формуле (4.3), тогда как кривые с крестообразными маркерами показывают значения параметра Чизхолма, при которых однофазный перепад давления для газа рассчитывался с использованием формул (1.15) и (1.22) для несжимаемого течения.

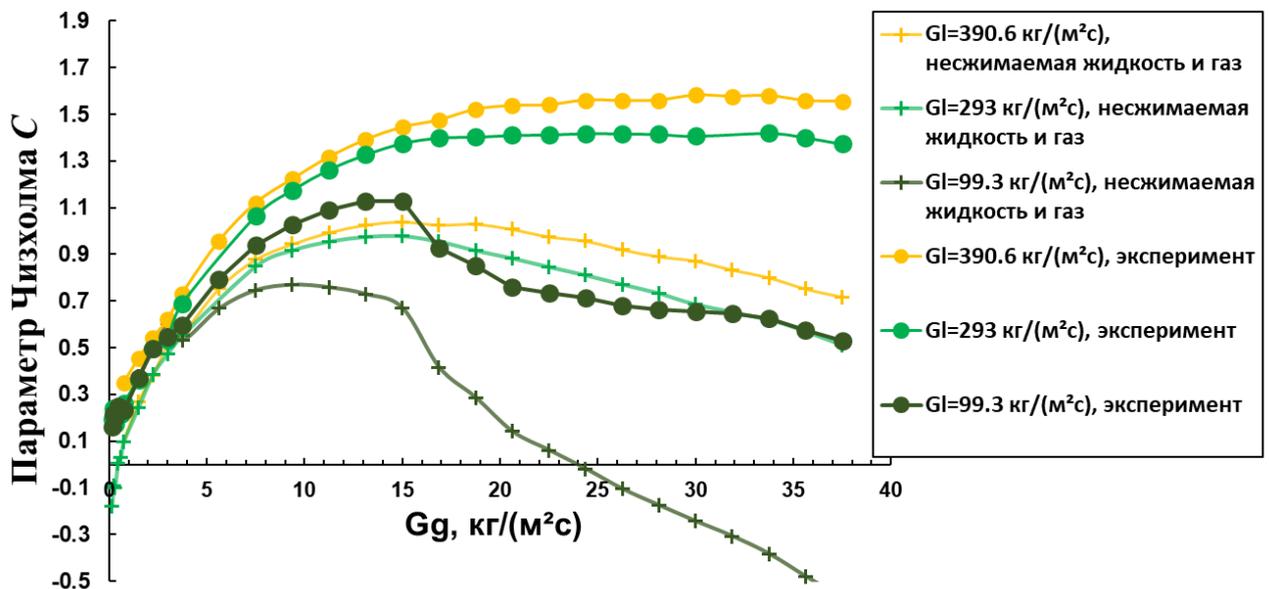


Рисунок 4.12 – Сравнение параметра Чизхолма для течения HFE7100-азот. Круглые маркеры – экспериментальные данные, определенные с использованием формулы (4.3), Крестообразные маркеры – данные с использованием выражения (1.15) для несжимаемого течения газа в формуле (4.3) для определения параметра Чизхолма

Как видно из Рисунка 4.12, использование формулы (1.15) для несжимаемого течения приводит к качественно и количественно некорректным результатам, которые не отражают основные механизмы эволюции параметра межфазного взаимодействия Чизхолма, связанные с

увеличением площади межфазного трения по ширине канала при наличии нестабильных возмущений на межфазной границе, а также с уменьшением амплитуды стабилизированных возмущений на межфазной границе. В частности, при  $G_1 = 99.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  значения параметра Чизхолма становятся отрицательными, что также физически некорректно.

#### 4.2.2. Модификация модели раздельного течения и разработка корреляции для предсказания двухфазного перепада давления в плоских микроканалах высотой 10-55 мкм

Таким образом, на основании вышеописанных зависимостей однофазного и двухфазного перепадов давления, анализа режимов течения и параметра межфазного взаимодействия для потоков HFE7100–азот и вода–азот можно сделать два промежуточных вывода.

Во-первых, эволюция экспериментального параметра межфазного взаимодействия при изменении массовых скоростей газа или жидкости определяется режимом течения. В частности, это связано с развитием газоплёночных режимов течений, которые изменяют площадь межфазного взаимодействия при наличии нестабильных возмущений на межфазных границах, а также с изменением амплитуды стабилизированных возмущений межфазных границ.

Во-вторых, экспериментальные данные для однофазного газового течения не описываются линейной формулой (1.15) для ламинарного стационарного несжимаемого потока, но корректно аппроксимируются неявным выражением Choquette S.F. и др. (1.24, 1.25) [30] для идеального сжимаемого изотермического газа при условии  $L \gg D_h$  с использованием выражения для несжимаемого стационарного ламинарного течения Shah R.K., London A.L. (1.22) при определении  $f_D \text{Re}_g$ . Таким образом, следуя определению модели раздельного течения Локхарта–Мартинелли может быть предложена модификация данной модели с учётом реальных условий течения газа в микроканалах (уравнения (4.4)–(4.13)).

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_p = \varphi_l^2 \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_l \quad (4.4)$$

$$\varphi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (4.5)$$

$$X^2 = \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_l / \left(\frac{\Delta P}{L}\right)_g \quad (4.6)$$

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_l = \frac{f_D G_l^2}{2\rho_l D_h} \quad (4.7)$$

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_g : f_D \frac{L}{D_h} = \frac{P_{in}^2 - P_{out}^2}{RTG_g^2} - 2 \ln \left( \frac{P_{in}}{P_{out}} \right), \Delta P = P_{in} - P_{out} \quad (4.8)$$

$$P = \rho RT \quad (4.9)$$

$$f_D = 96(1 - 1.3553AR + 1.9467AR^2 - 1.7012AR^3 + 0.9564AR^4 - 0.2537AR^5) / Re_{l,g} \quad (4.10)$$

$$Re_l = \frac{G_l D_h}{\mu_l} = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_l} \quad (4.11)$$

$$Re_g = \frac{G_g D_h}{\mu_g} = \frac{Gx D_h}{\mu_g} \quad (4.12)$$

$$x = \frac{G_g}{G_l + G_g} \quad (4.13)$$

Рисунок 4.13 демонстрирует зависимость экспериментально определённого параметра Чизхолма от его расчётного значения согласно описанной модели для течений HFE7100–азот (Рисунок 4.13а) и вода-азот (Рисунок 4.13б). Наблюдается хорошее количественное и качественное соответствие данных с разбросом не более 10 %, что указывает на корректную применимость предложенной модификации. Небольшие отклонения для течения HFE7100–азот при малых значениях параметра Чизхолма объясняются влиянием входных эффектов, которые не учитывались при постановке задачи.

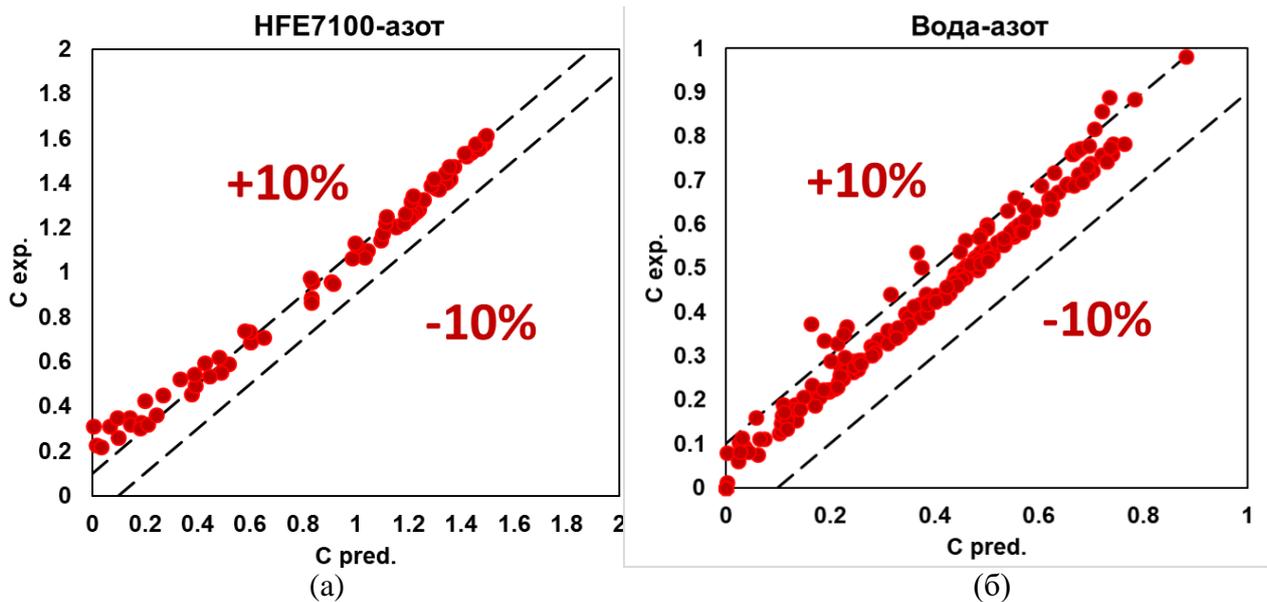


Рисунок 4.13 – Сравнение экспериментальных значений параметра межфазного взаимодействия Чизхолма и теоретических, согласно модифицированной модели для потоков HFE7100-азот (а) и вода-азот (б)

Данная модификация ограничена ламинарным режимом течения как для жидкости, так и для газа, а также предположением об изотермичности газа при условии  $L \gg D_h$  при малых значениях чисел Маха и Кнудсена. Использование установленных формул для турбулентных режимов однофазных течений (например, формулы Блаузиуса 1.19) требует дополнительной экспериментальной валидации параметра  $C$ .

Следует подчеркнуть, что данная модификация не является универсальной, поскольку не учитывает другие эффекты в газовых потоках, такие как классическая сжимаемость при высоких числах Маха, переходные и турбулентные режимы течения, влияние тепловыделения, эффекты разреженности и шероховатости поверхности. Эти факторы напрямую влияют на коэффициент трения и, соответственно, на величину  $f_D Re_g$ . Учет этих эффектов требует экспериментального определения параметра Чизхолма в двухфазных потоках при известных параметрах газовой фазы.

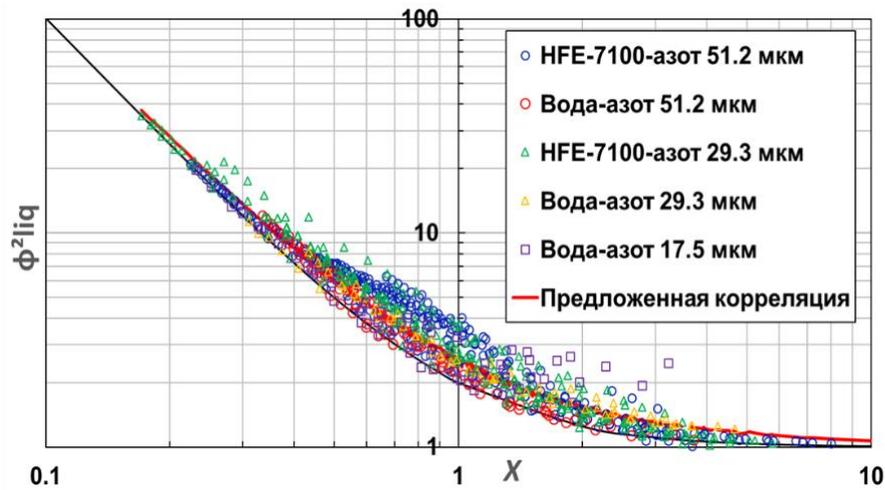


Рисунок 4.14 – Разработанная корреляция для предсказания двухфазного перепада давления на трение в рассматриваемой группе каналов

Рисунок 4.14 показывает зависимость экспериментального двухфазного множителя  $\phi_l^2$  от экспериментального параметра Мартинелли  $X$  для потоков вода-азот и HFE7100-азот и 92.8% водно-спиртовой раствор-азот в исследуемой группе каналов. Аппроксимацией 722 экспериментальных точек методом наименьших квадратов с ограничением на гладкость и условием на минимизацию среднего абсолютного отклонения (САО), определяемого формулой (4.14), в рамках модифицированной модели раздельного течения разработана обобщающая корреляция для параметра межфазного взаимодействия  $C$ , представленная выражением (4.15).

$$CAO = \frac{1}{N} \sum \left( \frac{|\phi_{l,\text{pred}}^2 - \phi_{l,\text{exp}}^2|}{\phi_{l,\text{exp}}^2} \right) \cdot 100\% \quad (4.14)$$

$$C = 0.0914 Ca_l^{0.303} We_{lo}^{-0.109} \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.8229} \quad (4.15)$$

$$Ca_l = \frac{\mu_l G_l}{\rho_l \sigma} \quad (4.16)$$

$$We_{lo} = \frac{(G_l + G_g)^2 D_h}{\rho_l \sigma} \quad (4.17)$$

Поскольку в большинстве аппроксимируемых точек присутствовали режимы течений, связанных с капиллярно-модуляционной неустойчивостью (пальцеобразованием из-за локального

баланса вязких, инерционных и капиллярных сил) при разработке корреляций учитывались параметры, в первую очередь, характеризующие пальцеобразование. Капиллярное число жидкости, которое отражает влияние вязких сил относительно капиллярных и определяемое выражением (4.16), является ключевым параметром, влияющим на вязкое пальцеобразование, согласно классической неустойчивости Саффмана-Тейлора. Соотношение вязкостей фаз в формуле (4.15) определяет морфологию пальцев, следовательно, и характер межфазного взаимодействия. Число Вебера смеси, определяемое выражением (4.17), показывает влияние инерции двухфазной смеси относительно капиллярных сил, поскольку инерционные силы могут как вносить возмущения, развивая (капиллярно-модуляционную неустойчивость) так и стабилизировать межфазные границы при определенном соотношении расходов фаз, что также оказывает влияние на образование газоплёночных течений и межфазное взаимодействие. Таким образом, все безразмерные параметры, представленные в корреляции, отражают баланс ключевых сил в потоках: вязких относительно капиллярных, а также инерционных, относительно капиллярных).

Разработанная корреляция позволяет предсказывать двухфазный перепад давления на трение в рамках модифицированной модели со средним абсолютным отклонением равным 12% (см. Рисунок 4.15).

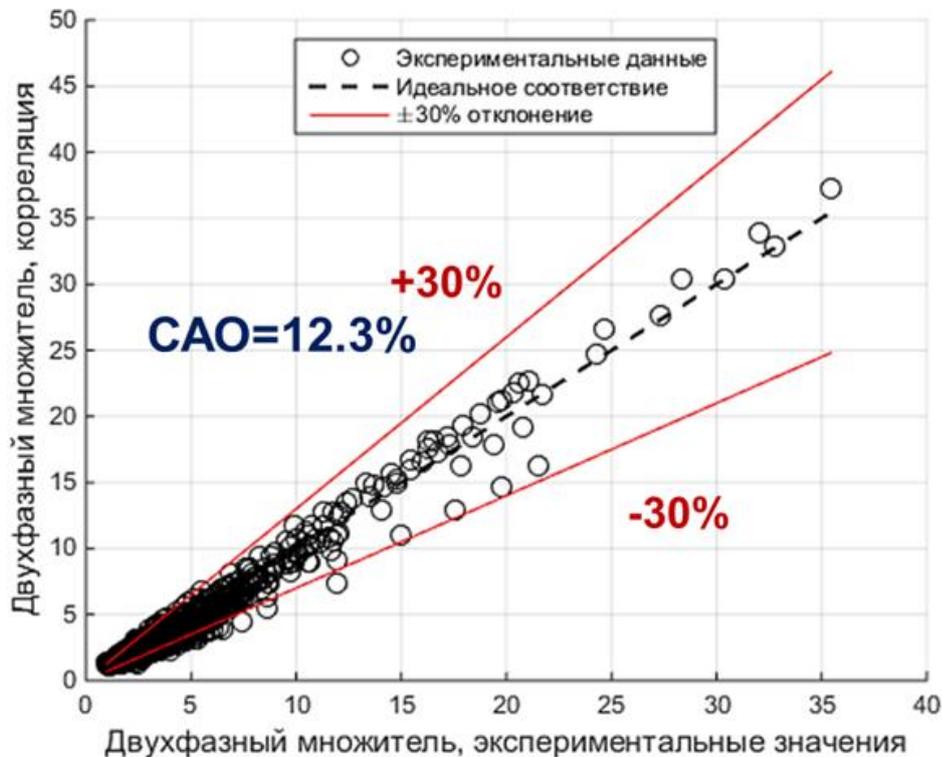


Рисунок 4.15 – Сравнение экспериментальных значений двухфазного множителя, определяемого формулой (4.4) и множителя, определяемого модифицированной моделью Локхарта-Мартинелли с использованием разработанной корреляция для параметра межфазного взаимодействия (4.15)

## 4.3. Перепад давления при локальном нагреве в микроканале высотой 51.2 мкм

Рисунки 4.16 и 4.17 показывают зависимости двухфазного перепада давления от массовой скорости газа при фиксированной массовой скорости жидкости и плотности теплового потока (Рисунок 4.16.), а также при фиксированных массовых скоростях жидкости и газа от плотности теплового потока (Рисунок 4.17), соответственно.

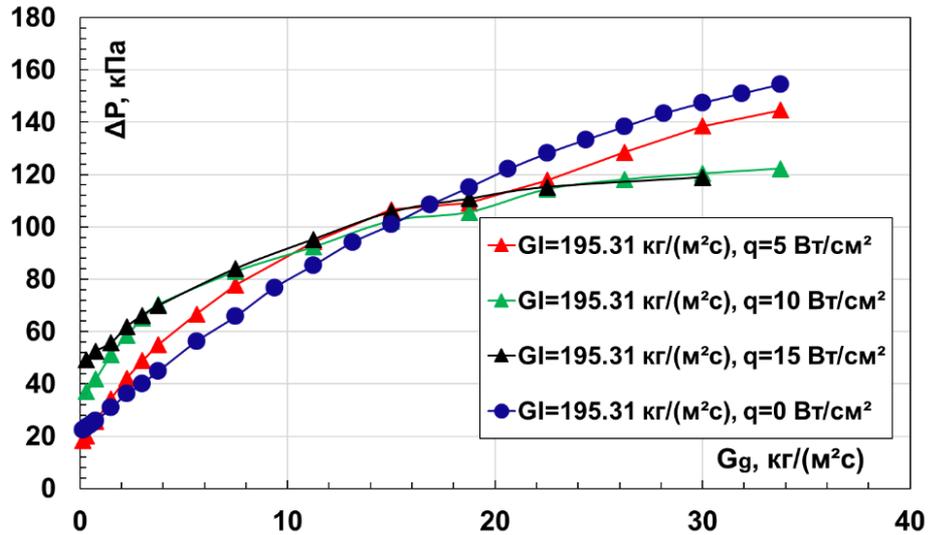


Рисунок 4.16 – Зависимость двухфазного перепада давления от массовой скорости газа при фиксированной массовой скорости жидкости  $G_l=195.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) и фиксированных плотностях теплового потока

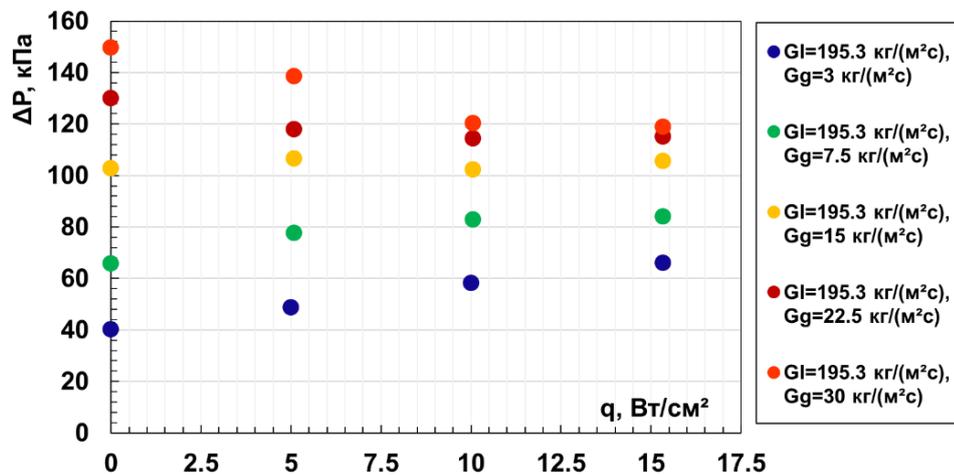


Рисунок 4.17 – Зависимость двухфазного перепада давления от плотности теплового потока при фиксированной массовой скорости жидкости  $G_l=195.3$  кг/(м<sup>2</sup>с) и фиксированных массовых скоростях газа

Согласно Рисунку 4.17, можно наблюдать монотонный рост перепада давления с ростом плотности теплового потока при малых и умеренных массовых скоростях газа вплоть до 15 кг/(м<sup>2</sup>с), причём приращение перепада давления существенно замедляется при увеличении массовой скорости газа. При массовой скорости газа равной 15 кг/(м<sup>2</sup>с) перепад давления

практически не изменяется с ростом плотности теплового потока, а при высоких массовых скоростях газа  $G_g=22.5 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g=30 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  наблюдается монотонное снижение перепада давления с ростом плотности теплового потока.

Согласно формуле (1.31), пренебрегая гравитационной составляющей суммарный перепад давления при локальном нагреве будет складываться из суммы фрикционного перепада давления и перепада давления на ускорение. Согласно работам [102-104] при изменении паросодержания в микроканалах в потоке перепад давления на ускорение не превышает 10-15%. При этом, авторы особо отмечают, что в узких каналах перепад давления на ускорение становится пренебрежимо мал по сравнению с фрикционным. Таким образом, динамика перепада давления при изменении плотности теплового потока рассматривается с точки зрения изменения фрикционного перепада давления фаз.

В первом случае, при массовых скоростях газа менее  $15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  реализуются режимы течений, показанные на Рисунке 4.18. В данном случае, по аналогии с двухфазными потоками без нагрева, рост перепада давления с увеличением плотности теплового потока в основном достигается за счет увеличения межфазного взаимодействия при размазывании плоских капель в жидкостные плёнки. Также, незначительно возрастают и потери давления на ускорение, согласно формуле (1.33), связанные с изменением количества паровой фазы в потоке.

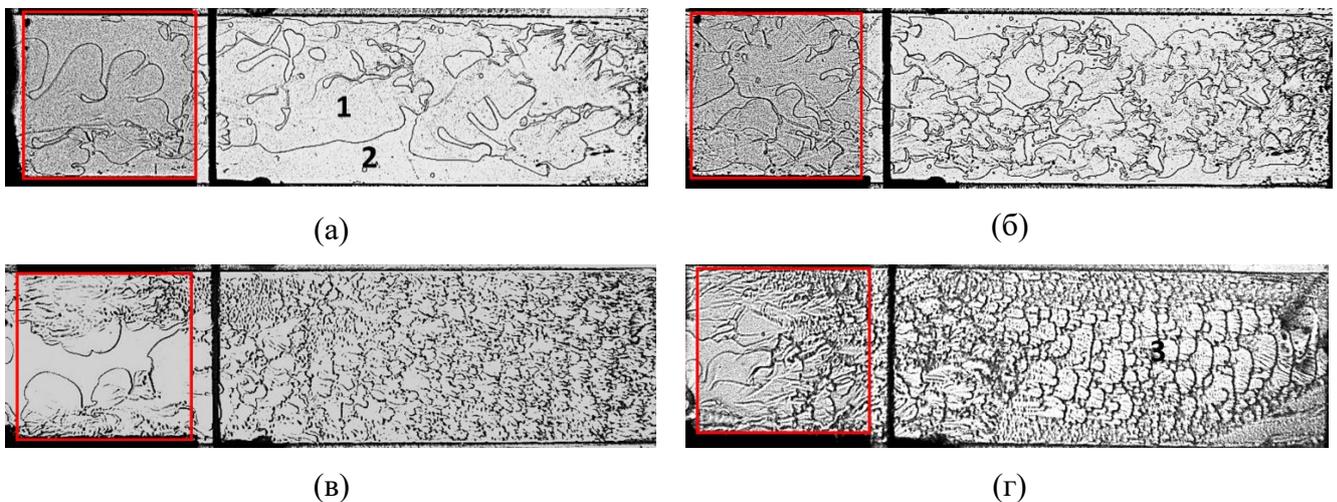


Рисунок 4.18 – Режимы течений при  $G_1=195.3 \text{ кг}/\text{м}^2\text{с}$  и  $G_g=3 \text{ кг}/\text{м}^2\text{с}$  с увеличением плотности теплового потока. (а)  $q=0 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (б)  $q=5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (в)  $q=10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (г)  $q=15 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Вид снизу. Обозначения: 1 – плёнка на нижней стенке под газовыми конгломератами, 2 – жидкость, 3 – волнообразная плёнка жидкости на нижней стенке. Красным обозначена область тонкоплёночного ПГО-нагревателя

При дальнейшем увеличении массовой скорости газа испарение интенсифицировалось, что приводило к частичному высыханию плёнки жидкости на нижней стенке, находящейся в непосредственном контакте с тонкоплёночным нагревателем. Частичное осушение плёнки на нижней стенке канала снижало фрикционный перепад давления жидкости, что приводило к замедлению роста перепада давления с ростом плотности теплового потока. При этом,

при  $G_g = 15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ , снижение фрикционного перепада давления из-за локального осушения нижней стенки канала компенсировалось ростом перепада давления на трение парогазовой смеси из-за увеличения парогазосодержания в потоке, поэтому суммарный перепад давления с ростом теплового потока практически не менялся. Рисунок 4.19 показывает характерные режимы течений при  $G_l = 195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  при увеличении плотности теплового потока. Наблюдается изменение волновой структуры плёнки на нижней стенке из-за испарения, а также видны локальные осушения плёнки на нижней стенке по вдоль боковых стенок канала.

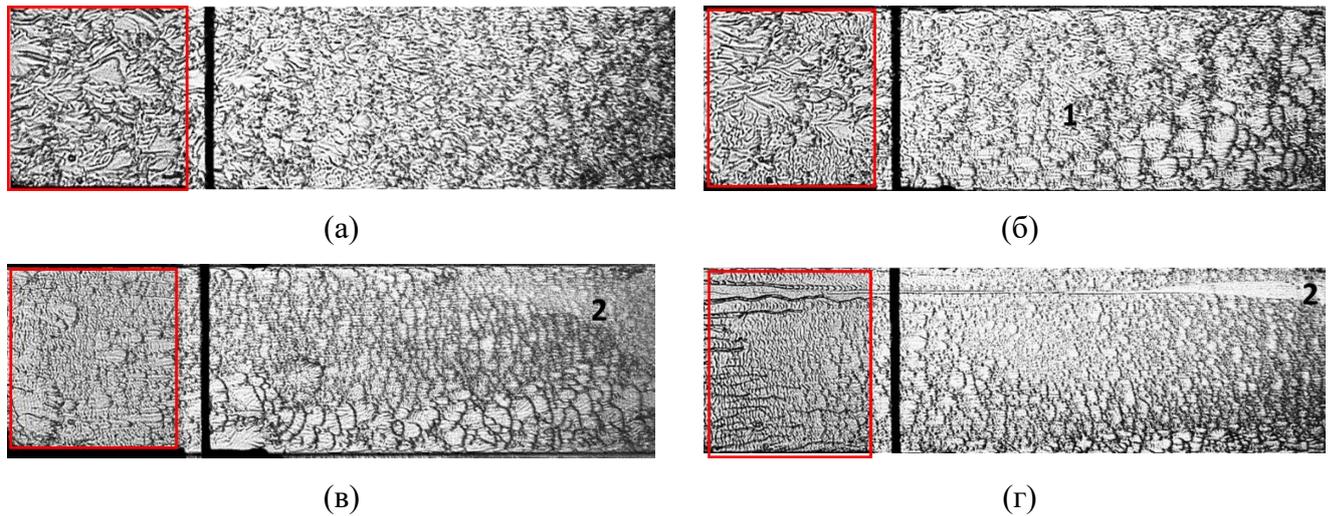


Рисунок 4.19 – Режимы течений при  $G_l=195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g=15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  с увеличением плотности теплового потока. (а)  $q=0 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (б)  $q=5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (в)  $q=10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (г)  $q=15 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Вид снизу. Обозначения: 1 – плёнка на нижней стенке, 2 – плёнка на верхней стенке. Красным обозначена область ИТО-нагревателя

При высоких массовых скоростях газа фрикционная составляющая перепада давления жидкости значительно снижается из-за существенного высыхания плёнки на нижней стенке канала, при этом рост перепада давления, связанный с ускорением и трением парогазового потока, не компенсирует падение фрикционной составляющей жидкости. Таким образом, наблюдается снижение общего перепада давления с увеличением плотности теплового потока. На Рисунке 4.20 показаны характерные режимы течений при  $G_l = 195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g = 30 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ . Наблюдается существенное осушение пленки на нижней стенке канала за счёт интенсификации испарения газом с увеличением плотности теплового потока и переход к пародоминантному режиму, что существенно снижает трение жидкости со стенкой и приводит к уменьшению общего перепада давления. С помощью формул (1.15) и (1.22) легко проверить, что в пределе при испарении всей жидкости ( $G=\text{const}$ ) перепад давления парогазовой смеси будет меньше, чем в однофазной жидкости (и тем более чем в двухфазном потоке с выраженным межфазным взаимодействием) за счёт гораздо меньшей вязкости парогазовой смеси по сравнению с жидкостью. Таким образом, показано, что общий перепад давления может снижаться при увеличении плотности теплового потока, что связано с переходом к пародоминантному режиму

за счет осушения стенок канала и существенного уменьшения трения жидкости со стенкой, при этом увеличение перепада давления за счет трения парогазового потока не компенсирует существенное снижение фрикционного перепада давления жидкости.

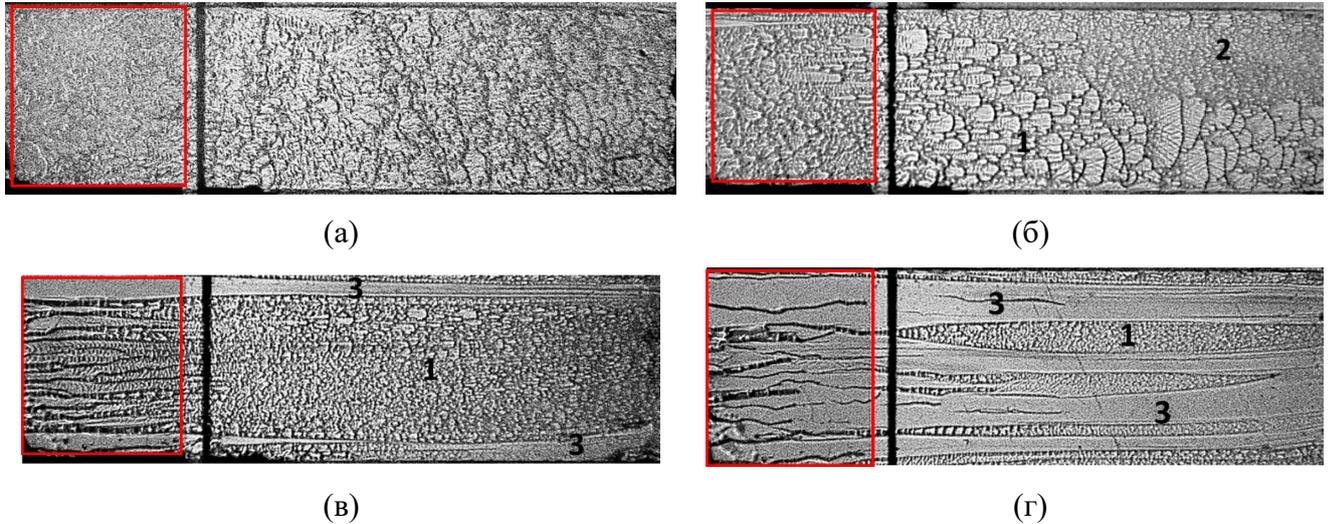


Рисунок 4.20 – Режимы течений при  $G_l=195.3 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  и  $G_g=15 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$  с увеличением плотности теплового потока. (а)  $q=0 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (б)  $q=5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (в)  $q=10 \text{ Вт}/\text{см}^2$ , (г)  $q=15 \text{ Вт}/\text{см}^2$ . Вид снизу. Обозначения: 1 – плёнка на нижней стенке, 2 – плёнка на верхней стенке. Красным обозначена область ИТО-нагревателя

#### Выводы по Главе 4

С использованием тензометрических датчиков проведены систематические измерения как однофазного, так и двухфазного перепада давления в плоских микроканалах, высотой в диапазоне высот от 10 до 55 мкм (шириной 10 мм) с использованием HFE7100 и воды в качестве рабочих жидкостей. Для однофазных потоков жидкости экспериментальные данные качественно и количественно согласуются с теорией Shah R.K., London A.L. [28] для стационарного ламинарного несжимаемого течения. Для однофазного потока газа данные существенно отклоняются от данной зависимости, что вызвано влиянием сжимаемости газа. Показано, что для газа однофазный перепад давления качественно и количественно описывается неявной формулой Choquette S.F. и др. [30], разработанной для изотермического сжимаемого течения идеального газа, где в качестве усредненного аналога числа Пуазейля  $f_D Re_g$  используется выражение Shah R.K., London A.L. [28] для стационарного ламинарного несжимаемого течения (квасисжимаемость), что обуславливает локальное действие сжимаемости, вблизи входа/выхода канала.

На примере канала, высотой 51.2 мкм проведено исследование экспериментального параметра межфазного взаимодействия Чизхолма для двухфазных течений HFE7100-азот, вода-азот. Для потоков HFE7100-азот рассмотрены 4 группы кривых, соответствующих различным

поведениям экспериментального параметра Чизхолма с увеличением массовой скорости газа при фиксированных массовых скоростях жидкости. С использованием шпирен-визуализации проведен анализ и выделены механизмы эволюции параметра Чизхолма для всех четырех групп. Для потоков вода-азот также рассмотрено поведение экспериментального параметра Чизхолма и проанализированы механизмы его эволюции с ростом массовой скорости газа. Показано, что учёт сжимаемости газа даёт физически корректную интерпретацию параметра межфазного взаимодействия, что подтверждается шпирен-визуализацией и сравнением с несжимаемым случаем. На основе анализа параметра межфазного взаимодействия предложена модификация модели раздельного течения Локхарта-Мартинелли, где для определения однофазного перепада давления по газу используется неявное выражение Choquette S.F. [30] и др. Показано, что предложенная модификация модели позволила корректно определять параметр межфазного взаимодействия с точностью 10%. В рамках модифицированной модели была разработана корреляция параметра межфазного взаимодействия, основанная на физических соображениях, которая позволяет предсказывать двухфазный перепад давления на трение со средним абсолютным отклонением, не превышающим 12%.

Выполнено исследование влияния плотности теплового потока на перепад давления при локальном нагреве при фиксированной массовой скорости жидкости и различных массовых скоростях газа. Показано, что с ростом плотности теплового потока при низких массовых скоростях газа перепад давления возрастает за счёт усиления межфазного взаимодействия, а при высоких массовых скоростях газа — снижается из-за интенсификации испарения жидкости, значительного осушения стенок канала и, как следствие, существенного уменьшения трения жидкости о стенки.

## Заключение

В данной диссертационной работе выполнено комплексное экспериментальное исследование двухфазных газожидкостных течений в том числе в условиях локального нагрева в плоских микроканалах в диапазоне высот 10-55 мкм и шириной 10 мм с использованием современных оптических методов визуализации потоков. Разработан и создан уникальный комплекс рабочих участков с применением современных технологий, а именно DLP 3D-печати, фотолитографии, глубокого анизотропного травления для формирования микроструктур, термоанодной сварки и УФ-склеивания для герметизации. Разработаны и созданы экспериментальные стенды для исследования газожидкостных течений в широком диапазоне расходов газа и жидкости, в том числе в условиях локального нагрева. Проведена характеристика поверхностей микроканалов, определены статические и динамические углы смачивания, несколькими методиками определены высоты микроканалов, проведены необходимые калибровочные эксперименты. По итогам работы, получены следующие основные результаты:

1. Впервые предложена классификация режимов течения в плоских микроканалах в диапазоне высот от 10 до 55 мкм, основанная на выявленных гидродинамических особенностях и специфических неустойчивостях, характерных для микромасштабных условий. Определены критерии идентификации режимов, установлены границы переходов между ними. В качестве основного режимобразующего фактора впервые выявлена модифицированная неустойчивость Саффмана–Тейлора, проявляющаяся как в зоне смешения фаз, так и вдоль межфазных границ в потоке. Показано, что эта неустойчивость имеет капиллярно-модуляционную природу и обусловлена развитием пальцеобразования, вызванного нарушением устойчивости контактной линии под действием локальных возмущений, связанных с инерцией газовой фазы. При этом механизм неустойчивости реализуется при  $Ca_l \ll 1$  и  $We_g \ll 1$ , что свидетельствует о его неклассическом характере, отличном от традиционного вязкого пальцеобразования в ячейках Хеле–Шоу.

2. На основе установленных критериев построены карты режимов течения для трёх рабочих жидкостей с различными физическими свойствами: HFE7100, 92.8 % водно-спиртового раствора и 40 % водно-спиртового раствора. В качестве координат использованы массовые скорости газа и жидкости. Показано, что несмотря на неклассическую природу формирования неустойчивостей, координаты  $Ca_l$  и  $We_g$  демонстрируют высокую обобщающую способность, выступая в роли масштабирующих параметров, отражающих чувствительность системы к соотношению вязких, инерционных и капиллярных сил. Это позволяет использовать указанные

безразмерные комплексы для построения универсальных карт режимов даже в условиях, где доминируют эффекты, связанные с динамикой тонких плёнок и межфазных границ.

3. Проведены систематические измерения однофазного и двухфазного перепада давления в исследуемой группе каналов. На примере канала, высотой 51.2 мкм проведено исследование экспериментального параметра межфазного взаимодействия Чизхолма для двухфазных течений HFE7100-азот, вода-азот. Показано, что учёт сжимаемости газа даёт физически корректную интерпретацию параметра межфазного взаимодействия, что подтверждается ширен-визуализацией и сравнением с несжимаемым случаем. На основе анализа параметра межфазного взаимодействия предложена модификация модели раздельного течения Локхарта-Мартинелли для предсказания двухфазного перепада давления на трение, где для определения однофазного перепада давления по газу используется неявное выражение Choquette S.F. и др. Показано, что предложенная модификация модели позволила корректно определять параметр межфазного взаимодействия с точностью 10%.

4. В рамках модифицированной модели была разработана корреляция параметра межфазного взаимодействия, основанная на физических соображениях, которая предсказывает двухфазный перепад давления на трение со средним абсолютным отклонением, не превышающим 12%.

5. Выполнено исследование влияния плотности теплового потока на перепад давления при локальном нагреве при фиксированной массовой скорости жидкости и различных массовых скоростях газа. Показано, что при высоких массовых скоростях газа перепад давления снижается с ростом плотности теплового потока за счёт интенсификации испарения жидкости, существенного осушения стенок канала и, как следствие, значительного уменьшения трения жидкости о стенки.

## Список сокращений и условных обозначений

$\dot{m}$ – массовый расход, кг/с	$x$ – массовое газосодержание
$C$ – параметр Чизхолма	$\rho$ – плотность, кг/м <sup>3</sup>
$D$ – диаметр, м	$\mu$ – динамическая вязкость, Па·с
$f$ – фактор трения	$\lambda$ – длина волны, м
$G$ – массовая скорость, кг/(м <sup>2</sup> ·с)	$n$ – показатель преломления
$g$ – ускорение свободного падения, м/с <sup>2</sup>	$AR=h/w$ – соотношение сторон
$h$ – высота, м	$\sigma$ – поверхностное натяжение, мН/м
$L, l$ – длина, м	$\gamma$ – показатель адиабаты
$P$ – давление, Па	$\varphi$ – двухфазный множитель
$R$ – удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К)	$U$ – скорость, м/с
$T$ – температура, К	$\tau$ – касательное напряжение, кг/(м·с <sup>2</sup> )
$w$ – ширина, м	$\varepsilon$ – шероховатость, м
$X$ – параметр Мартинелли	$k$ – проницаемость, м <sup>2</sup>
$\sigma_{\Sigma}$ – суммарная ошибка	$m$ – масса, кг
$\beta$ – объёмное газосодержание	

## Индексы

$a$ – ускорение	$conf.$ – стесненный
$h$ – гидравлический	$tr.$ – двухфазный
$l$ – жидкость	$fr$ – фрикционный
$g$ – газ	$gr$ – gravity
$lo$ – только жидкость	$loss$ – потери
$go$ – только газ	$so$ – твердое тело
$Og$ – газ при нормальных условиях	$pred$ – предсказательный, модельный
$exp$ – экспериментальный	$in$ – вход
$film$ – плёнка	$out$ – выход
$free$ – свободный	$eq$ – эквивалентный
$F$ – Фаннинг	$vv$ – ламинарный-ламинарный
$D$ – Дарси	$tv$ – турбулентный-ламинарный
$M$ – модифицированный	$w$ – стенка
$vt$ – ламинарно-турбулентный	$crit$ – критический

$tt$  – турбулентный-турбулентный

$s$  – приведенный, среднерасходный

$ch$  – канал

### Безразмерные комплексы

$Ca$

Капиллярное число  $Ca = \frac{\mu G}{\rho \sigma}$

$We$

Число Вебера  $We = \frac{G^2 D_h}{\rho \sigma}$

$Re$

Число Рейнольдса  $Re = \frac{G D_h}{\mu}$

$Bo$

Число Бонда  $Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_g) D_h^2}{\sigma}$

$Su$

Число Суратмана  $Su = \frac{\rho \sigma D_h}{\mu^2}$

$Ma$

Число Маха  $Ma = G \left( \frac{2}{P_{in} + P_{out}} \right) \sqrt{\frac{RT}{\gamma}}$

$Kn$

Число Кнудсена  $Kn = \frac{l_{free}}{D_h} = \sqrt{\frac{\pi \gamma}{2}} \frac{Ma}{Re_g}$

$N_{conf}$

Число стесненности  $N_{conf} = \frac{1}{Eo^2} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g) D_h^2}}$

$Po$

Число Пуазейля  $Po = f_F Re$

$l_c$

Постоянная Лапласа (капиллярная постоянная)

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}$$

## Перечень публикаций по теме диссертации в рецензируемых изданиях, рекомендуемых ВАК

1. **Dementyev Y. A.**, Vozhakov I.S., Degtyarev S.A., Chashina M.S., Chinnov E.A. Modification of the Lockhart-Martinelli model for prediction two-phase frictional pressure drop in microchannels taking into account gas quasi-compressibility effect // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2025. – Vol. 240. – P. 126605.
2. **Dementyev Y. A.**, Chinnov E.A., Kochkin D.Y., Ronshin F. V., Evstrapov A.A., Gusev V.S., Kabov O.A. An experimental investigation of adiabatic two-phase flow patterns in a slit microchannel with 1:800 aspect ratio // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2024. – Vol. 154. – P. 111153.
3. Ronshin F. V., **Dementyev Y. A.**, Chinnov E. A. Experimental study of two-phase flow regimes in slit microchannels // *Microfluidics and Nanofluidics*. – 2023. – Т. 27. – №. 4. – С. 24.
4. **Dementyev Y.**, Chinnov, E., Ronshin, F., Evstrapov, A., Gusev, V.. Two-phase flow patterns investigation in large aspect ratio microchannel with T-mixer // *E3S Web of Conferences*. – EDP Sciences, 2023. – Т. 459. – С. 04005.
5. **Dementyev Y.A.**, Chinnov E.A., Ronshin F.V., Evstrapov A.A., Gusev V.S., Karpich S.S., Kabov, O.A. An experimental investigation of two-phase gas-liquid flow patterns in extremely small gap microchannel // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2023. – Т. 11. – №.2.
6. Ronshin F.V., **Dementyev Y.A.**, Kochkin D.Yu., Chinnov E.A. Effect of channel height on performance of two-phase flow in mini-and microchannels with a T-mixer // *Thermophysics and Aeromechanics*. – 2022. – Т. 29. – №. 5. – С. 771-784.
7. **Dementyev Y. A.**, Ronshin, F. V., Chinnov, E. A., Evstrapov, A. A., Karpich, S. S., Gusev, V. S., Kabov, O. A. Experimental investigation of water-nitrogen flow in microchannel with high aspect ratio (with the 20  $\mu\text{m}$  gap) // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2021. – Т. 2119. – №. 1. – С. 012070.
8. Ronshin F. V., **Dementyev Y. A.** Influence of Liquid Properties on Gas-Liquid Flow Regimes and Pressure Drop in a Flat Microchannel // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2021. – Т. 30. – №. 4. – С. 661-671.
9. Роньшин Ф. В., Чиннов Е.А., **Дементьев Ю.А.**, Кабов О.А. Мостиковый режим течения в микроканалах // *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. – 2021. – Т. 499. – №. 1. – С. 43-47.
10. **Dementyev Y. A.**, Ronshin F. V., Chinnov E. A. Void fraction of nitrogen-water flow in flat microchannels // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2021. – Т. 1867. – №. 1. – С. 012037.
11. Ronshin F., **Dementyev Y.**, Chinnov E. Experimental study of heat transfer in two-phase flow regimes in rectangular microchannel // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1677. – №. 1. – С. 012151.
12. Ronshin F. V., **Dementyev Y. A.**, Vozhakov I. S. Waves in Liquid Film Regimes of Adiabatic Two-Phase Flow in a Slit Microchannel // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2020. – Т. 29. – №. 4. – С. 592-599.
13. **Dementyev Y.**, Ronshin F. Determination of void fraction of two-phase flow in slit microchannel // *AIP Conference Proceedings*. – AIP Publishing LLC, 2020. – Т. 2212. – №. 1. – С. 020015.
14. Роньшин Ф. В., **Дементьев Ю. А.**, Чиннов Е. А. Формирование и деформация капель жидкости в микроканалах // *Письма в Журнал технической физики*. – 2020. – Т. 46. – №. 15. – С. 18-21.
15. Ronshin F.V., **Dementyev Y.A.**, Chinnov E.A., Cheverda V.V., Kabov O.A. Experimental investigation of adiabatic gas-liquid flow regimes and pressure drop in slit microchannel // *Microgravity Science and Technology*. – 2019. – Vol. 31. – P. 693-707.

## Список литературы

1. Harley J.C., Huang Y., Bau H.H., Zemel J.N. Gas flow in micro-channels // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1995. — Vol. 284. — P. 257–274.
2. Kandlikar S.G., Grande W.J. Evolution of microchannel flow passages: Thermohydraulic performance and fabrication technology // *Heat Transfer Engineering*. — 2003. — Vol. 24, № 1. — P. 3–17.
3. Чиннов Е. А., Кабов О. А. Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах // *Теплофизика высоких температур*. — 2006. — Т. 44, № 5. — С. 777–795.
4. Serizawa A., Feng Z., Kawara Z. Two-phase flow in microchannels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2002. — Vol. 26, № 6–7. — P. 703–714.
5. Роньшин Ф. В. Двухфазные течения в коротких прямоугольных микроканалах : дис. ... канд. физ.-мат. наук. — 2019.
6. Kew P.A., Cornwell K. Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels // *Applied Thermal Engineering*. — 1997. — Vol. 17, № 8–10. — P. 705–715.
7. Bar-Cohen A., Rahim E. Modeling and prediction of two-phase microgap channel heat transfer characteristics // *Heat Transfer Engineering*. — 2009. — Vol. 30, № 8. — P. 601–625.
8. Hewitt G. *Annular Two-Phase Flow*. — Elsevier, 2013. — 327 p.
9. Baker O. Design of pipelines for the simultaneous flow of oil and gas // *SPE Annual Technical Conference and Exhibition (SPE)*. — 1953. — P. SPE-323-G.
10. Ребров Е.В. Режимы двухфазного течения в микроканалах // *Теоретические основы химической технологии*. — 2010. — Т. 44, № 4. — С. 371–383.
11. 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, № 5. — P. 855–865.
12. Yue J., Luo L., Gonthier Y., Chen G., Yuan Q. An experimental investigation of gas–liquid two-phase flow in single microchannel contactors // *Chemical Engineering Science*. — 2008. — Vol. 63, № 16. — P. 4189–4202.
13. Shao N., Gavriilidis A., Angeli P. Flow regimes for adiabatic gas–liquid flow in microchannels // *Chemical Engineering Science*. — 2009. — Vol. 64, № 11. — P. 2749–2761.
14. Чиннов Е. А., Роньшин Ф. В., Кабов О. А. Режимы двухфазного течения в микро- и миниканалах (обзор) // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2015. — Т. 22, № 3. — С. 275.
15. 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.
16. Zhao Y., Chen G., Yuan Q. Liquid–liquid two-phase mass transfer in the T-junction microchannels // *AIChE Journal*. — 2007. — Vol. 53, № 12. — P. 3042–3053.
17. Bartkus G.V., Kuznetsov V.V. Experimental study of gas–liquid flow patterns in slit channel with cross-junction mixer // *Journal of Engineering Thermophysics*. — 2021. — Vol. 30, № 1. — P. 14–18.

18. Kabov O.A., Chinnov E.A., Cheverda V.V Two-phase flow in short rectangular mini-channel // *Microgravity Science and Technology*. — 2007. — Vol. 19. — P. 44–47.
19. Чиннов Е. А., Роньшин Ф. В., Гузанов В. В., Д.М. Маркович., О.А. Кабов. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале // *Теплофизика высоких температур*. — 2014. — Т. 52, № 5. — С. 710–717.
20. Chinnov E.A., Ron'shin F.V., Kabov O.A. Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2016. — Vol. 80. — P. 57–68.
21. Ronshin F., Chinnov E. Experimental characterization of two-phase flow patterns in a slit microchannel // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2019. — Vol. 103. — P. 262–273.
22. Saffman P.G., Taylor G.I. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*. — 1958. — Vol. 245, № 1242. — P. 312–329.
23. Chuoke R.L., Van Meurs P., van der Poel C. The instability of slow, immiscible, viscous liquid–liquid displacements in permeable media // *Transactions of the AIME*. — 1959. — Vol. 216, № 1. — P. 188–194.
24. Федер Е. *Фракталы*. — М.: Мир, 1991. — 208 с.
25. De Lemos M.J.S. *Turbulence in Porous Media: Modeling and Applications*. — Elsevier, 2012. — 420 p.
26. Chang S.D., Ro S.T. Pressure drop of pure HFC refrigerants and their mixtures flowing in capillary tubes // *International Journal of Multiphase Flow*. — 1996. — Vol. 22, № 3. — P. 551–561.
27. Kakac S., Shah R.K., Aung W. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. — John Wiley & Sons, 1987. — 900 p.
28. Shah R. K., London A. L. Laminar flow forced convection in ducts: a source book for compact heat exchanger analytical data // (No Title). — 1978.
29. Muzychka Y.S., Yovanovich M.M. Laminar flow friction and heat transfer in non-circular ducts and channels. Part I: Hydrodynamic problem. — 2002.
30. Choquette S.F., Faghri M., Kenyon E.J., Sunden B. Compressible fluid flow in micron sized channels // *HTD-Vol. 327, National Heat Transfer Conference, ASME, New York*. — 1996. — P. 25–32.
31. Shapiro A.K. *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*. Vols. 1 and 2. — John Wiley, New York, 1953.
32. Kohl M.J. Abdel-Khalik S. I., Jeter S. M., Sadowski D. L. A microfluidic experimental platform with internal pressure measurements // *Sensors and Actuators A: Physical*. — 2005. — Vol. 118. — № 2. — P. 212–221.
33. Fox R.W., McDonald A.T. *Introduction to Fluid Mechanics*. — 4th ed. John Wiley & Sons, 1994.
34. Pfahler J., Harley J., Bau H., Zemel J.N. Gas and liquid flow in small channels // *Proceedings of ASME Winter Annual Meeting, Micro Mech. Sensors Actuat. Syst. DSC 32*. — 1991. — P. 49–60.
35. Choi S. B. Fluid flow and heat transfer in microtubes // *Micromechanical Sensors, Actuators, and Systems, ASME*. — 1991. — С. 123–134.

36. Wu P., Little W.H. Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for micro miniature Joule–Thompson refrigerators // *Cryogenics*. — 1983. — Iss. 23. — P. 273–277.
37. Pong K., Ho C., Liu J., Tai Y. Non-linear pressure distribution in uniform microchannels // *Application of Microfabrication to Fluid Mechanics, ASME FED 197*. — 1994. — P. 51–56.
38. Liu J., Tai Y.C., Ho C.M. MEMS for pressure distribution studies of gaseous flows through uniform microchannels // *Proc. Eighth Annual International Workshop MEMS, IEEE*. — 1995. — P. 209–215.
39. Lee W.Y., Wong M., Zohar Y. Microchannels in series connected via a contraction/expansion section // *J. Fluid Mech.* — 2002. — Vol. 459. — P. 187–206.
40. Zohar Y., Lee S.Yk., Lee Y.L., Jiang L., Wong P. Subsonic gas flow in a straight and uniform microchannel // *J. Fluid Mech.* — 2002. — Vol. 472. — P. 125–151.
41. Jang J., Wereley S.T. Pressure distributions of gaseous slip flow in straight and uniform rectangular microchannels // *Microfluidics and Nanofluidics* . — 2004. — Vol. 1. — P. 41–51.
42. Shih J.C., Ho C., Liu J., Tai Y. Monatomic and polyatomic gas flow through uniform microchannels // *ASME DSC*, vol. 59. — 1996. — P. 197–203.
43. Arklic E.B., Breuer K.S., Schmidt M.A. Gaseous flow in microchannels // *Proc. ASME FED, Chicago, IL, USA*. — 1994. — Vol. 197. — P. 57–66.
44. Harley J., Huang Y., Bau H.H., Zemel J.N. Gas flow in micro-channels // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1995. — Vol. 284. — P. 257–274.
45. Araki T. Kim, M. S., Iwai, H., Suzuki, K. An experimental investigation of gaseous flow characteristics in microchannels // *Microscale Thermophysical Engineering*. — 2002. — T. 6. — №. 2. — C. 117–130.
46. Li Z.X., Du D.X., Guo Z.Y. Characteristics of frictional resistance for gas flows in microtubes // *Proc. Symposium on Energy Engineering in the 21st Century, Hong Kong*. — 2000. — Vol. 2. — P. 658–664.
47. Yang C.Y., Chien H.T., Lu S.R., Shyu R.J. Friction characteristics of water, R-134a and air in small tubes // *Proc. Int. Conf. on Heat Transfer and Transport Phenomena in Microscale, Banff, Canada*. — 2000. — P. 168–174.
48. Lalonde P., Colin S., Caen R. Mesure de débit de gaz dans les microsystèmes // *Mécanique & industries*. — 2001. — T. 2. — №. 4. — C. 355–362.
49. Turner S.E., Sun H., Faghri M., Gregory O.J. Compressible gas flow through smooth and rough microchannels // *IMECE, HTD-24145*. — 2001. — P. 1–4.
50. Hsieh S.S., Tsai H.H., Lin C.Y., Huang C.F., Chien C.M. Gas flow in long microchannel // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2004. — Vol. 47. — P. 3877–3887.
51. Celata G.P., Cumo M., McPhail S.J., Tesfagabir L., Zummo G. Experimental study on compressibility effects in microtubes // *Proc. XXIII UIT Italian National Conf., Parma, Italy*. — 2005. — P. 53–60.
52. Tang G.H., He Y.L. An experimental investigation of gaseous flow characteristics in microchannels // *Proc. 2nd Int. Conf. Micro Minichannel, Rochester*. — 2004. — P. 359–366.

53. Morini G.L., Lorenzini M., Colin S., Geoffroy S. Experimental analysis of pressure drop and laminar to turbulent transition for gas flows in smooth microtubes // *Heat Transfer Engineering*. — 2007. — Vol. 28, № 8–9. — P. 670–679.
54. Asako Y., Pi T., Turner S. E., Faghri M. Effect of compressibility on gaseous flows in micro-channels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2003. — Vol. 46, № 16. — P. 3041–3050.
55. Hong C., Asako Y., Lee J.H. Poiseuille number correlation for high speed micro-flows // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2008. — Vol. 41, № 10. — P. 105111.
56. Amsden A.A., Ruppel H.M., Hire C.W. SALE: A simplified ALE computer program for fluid flow at all speeds // *Los Alamos Scientific Lab Report LA-8095*. — 1980.
57. Arkilic E.B., Schmidt M.A., Breuer K.S. Gaseous flow in microchannel // *ASME Symposium on Micro Machining and Fluid Mechanics*. — 1994. — P. 1–10.
58. Bebek A., Karniadakis G.E. Simulation of heat and momentum transfer in complex micro geometries // *J. Thermophys. Heat Transfer*. — 1994. — Vol. 8, № 4. — P. 647–655.
59. Revellin R., Thome J.R. Adiabatic two-phase frictional pressure drops in microchannels // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2007. — Vol. 31, № 7. — P. 673–685.
60. Arrhenius S. On the internal friction of solutions in water // *Z. Phys. Chem. (Leipzig)*. — 1887. — No. 1. — P. 285–298.
61. McAdams W.H., Woods W.K., Heroman L.C. Vaporization inside horizontal tubes II-Benzene-oil mixtures // *Trans. ASME*. — 1942. — Vol. 64. — P. 193–200.
62. Davidson W.F., Hardie P. H., Humphreys C. G. R., Markson A. A., Mumford A. R., Ravese T. Studies of heat transmission through boiler tubing at pressures from 500–3300 lbs // *Trans. ASME*. — 1943. — Vol. 65. — P. 553–591.
63. Akers W.W., Deans H.A., Crosser O.K. Condensation heat transfer within horizontal tubes // *Chem. Eng. Prog., Symp. Ser.* — 1959. — Vol. 55. — P. 171–176.
64. Cicchitti A., Lombardi C., Silvestri M., Soldaini G., Zavattarelli R. Two-phase cooling experiments: Pressure drop, heat transfer and burnout measurements // *Energ. Nucl. (Milan)*. — 1960. — Vol. 7. — P. 407–425.
65. Owens W.L. Two-phase pressure gradient // *ASME Int. Develop. Heat Transfer*. — 1961. — No. 2. — P. 363–368.
66. Dukler A.E., Wicks M., Cleveland R.G. Frictional pressure drop in two-phase flow: A comparison of existing correlations for pressure loss and holdup // *AIChE Journal*. — 1964. — Vol. 10. — P. 38–43.
67. Beattie D.R.H., Whalley P.B. A simple two-phase frictional pressure drop calculation method // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1982. — Vol. 8. — P. 83–87.
68. Lin S., Kwok C.C.K., Li R.Y., Chen Z.H., Chen Z.Y. Local frictional pressure drop during vaporization of R12 through capillary tubes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1991. — Vol. 17. — P. 95–102.
69. Fourar M., Bories S. Experimental study of air–water two-phase flow through a fracture (narrow channel) // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1995. — Vol. 21. — P. 621–637.

70. García F. García J. M., García R., Joseph D. D Friction factor improved correlations for laminar and turbulent gas–liquid flow in horizontal pipelines // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2007. — Vol. 33. — P. 1320–1336.
71. Awad M.M., Muzychka Y.S. Effective property models for homogeneous two-phase flows // *Exp. Therm. Fluid Sci.* — 2008. — Vol. 33. — P. 106–113.
72. Maher D., Hana A., Habib S. New correlations for two phase flow pressure drop in homogeneous flows model // *Thermal Engineering*. — 2020. — Vol. 67. — P. 92–105.
73. Lockhart R.W., Martinelli R.C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes // *Chem. Eng. Prog.* — 1949. — Vol. 45. — P. 39–48.
74. Friedel L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow // *Proc. Eur. Two-Phase Flow Group Meeting, Ispara, Italy*. — 1979. — Paper E2.
75. Chisholm D. A theoretical basis for the Lockhart–Martinelli correlation for two-phase flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 1967. — Vol. 10. — P. 1767–1778.
76. Müller-Steinhagen H., Heck K. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes // *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*. — 1986. — Vol. 20, № 6. — P. 297–308.
77. Mishima K., Hibiki T. Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1996. — Vol. 22. — P. 703–712.
78. Yang C.Y., Webb R.L. Friction pressure drop of R-12 in small hydraulic diameter extruded aluminum tubes with and without micro-fins // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1996. — Vol. 39, № 4. — P. 801–809.
79. Yan Y.Y., Lin T.F. Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R13 in a small pipe // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 1999. — Vol. 42. — P. 697–708.
80. Chen I.Y., Yang K.S., Chang Y.J., Wang C.C. Two-phase pressure drops of air–water and R-410a in small horizontal tubes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2001. — Vol. 27. — P. 1293–1299.
81. Lee H.J., Lee S.Y. Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2001. — Vol. 27, № 5. — P. 783–796.
82. Hwang Y.W., Kim M.S. The pressure drop in microtubes and the correlation development // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2006. — Vol. 49, № 11–12. — P. 1804–1812.
83. Qu W., Mudawar I. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase microchannel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2003. — Vol. 46, № 15. — P. 2737–2753.
84. Moriyama K., Inoue A. The thermal-hydraulic characteristics of two-phase flow in extremely narrow channels (the frictional pressure drop and heat transfer of boiling two-phase flow, analytical model) // *Heat Transfer-Jap. Res.* — 1992. — Vol. 21. — P. 838–856.
85. Lee J., Mudawar I. Two-phase flow in high-heat-flux microchannel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2005. — Vol. 48, № 5. — P. 941–955.

86. Lee P.S., Garimella S.V. Saturated flow boiling heat transfer and pressure drop in silicon microchannel arrays // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2008. — Vol. 51, № 3–4. — P. 789–806.
87. Megahed A., Hassan I. Two-phase pressure drop and flow visualization of FC-72 in a silicon microchannel heat sink // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2009. — Vol. 30, № 6. — P. 1171–1182.
88. Sun L., Mishima K. Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in mini-channels // *International Conference on Nuclear Engineering*. — 2008. — Vol. 48159. — P. 649–658.
89. Kawahara A., Sadatomi, M., Nei, K., Matsuo, H. Experimental study on bubble velocity, void fraction and pressure drop for gas–liquid two-phase flow in a circular microchannel // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2009. — Vol. 30, № 5. — P. 831–841.
90. Li W., Wu Z. A general correlation for adiabatic two-phase pressure drop in micro/mini-channels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2010. — Vol. 53, № 13–14. — P. 2732–2739.
91. Zhang W., Hibiki T., Mishima K. Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in mini-channel // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2010. — Vol. 53, № 1–3. — P. 453–465.
92. Choi C., Kim M. Flow pattern based correlations of two-phase pressure drop in rectangular microchannels // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2011. — Vol. 32, № 6. — P. 1199–1207.
93. Kim S.M., Mudawar I. Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for adiabatic and condensing mini/micro-channel flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2012. — Vol. 55, № 11–12. — P. 3246–3261.
94. Tanaka M. Girard G., Davis R., Peuto A., Bignell N. Recommended table for the density of water between 0 °C and 40 °C based on recent experimental reports // *Metrologia* . — 2001. — Vol. 38, № 4. — P. 301.
95. Rausch M.H., Kretschmer L., Will S., Leipertz A., Fröba A.P. Density, surface tension, and kinematic viscosity of hydrofluoroethers HFE-7000, HFE-7100, HFE-7200, HFE-7300, and HFE-7500 // *Journal of Chemical & Engineering Data*. — 2015. — Vol. 60, № 12. — P. 3759–3765.
96. Рабинович В. А., Хавин З. Я. *Краткий химический справочник*. — Л.: Химия, 1978. — 285 с.
97. Стабников В. Н., Ройтер И. М., Процюк Т. Б. *Этиловый спирт*. — М.: Пищевая промышленность, 1976. — 271 с.
98. Cheverda V. V. Glushchuk A., Queeckers P., Chikov S. B., Kabov O. A. Liquid rivulets moved by shear stress of gas flow at altered levels of gravity // *Microgravity science and technology*. — 2013. — Т. 25. — С. 73–81.
99. Kossolapov A., Phillips B., Bucci M. Can LED lights replace lasers for detailed investigations of boiling phenomena? // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2021. — Vol. 135. — P. 103522.
100. Ronshin F.V., Demytyev Y.A. Influence of liquid properties on gas–liquid flow regimes and pressure drop in a flat microchannel // *Journal of Engineering Thermophysics* . — 2021. — Vol. 30, № 4. — P. 661–671.

101. Чиннов Е. А., Роньшин Ф. В., Кабов О. А. Двухфазное течение в коротких горизонтальных прямоугольных микроканалах высотой 300  $\mu\text{m}$  // Письма в Журнал технической физики. – 2015. – Т. 41. – №. 17. – С. 1-8.
102. Qu W., Mudawar I. Transport phenomena in two-phase micro-channel heat sinks // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, no. 14–16. P. 3235–3254.
103. Lee J., Mudawar I. Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sinks // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2005. Vol. 48, no. 5. P. 951–965.
104. Kandlikar S.G. Heat transfer mechanisms during flow boiling in microchannels // Journal of Heat Transfer. 2004. Vol. 126, no. 1. P. 8–16.