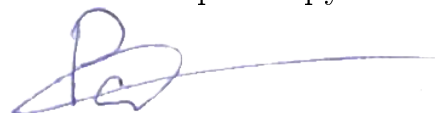


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ИМ. С.С. КУТАТЕЛАДЗЕ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи



Роньшин Федор Валерьевич

ДВУХФАЗНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КОРОТКИХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ МИКРОКАНАЛАХ

Специальность 01.02.05 —

«механика жидкости, газа и плазмы»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.

Чиннов Евгений Анатольевич

Новосибирск — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	10
1.1 Классификация каналов	10
1.2 Режимы течения	12
1.3 Влияние расходов газа и жидкости	26
1.4 Влияние геометрии входного участка	26
1.5 Влияние поперечных размеров канала	27
1.5.1 Круглые каналы	27
1.5.2 Треугольные каналы	29
1.5.3 Прямоугольные каналы	30
1.6 Влияние геометрии сечения канала	32
1.7 Влияние длины канала	33
1.8 Влияние вязкости жидкости	35
1.9 Влияние поверхностного натяжения	35
1.10 Влияние гравитации	36
1.11 Влияние смачиваемости поверхности канала	36
1.12 Неустойчивости двухфазного течения	40
1.13 Модели режимных карт	41
1.13.1 Taitel–Dukler	44
1.13.2 Weisman et al.	67
1.13.3 Ullmann and Brauner	68
1.14 Толщина пленки жидкости	75
1.15 Перепад давления	78
1.15.1 Перепад давления в однофазном потоке	78
1.15.2 Перепад давления в двухфазном потоке	81
1.16 Выводы, постановка задач исследования	85
Глава 2. Описание экспериментальной установки и методики исследования.	87

2.1	Экспериментальная установка	87
2.2	Методика исследования	90
2.2.1	Шлирен- метод	90
2.2.2	Вспомогательные методы	94
2.3	Характеристики рабочего участка	105
Глава 3. Экспериментальное исследование двухфазного		
	течения в прямоугольных микроканалах	107
3.1	Режимы двухфазного течения	107
3.1.1	Струйный режим	108
3.1.2	Пузырьковый режим	113
3.1.3	Раздельный режим	117
3.1.4	Кольцевой режим	123
3.1.5	Вспененный режим	129
3.2	Перепад давления	134
3.3	Выводы к третьей главе	138
Глава 4. Характерные особенности двухфазного течения в		
	широких прямоугольных микроканалах	139
4.1	Влияние свойств жидкости	139
4.2	Формирование и деформация капель жидкости	142
4.3	Влияние размеров канала	148
4.3.1	Влияние высоты канала	148
4.3.2	Влияние ширины канала	151
4.4	Сопоставление экспериментальных данных с моделью Taitel–Dukler	153
4.5	Сопоставление экспериментальных данных с моделью Ullmann and Brauner	156
4.6	Переход к кольцевому режиму	159
4.7	Выводы к четвертой главе	161
Заключение		164
Список сокращений и условных обозначений		166
Список литературы		168

Введение

Развитие технологий теплообменников с микро- и наноразмерами показывает, что такие системы оказываются гораздо более энергоэффективными, чем макросистемы с размерами каналов более 1 мм. Существующие системы охлаждения не позволяют обеспечить современные требования по отводу тепла от высокотеплонапряженных источников в электронном и микроэлектронном оборудовании. При уменьшении толщин плоских каналов, отношение поверхности к объему канала увеличивается обратно пропорционально его минимальному поперечному размеру, что обуславливает высокую интенсивность теплообмена в микросистемах. Такие системы получают все более широкое распространение в микроэлектронике, в аэрокосмической промышленности, транспорте и энергетике. Величина отводимых тепловых потоков в создающихся мини- и микротеплообменниках может достигать 1000 Вт/см^2 и более. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет понимание гидродинамики в мини- и микроканалах, которые обеспечивают наиболее эффективные процессы тепло- и массопередачи. Для анализа возможности создания таких систем необходимо иметь информацию о характеристиках двухфазного потока в коротких широких микроканалах. Оптимизация работы системы охлаждения обеспечивается подбором соответствующих расходов жидкости и газа и режима течения с наибольшим коэффициентом теплоотдачи. Двухфазное течение, используемое в различных системах в микроэлектронике, аэрокосмической промышленности, транспорте, энергетике и других отраслях, активно исследуется в последнее время. Опубликовано значительное количество работ по исследованию двухфазного течения в мини- и микроканалах. К настоящему моменту в большинстве опубликованных работ рассматривается гидродинамика двухфазных течений в относительно длинных каналах, в которых длина зоны течения двухфазного потока превосходит высоту и ширину канала в сотни и тысячи раз. В системах охлаждения микроэлектроники и других жидкостных мини системах длины каналов ограничены. Хотя к настоящему времени исследования двухфазных течений в круглых трубах выполнены для весьма малых диаметров до 20 мкм, горизонтальные щелевые микроканалы остаются мало изученными.

При уменьшении характерных размеров каналов трансформируются ранее известные и появляются новые виды неустойчивости двухфазного течения.

Целью данной работы является экспериментальное исследование режимов двухфазных течений и границ между ними в коротких (длиной 80 мм) горизонтальных микроканалах шириной от 10 мм до 40 мм и высотой от 150 мкм до 50 мкм при помощи современных методов исследования.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать экспериментальную методику для точного определения границ между режимами.
2. Экспериментально исследовать режимы течения в плоских микроканалах высотой от 150 мкм до 50 мкм и шириной от 10 мм до 40 мм в широком диапазоне расходов газа и жидкости.
3. С использованием разработанной методики определить критерии переходов между режимами и построить режимные карты.
4. Исследовать гидравлическое сопротивление микроканала в зависимости от расходов газа и жидкости. Провести сравнение с моделями, представленными в литературе.
5. Исследовать основные особенности течений двухфазного потока.
6. Исследовать влияние высоты и ширины микроканала на границы между режимами. Провести сравнение режимных карт с представленными моделями в литературе.
7. Разработать собственную модель переходов между режимами.
8. Определить границу перехода от мини- к микроканалам.

Научная новизна:

1. Разработана новая методика измерения характеристик двухфазного потока в микроканалах. Впервые проведены эксперименты в широких (шириной 10-40 мм) микроканалах высотой от 150 до 50 мкм. Предложен новый способ определения границ режимов двухфазного течения на основе количественных критериев. Обнаружены режимы, не свойственные для горизонтальных макроканалов: струйный, вспененный и для круглых микроканалов: раздельный режим.
2. Проведено исследование перепада давления в канале 0,15x10 мм. Показано, что для гомогенной модели наилучшей является корреляция

- вязкости Dukler et al., 1964 [1]. Для модели отдельного потока наилучшей корреляцией для константы двухфазного взаимодействия является Hwang and Kim, 2006 [2]. Исследована зависимость перепада давления пленочных режимов течения от массового газосодержания. Показано, что минимальный перепад давления достигается в отдельном режиме, что важно для технических приложений.
3. Показано, что капельный режим течения является характерным для плоских микроканалов высотой 150 мкм и менее, когда по микроканалу движутся капли, представляющие из себя вертикальные жидкостные перемычки. Выделено три механизма формирования таких капель: вследствие разрушения горизонтальных жидкостных перемычек; отделение капли от жидкости, движущейся по боковым сторонам канала и формирование непосредственно возле сопла жидкости. Показаны критические числа We_{SG} , при которых капли начинают деформироваться и разрушаются. Предложена новая классификация режимов: пузырьковый (по каналу движутся пузырьки газа), инверсионный или капельный (когда в классических режимах наблюдается движение капель жидкости, представляющих из себя вертикальные жидкостные перемычки) и отдельный режим, не содержащий капель. Обнаружено, что область капельного режима течения существенно зависит от размеров канала и смачиваемости поверхности.
 4. Выявлено, что ширина микроканала оказывает существенное влияние на режим двухфазного течения и приводит к появлению новых режимов течения и их неустойчивости. Проведено сравнение с моделями Taitel & Dukler [3] и Ullmann & Brauner [4], определяющими границы между режимами. Показано, что классические модели не описывают режимы течения и их границы в микроканалах. Только переход от вспененного режима к кольцевому описывается моделью Ullmann & Brauner. Выявлены закономерности влияния ширины канала на переход к кольцевому режиму. Предложена модель для перехода от отдельного к кольцевому режиму, базирующаяся на обнаруженном факте: структурирование струй жидкости по каналу.
 5. Показано, что при переходе от мини- к микроканалам появляются новые эффекты, режимы течения и их особенности. В частности, с умень-

шением высоты канала влияние гравитации становится несущественным, вследствие чего формируется вспененный режим течения, характерный для вертикальных макроканалов. Область вспененного режима существенно увеличивается, причем при переходе к микроканалам высотой 100-200 мкм ($\sim 0.05 l_\sigma$) тенденция меняется. С уменьшением высоты канала появляются новые режимы неустойчивости, увеличивается интенсивность образования капель.

Теоретическая и практическая значимость Разработанная методика может быть применена для анализа режимов течения и переходов между ними. Полученные фундаментальные знания о формировании режимов течения, их особенностях и перепаде давления являются полезными для широкого круга технических приложений. Разработана модель перехода от отдельного режима к кольцевому, которая может быть использована при проектировании систем охлаждения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментального исследования режимов течения и переходов между ними на основе разработанной методики.
2. Результаты исследования гидравлического сопротивления при различных расходах газа и жидкости.
3. Результаты исследования капельного режима течения.
4. Результаты исследования влияния поперечных размеров канала на режимы двухфазного течения.
5. Модель перехода от отдельного режима течения к кольцевому.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных методов диагностики, анализом погрешностей измерений, проведением калибровочных и тестовых экспериментов. Выбранные экспериментальные режимы характеризуются хорошей воспроизводимостью и согласуются с результатами работ других авторов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: международных конференциях (7th European-Japanese Two-Phase Flow Group Meeting, 11-15 October 2015, Zermatt, Switzerland; International Symposium and School for Young Scientists INTERFACIAL PHENOMENA AND HEAT TRANSFER, 2-4 of March 2016, Novosibirsk, Russia; 9th International Conference on Multiphase Flow (ICMF 2016), 22-27 May 2016, Firenze, Italy; V International

Seminar with elements of scientific school for young scientists (ISHM-V), 16-17 November 2016, Novosibirsk, Russia; The 2nd International Conference of INTERFACIAL PHENOMENA AND HEAT TRANSFER, July 7-10, 2017, Xi'an, China; 12-th International conference "Two-Phase Systems for Space and Ground Applications", September 11-15, 2017, Novosibirsk, Russia; 2nd International School of Young Scientists «Interfacial Phenomena and Heat Transfer», 11-16 September, 2017, Novosibirsk, Russia; VII International Seminar with elements of scientific school for young scientists (ISHM-VII), 12-13 July 2018, Novosibirsk, Russia; 12th European Fluid Mechanics Conference, 09-13 September 2018, Vienna, Austria) и Всероссийских конференциях (51-я Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс», 12–18 апреля 2013, Новосибирск; 52-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2014, 11–18 апреля 2014, Новосибирск; Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», 17-19 ноября 2014, Новосибирск; XIII Всероссийская школа-конференция молодых учёных с международным участием «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», 20-23 ноября 2014, Новосибирск; 53-я Международная научная студенческая конференция МНСК-2015, 11–17 апреля 2015, Новосибирск; 5-я Всероссийская конференция Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий, 15 – 18 июня 2015, Новосибирск; Международная молодежная научная конференция «Тепломассоперенос в системах обеспечения тепловых режимов энергонасыщенного технического и технологического оборудования», 19 - 21 апреля 2016 г., Томск; VII Всероссийская научная конференция с международным участием «ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ», 26 - 28 октября 2016 г., Томск; XIV Всероссийская школа-конференция молодых ученых с международным участием “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики” 22-25 ноября 2016 года, Новосибирск; XXI Школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках», 22 – 26 мая 2017 г., Санкт-Петербург; Всероссийская конференция «XXXIII «Сибирский теплофизический семинар» с элементами научной школы для молодых ученых, посвященный 60-летию Института теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН» 6-8 июня 2017 года, Новосибирск; Всероссийская конференция «XXXIV Сибирский теплофизический семинар», 27–30 августа 2018, Новосибирск; Седь-

мая российская национальная конференция по теплообмену (РНКТ-7), 22-26 октября 2018 года, Москва).

Личный вклад. Вклад автора в исследования состоял в конструировании рабочих участков и сборке установки, проведении серии экспериментов, в самостоятельной разработке и тестировании комплекса численных алгоритмов для анализа базы данных измерений, самостоятельной обработке экспериментальных данных и интерпретации результатов, разработки модели перехода от раздельного режима к кольцевому, а также подготовке статей и докладов на конференциях и для публикации в рецензируемых журналах.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 40 печатных изданиях, 15 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 25 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 182 страницы с 86 рисунками и 11 таблицами. Список литературы содержит 153 наименования.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Классификация каналов

Опубликовано значительное количество работ по исследованию двухфазного течения. В литературе имеется различная классификация каналов по их поперечным размерам. Например, в работе [5] выделены микроканалы с характерным размером 10–200 мкм, миниканалы 200–3000 мкм и конвективные каналы >3 мм. Однако систематизация исследований, независимая от физических процессов, происходящих в каналах, выглядит искусственно. Изменение режимов двухфазного течения в большинстве выполненных экспериментов определяется, в первую очередь, влиянием капиллярных и гравитационных сил. Относительное влияние капиллярных и гравитационных сил можно описывать, используя критерий Бонда (Этвеша), или отношение диаметра канала D к капиллярной постоянной l_σ . В работе [6] приведена следующая классификация размеров каналов:

1. Крупномасштабные (конвективные) каналы $D > 5l_\sigma$ характеризуются отсутствием влияния капиллярных сил за счет кривизны канала. В этих условиях возможно проявление капиллярных эффектов на уровне других масштабов: пузыри, волны.

2. Гравитационно-капиллярные каналы $0,5l_\sigma < D < 5l_\sigma$, в которых проявляется значительное совместное влияние капиллярных и гравитационных сил, причем гравитационные силы превосходят капиллярные. При $D = 0,5l_\sigma$ происходит вырождение раздельного режима течения.

3. Капиллярно-гравитационные каналы (миниканалы) $0,1l_\sigma < D < 0,5l_\sigma$ со значительным совместным влиянием капиллярных и гравитационных сил, но капиллярные силы превосходят гравитационные. Каналы второго и третьего типов можно также называть минимасштабными.

4. Капиллярные каналы (микроканалы) $D < 0,1l_\sigma$, где отсутствует влияние гравитационных сил и определяющее влияние оказывают капиллярные эффекты. Каналы данного типа можно также называть микромасштабными.

В работе [7] выделено 3 характерных группы течений в микроканалах: с преобладанием сил поверхностного натяжения, с преобладанием сил инерции и переходные между первыми двумя случаями. Характерным числом Этвеша для перехода от макро- к микроканалам было названо $Eo = 0,84$ [8], которое вычисляется по формуле (1.1):

$$Eo = \frac{gD^2\Delta\rho}{\sigma}, \quad (1.1)$$

где g – ускорение свободного падения, D – характерный поперечный размер, $\Delta\rho = \rho_L - \rho_G$ – разность плотностей, σ – коэффициент поверхностного натяжения. Выделено 6 режимов течений: пузырьковый, снарядный, струйно-снарядный, струйный, вспененный и капельно-кольцевой, как показано на рис. 1.1.

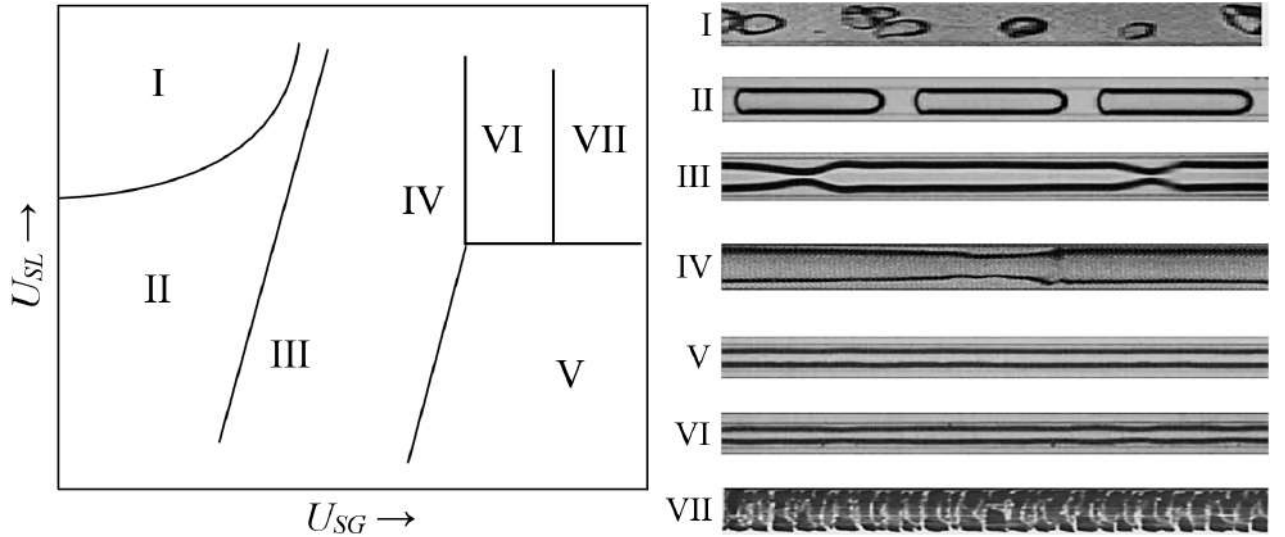


Рисунок 1.1 – Схематическое представление режимов течений в микроканалах [7]. Режимы течения: I – пузырьковый; II – снарядный; III – струйно-снарядный; IV – снарядно-кольцевой; V – струйный; VI – вспененный; VII – капиллярно-кольцевой.

Обзор работ по режимам двухфазных течений в каналах различной геометрии и размера содержится в [6]. В публикациях [7; 9] приведен детальный обзор статей посвященных в основном течению в круглых микротрубах. Рассмотрено влияние размеров канала, свойств жидкости, смачиваемости и др. на режимы двухфазного течения. В работе [7] проанализировано влияние геометрии разных входных участков. В работах [7; 10] показано, что режимы газожидкостного течения в микроканалах значительно зависят от условий ввода фаз в канал. В [10] использовалось несколько начальных участков. Газ двигал-

ся вдоль микроканала, а жидкость подавалась с двух его сторон. Изменялся угол подвода жидкости. При различных условиях подачи жидкости, границы режимов газо-жидкостного течения сдвигаются на режимной карте. Хотя качественно характер режимной карты сохраняется, на положение границ режимов двухфазного течения существенное влияние оказывают особенности геометрии смесителя и входного участка.

1.2 Режимы течения

В таблице 1 представлены основные публикации по круглым микроканалам, в таблице 2 – по прямоугольным. В работах исследуются различные параметры, влияющие на структуру двухфазного потока в микроканалах. Например, в работе [7] проанализировано влияние таких параметров течения, как входной участок, диаметр канала, геометрия сечения канала, гидрофильность поверхности стенки канала, поверхностное натяжение, и вязкость жидкости. Далее рассмотрим подробнее параметры, влияющие на структуру двухфазного потока.

Таблица 1 — Экспериментальные данные по исследованию режимов течения двухфазного потока в круглых трубах диаметром менее 2 мм и треугольных каналах

Источник	Тип смеси	Канал	Режимы течений	Границы режимов	Ключевые моменты
1	2	3	4	5	6
Suo, Griffith (1964) [11]	Вода-воздух, вода-азот.	Г, круглый, $D = 1; 1,4$ мм.	Снарядный (capillary slug), кольцевой (annular).	Показано, что граница между снарядным и кольцевым режимами не зависит от расхода жидкости.	Описание снарядного режима и его границ с другими режимами.

1	2	3	4	5	6
Barajas, Panton (1993) [12]	Вода-воздух.	Г, $D = 1,5875$ мм, четыре материала с различными углами смачивания: 34° , 61° , 74° , 106° ; $U_{SG} = 0,1-100$ м/с; $U_{SL} = 0,003-2$ м/с; расстояние до зоны наблюдения - $160D$.	Волновой (wavy), пробковый (plug), снарядный (slug), кольцевой (annular), пузырьковый (bubble), струйный (rivulet).	Сделан вывод, что изменение угла смачивания при $\theta < 90^\circ$ оказывает незначительное влияние на границы режимов течения, изменение угла смачивания при $\theta > 90^\circ$ оказывает значительное влияние на границы режимов течения.	Описание снарядного режима и его границ с другими режимами.
Fukano, Kariyasaki (1993) [13]	Вода-воздух.	Г, В (вверх и вниз), круглый, Pyrex-стекло, $D = 1; 2; 4; 4,9; 9; 26$ мм; $U_{SG} = 0,1-30$ м/с; $U_{SL} = 0,02-2$ м/с.	Пузырьковый (bubble), прерывистый (intermittent), кольцевой (annular).	Показано, что границы режимов хорошо согласуются с [14] только при небольших диаметрах канала (4 мм); плохо согласуются с [15].	Обнаружено, что в каналах диаметром $D < 4,9$ мм ориентация канала не существенно влияет на режимы течений. Исследовано изменение во времени объемного газосодержания и перепад давления. Проведено измерение скорости пузырьков и толщины пленки жидкости в каналах.
Galbiati, Andreini (1994) [16]	Вода-воздух.	В (вниз), $D = 0,5; 1,1, 2$ мм.	Снарядный (slug), кольцевой (annular).	-	Показано, что параметры входного участка оказывают существенное влияние на границы режимов течения.
Mishima, Hibiki (1996) [17]	Вода-воздух.	В, Pyrex-стекло и алюминий, круглый, $D = 1-4$ мм; $U_{SG} = 0,1-50$ м/с; $U_{SL} = 0,02-2$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), снарядный (slug), вспененный (churn), кольцевой (annular), раздельный (annular mist).	Границы режимов рассчитаны при помощи модели Mishima-Ishii [18].	Измерено объемное газосодержания, скорости пузырьков и перепада давления.

1	2	3	4	5	6
Triplett et al. (1999) [19]	Вода-воздух.	Г, круглый, $D = 1,1; 1,45$ мм, Ругех-стекло; треугольный, $D_h = 1,09$ (акрил); $1,49$ мм (поликарбонат); $U_{SG} = 0,02-80$ м/с; $U_{SL} = 0,02-8$ м/с.	Режимы течения одинаковые для всех каналов: пузырьковый (babbly), вспененный (churn), снарядный (slug), снарядно-кольцевой (slug-annular), кольцевой (annular).	Проведено сравнение режимов течений с [11], указаны существенные расхождения.	Проведено исследование влияния ориентации и формы канала на режимы течений. Получены схожие результаты для круглого и треугольного сечений каналов. Результаты хорошо согласуются с [11; 13; 20].
Yang, Shieh (2001) [21]	Вода-воздух, R-134a.	Г, Ругех-стекло, круглый, $D = 1-3$ мм; $U_{SG} = 0,016-91,5$ м/с; $U_{SL} = 0,006-2,1$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), пробковый (plug), раздельный (wavy stratified), снарядный (slug), дисперсный (dispersed), кольцевой (annular).	Показано, что границы режимов течения плохо согласуются с [22].	Исследовано влияние диаметра канала и свойств жидкости. Границы режимов в канале с водой и воздухом четко не определены, особенно для перехода от пробкового режима к кольцевому. Границы режимов для R-134a определены четко и понятно.
Zhao, Bi (2001) [23]	Вода-воздух.	В (вверх), равносторонний треугольник, $D_h = 0,866; 1,443; 2,886$ мм; $U_{SG} = 0,1-100$ м/с; $U_{SL} = 0,08-10$ м/с.	Пузырьковый (capillary bubble) для $D_h = 0,866$ мм, снарядный (slug), вспененный (churn), кольцевой (annular).	Показано, что границы режимов существенно расходятся с [18; 24].	Измерены скорости газа и жидкости, а также давление и перепад давления. Сделан вывод, что диаметр и форма канала оказывают значительное влияние на режимы течения и границы между ними.
Chen et al. (2002) [25]	Вода-азот.	Г, В, стекло, круглый, $D = 1; 1,5$ мм; $U_{SG} = 0,502-11$ м/с; $U_{SL} = 0,399-3,53$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), снарядный (slug and bubble-train slug), вспененный (churn), кольцевой (annular).	-	Исследованы режимы течения, скорость пузырьков и объемное газосодержание.

1	2	3	4	5	6
Kawahara et al. (2002) [26]	Вода-азот.	Г, круглый, $D = 100$ мкм; $U_{SG} = 0,1\text{--}60$ м/с; $U_{SL} = 0,02\text{--}4$ м/с.	Кольцевой.	-	Исследованы усредненное по времени объемное газосодержание и перепад давления.
Serizawa et al. (2002) [27]	Вода-воздух.	Г, круглый, $D = 20, 25$ и 100 мкм для воздуха и 50 мкм для пара; $U_{SG} = 0,0022\text{--}295,3$ м/с; $U_{SL} = 0,0032\text{--}17,5$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), снарядный (slug, liquid lump), кольцевой (liquid ring, frothy annular), раздельный (liquid droplet flow or annular-mist, rivulet).	Показано, что все режимы, кроме раздельного, хорошо согласуются с [15]. Границы режимов плохо согласуются с [13].	Исследовано влияние поверхностного натяжения и смачиваемости на режимы течения. Измерено объемное газосодержание. Обнаружено существование несмоченной зоны, на которую влияет размеры и смачиваемость поверхности.
Chung, Kawaji (2004) [28]	Вода-пар, вода-азот.	Г, круглый, $D = 530, 250, 100$ и 50 мкм; $U_{SG} = 0,02\text{--}20$ м/с; $U_{SL} = 0,01\text{--}7$ м/с.	Для 530 и 250 мкм: пузырьковый (bubbly), снарядный (slug), вспененный (churn), снарядно-кольцевой (slug-annular), кольцевой (annular).	-	Исследовано влияние диаметра канала на границы между режимами. Для каналов диаметром 530 и 250 мкм структура потока была такая же, как у каналов диаметром 1 мм; в каналах диаметром 100 и 50 мкм структура течения существенно отличалась.
Hassan et al. (2005) [29]	Вода-воздух.	Г, круглый, $D = 0,8; 1; 3$ мм; $U_{SG} = 10\text{--}100$ м/с; $U_{SL} = 0,02\text{--}3,82$ м/с.	Преобладание силы поверхностного натяжения: пузырьковый (bubbly), прерывистый (intermittent); преобладание инерциальных сил: вспененный (churn) и кольцевой (annular).	-	Сделан обзор и проведено экспериментальное исследование двухфазного течения в микроканалах. Обнаружено, что ориентация канала оказывает существенное влияние на границы между режимами.

1	2	3	4	5	6
Shao et al. (2008) [30]	Вода-азот.	$\Gamma, D = 500; 750$ мкм; $U_{SG} = 0,1\text{--}17$ м/с; $U_{SL} = 0,07\text{--}4,2$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), снарядный (Taylor), снарядно-кольцевой (Taylor-annular), вспененный (churn), кольцевой (annular).	Показано, что пузырьковый режим наблюдается при высоких приведенных скоростях жидкости, когда использовались большие отверстия для ввода жидкости в канал. Обнаружено, что размер отверстия для ввода жидкости не оказывает существенного влияния на границу между снарядным, снарядно-кольцевым и вспененным режимами. При уменьшении канала границы между пузырьковым и снарядно-кольцевым режимами сдвигаются в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости и газа	Сделан вывод, что размер входного отверстия канала существенно влияет на границы между режимами.
Lee, Lee (2008) [31]	Вода-воздух, метанол.	Γ , круглый, стекло: ($D = 1,46; 1,8$ мм; $U_{SG} = 0,5\text{--}50$ м/с; $U_{SL} = 0,004\text{--}0,4$ м/с); тефлон: ($D = 1,59$ мм; $U_{SG} = 0,4\text{--}47$ м/с; $U_{SL} = 0,02\text{--}0,8$ м/с); полиуретан ($D = 2$ мм; $U_{SG} = 0,3\text{--}53$ м/с; $U_{SL} = 0,007\text{--}0,4$ м/с).	Пробковый (plug), снарядный (slug), кольцевой (annular for wet condition and rivulet for dry condition), волновой (wavy).	Граница между смоченным и несмоченными потоками определялась нормированной поверхностной скоростью $\overline{U_{SL}} = U_{SL}/(a + b\theta)$, где a и b получались экспериментально.	$\overline{U_{SL}} = 1$ определяла нижнюю границу для смоченного потока, когда угол смачивания был $\theta < 50^\circ$, переход от смоченного к несмоченному потоку был при угле смачивания θ от 50° до 90° . Положение этой границы зависит от угла смачивания θ и от U_{SL} .

Таблица 2 — Основные параметры экспериментов по исследованию течения двухфазного потока в прямоугольных каналах малого размера

Источник	Тип смеси	Канал	Режимы течений	Границы режимов	Ключевые моменты
1	2	3	4	5	6
Бейнусов и др. (1978) [32]	Вода-воздух.	В, прямоугольный, $0,2 \times 124$; $0,25 \times 124$; $0,5 \times 124$ мм ² .	-	-	-
Lowry, Kawaji (1988) [33]	Вода-воздух.	В, прямоугольный, $80 \times 0,5$ мм ² .	-	-	-
Bonjour, Lallemand (1998) [34]	R-113.	В, прямоугольный, $0,5 \times 2$ мм ² .	-	-	Исследованы три режима кипения жидкости в микроканале. Количественно и качественно проанализированы характеристики течения.
Xu et al. (1999) [35]	Вода-воздух.	В, прямоугольный, $0,3 \times 12$; $0,6 \times 12$ мм ² .	Пузырьковый (bubbly, capbabbly), снарядный (slug), вспененный (slug-churn, churn-turbulent), кольцевой (annular).	Показано, что все режимы течения, кроме вспененного, хорошо согласуются с [36].	Предложены новые критерии границ режимов.
Coleman, Garimella (1999) [37]	Вода-воздух.	Г, Рургех-стекло, круглый и прямоугольный, $d_h = 1,3$; $1,75$; $2,6$; $5,5$ мм; $U_{SG} = 0,1-100$ м/с; $U_{SL} = 0,01-10$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), дисперсный (dispersed), снарядный (elongated bubble/plug flow and slug flow), снарядно-кольцевой (wavy-annular), волновой (wavy), кольцевой (annular).	Показано, что режимы течения хорошо согласуются с [20], где показано увеличение зоны снарядного режима и уменьшение зоны раздельного режима.	Проведено исследование влияния диаметра и формы канала на границы между режимами.

1	2	3	4	5	6
Bi, Zhao (2001) [38]	Вода-воздух.	Г, прямоуголь- ный, $0,75 \times 1,5$ мм ² .	Пузырьковый (capillary bubble), сна- рядный (slug), вспененный (churn), кольце- вой (annular).	-	Установлено, что скорость дрейфа не равна нулю. Про- ведено сравнение режимов течения с другими кана- лами некруглого сечения.
Hibiki, Mishima (2001) [39]	Вода-воздух.	В, прямоуголь- ный, $0,3 \times 17$ мм ² .	Пузырьковый (bubbly), сна- рядный (slug), вспененный (churn), кольце- вой (annular).	-	Предложены новые критерии границ ре- жимов двухфазно- го потока.
Kawaji, Chung (2003) [40]	Вода-азот.	Г, квадратный, $0,096 \times 0,096$ мм ² .	-	-	-
Cubaud, Ho (2004) [41]	Вода-воздух.	Г, квадрат- ный, стекло и кремний, $D_h = 200; 525$ мкм; $U_{SG} =$ $0,003\text{--}20$ м/с; $U_{SL} =$ $0,001\text{--}0,2$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), пробко- вый (wedging), снарядный (slug), кольце- вой (annular and dry).	Переход от пузырь- кового к пробко- вому режиму при $\alpha_L \approx 0,75$; переход от пробкового к сна- рядному режиму при $\alpha_L \approx 0,2$; пере- ход от снарядного к кольцевому режиму при $\alpha_L \approx 0,04$	Установлено, что режимная карта не зависит от размера канала (в отли- чие от больших каналов). Средняя скорость пузырьков примерно равна скорости жидкости. Определено, что смачиваемость иг- рает важную роль при формировании режима.
Waelchli, von Rohr (2006) [42]	Вода-азот, этанол, глицерин (10%) и глицерин (20%).	Г, прямоуголь- ный, $D_h =$ $187,5\text{--}218$ мкм; $U_{SG} =$ $0,027\text{--}8,9$ м/с; $U_{SL} =$ $0,014\text{--}1,4$ м/с.	Прерывистый (intermittent), кольцевой (annular), пу- зырьковый (bubbly).	В качестве коорди- нат режимной кар- ты использовались $10^7 Re_{SL}^{0,2} We_{SL}^{0,4} (kS/D)^5$ и $Re_{SG}^{0,2} We_{SG}^{0,4}$, где kS/D относитель- ная шероховатость канала.	Определено, что ре- жим течения в боль- шей степени зави- сит от формы кана- ла, чем от его разме- ра.

1	2	3	4	5	6
Cubaud et al. (2006) [43]	Вода-воздух, вода с ПАВ.	Г, квадратный, $D_h = 525$ мкм.	Гидрофильная поверхность: пузырьковый (bubbly), пробковый (wedging), снарядный (slug), кольцевой (annular and dry); гидрофобная поверхность: изолированный ассиметричный пузырьковый режим (isolated asymmetric bubble flow), волновой пузырьковый режим (wavy bubble flow), капельный режим (scattered droplet flow).	-	Обозначена важность влияния поверхности микроканала на режимы двухфазного потока. Гидрофильность и микрошероховатости поверхности существенно влияют на структуру двухфазного потока.
Haverkamp et al. (2006) [10]	Вода-воздух, изопропанол.	Г, прямоугольный, нержавеющая сталь ($D_h = 150$; $294,5$ мкм; $U_{SG} = 0,001$ – 22 м/с; $U_{SL} = 0,001$ – $0,074$ м/с), боросиликатное стекло ($D_h = 66,67$ мкм; $U_{SG} = 0,5$ – 190 м/с; $U_{SL} = 0,03$ – 2 м/с).	Для каналов $D_h = 150$ и $294,5$ мкм: пузырьковый (bubbly), снарядный (slug), снарядно-кольцевой (slug-annular), кольцевой (annular); для канала $D_h = 66,67$ мкм: снарядный (Taylor), вспененный (churn), кольцевой (annular), снарядно-кольцевой (ring).	Установлено, что с уменьшением поверхностного натяжения, граница между снарядным и снарядно-кольцевым режимами сдвигается в сторону более высоких U_{SG} ; при изменении смесителя с T на S , граница между снарядным и вспененным режимами сдвигается в сторону более высоких U_{SG} .	Создана специальная конструкция смесителя для изменения размера пузырьков, распределения пузырьков и структуры потока в микроканале. Используя S смеситель, удалось уменьшить размер пузырьков и увеличить их количество. Обнаружено, что в каналах размером $D_h = 66,67$ мкм снарядно-кольцевой режим заменяет кольцевой режим при высоких U_{SG} .

1	2	3	4	5	6
Xiong, Chung (2007) [44]	Вода-азот.	Г, прямо-угольный, $0,213 \times 0,206$; $0,419 \times 0,406$; $0,630 \times 0,615$ мм ² ; $U_{SG} = 0,06-72,3$ м/с $U_{SL} = 0,02-7,13$ м/с.	Пузырьковый (bubbly slug flow), снарядный (slug-ring flow), вспененный (dispersed-churn flow), кольцевой (annular flow).	Показано, что при уменьшении гидравлического диаметра границы между режимами сдвигаются в сторону более высоких We_{SG} или приведенной скорости газа.	Измерено объемное газосодержание для всех каналов. Получена нелинейная зависимость газосодержания от гидравлического диаметра канала.
Yu et al. (2007) [45]	силиконовое масло-воздух.	Г, квадратный и прямо-угольный, $0,125 \times 0,125$; $0,125 \times 0,25$ мм ² .	Снарядный (slug), пузырьковый (bubble).	В качестве параметра использовалось число капиллярности (Ca).	Исследовано влияние параметров (таких как геометрия смесителя и вязкость) на механизм формирования пузырьков.
Kabov et al. (2007) [46]	Вода-азот.	Г, прямоугольный, 1×40 мм ² .	Пузырьковый (bubbles), снарядный (slug), прерывистый (intermittent jet), струйный (jet), раздельный (stratified) и кольцевой (annular, annular-droplet).	Кольцевой режим хорошо согласуется с [47] и [48], раздельный режим хорошо согласуется с [48].	Обозначено, что режим течения в миниканалах существенно отличается от режима течений в больших трубах. Выделен новый режим двухфазного течения в миниканалах – струйный.
Yue et al. (2008) [49]	Вода – CO ₂ .	Г, прямоугольный, $D_h = 200$; 400 ; 667 мкм; $U_{SG} = 0,04-70$ м/с; $U_{SL} = 0,02-2$ м/с.	Пузырьковый (bubbly), снарядный (slug), снарядно-кольцевой (slug-annular), вспененный (churn), кольцевой (annular).	Установлено, что при уменьшении канала, граница между снарядным и снарядно-кольцевым режимами сдвигается в сторону более высоких U_{SG} . Границы между снарядным и пузырьковым режимами, снарядно-кольцевым и кольцевым режимами практически не меняются при изменении размера каналов.	Использована модель раздельного течения, где двухфазный множитель был модифицирован, чтобы учесть U_{SL} .

1	2	3	4	5	6
Pohorecki et al. (2008) [50]	Вода-азот, этанол.	Г, прямо-угольный и квадратный; $D_h = 843$ мкм; $U_{SG} = 0,01\text{--}50$ м/с; $U_{SL} = 0,02\text{--}1,2$ м/с.	Пузырьковый (bubble), снарядный (slug), снарядно-кольцевой (slug/annular), кольцевой (annular).	Показано, что при увеличении поверхностного натяжения, граница между снарядным и снарядно-кольцевым режимами сдвигается в сторону более низких U_{SG} .	Предложен критерий эффективности площади поверхности для газо-жидкостных микрореакторов.
Chinnov, Kabov (2008) [51]	Вода-азот.	Г, прямоугольный, $0,3 \times 40$ мм ² .	Прерывистый, вспененный, струйный, капельно-кольцевой, снарядный, пузырьковый, струйно-пузырьковый, кольцевой.	Показано, что режимы течения хорошо согласуется с [35].	Определено, что в каналах большой ширины на нижней стенке канала при небольших приведенных скоростях жидкости образуются капли.
Chinnov et al. (2009) [52]	Вода-азот.	Г, прямоугольный, $0,44 \times 30$ мм ² .	Кольцевой (annular), вспененный (churn), пузырьковый (bubbles), раздельный (stratified), струйный (jet), снарядный (slug).	-	Указано, что у боковых стенок канала возникают нестабильные всплески.
Santos, Kawaji (2010) [53]	Вода-воздух.	Г, квадратный, $0,118 \times 0,119$ мм ² , $U_{SG} = 0,018\text{--}0,791$ м/с; $U_{SL} = 0,042\text{--}0,757$ м/с.	Раздельный (stratified) и снарядный (slug).	Показано, что методы вычислительной динамики (CFD) хорошо предсказывают формирование снарядного режима.	Вычислено объемное газосодержание, которое хорошо сошлось с [54] и плохо сошлось с [26; 44]. Обозначено, что поверхностное натяжение имеет значительное влияние на форму и размер пузырьков.

1	2	3	4	5	6
Choi et al. (2011) [55]	Вода-азот.	Г, прямоугольный, $0,5 \times 0,47$; $0,6 \times 0,41$; $0,5 \times 0,24$ мм ² .	Пузырьковый (bubbly), снарядный (slug bubble), кольцевой (elongated bubble, multiple, liquid film).	Установлено, что при уменьшении аспекта ratio, расширяется область пузырькового режима.	В работе проанализировано влияние аспекта ratio и гидравлического диаметра на характеристики двухфазного потока.
Kozulin, Kuznetsov (2011) [56]	Вода-азот.	В, прямоугольный, $0,67 \times 2$ мм ² , $U_{SG} = 0,04-11$ м/с; $U_{SL} = 0,07-0,41$ м/с.	Пузырьковый (slug-bubble regime); снарядный (slug regime); переходной режим (transient regime); вспененный (emulsion regime); кольцевой (annular regime).	-	Использование двухлучевого лазерного метода позволило зарегистрировать и количественно определить характеристики двухфазного течения.
Чиннов, Кабов (2011) [57]	Вода-азот.	Г, прямоугольный, $0,42 \times 40$; $0,44 \times 30$; $0,49 \times 20$; $0,1 \times 30$ мм ² .	Пузырьковый, струйный, вспененный, раздельный, кольцевой.	-	В канале высотой 100 мкм обнаружен новый тип неустойчивости - фронтальная неустойчивость, при взаимодействии жидкости и газа при выходе жидкости из сопла. Показано, что два типа неустойчивости (боковая и фронтальная) оказывают определяющее влияние на формирование режимов двухфазного течения в плоских горизонтальных микроканалах и переходы между ними.

1	2	3	4	5	6
Kuznetsov et al. (2012) [58]	Вода-азот.	Г, прямо- угольный, 0,217×0,37 мм ² .	Периодический пузырьковый (flow with periodic elongated bubbles), непе- риодический пузырьковый (nonperiodic elongated bubble flow, transition flow), и коль- цевой (annular flow).	-	Показано, что ки- пение в каналах оказывает значи- тельное влияние на капиллярные силы, изменяя структуру двухфазного по- тока. Выдвинута новая модель пере- хода к кольцевому режиму.
Kuznetsov et al. (2013) [59]	Вода-азот.	В, Г, прямо- угольный, 0,72×1,5 мм ² .	Пузырьковый (bubbly-slug), снарядный (slug), вспененный (churn), кольце- вой (annular, and annular-mist).	Показано, что пе- реход к кольцево- му режиму хорошо согласуется с мо- делью Mishima-Ishii [18].	Указано, что ори- ентация канала практически не влияет на струк- туру двухфазного потoka. Проведен анализ влияния кипения на форми- рование пузырьков и структуру потока.
Houshmand et al. (2014) [60]	Вода-азот.	Г, прямоуголь- ный, 1,5×0,225 мм ² .	Режимы об- разования пузырьков: дискретные пу- зырьки (discrete bubbling), свя- занные пузырь- ки (attached ligament), сме- шанный режим (mixed bubbling- ligament).	-	Газ вводился в по- ток жидкости через щели, вырезанные на разных сторонах микростолбика. Использовались 5 углов, под которы- ми вводился газ: 0°, 30°, 80°, 110° и 190°. Указано, что угол, под кото- рым вводится газ в жидкость оказы- вает существенное влияние на струк- туру двухфазного потока.

1	2	3	4	5	6
Kim et al. (2014) [61]	Вода-аргон.	Г, квадратный, $0,2 \times 0,2 \text{ мм}^2$.	Капельный (droplet), пробковый (plug) и переходной между капельным и пробковым (irregular segmented).	-	В работе использовались входные каналы с различным поперечным сечением ($0,05 \times 0,05$; $0,05 \times 0,2$; $0,1 \times 0,2 \text{ мм}^2$). Указано, что начальные параметры впрыска оказывают существенное влияние на структуру двухфазного потока.
Patel, Garimella (2014) [62]	Вода-воздух.	Г, квадратный, $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$.	Кольцевой (annular), снарядный (slug).	-	Предложена новая методика, позволяющая достичь лучшего качества изображения структур двухфазного течения.
Holloway et al. (2014) [63]	FC-72.	Г, прямоугольный, $0,184 \times 20 \text{ мм}^2$.	Пузырьковый (bubbly), раздельный (stratified), прерывистый (intermittent), кольцевой (annular).	Показано, что режимная карта Taitel-Dukler с модификацией перехода от прерывистого к кольцевому режиму Ullman-Brauner с хорошей точностью совпала с полученными границами между режимами.	Проведено исследование двухфазного потока с FC-72 в микроканале. Установлено, что режимную карту можно рассчитать при помощи моделей Taitel-Dukler и Ullman-Brauner.

Выполненные исследования двухфазного потока в мини и микроканалах не всегда однозначны, содержат противоречия и имеют разные трактовки. В большинстве работ выделены следующие режимы двухфазного течения: пузырьковый, снарядный и кольцевой, которые присутствуют во всех каналах. При небольших приведенных скоростях жидкости и газа наблюдался снарядный режим. Снарядный режим характеризуется проходящими вдоль канала большими, пулеобразными пузырями. Поперечный размер пузырей почти совпадает с диаметром канала. При увеличении приведенной скорости жидкости происходит переход к пузырьковому режиму. В этом режиме по каналу движется жидкость, содержащая много небольших пузырьков газа. Размер и число пу-

зырьков изменяются в зависимости от расходов жидкости и газа. При высоких приведенных скоростях жидкости и газа наблюдается кольцевой режим. При кольцевом режиме течения, жидкость движется по стенкам канала в виде пленки, в центральной части газ вместе с каплями образует ядро потока. Из-за сложностей точной регистрации границ между режимами, исследователи используют термины, характеризующие переходные состояния: прерывистый, снарядно-кольцевой. При высоких приведенных скоростях газа наблюдается дисперсный режим, когда жидкость движется в виде капель.

При больших приведенных скоростях жидкости наблюдается вспененный режим. Он характерен для вертикальных каналов [35] и обусловлен гравитацией, а также наблюдается в широких горизонтальных микроканалах высотой менее 1 мм [46]. Особенностью этого режима является существование разорванных перемычек.

В работе [12] выделен ручейковый (rivulet) режим течения. Жидкость в таком режиме движется по поверхности канала, причем не прямо, а изгибается подобно реке. Указано, что ручейковый режим заменяет собой волновой при больших контактных углах смачивания. Волновой режим представляет из себя отдельный, в котором по поверхности пленки жидкости двигаются волны, не касаясь верхней стенки канала.

Пробковый (Plug, Wedging) режим представляет из себя прерывистые пробки (удлиненные пузырьки, длиной больше диаметра канала) из газа, движущиеся по каналу с жидкостью. Этот режим является переходным между снарядным и пузырьковым. Поток состоит из одинаковых монодисперсных удлиненных пузырьков. Размер таких пузырьков превышает высоту канала [41]. Поперечные размеры пробок растут с увеличением приведенной скорости газа.

При малых приведенных скоростях жидкости в прямоугольных коротких микроканалах наблюдается струйный режим (jet), когда газ движется в центральной части канала, а основная часть жидкости перемещается по его периферии вдоль боковых стенок. При небольших приведенных скоростях жидкости и больших приведенных скоростях газа наблюдается отдельный режим. В этом режиме часть жидкости двигается по нижней стенке канала в виде пленки, увлекаемой потоком газа. Отдельный режим характерен только для прямоугольных микроканалов, т.к. в круглых каналах малого диаметра пленка замыкается, образуя кольцевой режим.

1.3 Влияние расходов газа и жидкости

Расходы газа и жидкости оказывают основное влияние не только на структуру двухфазного потока, задавая режим течения, но и на механизмы формирования двухфазного потока. При построении режимных карт в качестве координат, традиционно, использованы приведенные скорости газа U_{SG} и жидкости U_{SL} , которые определялись как объемный расход газа или жидкости, деленный на площадь поперечного сечения канала. Ввиду большого количества факторов, влияющих на границы режимов течения, не удалось построить универсальные безразмерные критерии для определяющих параметров диаграмм. Только для наиболее простых случаев, например, для круглых труб, когда влиянием гравитационных сил можно пренебречь ($D/l_\sigma < 0,5$), целесообразно использовать отношения инерционных и капиллярных сил в виде чисел Вебера, вычисленных по приведенным скоростям газа и жидкости [64].

1.4 Влияние геометрии входного участка

Режимы течения значительно зависят от условий ввода фаз в канал. В работе [10] использовалось несколько начальных участков. Газ двигался вдоль микроканала, а жидкость подавалась с двух сторон микроканала. Использовались, как показано на рис. 1.2, два варианта смесителей: Плавный (Smooth) (угол подвода жидкости 10°) и Т-смеситель (угол подвода жидкости 90°). Также были проанализированы различные геометрии входного участка для Т-смесителя. В смесителе Т1 переход от сечения подводящего канала (400 мкм) к сечению микроканала (100 мкм) осуществлялся в 2 ступени (400–200 и 200–100 мкм), выполненные в виде внезапного сужения канала. В смесителе Т2 микроканал начинался сразу после места ввода газа. В смесителе типа (Smooth) переход осуществлялся плавно.

Из рис. 1.3 видно, что при различных условиях подачи жидкости, границы режимов сдвигаются на режимной карте. При переходе от Т-смесителя к Плавному, граница снарядного режима практически не изменяется, область струйно-

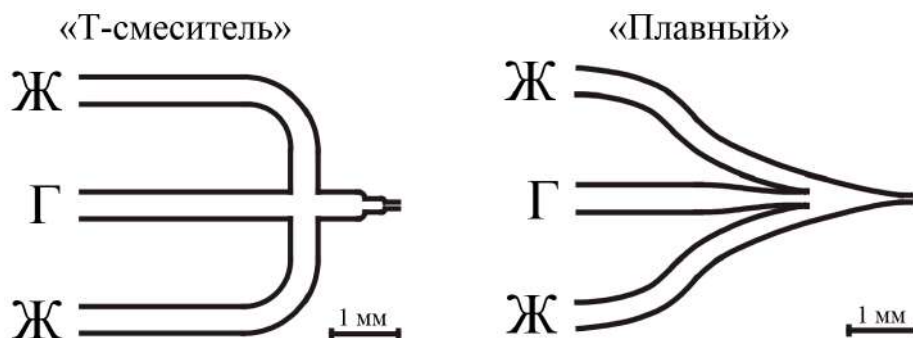


Рисунок 1.2 — Виды смесителей [10]. Обозначения: Г – газ; Ж – жидкость.

го режима значительно уменьшается, сужаются области снарядно-кольцевого и вспененного режимов. Но в целом, характер режимной карты сохраняется.

1.5 Влияние поперечных размеров канала

1.5.1 Круглые каналы

Размер канала является наиважнейшим критерием, отличающим макроканальные и микроканальные течения. Имеется значительное количество публикаций на эту тему. В работе [37] проведено исследование двухфазного потока в круглых каналах диаметром от 1,3 до 5,5 мм. Из рис. 1.4 видно, что основным отличием между небольшими каналами (1,3; 10,75; 2,6 мм) и большим каналом (5,5 мм) является преобладание раздельного и прерывистого режимов течения при более высоких приведенных скоростях жидкости и газа. Для маленьких каналов уменьшение диаметра способствовало сдвигу границ между прерывистым и пузырьковым, снарядным и снарядно-кольцевым, 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. Влияние размера канала на область прерывистого режима можно объяснить двумя явлениями: во-первых, из-за того, в небольших каналах, пузырьки диаметром порядка диаметра канала, образуют прерывистый режим. В больших же каналах пузырьки такого диаметра образуют пузырьковый ре-

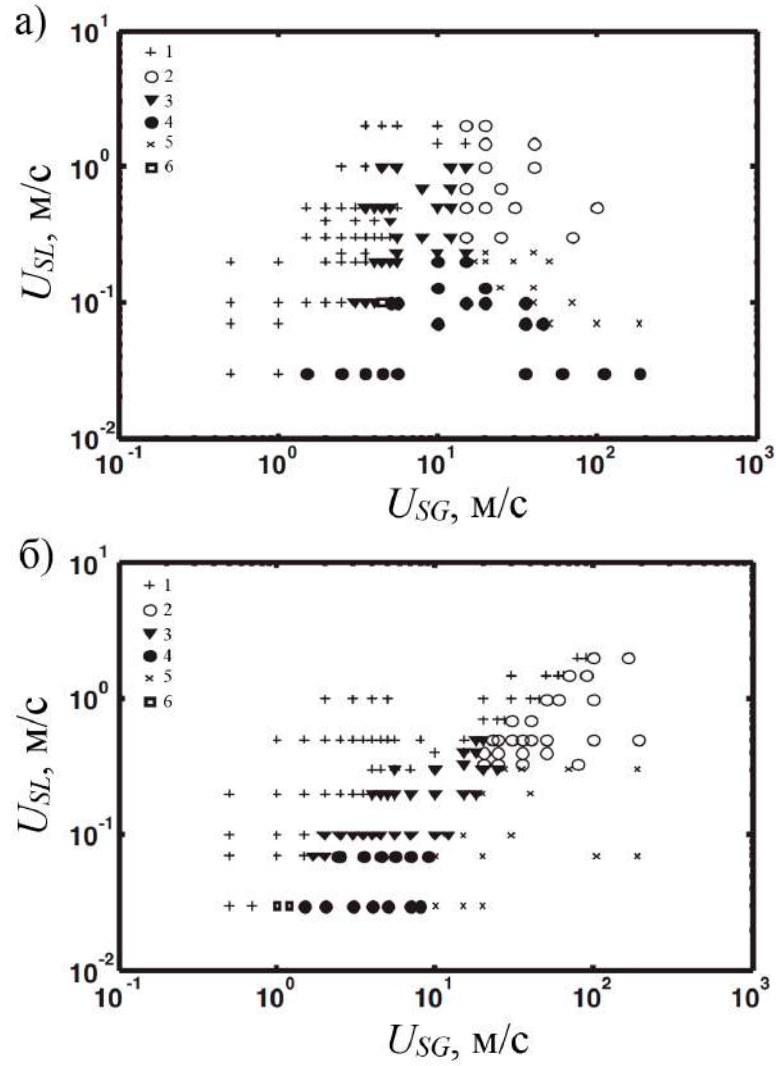


Рисунок 1.3 — Режимная карта с использованием а) Т-смесителя, б) Плавного смесителя [10]. Режимы течения: 1 – снарядный (Taylor); 2 – вспененный (churn); 3 – струйно-снарядный (Taylor/ring); 4 – кольцевой (annular); 5 – струйный (ring); 6 – снарядно-кольцевой (Taylor/annular).

жим. Следовательно, при уменьшении диаметра канала, область прерывистого режима будет расширяться, а пузырькового наоборот, сужаться. Во-вторых, при уменьшении диаметра канала силы поверхностного натяжения начинают преобладать над инерционными силами, из-за чего разрушение пузырей становится более сложным.

Из анализа литературы, приведенного в [7] следует, что при уменьшении диаметра микроканала, область снарядного режима возрастает вдоль обеих координат (U_{SL} и U_{SG}). При уменьшении диаметра канала пузыри газа одинакового размера формируют снарядный режим при больших значениях U_{SG} . Границы струйно-снарядного режима сдвигаются в сторону более высоких U_{SL}

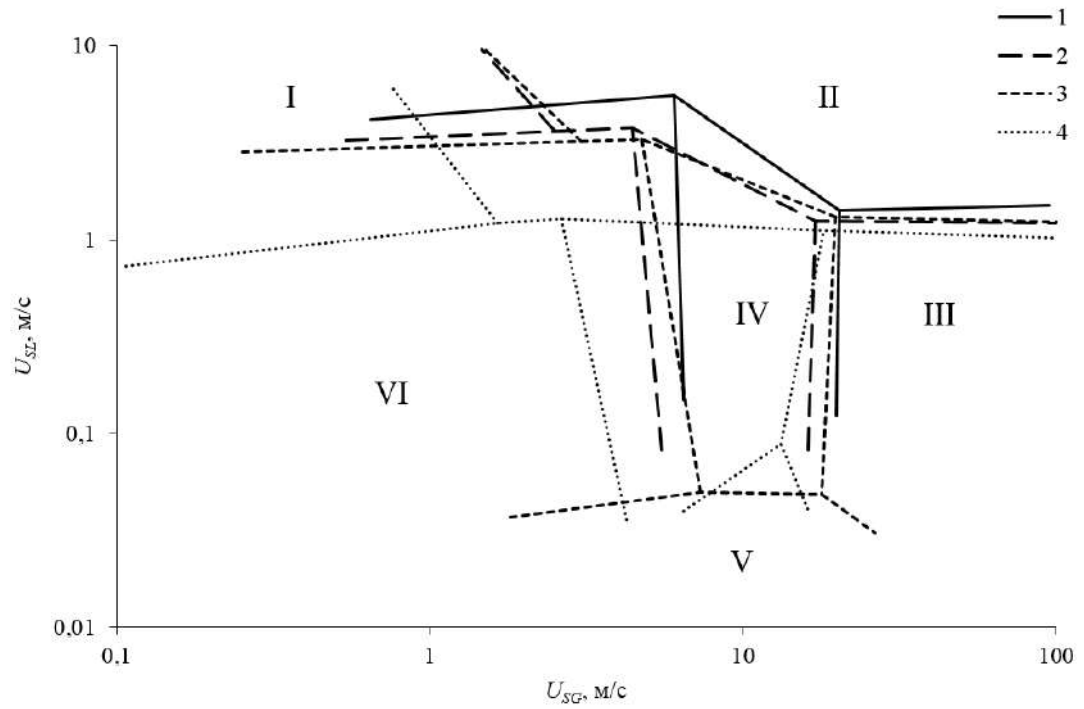


Рисунок 1.4 — Сравнительная режимная карты для круглых каналов различного диаметра [37]. Диаметр канала: 1 – 1,3 мм; 2 – 1,75 мм; 3 – 2,6 мм; 4 – 5,5 мм; режимы течения: I – пузырьковый (bubble); II – дисперсный (dispersed); III – кольцевой (annular); IV – снарядно-кольцевой (wavy-annular); V – раздельный (stratified); VI – снарядный (slug).

и U_{SG} . Области пузырькового и вспененного режимов уменьшаются за счет расширения области снарядного режима. Границы струйного режима практически не меняются.

1.5.2 Треугольные каналы

В работе [23] исследовано двухфазное течение в треугольных микроканалах различного гидравлического диаметра ($D_h = 2,886; 1,443; 0,886$ мм). Из рис. 1.5 видно, что пузырьковый режим сжимается с уменьшением диаметра канала с 2,886 до 1,443 мм и заменяется в канале диаметром 0,886 мм на капиллярный пузырьковый режим, который занимает гораздо большую площадь. С уменьшением диаметра канала, снарядный режим расширяется в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости и газа, а вспененный режим сжима-

ется из-за сдвига границы снарядного. Область кольцевого режима практически не изменяется.

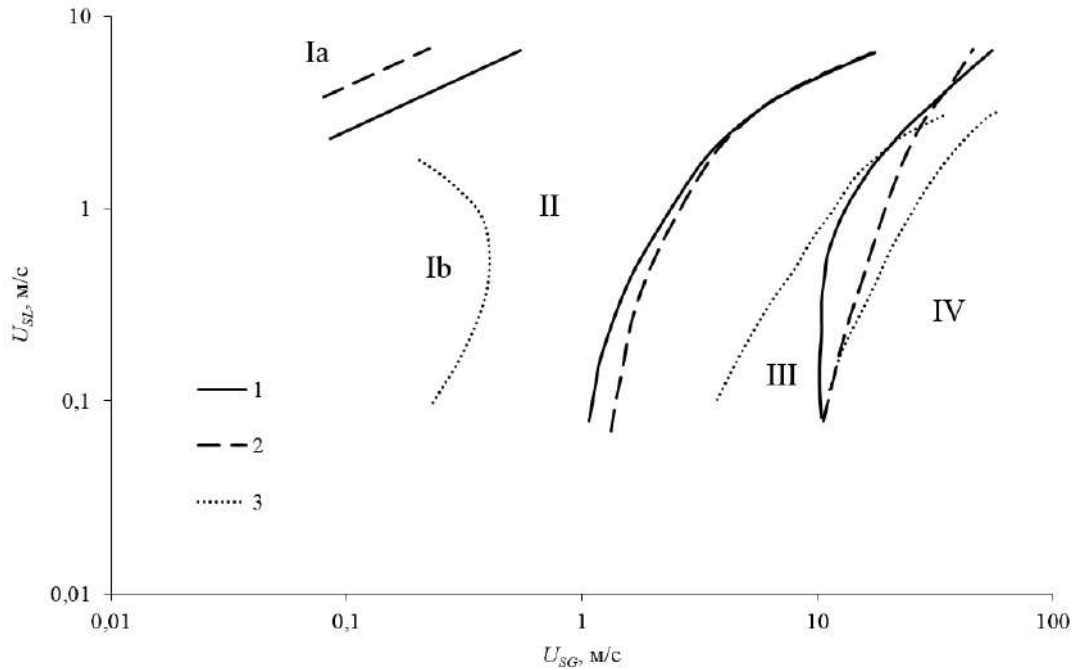


Рисунок 1.5 — Сравнительная режимная карта для треугольных каналов с различным гидравлическим диаметром [23]. Режимы течения: 1 - $D_h = 2,886$ мм; 2 - $D_h = 1,443$ мм: Ia – пузырьковый (dispersed bubbly); II – снарядный (slug); III – вспененный (churn); IV – кольцевой (annular); 3 - $D_h = 0,886$ мм: Ib – пузырьковый (capillary bubbly); II – снарядный (slug); III – вспененный (churn); IV – кольцевой (annular).

1.5.3 Прямоугольные каналы

Высота канала

В работе [65] проведено исследование влияния высоты канала на структуру двухфазного потока. Показано сравнение данных для прямоугольного канала с зазором 0,2 мм с данными для горизонтальных каналов с большей высотой (0,42 и 1 мм). Из рис. 1.6 видно, что граница пузырькового и снарядного течения не претерпевает существенных изменений при изменении высоты канала от 0,42 до 0,2 мм. С увеличением высоты канала уменьшается область струйного режима (граница между струйным и раздельным режимами сдвигается

в сторону более низких приведенных скоростей газа), за счет чего существенно увеличивается область раздельного течения. Область кольцевого режима уменьшается с увеличением высоты канала (граница между кольцевым и раздельным режимами сдвигается в область более высоких приведенных скоростей жидкости. С уменьшением высоты горизонтальных каналов область вспененного режима возрастает, достигая максимальной величины для канала с зазором 0,2 мм. При этом граница между вспененным и кольцевым режимами в зоне высоких приведенных скоростей жидкости остается практически неизменной. Обратная тенденция наблюдается для раздельного режима, область которого убывает с уменьшением высоты горизонтальных каналов. Однако, в отличие от цилиндрических труб, эта область не исчезает.

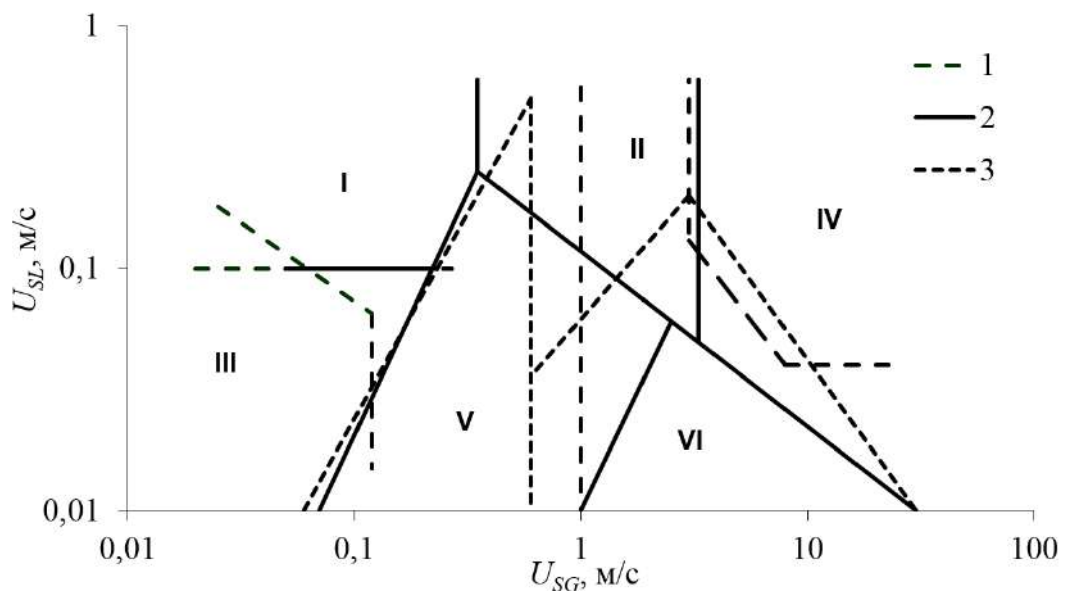


Рисунок 1.6 — Сравнение режимных карт для каналов с различным сечением [65]. Сечения каналов: 1 – $0,2 \times 34 \text{ мм}^2$; 2 – $0,42 \times 40 \text{ мм}^2$; 3 – $1 \times 40 \text{ мм}^2$; режимы течения: I – пузырьковый; II – вспененный; III – снарядный; IV – кольцевой; V – струйный; VI – раздельный.

Ширина канала

В работе [66] проведено сравнение режимных карт в каналах сечением $0,42 \times 9$, $0,44 \times 30$ и $0,49 \times 20 \text{ мм}^2$. На рис. 1.7 представлена сравнительная режимная карта режимов течений в этих каналах. Видно, что в исследуемых микроканалах существует область устойчивого раздельного течения с тонкой пленкой жидкости. Установлено, что граница между раздельным и кольцевым режимами течения практически не подвержена влиянию изменения ширины канала. Граница между пузырьково-снарядным режимом и струйным режи-

мом изменяется слабо, как и граница между вспененным и кольцевым режимами двухфазного течения. Наибольшие изменения границ наблюдаются между струйным, вспененным и раздельным режимами течения. Увеличение ширины канала приводит к расширению областей раздельного и вспененного течения и сужению области струйного течения. Для канала сечением $0,42 \times 9 \text{ мм}^2$ область вспененного режима уменьшалась.

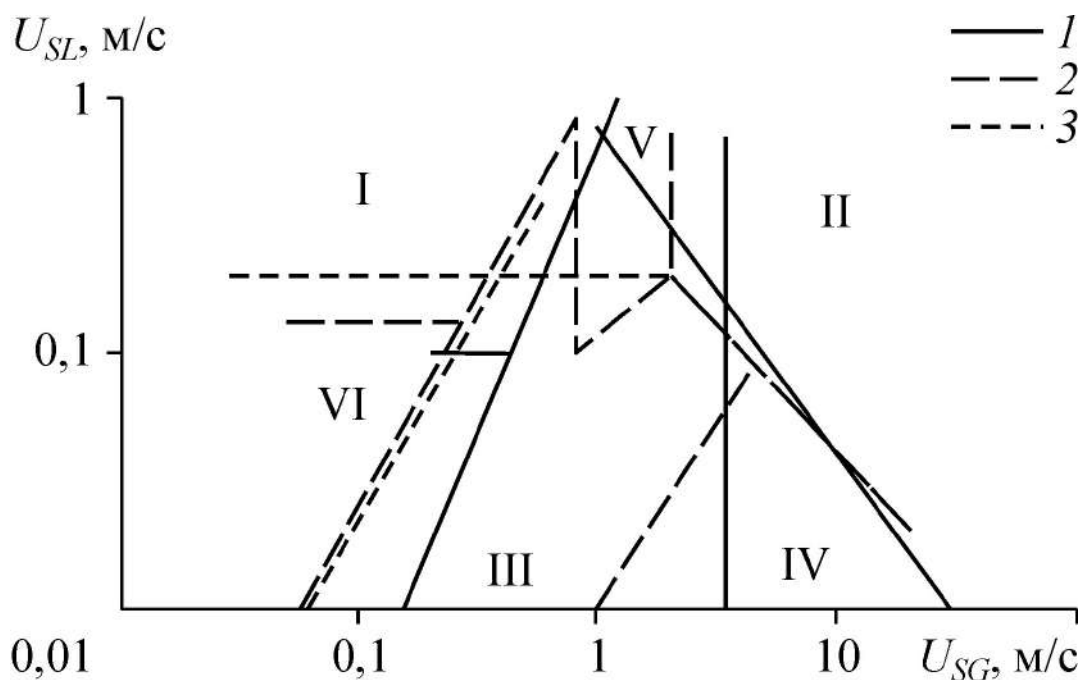


Рисунок 1.7 — Влияние ширины канала на границы режимов для каналов с разным сечением [66]. Сечения каналов: 1 – $0,42 \times 9 \text{ мм}^2$; 2 – $0,49 \times 20 \text{ мм}^2$; 3 – $0,44 \times 30 \text{ мм}^2$; режимы течения для каналов $0,49 \times 20$ и $0,44 \times 30 \text{ мм}^2$: I – пузырьковый, II – кольцевой, III – струйный, IV – раздельный, V – вспененный.

1.6 Влияние геометрии сечения канала

В работе [19] приведено сравнение треугольного и круглого сечений канала (для круглого $D = 1,097 \text{ мм}$, для треугольного $D_h = 1,09 \text{ мм}$). Сравнительная режимная карта для круглых и треугольных каналов приведена на рис. 1.8. Показано, что геометрия сечения слабо влияет на границы снарядного режима. В треугольном канале незначительно расширяется область вспененного режима,

также немного расширяется струйный режим, сдвигая струйно-снарядный. В каналах некруглого сечения наблюдается тенденция скапливания жидкости по углам канала. Это приводит к увеличению площади, занимаемой жидкостью по краям канала, и уменьшению площади ядра газового потока, из-за чего переход к кольцевому режиму происходил раньше. Подобная тенденция была обнаружена в работе [37] при сравнении достаточно больших круглых и прямоугольных каналов (аспект ratio = 0,725) с гидравлическим диаметром 5,5 мм. В работе [7] сделан вывод, что геометрия сечения канала незначительно влияет на положение границ режимов, однако двухфазные течения в плоских прямоугольных каналах существенно отличаются [6].

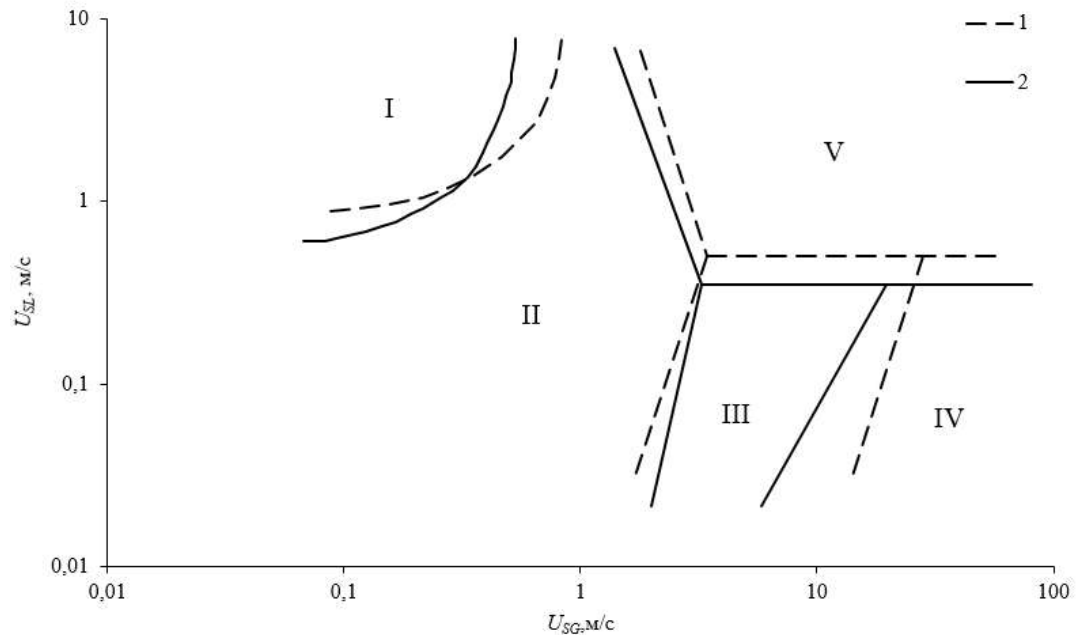


Рисунок 1.8 — Сравнительная режимная карта для круглых ($D = 1,097$ мм) (1) и треугольных ($D_h = 1,09$ мм) (2) каналов [19]. Режимы течения: I - пузырьковый (bubbly), II - снарядный (Taylor), III - снарядно-кольцевой (Taylor-annular), IV - кольцевой (annular), V - вспененный (churn).

1.7 Влияние длины канала

В работе [67] исследуется влияние длины канала на режимы двухфазного течения. Здесь используется канал диаметром 3 мм, а измерения проводятся

на расстоянии $L/D = 10$ и 420 при различных скоростях жидкости и газа. Из рис. 1.9 видно, что при уменьшении приведенной скорости жидкости до $U_{SL} = 0,78 \times 10^{-3}$ м/с различий практически не наблюдается. Для $L/D = 420$ на режимной карте практически всю область занимает снарядный режим, только для больших приведенных скоростей газа 297×10^{-3} м/с фиксируется кольцевой режим. Для $L/D = 10$ границы всех режимов сдвигаются в сторону более низких приведенных скоростей газа. Особенно это заметно для кольцевого и снарядного режимов. Область пузырькового режима практически не изменяется. Следовательно можно сделать вывод, что для миниканалов диаметром $D \sim 1$ мм длина канала существенно влияет на границы режимов.

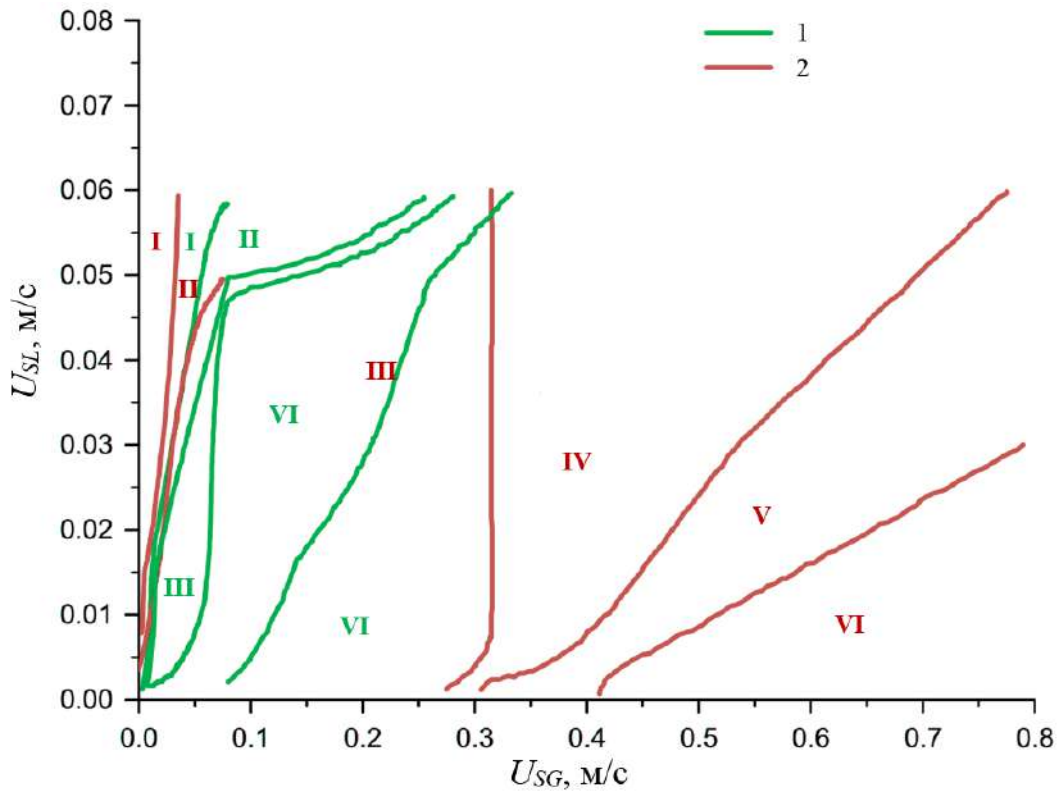


Рисунок 1.9 — Сравнительная режимная карта для $L/D = 10$ и 420 [67].
 Каналы: $L/D = 10$ (1), 420 (2); режимы течения: I - пузырьковый (bubbly), II - снарядно-пузырьковый (bubbly/slug), III - снарядный (slug), IV - снарядно-кольцевой (slug-annular), V - кольцевой (annular), VI - нестабильный кольцевой (unstable annular).

1.8 Влияние вязкости жидкости

В работе [42] проанализировано влияние вязкости жидкости в каналах различного диаметра. В работе использовались два канала, диаметром 187,5 мкм и 218 мкм, и жидкости различной вязкости (вода, этанол, глицерин) с азотом. В результате, с увеличением вязкости жидкости, границы снарядного режима сдвигались в область более высоких U_{SL} и U_{SG} . Подобные эффекты были обнаружены в работе [68], в круглом канале диаметром $D = 19,2$ мм.

1.9 Влияние поверхностного натяжения

В [7] исследовано влияние поверхностного натяжения на режимы двухфазного течения на примере смеси вода-азот и изопропанол-азот в каналах прямоугольного сечения (100×50 мкм²). При переходе от первой смеси ко второй граница пузырькового режима сдвигалась в область более низких значений U_{SG} . Область струйно-снарядного режима существенно уменьшалась при увеличении поверхностного натяжения. При переходе от изопропанола к воде область вспененного режима сдвигалась в сторону более высоких значений U_{SG} .

В работе [50] изучено влияние поверхностного натяжения в прямоугольном микроканале ($0,2 \times 0,55$ мм²) на структуру двухфазного потока с использованием воды ($\sigma = 0,073$ Н/м) и этанола ($\sigma = 0,024$ Н/м) в качестве жидкости. С увеличением поверхностного натяжения граница между снарядно-кольцевым и кольцевым режимами сдвигалась в сторону более низких приведенных скоростей газа. Для определения границы между снарядным и снарядно-кольцевым режимами было недостаточно данных.

Противоположная тенденция движения границы между снарядно-кольцевым и кольцевым режимами (рис. 1.10) была обнаружена в эксперименте Waelchli и von Rohr [42] с использованием прямоугольных микроканалов сделанных из кремния ($D_h = 187,5$ и 218 мкм). Как можно видеть из рис. 1.10, в двухфазной смеси вода-азот ($\sigma = 0,073$ Н/м, $\mu = 0,001$ Па·с) граница между снарядным и снарядно-кольцевым режимами пролегает выше, чем в двухфаз-

ной смеси этанол-азот ($\sigma = 0,022$ Н/м, $\mu = 0,0011$ Па·с). Также при использовании жидкости с большим поверхностным натяжением пузырьковый режим смещался в сторону более низких приведенных скоростей жидкости. Подобные результаты были получены в работе [21] в каналах диаметром $D = 1-3$ мм с использованием двухфазной смеси вода-воздух ($\sigma = 0,0721$ Н/м) и двухфазной смеси R-134a и пара ($\sigma = 0,0075$ Н/м). Разногласия могут объясняться использованием различных смесителей.

1.10 Влияние гравитации

В работе [29] проведено сравнение горизонтальных и вертикальных каналов диаметром 0,1 и 1 мм. Как видно из рис. 1.11, пузырьковый режим в вертикальном канале сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей жидкости. Возможно, это происходит из-за того, что плавучесть в вертикальных каналах способствовала образованию мелких пузырьков на входе в канал. Кольцевой режим в вертикальных каналах сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей газа, что указывает на преобладание инерциальных сил над силами поверхностного натяжения. Тем не менее, из-за недостаточного числа исследований, влияние силы тяжести на структуру двухфазного потока до сих пор до конца не изучено.

В работе [7] указано, что в каналах диаметром менее 300 мкм влиянием гравитации можно пренебречь. Это позволяет использовать систему из микроканалов в любом положении и в условиях слабой гравитации, что не будет влиять на структуру двухфазного потока.

1.11 Влияние смачиваемости поверхности канала

В работе [12] исследовано влияние контактного угла смачивания θ на структуру двухфазного потока в круглом канале диаметром 1,6 мм. Как видно из рис. 1.12, отдельный режим (wavy) в канале с $\theta = 34^\circ$ заменялся на ру-

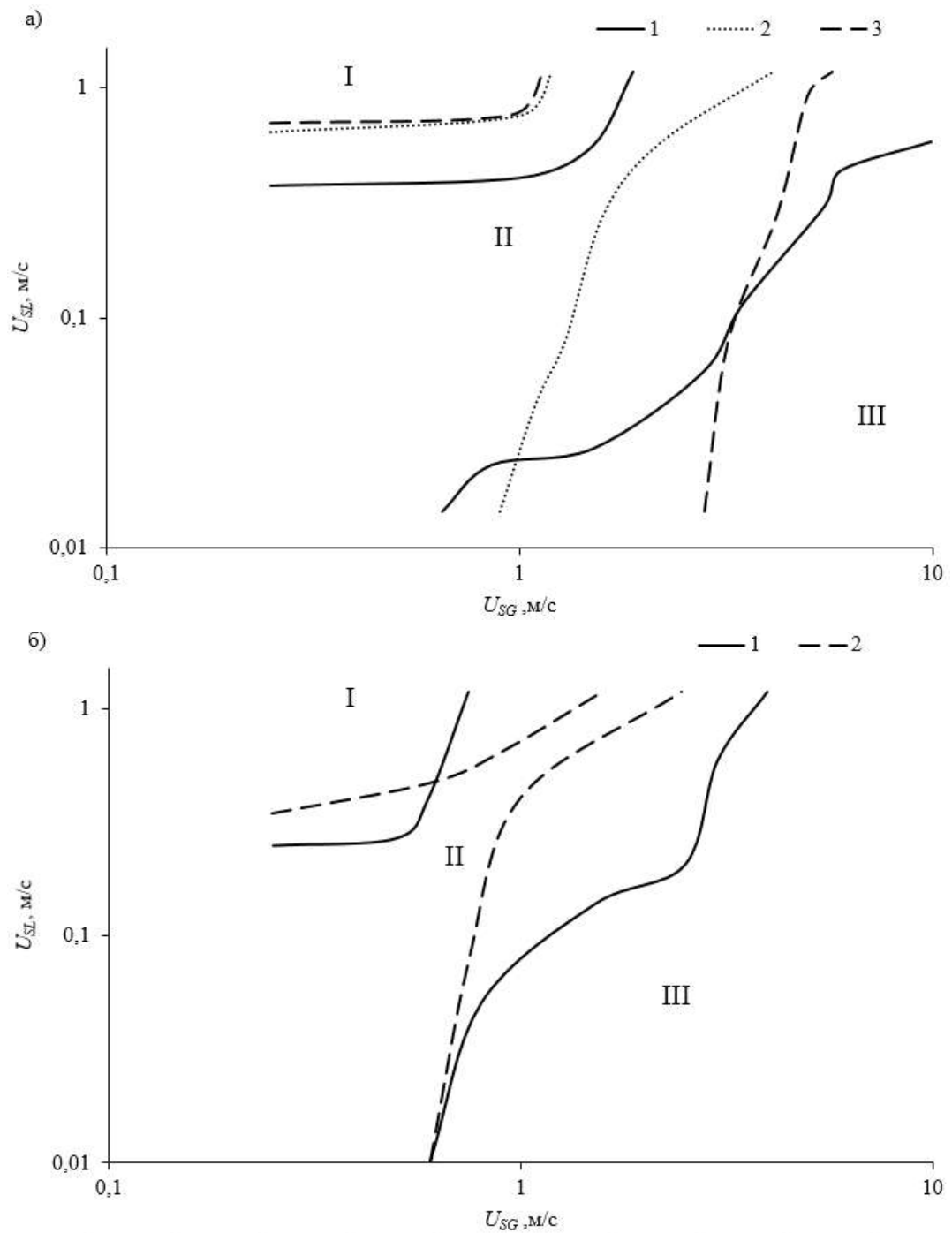


Рисунок 1.10 — Исследование влияния сил поверхностного натяжения и вязкости на режимную карту в канале прямоугольного сечения, а) с гидравлическим диаметром 187,5 мкм, двухфазные смеси: 1) — вода-азот; 2) — этанол-азот; 3) — глицерин-азот; б) с гидравлическим диаметром 218 мкм, двухфазные смеси: 1) — вода-азот; 2) — этанол-азот [42]. Режимы течения: I – пузырьковый (bubbly); II – снарядный (intermittent); III – кольцевой (annular).

чейковый режим при $\theta \geq 61^\circ$, который распадался на несколько ручейков при больших контактных углах смачивания (менее гидрофильная поверхность). С

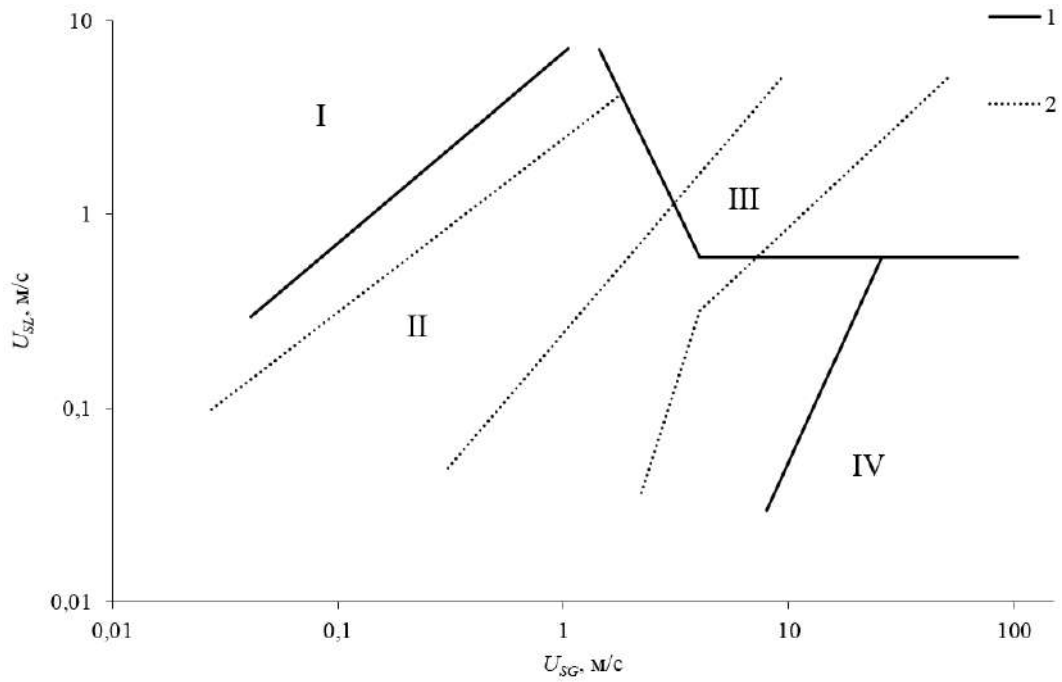


Рисунок 1.11 — Сравнение режимных карт для каналов горизонтальной (1) и (2) вертикальной ориентации [29]. Режимы течения: I - пузырьковый (bubbly), II - снарядный (Taylor), III - вспененный (churn), IV - кольцевой (annular).

увеличением контактного угла смачивания граница между ручейковым и кольцевым режимами течения сдвигалась в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости. Это происходит из-за того, что увеличение контактного угла смачивания мешает образованию пленки на стенках канала. В несмачиваемых каналах с контактным углом смачивания $\theta \geq 90^\circ$ более половины кольцевого режима заменялось ручейковым. Также при таких углах смачивания переход к пузырьковому и дисперсному режиму происходит при более низких U_{SL} , в то время как при небольших контактных углах смачивания существенных отличий не наблюдается.

В работе [31] было выделено два вида потоков: смоченный и осушенный, определяемый существованием замкнутой пленки. Например, ручейковый режим в работе [12] считался осушенным, так как в нем не было зарегистрировано замкнутой пленки жидкости. Авторы [31] также определили, что на переход между смоченным и осушенным режимами влияет приведенная скорость жидкости и контактный угол смачивания. Они определили нормированную приведенную скорость жидкости (1.2):

$$\overline{U_{SL}} = U_{SL}/(a + b\theta), \quad (1.2)$$

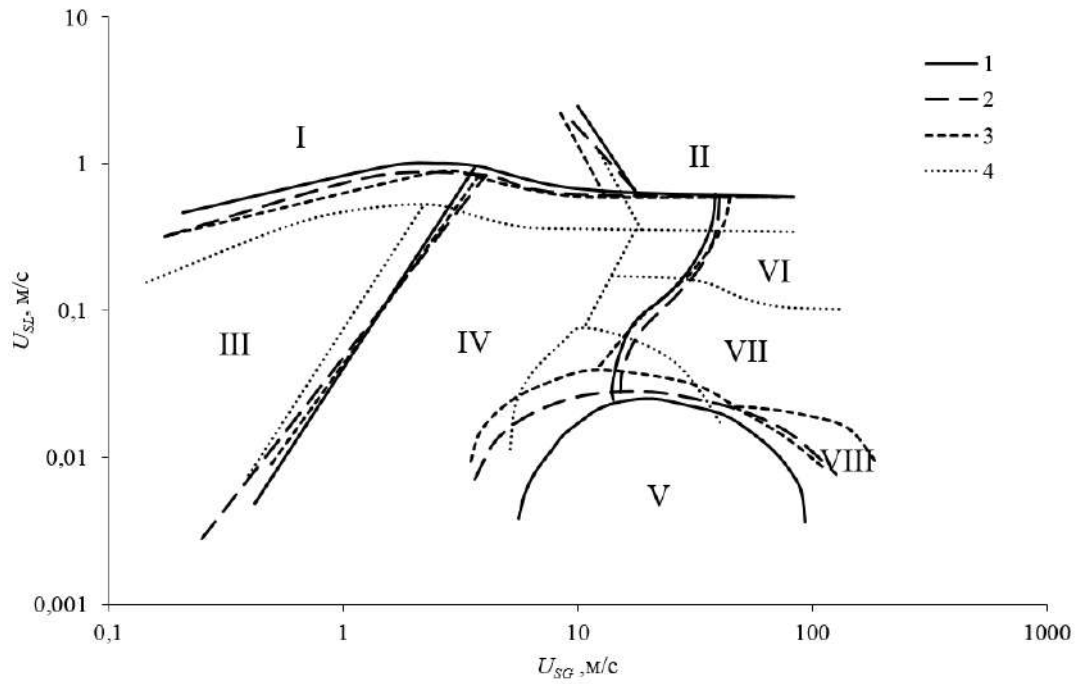


Рисунок 1.12 — Влияние контактного угла смачивания на режимную карту в круглом канале диаметром 1,6 мм [12]. Режимы течения: 1 - $\theta = 34^\circ$, I - пузырьковый (bubble), II - дисперсный (dispersed), III - пробковый (plug), IV - снарядный (slug), V - раздельный (wavy), VI-VIII - кольцевой (annular); 2 - $\theta = 61^\circ$, I - пузырьковый (bubble), II - дисперсный (dispersed), III - пробковый (plug), IV - снарядный (slug), V - ручейковый (rivulet), VI, VIII - кольцевой (annular); 3 - $\theta = 74^\circ$, I - пузырьковый (bubble), II - дисперсный (dispersed), III - пробковый (plug), IV - снарядный (slug), V - ручейковый (rivulet), VI-VII - кольцевой (annular), VIII - мультиручейковый (multiple rivulet); 4 - $\theta = 106^\circ$, I - пузырьковый (bubble), II - дисперсный (dispersed), III - пробковый (plug), IV - снарядный (slug), V - ручейковый (rivulet), VI - кольцевой (annular), VII, VIII - мультиручейковый (multiple rivulet).

где a и b - константы, зависящие от условия смачивания. Осушенный поток может появляться даже в хорошо смачиваемых каналах в зависимости от U_{SL} , например, при $U_{SL} < 0,018$ м/с - в стеклянном канале ($\theta = 30^\circ$ для воды) и при $U_{SL} < 0,025$ м/с - в канале из тефлона ($\theta = 43^\circ$ для метанола). В каналах с меньшим углом смачивания ($50^\circ < \theta < 90^\circ$) переход от смоченного к осушенному режиму происходил при стандартных приведенных скоростях жидкости для двухфазного потока, например, этот процесс наблюдался при $U_{SL} \approx 0,17$ м/с для двухфазного потока вода-воздух в трубе из полиуретана диаметром 2 мм.

В работе [27] проведено исследование влияния обработки поверхности на структуру двухфазного потока. Более регулярные структуры появлялись в более гладком канале, обработанном комбинацией механической очистки с помощью мягкой щетки и ультразвуковой вибрации в дистиллированной воде этанолом и разбавленной соляной кислотой. В снаряжном режиме в канале с лучше обработанной поверхностью вместо капель наблюдалась пленка жидкости. Из этого следует вывод, что мелкие дефекты канала изменяют смачиваемость, препятствуя распространению и стабилизации пленки жидкости. В работе [31] сообщается, что мелкие дефекты поверхности увеличили ее гидрофильность для двухфазного потока вода-воздух в полиуретановых каналах ($D = 2$ мм, $\theta = 75^\circ$) и сместили границу между смоченным и осушенным режимами с $U_{SL} = 0,017$ м/с до $U_{SL} = 0,05$ м/с.

В работе [41] исследуется влияние смачиваемости на структуру двухфазного потока в раздельном режиме для гидрофильных и гидрофобных поверхностей. В этом случае поток по гидрофобному каналу течет асимметрично, так как стенки канала не смочены жидкостью.

1.12 Неустойчивости двухфазного течения

В работе [57] проведен анализ неустойчивостей течения двухфазного потока при формировании режимов в плоских горизонтальных каналах высотой от 100 до 500 мкм. Показано, что существенное влияние на переход между различными режимами двухфазного течения в коротких прямоугольных каналах оказывает неустойчивость течения жидкости в окрестности их боковых стенок. Неустойчивость течения жидкости возникала при увеличении ее приведенной скорости, но в зависимости от величины приведенной скорости газа ее характеристики существенно отличались. В канале высотой 100 мкм обнаружен новый тип неустойчивости - фронтальная неустойчивость, возникающая при взаимодействии жидкости и газа при выходе жидкости из сопла. Показано, что два типа неустойчивости (боковая и фронтальная) оказывают определяющее влияние на формирование режимов двухфазного течения в плоских горизонтальных микроканалах и переходы между ними. В частности, установлено, что характер-

ной особенностью газожидкостного течения в каналах высотой менее 500 мкм является образование капель жидкости [69]. Выделено два режима: образование фиксированных капель на стенке канала в результате разрыва пленки или перемычек жидкости и возникновение подвижных капель в результате неустойчивости двухфазного течения. Показано, что интенсивность образования капель увеличивается с уменьшением высоты канала.

1.13 Модели режимных карт

Самыми первыми попытками по обобщению режимных карт двухфазных течений были сделаны Baker (1954) [70], который предложил эмпирическую режимную карту. После этого появились многочисленные попытки обобщить режимные карты, в частности, Mandhane et al. (1974) [15], Taitel and Dukler (1976) [22] и Weisman et al. (1979) [71].

Наиболее интересными среди них являются работы Taitel and Dukler, определяющие и отображающие на карте четыре преобладающих режима потока [Раздельный (Stratified), Прерывистый (Intermittent), Пузырьковый (Bubble) и Кольцевой (Annular)], где в качестве координат используются приведенные скорости газа и жидкости, а переходы от одного режима к другому обосновываются при помощи физических критериев. В 1990 году, после значительного вклада со стороны Barnea et al. (1980) [72], Shoham (1982) [73] и Taitel and Dukler (1987) [74], эта работа завершилась созданием единой модели для расчета переходов между режимами в каналах любой ориентации, основанной на простых физических критериях и использующих привычные двухфазные безразмерные числа. На рис. 1.13 показана такая карта с использованием числа Фруда (уравнение 1.3), параметра T (отношение перепада давления к разнице плотностей, уравнение 1.4) и число Мартинелли (уравнение 1.5), с добавкой, рассчитанным по данным Yang and Fujita (2004) [75] для потока R113 в щелевых микроканалах с характерным размером зазора от 0,2 мм до 2 мм.

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{U_{SG}}{\sqrt{D \cdot g \cos \beta}} \quad (1.3)$$

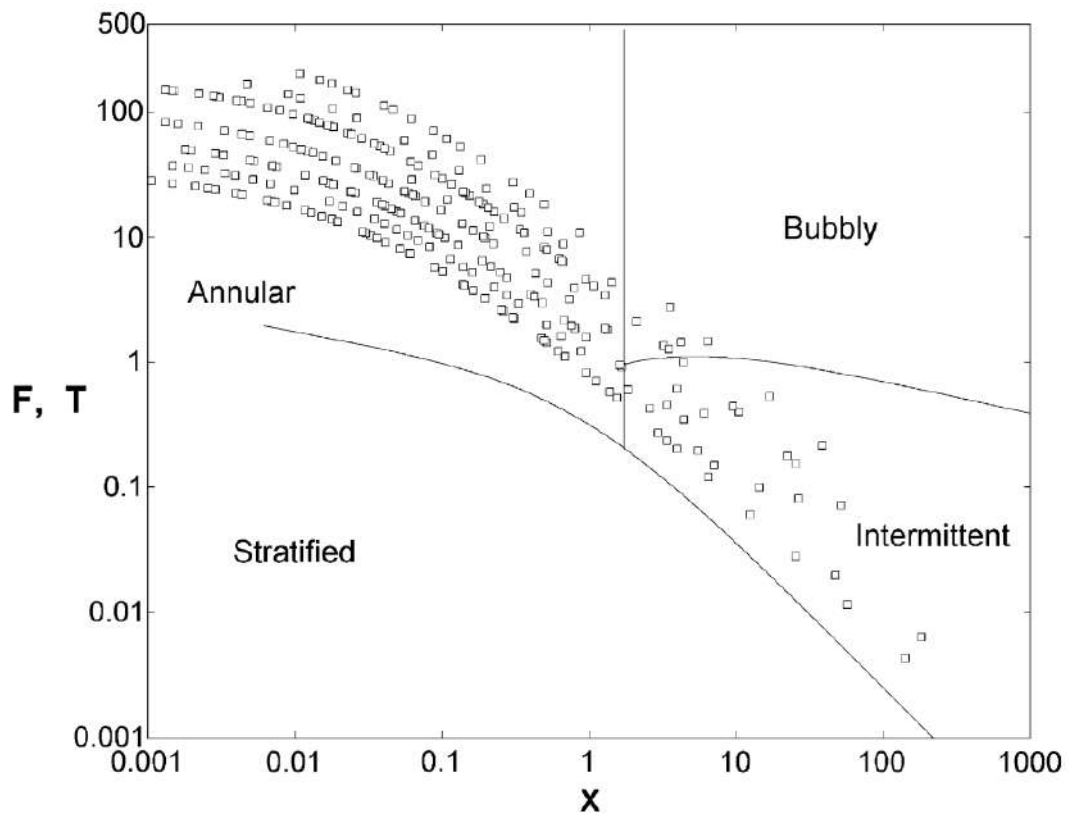


Рисунок 1.13 — Безразмерная режимная карта Taitel–Dukler для горизонтального микроканала (данные Yang and Fujita (2004) [75]: зазор 0,2–2 мм, R113, $G = 50 - 200$ кг/м²с, $q = 20 - 90$ кВт/м²).

$$T = \left[\frac{(dP/dx)_{SL}}{(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta} \right]^{1/2} \quad (1.4)$$

$$X = \left[\frac{(dP/dx)_{SL}}{(dP/dx)_{SG}} \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

Следует отметить, что критерии переходов между режимами базируются на физических принципах, например, за прерывистый и пузырьковый режимы отвечают силы поверхностного натяжения, а за отдельный и кольцевой режимы отвечают инерциальные силы. Модели не основаны на экспериментальных данных. Следовательно, они могут применяться к большинству жидкостей и могут быть экстраполированы и на условия, отличные условий, которые использовались в оригинальной экспериментальной проверке подхода (двухфазных потоков вода-воздух и вода-пар, протекающих в трубах диаметром более 25 мм) [73; 74].

Также следует признать, что методология Taitel–Dukler основывается на адиабатических моделях, игнорирующих тепловые взаимодействия между фазами, каналом и окружающей средой, всем тем, что присутствует в системах с теплообменом. Ожидается, что такая адиабатическая модель обеспечит более точный расчет переходов между режимами, когда приложенный тепловой поток уменьшается [76]. Тем не менее, эта модель оказалась чрезвычайно полезной и для условий с теплообменом и продемонстрировала точность первого порядка в многочисленных исследованиях [77; 78]. Кроме того, карта Taitel–Dukler использовалась Kattan et al. (1998) [79] для определения воздействий теплового потока на границы переходов между режимами при кипении в горизонтальных макромасштабных каналах.

Следовательно, модели, основанные на физических критериях, используемых в картах режимов течения Taitel and Dukler, наиболее точно определяют преобладающие режимы течения при испарении хладагентов и диэлектрических жидкостей в миниатюрных каналах. Также такие модели могут использоваться для известных макромасштабных корреляций для этих диэлектрических жидкостях в микроканальные системы охлаждения.

Bar-Cohen and Rahim (2009) [80] установили, что расчеты модели Taitel–Dukler находятся в хорошем согласовании с обширными данными наблюдений двухфазного потока, взятых из опубликованных исследований, а также наблюдаемые точки перегиба в поведении коэффициента теплопередачи двухфазного течения часто происходят вблизи от границ режимов течения, рассчитанных Taitel–Dukler.

Безразмерные карты обеспечивают компактный способ для обозначения конкретных переходов, для простоты интерпретации и более физического представления распределения режимов течения на карте. Однако, удобнее использовать не безразмерную форму карты режимов Taitel-Dukler, а с использованием приведенных скоростей газа и жидкости в качестве координат.

1.13.1 Taitel–Dukler

В модели Taitel and Dukler [3] выделено 4 вида режимов двухфазного течения, где каждый из них можно подразделить на подклассы (рис. 1.14): Раздельный режим (Stratified flow), Прерывистый режим (Intermittent flow), Пузырьковый режим (Bubble flow) и Кольцевой режим (Annular flow).

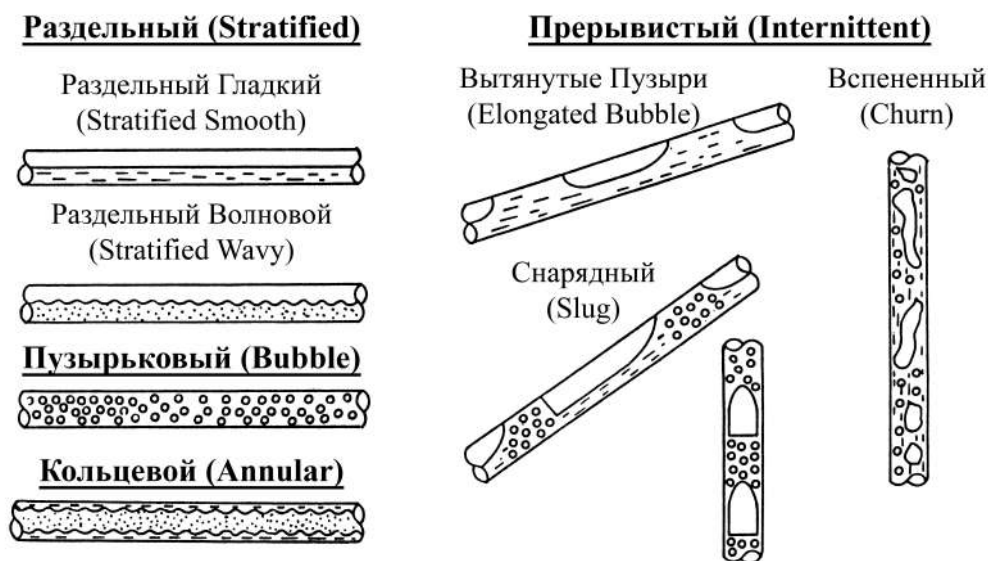


Рисунок 1.14 — Режимы двухфазного течения в канале [3].

Режимы определены следующим образом:

При раздельном режиме жидкость движется по нижней стенке трубы, а газ движется сверху. Раздельный режим подразделяется на раздельный гладкий (stratified smooth) и раздельный волновой (stratified wavy) подрежимы. Раздельный режим наблюдается главным образом в горизонтальном и нисходящем наклонном канале. Он редко наблюдается в наклоненном вертикальном потоке и только для очень малого угла наклона.

При прерывистом режиме течения поток представляет собой области жидкости, которые заполняют трубу и разделяются газовыми зонами в виде удлиненных пузырьков. Для вертикального канала пузырьки имеют форму снарядов и занимают большую часть поперечного сечения трубы (Taylor bubble). Жидкость, находящаяся между пузырьком и стенкой трубы, течет вокруг пузырьков в виде стекающей пленки. Прерывистый поток подразделяется на поток удлиненных пузырьков (elongated bubble flow), снарядный режим (slug flow) и вспененный режим (churn flow). Когда поток не возмущен и по каналу движут-

ся только большие пузырьки газа, наблюдается поток удлинённых пузырьков. Для высоких приведенных скоростей, когда происходит образование небольших пузырьков газа и по каналу движутся как большие пузыри, так и маленькие, наблюдается снарядный режим. Вспененный режим представляет собой хаотичный поток, когда в канале наблюдается движение областей жидкости, за которыми следуют большие удлинённые газовые пузырьки. Вспененный режим обычно наблюдается только в вертикальных или близких к вертикальным трубам.

При кольцевом режиме (annular flow) пленка жидкости движется по стенке трубы, а газ - по центру, образуя ядро потока. Также ядро потока может содержать капли жидкости. При относительно высоких приведенных скоростях жидкости капли начинают концентрироваться в кластеры, которые распределены вдоль оси трубы. В этом случае кольцевой поток называют дисперсно-кольцевой (wispy annular).

При пузырьковом режиме (bubble flow) небольшие дискретные пузырьки газа распределяются в непрерывной жидкой фазе. Для вертикальных потоков пузырьки распределены достаточно равномерно в поперечном сечении трубы. Для горизонтальных и наклонных потоков пузырьки имеют тенденцию концентрироваться в верхней части трубы. По мере увеличения скорости потока жидкости распределение пузырьков становится более однородным. Пузырьковый режим можно разделить на пузырьковый (bubbly flow) и дисперсный пузырьковый (dispersed bubble flow) подрежимы. Пузырьковый режим (bubbly flow) наблюдается только в вертикальных трубах при малых приведенных скоростях и связан с дискретными пузырьками, поднимающимися в жидкой колонне. Дисперсный пузырьковый подрежим наблюдается при высоких приведенных скоростях жидкости, когда пузырьки распределяются по каналу из-за диффузии, в этом случае скорости фаз совпадают.

Различия между режимами двухфазного потока не всегда четко определены, особенно вблизи границ режимов. Переход от одного режима к другому может быть резким, но в большинстве случаев он довольно постепенный, и в этом случае переходные границы становятся переходными зонами. В пределах переходных зон идентификация режима потока непростая и может вызвать значительные затруднения. Типичной проблемой является переход от снарядного, кольцевого и раздельного волнового режимов. В этом случае по-

ток можно наблюдать как в виде снарядов, так и в волновом или кольцевом виде, в зависимости от точки зрения наблюдателя. Nicholson et al. (1978) [81] называли этот регион «Proto Slug», Lin and Hanratty (1987) [82] использовали термин «Pseudo Slug», в то время как Taitel and Dukler (1976) [22] называли его «Wavy Annular flow». В области высоких приведенных скоростей газа и жидкости также сложно классифицировать режим, различия между дисперсным пузырьковым, снарядным (или вспененным) и кольцевым режимами сложно точно установить.

Также используются многие другие термины для классификации различных режимов двухфазного потока, например: laminar-stratified, stratified-roll wave, stratified-inertia wave, froth, pulsating froth, semi-annular, annular mist, spray, homogeneous, slug-annular, frothy slug, quiet slug, dispersed slug, piston, pulsating annular, annular-mist, и другие. Taitel and Dukler стандартизовали эту терминологию.

Моделирование режима течения является очень сложной задачей. Основная причина заключается в том, что в двухфазном течении происходят взаимодействия газа с жидкостью, которые сложно рассчитать. В связи с этим здесь невозможно использовать точный подход. В принципе, двухфазный поток описывается уравнениями гидродинамики, то есть уравнениями Навье-Стокса (для ньютоновских жидкостей), а решение должно строго вычисляться при решении уравнения Навье-Стокса для жидкости и газа с надлежащими граничными условиями и условиями на границе раздела. Однако такое прямое решение является крайне трудоемкой вычислительной процедурой. Явления, которые происходят в двухфазном потоке, слишком сложны, чтобы получить их строгое математическое решение. Основная проблема заключается в неспособности настоящих методов рассчитать распределение фаз. Оно определяется множеством факторов, которые включают в себя гравитацию, геометрию, скорости течения, свойства среды и поверхности. Кроме того, двухфазный поток, как правило, является турбулентным, что еще усложняет ситуацию.

В такой сложной ситуации инженер избегает математических трудностей, прибегая к экспериментальным методам и разрабатывая «корреляции» для практического применения. Они основаны на результатах экспериментов, но для того, чтобы описывать все данные, а не ограничиваться некоторым диапазоном условий, такие корреляции должны быть представлены в безразмерных

переменных. Число безразмерных переменных имеет очень важное значение. Для расчета режима течения выделены следующие параметры, влияющие на режим течения в условиях изотермического несжимаемого состояния:

1. Приведенная скорость жидкости U_{SL} [м/с]
2. Приведенная скорость газа U_{SG} [м/с]
3. Плотность жидкости ρ_L [кг/м³]
4. Плотность газа ρ_G [кг/м³]
5. Вязкость жидкости μ_L [кг/с·м]
6. Вязкость газа μ_G [кг/с·м]
7. Диаметр канала D [м]
8. Ускорение свободного падения g [м/с²]
9. Поверхностное натяжение σ [кг/с²]
10. Шероховатость канала ϵ [м]
11. Угол наклона канала β [°]

Таким образом, границы режимов определяются 8 безразмерными параметрами. Даже в том случае, если мы рассматриваем гладкую трубу $\epsilon = 0$, которая расположена горизонтально $\beta = 0^\circ$, останется шесть безразмерных переменных. Следовательно, структура течения (а также перепад давления, газосодержание и другие гидродинамические характеристики) в двухфазном течении в канале зависят по крайней мере от 11 параметров или от 8 безразмерных переменных. Очевидно, что найти соотношение между 8 или даже 6 параметрами, основанными только на экспериментальных данных, совершенно непрактично. Именно по этой причине «простая» экспериментальная техника не совсем применима для расчета двухфазного потока. Тем не менее, экспериментальные данные были доминирующим методом для расчета картины потока. Этот метод заключался в построении режимных карт, которые использовались для дальнейшего расчета режимов. При построении такой карты требуется выбрать оси графика. Наиболее распространенными являются приведенная скорость жидкости и газа. Это размерные координаты, и карта, основанная на таких координатах, не может быть обобщенной. Многие другие используют безразмерные координаты, в надежде добиться общности карт. Однако на основании вышеупомянутого обсуждения ясно, что двумерное отображение, даже с безразмерными координатами, не может быть обобщенным, поскольку картина потока зависит от более чем двух безразмерных параметров. Можно надеяться, что если выбрать наиболее

важные параметры, то другими можно будет пренебречь в хорошем приближении. Тем не менее, есть вероятность, что существуют такие два параметра, которыми можно описывать режимы двухфазного течения. Кроме того, нецелесообразно предполагать, что одни и те же важные параметры отвечают за все переходы между режимами. Механизмы перехода различны для каждой из границ режимов, поэтому безразмерные параметры, отвечающие за них, также должны быть разными.

В стремлении создать универсальную модель, использовался метод, который становится все более популярным в инженерном сообществе, заключающийся в использовании физического моделирования или, точнее, упрощенного моделирования, которое позволяет сделать математический расчет переходов между режимами. В этом процессе определяется наиболее важный механизм, который отвечает за определенный переход. Затем этот механизм моделируется аналитически, создается теория, благодаря которой становится возможным расчет режима. Этот метод не является точным, поскольку он основан на субъективном суждении относительно доминирующих механизмов, которые отвечают за режимы. Но в сочетании с экспериментальными исследованиями и проверкой он является лучшим средством для достижения практических результатов, которые могут быть достаточно общими и могут экстраполироваться на условия, отличные от тех, которые были заданы в эксперименте. Taitel и Dukler остановились именно на этом методе.

«Универсальная» модель для расчета режима потока потока была предложена Barnea [83; 84]. Она определяет механизмы перехода для каждого перехода между режимами и предлагается путь для систематического определения режима потока. Эта модель включает в себя влияние свойств жидкости, размера канала и угла наклона универсальным способом, который не ограничивается конкретным диапазоном наклона канала. Она во многом опирается на предыдущие работы Taitel and Dukler (1976), Taitel et al. (1980) и Barnea et al. (1982a, 1982b) [22; 24; 85; 86].

Раздельный режим (stratified flow)

В двухфазном потоке в канале жидкость тяжелее, поэтому имеет тенденцию двигаться по нижней стенке канала, когда как газ движется над ней. Таким образом, предполагается, что раздельный режим будет преобладать, если граница фаз не будет неустойчивой, когда волны экспоненциально не возрастают на границе. Предполагается, что классическая неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, в этом случае несколько отличающаяся, является причиной перехода от раздельного режима течения к другим. Первым шагом, чтобы найти этот переход, является решение гидродинамической задачи для равновесного уровня жидкости в канале. Записываем интегральный баланс импульса жидкости и газа (рис. 1.15),

$$-A_L \frac{dP}{dx} - \tau_L S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \beta = 0 \quad (1.6)$$

$$-A_G \frac{dP}{dx} - \tau_G S_G - \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \beta = 0 \quad (1.7)$$

избавившись от градиента давления получаем следующее уравнение:

$$-\frac{\tau_L S_L}{A_L} + \frac{\tau_G S_G}{A_G} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) - (\rho_L - \rho_G) g \sin \beta = 0, \quad (1.8)$$

где сдвиговые напряжения τ_L , τ_G и τ_i оцениваются следующим образом:

$$\tau_L = f_L \frac{\rho_L U_L^2}{2} \quad (1.9)$$

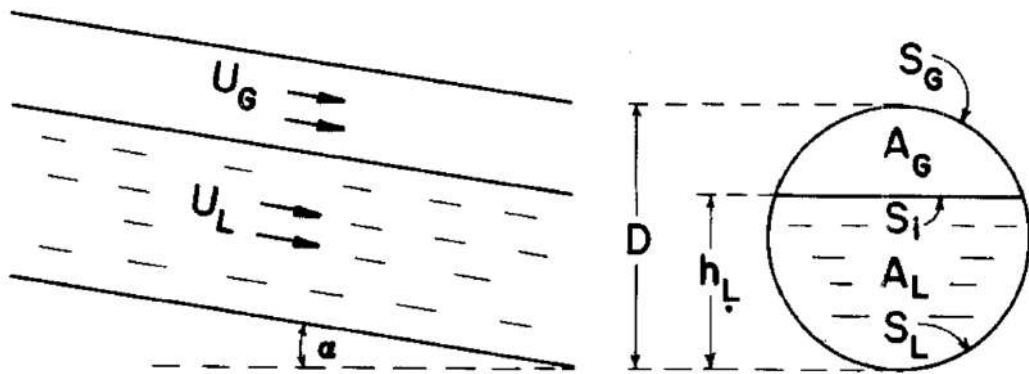


Рисунок 1.15 — Равновесный раздельный режим [3].

$$\tau_G = f_G \frac{\rho_G U_G^2}{2} \quad (1.10)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (U_G - U_L)^2}{2} \quad (1.11)$$

Уравнение 1.8 должно быть разрешимо для уровня жидкости в трубе. Однако, для решения нужны эмпирические значения коэффициентов трения f_L , f_G и f_i . Существует несколько вариантов по выбору коэффициентов трения. Taitel and Dukler (1976) [22] использовали корреляции Блазиуса для гладкого канала и гладкой границы раздела фаз, утверждая, что даже для волнообразной волнообразной границы раздела, решение для перехода между режимами потока является достаточно точным.

$$f_L = C_L \left[\frac{4A_L U_L}{S_L \nu_L} \right]^{-n} \quad (1.12)$$

$$f_G = C_G \left[\frac{4A_G U_G}{(S_G + S_i) \nu_G} \right]^{-m} \quad (1.13)$$

$$f_i = f_G \quad (1.14)$$

Авторы использовали $C_L = C_G = 0,046$, $n = m = 0,2$ для турбулентного потока и $C_L = C_G = 16$, $n = m = l$ для ламинарного потока. Когда 1.8-1.11 записаны в безразмерной форме, показано, что h_L/D является функцией только двух безразмерных параметров: параметра Локхарта-Мартинелли

$$X = \sqrt{\frac{(dP/dx)_{SL}}{(dP/dx)_{SG}}} \quad (1.15)$$

и параметра наклона

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G)g \sin \beta}{|(dP/dx)_{SG}|}. \quad (1.16)$$

Зависимость h_L/D от X и Y показана на рис. 1.16 для случая, когда газ и жидкость движутся в турбулентном потоке. Результаты для турбулентного потока жидкости и ламинарного потока газа близки к турбулентному случаю, показанному на рис. 1.16.

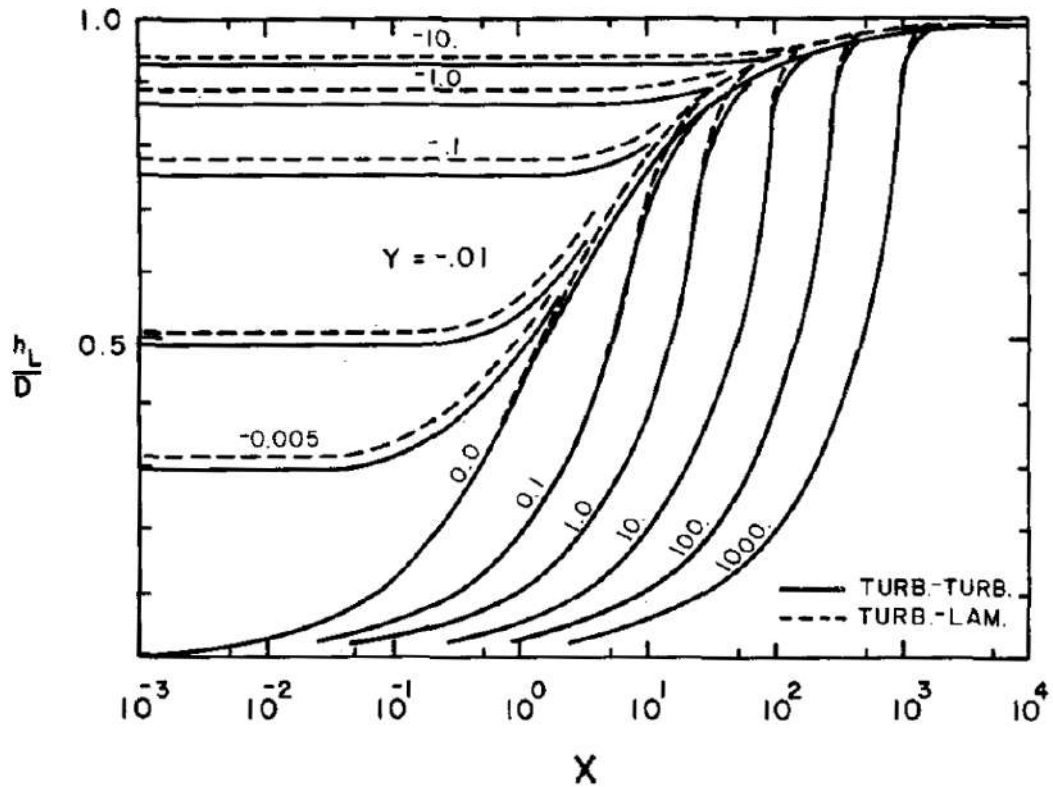


Рисунок 1.16 — Равновесный уровень жидкости при раздельном режиме [3].

Важно отметить, что можно достичь лучшую точность при использовании более правдоподобных коэффициентов трения, если известны напряжения сдвига. Также для каналов с ненулевым значением шероховатости следует использовать напряжения сдвига для шероховатых каналов. Однако, Taitel [87] показал, что рис. 1.16 для шероховатых каналов дает близкие результаты, а влияние шероховатости учитывается параметрами X и Y , которые включают в себя dP/dx для ненулевых значений шероховатости.

Далее рассмотрим устойчивость раздельного режима течения при неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Теория Кельвина-Гельмгольца обеспечивает критерий устойчивости для бесконечно малых амплитуд волн. Упрощенная версия теории Кельвина-Гельмгольца, учитывающая амплитуду конечной волны и геометрию круглого канала, рассмотрена следующим образом. Предположим, что существует стационарная уединенная волна на границе раздельного течения (см. рис. 1.17). Мы можем записать две силы, действующие на гребень волны в противоположных направлениях. Первая - гравитация - стремится сгладить волну и тем самым стабилизировать раздельный режим. Вторая - сила Бернулли, обусловленная ростом скорости газа над волной и падением давления в

узком воздушном зазоре, приводит к росту амплитуды волны. Таким образом, режим является устойчивым, когда гравитация преобладает, а именно, когда

$$(h_G - h'_G)(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta > \frac{1}{2}\rho_G(U_G'^2 - U_G^2) \quad (1.17)$$

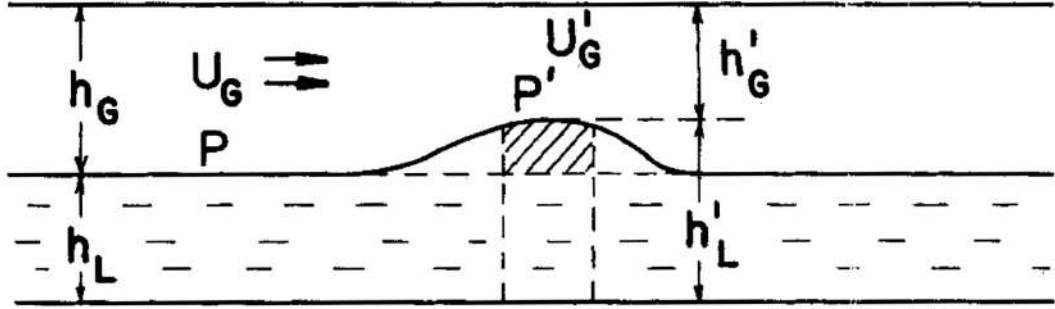


Рисунок 1.17 — Неустойчивость уединенной волны при раздельном режиме течения [3].

В этом случае критерий устойчивости будет следующим:

$$U_G < C \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta A_G}{\rho_G(dA_L/dh_L)} \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

где

$$C^2 = 2 \frac{(A'_G/A_G)^2}{1 + A'_G/A_G} \quad (1.19)$$

Для бесконечно малых малых возмущений $A'_G \simeq A_G$ и $C = 1$, как предполагается теорий Кельвина-Гельмгольца для бесконечно малых возмущений. При больших возмущениях мы предполагаем, что значение зависит от уровня жидкости. Когда уровень жидкости очень низкий, $C = 1$, так как любое возмущение мало по сравнению с сечением, занимаемым газом, которое практически равняется поперечному сечению канала. С другой стороны, когда уровень жидкости очень высокий, близко к верхней стенке канала, тогда любое возмущение приведет к перекрытию газового потока, таким образом, можно взять $C = 0$. Для любого другого уровня жидкости предполагается линейная связь между этими двумя случаями

$$C = 1 - \frac{h_L}{D} \quad (1.20)$$

Заметим, что $h_L/D = 0,5$, $C = 0,5$ хорошо согласуется с результатом Wallis and Dobson [88].

Уравнение 1.18 можно переписать в безразмерной форме [22]

$$F^2 \left[\frac{1}{C^2} \frac{(U_G/U_{SG})^2 D \cdot dA_L/dh_L}{A_G} \right] < 1 \quad (1.21)$$

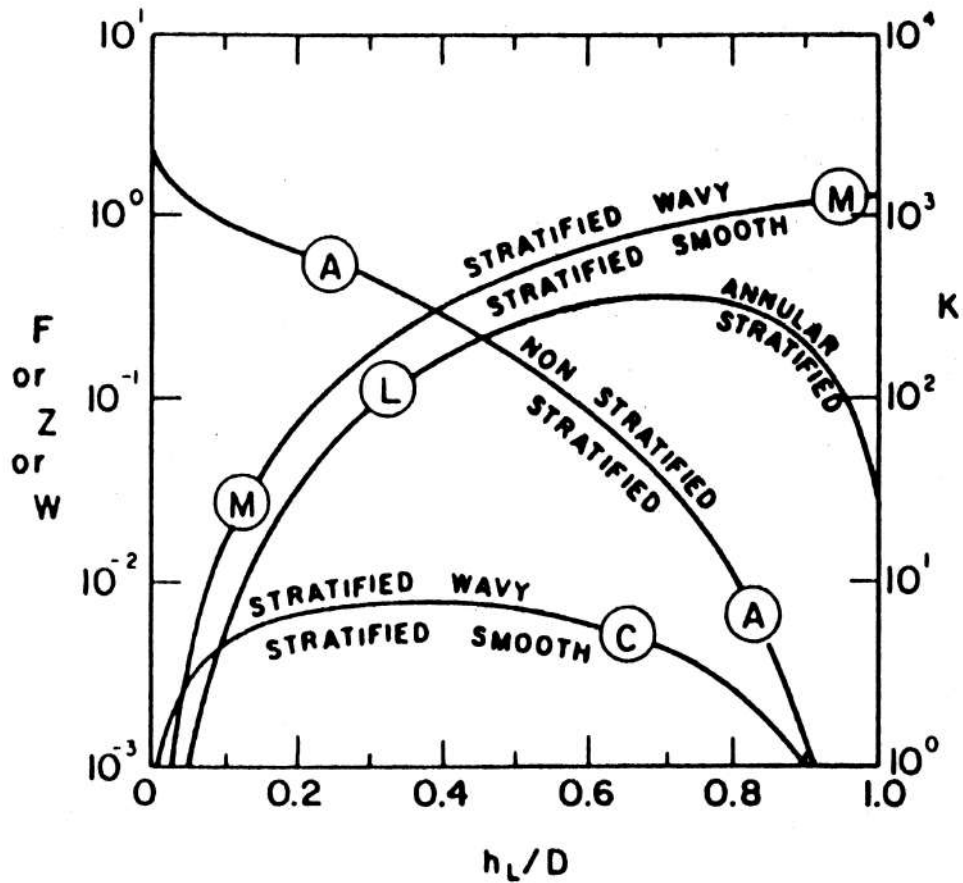
Множитель в квадратных скобках является безразмерной величиной, которая зависит только от безразмерного уровня жидкости в канале, h_L/D и F , безразмерного числа Фруда, модифицированное отношением плотностей

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{U_{SG}}{\sqrt{D \cdot g \cos \beta}} \quad (1.22)$$

Так как h_L/D является функцией от параметров X и Y , можно заключить, что переход от отдельного режима к другим режимам зависит от трех параметров X , Y и F . Для случая горизонтального канала $Y = 0$ граница перехода является функцией только от 2 параметра X и F . Это увидеть на рис. 1.13.

Переход к отдельному режиму, показанный на рис. 1.13, обеспечивает критерий перехода только для горизонтального потока ($Y = 0$). Для наклонных труб требуется другая карта, причем для каждого значения наклона - своя. Однако комбинация рис. 1.16 и 1.13 позволяет определить этот переход для любого наклона. Сначала мы вычисляем h_L/D как функцию от X и Y , используя рис. 1.16. Затем мы снова используем рис. 1.16, чтобы найти X для горизонтального случая ($Y = 0$), который дает то же значение h_L/D . После этого мы используем рис. 1.13 и определяем режим потока на основе F и рассчитанного X .

Альтернативным подходом получения границы режимов для всех наклонов труб является использование карты, где переходы показаны в зависимости F и h_L/D , как показано на рис. 1.18 (переход А). Эта карта не является «истинной» картой режимов, так как h_L/D - внутренний параметр, который нужно вычислить. Однако комбинация рис. 1.18 и 1.16 является очень удобным методом расчета границ режимов для любого угла наклона. На первом этапе h_L/D рассчитывается как функция от X и Y . Затем переход определяется с помощью F и h_L/D .



CURVE: (A)
 COORDINATE: F vs. h_L/D

$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G)}} \frac{U_{GS}}{\sqrt{Dg \cos \beta}}$$

(C)
 K vs. h_L/D

$$K = \frac{\rho_G U_{GS}^2 U_{LS}}{(\rho_L - \rho_G) g r_L \cos \beta}$$

CURVE: (M)
 COORDINATE: W vs. h_L/D

$$W = \frac{U_{LS}}{\sqrt{gD}}$$

(L)
 Z vs. h_L/D

$$Z = \frac{(dp/dx)_{LS}}{\rho_L g \cos \beta}$$

Рисунок 1.18 — Обобщенная режимная карта [3].

Гораздо более простым методом является написание компьютерной программы, рассчитывающей критерии, а не использование обобщенных режимных карт. Это значительно упрощает их построение, а также можно строить карты сразу в традиционных осях - приведенных скоростях жидкости и газа.

Подрежимы раздельного режима Раздельный режим можно разделить на два подрежима: раздельный гладкий (stratified smooth) и раздельный волновой (stratified wavy). Граница раздела может стать волнистой в результате двух эффектов. Первый связан с тем, что газ сдвигает и деформирует границу раздела. Второй обусловлен неустойчивостью потока на наклонных поверхностях. Неустойчивость, которая существует даже при отсутствии потока газа.

$$U_G > \left(\frac{4\nu_L(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta}{s\rho_G U_L} \right)^{1/2} \quad (1.23)$$

где s - эмпирический коэффициент Джеффриса [89]. Taitel and Dukler использовали $s = 0,01$.

Уравнение 1.23 можно переписать в безразмерном виде:

$$K > \left(\frac{2}{U_G/U_{SG} \sqrt{U_L/U_{SL}} \sqrt{s}} \right) \quad (1.24)$$

где K - произведение модифицированного числа Фруда на корень из числа Рейнольдса жидкости.

$$K^2 = F^2 Re_{SL} = \left[\frac{\rho_G U_{SG}^2}{(\rho_L - \rho_G)dg \cos \beta} \right] \left[\frac{U_{SL} D}{\nu_L} \right] \quad (1.25)$$

Поскольку U_G/U_{SG} и U_L/U_{SL} являются функциями только h_L/D , граница перехода зависит только от безразмерных параметров K , X и Y .

Для волн, которые формируются вследствие неустойчивости для наклонного канала, Barnea et al. [86] ввел критерий, основанный на числе Фруда

$$Fr = \frac{U_L}{\sqrt{gh_L}} > 1,5 \quad (1.26)$$

или

$$W > \frac{U_{SL}}{\sqrt{gD}} > 1,5 \sqrt{\frac{h_L}{D}} \frac{A_L}{A} \quad (1.27)$$

Эта граница перехода (M) также зависит от параметров W , X и Y или W и h_L/D (рис. 1.18).

Кольцевой режим (Annular flow)

Переход от кольцевого режима к другим обусловлен одной из двух следующих причин:

(1) Внезапная блокировка газового ядра в результате высокого газосодержания при кольцевом режиме.

(2) Неустойчивость пленки жидкости вследствие стекания жидкости вниз вблизи стенки, что вызывающего блокировку у входа.

Можно заметить, что этот переход, предложенный Barnea1986 [83], отличается от переходов, предложенных Taitel and Dukler [22] для горизонтального канала, и Taitel et al. [24] для вертикального канала. В вышеупомянутых моделях Taitel and Dukler и Taitel et al. предлагали различные трактовки для горизонтального и вертикального каналов, что создает две трудности. Во-первых - это как нужно переходить от модели для горизонтального к модели для вертикального канала при изменении угла наклона. Во-вторых, так как предполагается, что за переход к кольцевому режиму будет отвечать один и тот же механизм для горизонтальных и вертикальных каналов, то при больших расходах газа и жидкости влияние гравитации должно быть незначительным. Модель Taitel and Dukler прекрасно справляется с этими дилеммами, введя единую трактовку (состоящую из двух механизмов), которая справедлива для любого угла наклона.

Как и в случае отдельного режима, начинаем с расчета толщины пленки с использованием уравнения баланса сил (см. рис. 10).

$$- A_L \frac{dP}{dx} - \tau_L S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \beta = 0 \quad (1.28)$$

$$- A_G \frac{dP}{dx} - \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \beta = 0 \quad (1.29)$$

Исбавляясь от градиента давления получаем следующие уравнение:

$$- \frac{\tau_L S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) - (\rho_L - \rho_G) g \sin \beta = 0 \quad (1.30)$$

Уравнение 1.30 необходимо решить для заданной толщины пленки δ . Что касается отдельного режима, то необходимы эмпирические соотношения для

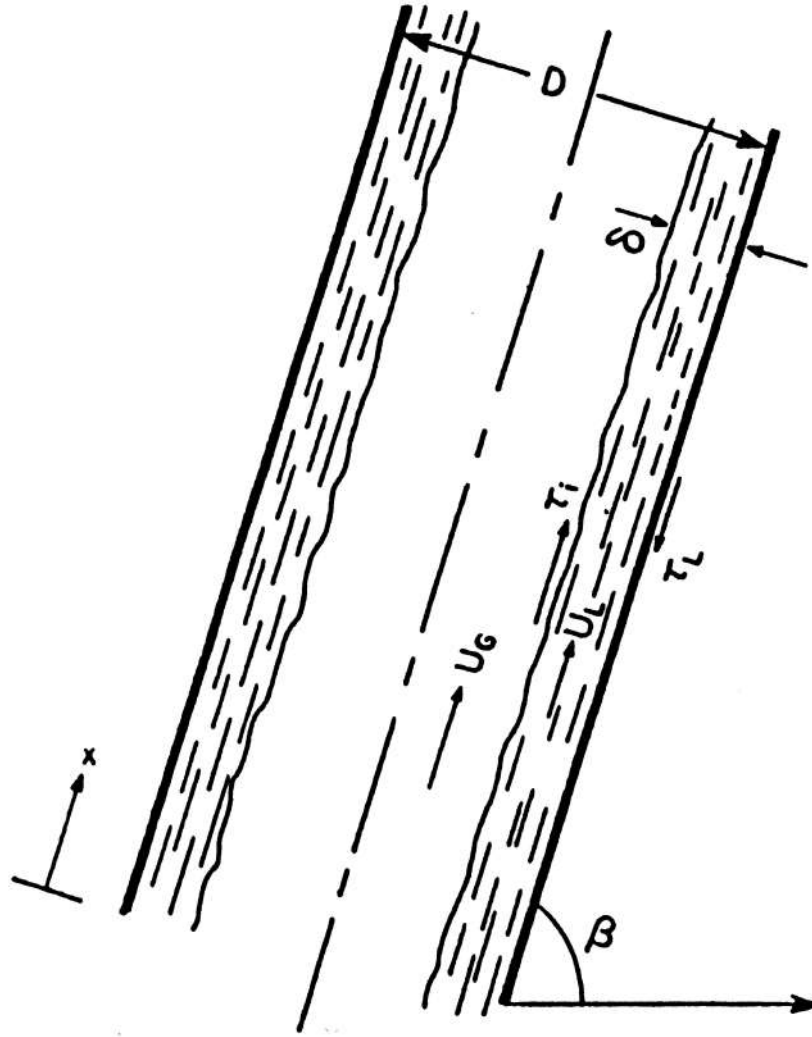


Рисунок 1.19 — Структура кольцевого режима [3].

коэффициентов трения. Barnea [83] использовал корреляции Блазиуса для f_L в гладких трубах, как и для раздельного режима. Для коэффициента трения границы фаз Wallis [90] использовал эмпирические корреляции

$$f_i = f_G \left(1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \quad (1.31)$$

где f_G - коэффициент трения в отсутствие пленки, а именно

$$f_G = C_G \left(1 + 300 \frac{U_{SG} D}{\nu_G} \right)^{-m} \quad (1.32)$$

пренебрегая скоростью пленки получаем следующее уравнение

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_G \frac{U_{SG}^2}{(1 - 2\delta/D)^4} \quad (1.33)$$

При решении уравнения для толщины пленки δ получается, что жидкость движется медленнее газа, где задержка жидкости $\epsilon_L = A_L/A$. Когда задержка жидкости значительна, начинают образовываться области, заполненные жидкостью, которые блокируют газовый поток и вызывают переход от кольцевого режима к снарядному. Varnea [83] предположил, что эта критическая задержка, вызванная осевым перераспределением жидкости, составляет половину максимальной устойчивой задержки жидкости R_{max} , оцененной как 0,48 [91]. Таким образом, переход от кольцевого режима произойдет, когда

$$\frac{\epsilon_L}{R_{max}} = \frac{A_L}{AR_{max}} > 0,5 \quad (1.34)$$

Этот переходный механизм называется механизмом «спонтанной блокировки», но, как указывает Varnea [83], переход также может происходить при относительно небольшой задержке жидкости из-за неустойчивости кольцевого потока («критерий устойчивости»), то есть когда пленка жидкости, прилегающая к стенке, стекает вниз и накапливается на входе в канал. Это приводит к переходу в прерывистый поток. Анализ для нахождения этого перехода выполняется следующим образом:

Первый шаг - переписать уравнение 1.30 используя корреляции Блазиуса для коэффициента трения жидкости в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tau_i = g(\rho_L - \rho_G)g \sin \beta \left[\frac{\delta}{D} - \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \right] \left(1 - 2\frac{\delta}{D} \right) \\ + \frac{1}{32} C_L \rho_L \left(\frac{D}{\nu_L} \right)^{-n} U_{SL}^{2-n} \left[\frac{1 - 2\delta/D}{(\delta/D - (\delta/D)^2)^2} \right] \end{aligned} \quad (1.35)$$

Уравнение 1.35 можно интерпретировать как напряжение сдвига, необходимое для удерживания пленки толщиной δ . Это напряжение сдвига обеспечивается газом 1.33. Решение для толщины пленки - это когда τ_i из 1.35 равно τ_i из 1.33. Граница перехода из-за неустойчивости проходит в точках экстремума уравнения 1.35. Дифференцируя уравнение 1.35 по δ и приравнивая к нулю, получаем:

$$0 = g(\rho_L - \rho_G)g \sin \beta \left[\left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 - 2 \left(\frac{\delta}{D} - \left(\frac{\delta}{D}\right)^2\right) \right] - \frac{1}{16} C_L \rho_L \left(\frac{D}{\nu_L}\right)^{-n} U_{SL}^{2-n} \left[\frac{(\delta/D - (\delta/D)^2) + (1 - 2\delta/D)^2}{(\delta/D - (\delta/D)^2)^3} \right] \quad (1.36)$$

Одновременно решив уравнения 1.33 и 1.35 при δ , удовлетворяющее 1.36, получаем значение U_{SL} и U_{SG} для границ кольцевого режима. Переход к снарядному режиму при низких приведенных скоростях потока жидкости происходит из-за неустойчивости пленки, а при высоких приведенных скоростях переход происходит из-за значительной задержки жидкости.

В вертикальном восходящем потоке на переход к снарядному режиму оказывают влияние два механизма. По мере того, как угол наклона канала от вертикали увеличивается, минимум уравнения 1.35 смещается в сторону более высоких значений δ . Переход из-за неустойчивости пленки происходит при очень низких приведенных скоростях жидкости, а в горизонтальных каналах совсем исчезает, где единственным механизмом, определяющим переход, является спонтанная блокировка.

Ранее рассматривали кольцевой режим, обусловленный сильным воздействием газового потока при растекании жидкости по всей периферии канала. Но также можно выделить и особый случай нисходящего потока при низких скоростях газа. Обычно в таких условиях ожидается, что будет отдельный режим. Однако в таком случае скорость жидкости очень высока, и жидкость распространяется по периферии канала, образуя кольцевой режим. Barnea et al. [86] объясняли такой переход к кольцевому режиму образованием областей жидкости, которые отрываются от волнообразной турбулентной пленки и выбрасываются в сторону верхней стенки канала. Таким образом, переход к кольцевому режиму происходит, когда такие области жидкости имеют достаточную кинетическую энергию для достижения верхней стенки канала. Для расчета траектории частиц жидкости необходимо знать начальную скорость. Предполагается, что эта скорость связана с максимальным значением флуктуации турбулентной скорости, которую можно оценить следующим образом:

$$v'_{max} = 2\overline{v'} = 2U^* = 2U_L \sqrt{\frac{f_L}{2}} \quad (1.37)$$

Радиус, по которому жидкости движется в обратном направлении гравитации выражается следующим образом:

$$S_r = \frac{v'_{max}}{2g \cos \beta} \quad (1.38)$$

В таком случае, переход к кольцевому режиму произойдет, когда $S_r > D - h_L$, где h_L - уровень жидкости при раздельном режиме течения. Таким образом, критерий для перехода в кольцевой режим следующий:

$$U_{SL}^2 > \frac{gD(1 - h_L/D) \cos \beta}{f_L} \quad (1.39)$$

в безразмерном виде:

$$Z = \frac{\left| \frac{dP}{dx} \right|_{SL}}{\rho_L g \cos \beta} > 2 \left(\frac{A_L}{A} \right)^2 \left(1 - \frac{h_L}{D} \right) \frac{f_{SL}}{f_L} \quad (1.40)$$

где f_L - коэффициент трения жидкости, а f_{SL} - коэффициент трения однофазного потока жидкости в канале. Для труб с ненулевым значением шероховатости и больших чисел Рейнольдса $f_L/f_{SL} = l$, тогда как для гладких каналов $f_L/f_{SL} = (D_L u_L / D u_{SL})^{-n}$, где D_L - гидравлический диаметр жидкости, а n - константа из 1.12-1.14. Так как правая часть уравнения 1.40 является только функцией h_L/D , эта граница перехода, обозначенная как переход L, на рис. 1.18 может быть определена для любого наклона с помощью рис. 1.16.

Пузырьковый и прерывистый режимы (Bubble and Intermittent flows)

Существует несколько механизмов, отвечающих за переход к пузырьковому режиму в канале. Три основных эффекта отвечают за плотность и размер пузырьков в двухфазной смеси. (1) Силы коалесценции, возникающие при столкновении пузырьков. (2) Силы разрыва, вызванные турбулентными колебаниями в канале, которые разрушают большие пузырьки и равномерно распределяют их по каналу. (3) Силы тяжести, которые в горизонтальном или наклонном канале заставляют пузырьки подниматься и концентрироваться в верхней части канала и сливаться в большой удлиненный пузырь.

Taitel and Dukler выделили две основные области, в которых образование пузырьков происходит вследствие разных механизмов: при низких и при высоких приведенных скоростях жидкости.

При низких приведенных скоростях жидкости наиболее очевидным механизмом является то, что газ вводится в виде маленьких дискретных пузырьков, которые остаются в таком же виде из-за отсутствия сил коалесценции. Это происходит в основном при небольших приведенных скоростях жидкости для вертикальных или близких к вертикальным каналов. Таким образом, могло бы показаться, что на формирование пузырьков влияет способ подвода газа в канал. Оказывается, что обычно это не так, и пузырьковый режим почти не зависит от способа, используемого для ввода газа, за исключением области входа.

При высоких приведенных скоростях жидкости, наиболее вероятная причина образования пузырькового режима - это дисперсия пузырьков за счет перемешивания турбулентным потоком. Это связано с тем, что при больших расходах жидкости поток имеет достаточную энергию для разрыва больших пузырьков на маленькие.

Сначала рассмотрим случай высоких приведенных скоростей жидкости. Расчет размера пузырька в зависимости от воздействия смешивания является классической проблемой в химической инженерии. Но из-за сложности этого механизма, результаты обычно даются в виде эмпирических корреляций. Taitel and Dukler использовали соотношение Hinze [92], модифицированное Calderbank [93] для устойчивого максимального диаметра дисперсных пузырьков в турбулентном потоке [85]:

$$d_C = (0,725 + 4,15\epsilon^{0,5}) \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{0,6} \kappa^{-0,4} \quad (1.41)$$

где ϵ - газосодержание дисперсных пузырьков ($\epsilon \simeq U_{SG}/U_M$), а κ - скорость энергии диссипации на единицу массы,

$$\kappa = \frac{2f_M}{D} U_M^3 \quad (1.42)$$

где U_M - скорость смеси ($U_M = U_{SL} + U_{SG}$), а f_M - коэффициент трения, рассчитанный по скорости смеси.

Уравнение 1.41 применимо только к диспергированному потоку пузырьков, когда они достаточно малы и сохраняют сферическую форму в хорошем приближении. Когда пузырьки становятся очень большими, то начинают деформироваться и легко сливаться. Размер этого критического диаметра также связан с максимальным размером пузырька, при котором скорость свободного подъема становится почти постоянной. Этот критический диаметр был оценен Barnea [85]:

$$d_{CD} = 2 \left[\frac{0,4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{0,5} \quad (1.43)$$

Подставляя d_{CD} вместо d_C в уравнение 1.41, получаем границу перехода к дисперсному пузырьковому режиму.

Однако условие, что диаметр пузырьков будет меньше, чем 1.43 недостаточно для определения пузырькового режима в случае горизонтальных и наклонных каналов. Из-за сил плавучести пузырьки поднимаются и концентрируются в верхней части канала и формируют большой удлиненный пузырь. Критический размер пузырьков, ниже которого не происходит это явление, получается путем балансировки сил, действующих на пузырь: сила плавучести, которая стремится поднять пузырь к верхней части трубы и турбулентная сила, которая стремится рассеять пузырьки по каналу.

Нормальная составляющая силы плавучести:

$$F_B = (\rho_L - \rho_G)g \cos \beta \frac{\pi D^3}{6} \quad (1.44)$$

Сила, действующая вследствие турбулентных колебаний [94]:

$$F_T = \frac{1}{2} \rho_L v'^2 \frac{\pi D^2}{4} \quad (1.45)$$

где v' - колебание нормальной скорости, которая оценивается примерно равной скорости трения u^* . Таким образом

$$\overline{(v'^2)^{1/2}} = U^* = U_M \left(\frac{f_M}{2} \right)^{1/2} \quad (1.46)$$

Пузырьки будут всплывать в верхнюю часть трубы в том случае, если $F_B > F_T$ или

$$D > d_{CB} = \frac{3}{8} \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} \frac{f_M U_M^2}{g \cos \beta} \quad (1.47)$$

Чтобы поддерживался пузырьковый режим, пузырьки не должны ни деформироваться, ни подниматься в верхнюю часть канала. То есть d_C в 1.41 должно быть меньше d_{CD} , а также d_{CB} . Этот критерий действителен для газосодержания менее 0,52. Считается, что при таком газосодержании пузырьки начинают касаться друг друга и сливаются. Таким образом, когда ϵ достигает значения 0,52, за счет коалесценции происходит переход к прерывистому режиму даже при сильной турбулентности. Граница перехода заменяется на

$$U_{SL} = U_{SG} \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} \quad (1.48)$$

где $\epsilon = 0,52$.

Дисперсный пузырьковый режим обычно наблюдается при очень высоких приведенных скоростях жидкости. Однако существуют условия, при которых небольшие дискретные пузырьки также появляются при низких скоростях жидкости. Taitel and Dukler называли этот режим пузырьковым (bubbly flow). Различие между пузырьковым и дисперсным пузырьковым режимами не всегда отчетливо заметны. Дисперсные пузырьки наблюдаются при всех наклонах канала, в то время как пузырьковый режим наблюдается только в вертикальных каналах и в каналах с большим диаметром.

При низких приведенных скоростях жидкости пузырьки поднимаются относительно жидкости со скоростью свободного подъема пузырька U_0 . Поскольку

$$U_G = \frac{U_{SG}}{\epsilon} \quad (1.49)$$

и

$$U_L = \frac{U_{SL}}{1 - \epsilon} \quad (1.50)$$

и так как $U_G - U_L$ равно осевой составляющей скорости свободного подъема, то

$$U_{SL} = U_{SG} \frac{1 - \epsilon}{\epsilon} - (1 - \epsilon) U_0 \sin \beta \quad (1.51)$$

Уравнение 1.51 можно использовать для нахождения газосодержания любых заданных приведенных скоростей жидкости и газа, а также скорости свободного подъема U_0 . Taitel et al. [24] предположил, что пузырьки, как правило, сливаются, когда они располагаются очень близко. Taitel et al. [24] предположил, что для прямоугольного канала коалесценция резко возрастает, когда расстояние между пузырьками становится меньше половины радиуса. Это означает, что переход от дисперсного пузырькового режима будет происходить при газосодержании выше $\epsilon = 0,25$. Этим предположением так же пользовались Radovicich and Moissis (1962) [95], которые рассчитывали частоту столкновений между пузырьками и показали, что при газосодержании менее 0,2 коалесценция наблюдаются редко и что при более 0,3 частота столкновений становится очень большой. Таким образом, Taitel et al. [24] предположили, что уравнение 1.51 при $\epsilon = 0,25$ является границей перехода от пузырькового режима при низких приведенных скоростях жидкости.

За скорость подъема принималась скорость больших пузырьков, которая не зависит от диаметра пузырька, как указано в работе Harmathy [96]

$$U_0 = 1,53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (1.52)$$

Хотя существование пузырькового режима объясняется отсутствием коалесценции, его можно визуализировать также, как коллапс снарядного режима. При снарядном режиме в задней части большого удлинённого пузыря или пузырька Тейлора происходит интенсивное перемешивание. Это перемешивание приводит к тому, что задняя часть удлинённого пузыря (пузырька «Тейлора») распадается на маленькие, которые остаются позади быстро перемещающегося пузырька «Тейлора». Таким образом, удлинённые пузырьки в конечном итоге распадаются на более мелкие, что приводит к переходу к пузырьковому режиму (при условии $\epsilon < 0,25$).

Как уже упоминалось, уравнение 1.51 справедливо для низких приведенных скоростей и вертикального канала. В каналах малого диаметра пузырьковый режим не наблюдается и, следовательно, в этом случае образуется только дисперсный пузырьковый режим, который формируется при высоких приведенных скоростях жидкости. Причина, по которой пузырьковый поток не регистрируется в трубах малого диаметра, заключается в том, что в трубах малого

диаметра скорость роста небольших пузырьков, которая не зависит от диаметра трубы, превышает скорость роста пузырьков Тейлора. В результате маленькие пузырьки обгоняют пузыри Тейлора и сливаются с ним. С другой стороны, когда скорость пузырьков Тейлора выше, чем у маленьких (как и в каналах большого диаметра), они проскальзывают вдоль пузыря Тейлора, наблюдается пузырьковый режим.

Скорость малых пузырьков относительно жидкости определяется $\sin \beta$ компонентой уравнения 1.52, тогда как скорость роста пузырьков Тейлора или удлиненных пузырьков дается Bendiksen [97]

$$U_0 = 0,35\sqrt{gD} \sin \beta + 0,54\sqrt{gD} \cos \beta \quad (1.53)$$

Таким образом, граница пузырьковый режим при небольших приведенных скоростях жидкости будет существовать, когда

$$D > \frac{2,34 \sin^2 \beta}{(0,35 \sin \beta + 0,54 \cos \beta)^2} \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)\sigma}{g\rho_L^2} \right]^{1/2} \quad (1.54)$$

Такой тип пузырькового течения характерен для вертикальных и близких к вертикальным каналам. В горизонтальных и близких к горизонтальным каналах пузырьки будут подниматься в верхнюю часть канала из-за сил плавучести, где пузырьки будут сливаться в один большой пузырь. Опыты показывают, что пузырьки поднимаются в вертикальной колонне по зигзагообразной траектории, отталкиваясь от стенок канала. В случае наклонного канала этот отталкивающий эффект направлен в противоположную сторону силам плавучести. В результате пузырьковый режим будет наблюдаться в наклонных каналах. Barnea et al. [98] объяснил силу отталкивания от стенки трубы как «подъемную» силу, которая искажается пузырьками. Сравнивая подъемную силу и силу плавучести пузырька, получаем уравнение для угла наклона, ниже которого пузырьковый поток не будет существовать (плавучесть будет доминировать)

$$\frac{\cos \beta}{\sin^2 \beta} = \frac{3}{4} \cos 45^\circ \frac{U_0^2}{g} \left(\frac{C_L \gamma^2}{D} \right) \quad (1.55)$$

где C_L - коэффициент для подъемной силы ($\simeq 0,8$), а γ - коэффициент искажения пузырька, который меняется от 1,1 до 1,5. Уравнение 1.55 показывает,

что для двухфазного потока вода-воздух в канале диаметром от 2,5 до 5 см β находится в диапазоне 55-705°.

Подрежимы прерывистого режима Прерывистый режим подразделяется на режим удлинённых пузырьков, снарядный режим и вспененный. Различие между этими тремя режимами основано на газосодержании в канале. В потоке вытянутых пузырьков в потоке наблюдаются только большие пузырьки газа. При снарядном режиме двухфазная смесь содержит помимо еще и маленькие пузырьки газа. Снарядный режим переходит во вспененный, когда газосодержание превышает 0,52, считающиеся максимальным, при котором не происходит коалесценции пузырьков.

Расчет объемного газосодержания основан на теории Barnea and Brauner [91]. Они предположили, что газосодержание в жидкости такое же, как при переходе от пузырькового к прерывистому режиму при той же скорости двухфазной смеси ($U_M = U_{SL} + U_{SG}$). Это предположение основано на том, что количество пузырьков, которое может вместить жидкость, зависит от скорости смеси. Когда расход газа увеличивается, за счет коалесценции начинают образовываться большие пузырьки (пузырьки Тейлора или удлинённые пузырьки). Но газосодержание жидкости остается таким же, как на границе перехода. Используя формулы 1.41 и 1.42, вычислим газосодержание на границе дисперсного пузырькового режима

$$\epsilon_S = 0,058 \left[d_c \left(\frac{2f_M U_M^2}{D} \right)^{2/5} \left(\frac{\rho_L}{\sigma} \right)^{3/5} - 0,725 \right]^2 \quad (1.56)$$

где d_C принимает наименьшее значение из d_{CD} и d_{CB} 1.47.

Переход от режима удлинённых пузырьков к снарядному происходит при $\epsilon_S = 0$, а переход ко вспененному режиму происходит при $\epsilon_S = 0,52$.

1.13.2 Weisman et al.

Weisman et al. (1979) [71], Weisman and Kang (1981) [99] и Crawford et al. (1985) [100] опубликовали серию корреляций как для горизонтальных, так и для вертикальных каналов. Их корреляции можно обобщить следующим образом:

Горизонтальные каналы

Переход от раздельного к прерывистому режиму (stratified - intermittent):

$$\frac{U_{SG}}{\sqrt{gD}} = 0,25 \left[\frac{U_{SG}}{U_{SL}} \right]^{1,1} \quad (1.57)$$

Переход от раздельного гладкого в раздельному волновому (stratified smooth - stratified wavy)

$$\left[\frac{\sigma}{gD^2(\rho_L - \rho_G)} \right]^{0,2} \left[\frac{dU_{SG}\rho_G}{\mu_G} \right]^{0,45} = 8 \left[\frac{U_{SG}}{U_{SL}} \right]^{0,16} \quad (1.58)$$

Горизонтальные и вертикальные каналы

Переходы к кольцевому режиму и к пузырьковому режиму происходят при относительно высоких приведенных скоростях жидкости или газа (или и того, и другого). В этом случае эффект гравитации пренебрежимо мал, и вышеупомянутые переходы не зависят от угла наклона. Именно по этой причине эти переходы одинаковы для горизонтальных и вертикальных каналов (вверх и вниз). Таким образом, предложенные корреляции Weisman для кольцевого и пузырькового режимов следующие:

Кольцевой (annular):

$$1,9 \left[\frac{U_{SG}}{U_{SL}} \right]^{1/8} = \left[\frac{U_{SG}\rho_G^{1/2}}{[g(\rho_L - \rho_G)\sigma]^{1/4}} \right]^{0,2} \left[\frac{U_{SG}^2}{gD} \right]^{0,18} \quad (1.59)$$

Пузырьковый (dispersed bubble):

$$\left[\frac{\left(\frac{dP}{dx} \right)_{SL}}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)D^2} \right]^{1/4} = 1,7 \quad (1.60)$$

Вертикальные и наклонные каналы

Прерывистый-пузырьковый режим (intermittent-bubbly flow):

$$\frac{U_{SG}}{\sqrt{gD}} = 0,45 \left[\frac{U_{SG} + U_{SL}}{\sqrt{gD}} \right]^{0,78} (1 - 0,65 \cos \beta) \quad (1.61)$$

Weisman со своей группой сосредоточились на влиянии свойств жидкости на режимы течения. В частности, влияние плотности, поверхностного натяжения и вязкости. Их результаты, однако, значительно отличаются от теории Taitel и Dukler в области перехода от прерывистого к кольцевому режиму при высоких приведенных скоростях жидкости и в области перехода от раздельного к прерывистому режиму при высоких значениях вязкости. Уравнение 1.57 предполагает, что этот переход не зависит от вязкости жидкости, тогда как теория Taitel и Dukler учитывает значительный эффект вязкости. Также экспериментальные данные [74; 101] показывают, что эффект вязкости весьма значителен.

1.13.3 Ullmann and Brauner

Ullmann and Brauner [4] рассматривали влияние диаметра канала на режимы двухфазного течения и предложили новую модель, зависящую от числа Бонда (Этвеша), Eo , определенного следующим образом:

$$Eo = \frac{D^2(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta'}{8\sigma} \quad (1.62)$$

где β' определяется из угла наклона канала (β) следующим образом

$$\beta' = \begin{cases} |\beta| & ; |\beta| < 45^\circ \\ 90 - |\beta| & ; |\beta| > 45^\circ \end{cases} \quad (1.63)$$

Ullmann and Brauner предположили, что в системах с небольшими числами Eo (порядка 0,04) пренебрежимо маленькая скорость пузырей, даже в вертикальных каналах, приводит к режимам течений, соответствующим режимам течений в обычных каналах в условиях микрогравитации. Они использовали экспериментальные данные режимов течений Triplett et al. [19] двухфазного течения вода-воздух в трубе из Пирекс стекла диаметром 1,097 мм с соответствующим числом $Eo = 0,021$ для того, чтобы откалибровать и определить

эффективность этого подхода при небольших числах Eo . Карта режимов течений Ullman–Brauner описывает пять режимов течения: Дисперсный пузырьковый (Dispersed Bubble), Пузырьковый (Bubble), Снарядный (Plug), Вспененный (Aerated Slug) и Кольцевой (Annular).

Переход от пузырькового с снарядному режиму (Bubble-Plug transition)

В системах с небольшим значением Eo пузырьковый режим наблюдается при небольших расходах газа. Подобная особенность наблюдается также и в вертикальных каналах большого диаметра. Однако, в системах с небольшим значением Eo размер пузырьков пренебрежимо мал [11; 102]. Упрощенная модель перехода от пузырькового течения со сферическими пузырьками к снарядному режиму с удлинёнными пузырьками может базироваться на геометрических характеристиках. Критический размер для коалесценции пузырьков может рассчитываться из объемного газосодержания цепочки соприкасающихся пузырьков диаметром около половины диаметра канала (рис. 1.20). Соответствующее газосодержание будет $(\epsilon_G)_{crit} = 0,166$. Поскольку проскальзывание между фазами пренебрежимо мало, соотношение между приведенными скоростями U_{SL} и U_{SG} задается формулой

$$U_{SL} = \frac{1 - (\epsilon_G)_{crit}}{(\epsilon_G)_{crit}} U_{SG} \quad (1.64)$$

Однако, в конечном итоге в модели использовано значение $(\epsilon_G)_{crit} = 0,15$, т.к. лучше описывает экспериментальные данные.

Дисперсный пузырьковый режим (Dispersed bubble flow)

Переход к дисперсному пузырьковому режиму, как предполагалось, происходит, когда турбулентность в непрерывной жидкой фазе достаточна, чтобы стабилизировать дисперсную газовую фазу в виде сферических пузырьков. Для

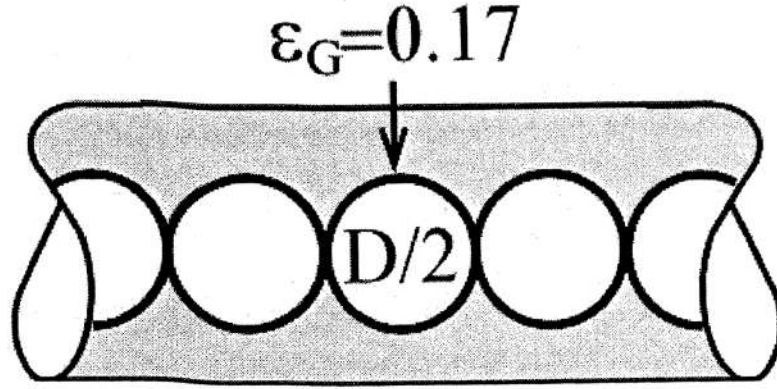


Рисунок 1.20 — Цепочка соприкасающихся пузырьков [4].

двухфазной смеси жидкость-пар, максимальный размер пузырьков, d_{max} , должен быть меньше критического размера коалесценции пузырьков d_{crit} . Ullmann and Brauner оценили максимальный размер пузырька для слабого распространения коалесценции, $(d_{max})_o$, как отношение импульса, создаваемого турбулентным вихрем, к поверхностному натяжению. В частности, максимальные размер пузырьков в системе с огромным их количеством, $(d_{max})_\varepsilon$, оценивается из равенства турбулентного потока энергии к потоку поверхностной энергии, генерируемой постоянно возобновляемой рассеянными пузырьками. Максимальные значения этих двух оценок были взяты в качестве максимального размера пузыря в системе.

Критический размер пузырька для коалесценции принимался как наименьшее из трех характерных значений: размер деформируемого пузырька, $d_{l\sigma}$, размер плавающего пузыря из-за сил плавучести, d_{lb} (в горизонтальных и близких к горизонтальным каналах) и величина, равная половине диаметра канала ($0,5D$). Этот переход был обобщен следующим образом:

$$d_{max} = \max\{(d_{max})_o, (d_{max})_\varepsilon\} \leq d_{crit} = \min\{d_{L\sigma}, d_{Lb}, 0,5D\} \quad (1.65)$$

где

$$d_{L\sigma} = \sqrt{\frac{0,4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta'}} \quad (1.66)$$

$$d_{Lb} = \begin{cases} \frac{27}{2} D \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} f^2 Fr_L^3 & ; d_{max} \leq 0,1D \\ \frac{3}{8} D \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} f Fr_L & ; d_{max} > 0,1D \end{cases} \quad (1.67)$$

$$Fr_L = \frac{U_M^2}{gD \cos \beta}$$

где U_M - скорость потока смеси ($U_M = U_{SL} + U_{SG}$), f - коэффициент трения у стенки, который зависит от числа Рейнольдса ($f = f(Re_L)$)

Вспененный режим (Churn flow)

Ullmann and Brauner выделили две возможные модели для расчета перехода ко вспененному режиму. Первая, Slug Bulk (SLB) модель, основанная на идее, предложенной Barnea и Brauner [91]. Вторая модель, Taylor bubble wake (TBW), предложенная Ullmann and Brauner [103].

Модель SLB связывает формирование вспененного режима с разрывом пузырька из-за турбулентности в объеме жидкости (где скорость жидкости - это скорость смеси, $U_L = U_M$). Механизм разрушения снарядного режима считается таким же, как и на границе дисперсного пузырькового и снарядного режимов, при той же скорости смеси. Поэтому критическая скорость потока для перехода во вспененный режим, $(U_M)_{crit}$, соответствует минимальной критической скорости смеси для перехода к дисперсному пузырьковому режиму.

В таблице 3 приведены модели $(U_M)_{crit}$ для различного диапазона $Ео$. Рассмотрен случай, соответствующий K1 модели, тогда

$$(U_M)_{crit} = (U_{SG} + U_{SL})_{crit} = 9,72 \left[\frac{\sigma}{\rho_L^{0,8} \mu_L^{0,2} D^{0,8}} \right]^{0,55} \quad (1.68)$$

Вторая (TBW) модель связывает формирование вспененного режима с фрагментацией удлиненных пузырьков из-за турбулентности. В турбулентном поле преобладает сдвиговый слой, образованный между пленкой жидкости (движущейся со скоростью U_{lf}), который проникает в область с более быстро движу-

Таблица 3 — Модели переходов ко вспененному режиму [4].

Eu	$(U_M)_{crit}$
$Eu > 5$, Н-модель	$2,65 \left[\frac{(\rho_L - \rho_G g \cos \beta')^{0,5} \sigma^{0,1} D^{0,48}}{\rho_L^{0,52} \mu_L^{0,08}} \right]^{0,893}$
$0,2 < Eu < 5$, К-модель	$8,53 \left[\frac{(\sigma(\rho_L - \rho_G) g \cos \beta')^{0,5} D^{0,2}}{\rho_L^{0,8} \mu_L^{0,2}} \right]^{0,55}$
$Eu < 0,2$, Кl-модель	$9,72 \left[\frac{\sigma}{\rho_L^{0,8} \mu_L^{0,2} D^{0,8}} \right]^{0,55}$

щимися пузырями. Поскольку вычисление U_{Lf} связано с другими величинами в снаряжном режиме, для применения модели TBW требуется полная модель снаряжного режима. Однако в системах $Eu < 0,2$ скольжение пузырьков пренебрежимо мало, и, следовательно, $|U_{Lf}| \ll |U_M|$. В этом случае использование модели TBW получаем следующее выражение для критической скорости смеси для вспененного режима:

$$(U_M)_{crit} = (U_{SG} + U_{SL})_{crit} = 16 \left[\frac{\sigma}{\rho_L D} \right]^{0,5} \quad (1.69)$$

Кольцевой режим (Annular flow)

Ullmann and Brauner выделили два механизма перехода к кольцевому режиму

Потеря устойчивости раздельного режима течения. Этот переход обусловлен неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Во многих исследованиях (например, [22;104;105]) было высказано предположение, что критическая скорость газа для перехода к кольцевому режиму может быть рассчитана из порогового значения, где перестают работать модели для раздельного режима из-за

неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Для тонких пленок жидкости (небольшие значения $U_{SL}\epsilon_G \approx 1$) соответствующие критические значения U_{SG} рассчитываются следующим образом [104]:

$$U_{SG} \geq C_1 \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)Dg \cos \beta + \sigma Dk^2}{\rho_G} \right]^{0,5} \quad (1.70)$$

где k - характерное волновое число, $k \approx 2\pi/D$ [106], а C_1 - геометрическая постоянная. В прямоугольных каналах $C_1 = 1$, когда как в круглых каналах C_1 изменяется с изменением толщины пленки жидкости, $\tilde{h} = h/D$. Для тонкой пленки жидкости $C_1 \approx 0,63\tilde{h}^{-0,25}$.

Из критерия, представленного в уравнении 1.70 следует, что для больших $Ео$ ($Ео > 5$) критическая скорость газа пропорциональна $((\rho_L - \rho_G)Dg \cos \beta / \rho_G)^{0,5}$ и, таким образом, увеличивается пропорционально $D^{0,5}$ и соответствует критическому числу газа Фруда $Fr = \frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G g D \cos \beta)} \frac{U_{SG}^2}{D} \approx 1$. С другой стороны, при малых $Ео$ критическая скорость газа пропорциональна $(\sigma / \rho_G D)^{0,5}$ и, как ожидается, будет возрастать с уменьшением диаметра канала. Это соответствует критическому числу Вебера $(We_G)_{crit} = \rho_G U_{SG}^2 D / \sigma \approx 40$. В воздушно-водяных системах, капиллярный эффект приобретает важное значение при $D < 1$ см.

Взаимодействие капель жидкости. Пленка на верхней стенке канала формируется из-за столкновения и последующего разрушения капель жидкости, которые захватываются на границе раздела жидкость-газ. Этот процесс обусловлен инерцией быстрой газовой фазы (и не обязательно из-за турбулентности в газовой фазе). Сила инерции пропорциональна начальной разности скоростей между жидкостью и газовым потоком, $\Delta U_G = U_G - U_L$ (во многих практических приложениях $U_G \gg U_L$, следовательно, $\Delta U_G \approx U_G$). Критическое число Вебера для разрушения капель связано с максимальным размером капли следующей эмпирической корреляцией [107]:

$$We_{crit} = \frac{\rho_G \Delta U_G^2 d_{max}}{\sigma} = 12(1 + 1,077 On^{1,6}); \quad On = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L d_{max} \sigma}} \quad (1.71)$$

Число Онезорге (On) в уравнении 1.71 объясняется увеличением критического числа Вебера для разрушения капель высоковязких жидкостей. Хотя в литературе были представлены более сложные корреляции для учета эффектов истории скорости капли до разрушения (например, [108], корреляция 1.71 широко используется для оценки d_{max} при пневматическом распылении капель.

Аналогично критерию, используемому для моделирования перехода к дисперсному режиму, здесь используется как переходный критерий $d_{max} \leq d_{crit}$, см. уравнение 1.66-1.67. Очевидно, что переход к кольцевому потоку из-за столкновения капель со стенками канала требует наличия турбулентности в газе.

Используются различные критерии перехода в зависимости от соответствующей модели для d_{crit} . Например, если размер деформируемых капель d_{La} представляет собой критический диаметр капли, уравнение 1.66, получается следующий переходный критерий (E-model Brauner [109]):

$$\Delta U_G = U_G - U_L \geq 4,36 \left[\frac{\sigma(\rho_L - \rho_G)g \cos \beta}{\rho_G^2} \right]^{1/4} F(On) \quad (1.72)$$

где $On = [1 + 1,443(N_{\nu D} \cos \beta')^{0,4}]^{0,5}$, $N_{\nu D}$ - число вязкости жидкости, $N_{\nu D} = \mu_L^4(\rho_L - \rho_G)g/(\rho_L^2\sigma)^3$. Для систем вода-воздух $F(On) \approx 1$ и значительно больше 1 для сильно вязких жидкостей.

В системах, где $Eo < 0,2$, где критический размер капель порядка диаметра канала, скажем $d_{crit} \simeq 0,5D$, полечен следующий критерий перехода (El-модель):

$$\Delta U_G = U_G - U_L \geq 4,9 \left[\frac{\sigma}{\rho_G D} \right]^{0,5} F(On); Re_G > 2100 \quad (1.73)$$

где $On = [1 + 1,875(\mu_L^2/\rho_L D \sigma)^{0,8}]^{0,5}$. Критическая скорость газа пропорциональна $(\sigma/\rho_G D)^{0,5}$ и, как ожидается, возрастает с уменьшением диаметра канала, так же, как критерий неустойчивости Кельвина-Гельмгольца для небольших значений Eo , уравнение 1.70. Хотя, El-модель, уравнение 1.73, соответствует меньшим критическим значениям чисел Вебера, $(We_G)_{crit} = \rho_G U_{SG}^2 D / \sigma = 24$, в сравнении с моделью из неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, $(We_G)_{crit} = 40$.

Для горизонтального газо-воздушного потока в канале с гораздо большими диаметрами ($D > 2,2$) соответствующий критический диаметр капель равен $d_{crit} = d_{Lb} < 0,1D$ (задается уравнением 1.67). Это означает, что для создания кольцевого режима в таких больших трубах турбулентность в газовой фазе

должна быть еще сильнее увеличена для того, чтобы противостоять стеканию капель из-за силы тяжести. В этом случае критерий перехода будет следующий:

$$U_G^6 \Delta U_G^2 \geq \frac{8}{9} \frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_G^2} \frac{\sigma (g \cos \beta)^2 D^2}{f^2} (1 + 1,077 On^{1,6}) \quad (1.74)$$

Волновая неустойчивость. При кольцевом режиме течения расход газа достаточно высок, благодаря чему волновая неустойчивость не приводит к перекрытию канала и переходу к снарядному режиму. В таких условиях можно поддерживать устойчивый кольцевой поток. Условия, при которых волновая неустойчивость не препятствует образованию кольцевого режима, могут быть связаны со средней задержкой жидкости $\epsilon_L^{crit} \geq 0,4 \div 0,5$. Ее можно рассчитать, используя модель кольцевого потока. Для потоков труб малого диаметра, где потоки являются ламинарными, применимо точное решение для кольцевого потока (например, [103]). Применяя эту модель получаем:

$$U_{SG} \geq \tilde{\epsilon} \left[\tilde{\epsilon} \frac{\mu_L}{\mu_G} + 2 \right] U_{SL}; \quad \tilde{\epsilon} = \frac{1 - \epsilon_L^{crit}}{\epsilon_L^{crit}} \quad (1.75)$$

1.14 Толщина пленки жидкости

Существенное влияние на коэффициент теплоотдачи имеет толщина пленки жидкости при двухфазных течениях. Проведено значительное количество работ по исследованию толщины пленки жидкости при пузырьковом режиме течения [110]. Fairbrother and Stubbs [111] установили, что толщина пленки жидкости, окружающей пузырек газа не зависит от длины пузырька, а зависит только от капиллярного числа $Ca = \mu U / \sigma$, где μ – динамическая вязкость жидкости, U – скорость пузырьков, σ – поверхностное натяжение. Taylor [112] продолжил эту работу, используя круглые трубки диаметром 2 мм и 3 мм со значениями Ca до 1,9 и предположил, что асимптотическое значение доли жидкости, которая остается на стене, составляет 0,55. В это же время Bretherton [8] разработал модель для $Ca < 0,01$. Irandoust and Andersson [113] изучили толщину пленки восходящего пузырькового потока каналах диаметром 1-2 мм. Их корреляция была подтверждена экспериментальными данными для $Ca < 2,0$. Подобно Fairbrother и

Stubbs, они обнаружили, что толщина пленки не зависит от длины пузырька для длин, превышающих диаметр канала; этот результат также наблюдался Ratulowski and Chang [114], которые изучили транспортировку пузырьков в капиллярах. Aussillous and Quere [115] разработали феноменологическую модель, которая хорошо описывала экспериментальные данные Taylor, известные как закон Taylor. Они также исследовали влияние размеров каналов на толщину пленки и обнаружили, что более высокий диаметр канала приводит к большей толщине пленки. Bartkus and Kuznetsov (2016) [116] экспериментально исследовали толщину пленки в микроканале сечением $420 \times 280 \mu m$ и сравнили с работой корреляцией Aussillous and Quere [115]. Полученные данные показали, что закон Тейлора не работает на большом расстоянии от начала пузыря. Han and Shikazono [117] измерили толщину пленки в круглых микроканалах с использованием нового метода смещения лазерного фокуса (laser focus displacement method) и разработали эмпирическую модель, которая смогла предсказать толщину пленки в зависимости от значений Ca , числа Рейнольдса ($Re = \rho U D / \mu$) и числа Вебера ($We = \rho U^2 D / \sigma$), где ρ – плотность жидкости, а D – диаметр канала. Они заявили, что их модель была способна предсказать их экспериментальные данные с точностью до 15% для $Ca < 0,25$. Для каналов некруглого сечения Kolb и Cerro [118] изучали форму пленки жидкости на стенке капилляра квадратного сечения, заполняя капилляр вязкой жидкостью и затем впрыскивая воздух. Они заявили, что форма границы раздела в радиальной плоскости может быть либо некруглой, либо круговой, в зависимости от значения Ca . Было обнаружено, что некруглая форма является заметной при малых значениях Ca . При увеличении значения Ca , толщина пленки в углах увеличивается, а толщина по бокам остается почти неизменной. При дальнейшем увеличении значения Ca , форма границы раздела становится круглой, когда Ca превосходит критическое значение. Han and Shikazono [119] измерили толщину пленки воздушных пузырьков в квадратных микроканалах с гидравлическим диаметром 0,3-1,0 мм и подтвердили работу Kolb и Cerro [118] по эволюции границы раздела. Они разработали эмпирическую корреляцию, зависящую от Ca и We , для предсказания толщины пленки как на стенках, так и в углах канала с точностью 5% для $Ca < 0,4$. Рассмотренные корреляции для толщины пленки при пузырьковом режиме представлены в таблице 4. Большинство из этих корреляций для расчета Ca используют скорость пузырьков [8; 111; 112; 114; 117; 119],

тогда как корреляция, разработанная Irandoust и Andersson [113], использует комбинированную приведенную скорость обеих фаз.

Таблица 4 — Корреляции для пузырькового режима.

Авторы	Модель	Применимость
Fairbrother and Stubbs [111]	$\frac{\delta}{D} = 0,25Ca^{0,5}$	$Ca \leq 0,09$ [8]
Bretherton [8]	$\frac{\delta}{D} = 0,67Ca^{2/3}$	$Ca \leq 0,01$
Aussillous and Quere [115], данные [112]	$\frac{\delta}{D} = \frac{0,67Ca^{2/3}}{1 + 3,35Ca^{(2/3)}}$	$Ca \leq 1,4$
Irandoost and Andersson [113]	$\frac{\delta}{D} = 0,18(1 - e^{-3,08Ca^{0,54}})$	$Ca < 2,0$
Han and Shikazono [117; 119]	$\frac{\delta}{D} = \frac{0,67Ca^{2/3}}{1 + 3,13Ca^{2/3} + 0,504Ca^{0,672}Re^{0,589} - 0,0352We^{0,629}}$ $\frac{\delta}{D} = \frac{1,215Ca^{2/3}}{1 + 7,28Ca^{2/3} - 0,255We^{0,215}}$	$Ca < 0,25$; $Re < 2000$; Круглый канал $Ca < 0,4$; Квадратный канал

Классической моделью, для нахождения толщины пленки при раздельном и кольцевом режиме течения является модель Taitel and Dukler, описанная в подразделе 1.13.1. Равновесный уровень жидкости при раздельном режиме течения определяется из уравнения баланса импульса, как описано в подразделе 1.13.1. Таким же образом находится равновесный уровень жидкости и для кольцевого потока, подраздел 1.13.1. Kanno et al. [120] провели экспериментальное измерение толщины пленки жидкости и визуализацию кольцевого потока в круглых микроканалах 0,3-0,5 мм при массовом потоке 100-500 кг/м²с. Сравнивая их экспериментальные значения безразмерной толщины пленки жидкости с моделью толщины пленки для кольцевого потока, предложенной Revellin et al. [121], они пришли к выводу, что режим модель переоце-

нивает экспериментальные результаты при малом газосодержании, что объясняется неустойчивостями границы раздела, вызванной рябью:

$$\delta = 0,15D \left(\frac{U_{SG}}{U_{SL}} \right)^{-3/7} \left(\frac{(\rho_L - \rho_G)gD^2}{\sigma} \right)^{-1/7} \quad (1.76)$$

1.15 Перепад давления

Одной из актуальных задач в проектировании микроканальных устройств является снижение мощности, затрачиваемой на прокачку хладагента. В первую очередь, она определяется значением перепада давления, который существенно зависит от расходов жидкости и газа. В связи с этим необходимо знание существующих моделей и корреляционных зависимостей для однофазных и двухфазных потоков, которые учитывают различные параметры, необходимые для проектирования микроканальных устройств.

1.15.1 Перепад давления в однофазном потоке

Для определения перепада давления в канале при однофазном потоке используется коэффициент трения Фаннинга, выраженный через касательное напряжение на стенке:

$$f = \frac{2\tau}{\rho U^2} \quad (1.77)$$

где τ - касательное напряжение трения. Перепад давления на трение через коэффициент трения Фаннинга определяется следующим образом:

$$\frac{dP}{dL} = \frac{2f\rho U^2}{D_h} \quad (1.78)$$

Также в литературе встречается коэффициент трения Дарси, определяемый из уравнения Дарси-Вейсбаха. Для цилиндрической трубы коэффициент трения Дарси определяется следующим образом:

$$\frac{dP}{dL} = \frac{f_d \rho U^2}{2D} \quad (1.79)$$

Таким образом, коэффициент трения Дарси связан с коэффициентом трения Фаннинга: $f_d = 4f$. Для ньютоновской жидкости в гладких круглых трубах при ламинарном течении, коэффициент трения Фаннинга определяется из уравнение Пуазейля следующим образом:

$$f = \frac{16}{Re} \quad Re < 2100 \quad (1.80)$$

При турбулентном течении, коэффициент трения определяется из уравнения Блаузиуса:

$$f = \frac{0,0791}{Re^{0,25}} \quad 2100 < Re < 10^5 \quad (1.81)$$

В работе [122] исследован коэффициент трения Фаннинга в зависимости от шероховатости стенок трубы. Показано, что в диапазоне $4^{10} < Re < 10^7$ зависимость можно представить в виде:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -3,6 \log_{10} \left[\frac{6,9}{Re} + \left(\frac{\epsilon}{3,7D} \right)^{10/9} \right] \quad (1.82)$$

В работе [123] определен коэффициент трения для каналов малого размера в зависимости от шероховатости следующим образом:

$$f = -1,8 \log \left[\frac{6,9}{Re} + \left(\frac{\epsilon}{3,7D} \right)^{1,11} \right] \quad (1.83)$$

Для учёта геометрии канала вводят число Пуазейля Po , которое выражается следующим образом: $Po = fRe$. В работе [124] исследована зависимость числа Пуазейля от геометрии канала. Результаты исследования представлены в таблице 5.

В работе [125] разработана корреляция для прямоугольных каналов в зависимости от соотношения сторон AR :

$$Po = 24(1 - 1,3553AR + 1,9467AR^2 - 1,7012AR^3 + 0,9564AR^4 - 0,2537AR^5) \quad (1.84)$$

Таблица 5 — Число Пуазейля при различных формах канала [124].

Канал		Р _о
Круглый		16
Прямоугольный, соотношение сторон	1	14,23
	2	15,55
	3	17,09
	4	18,23
	6	19,7
	7	20,58
	∞	24
Плоский		24
Шестиугольник		15,05
Равнобедренный треугольник	10°	12,47
	30°	13,07
	60°	13,33
	90°	13,15
	120°	12,74
Эллипс, соотношение сторон	1	16
	2	16,82
	4	18,24
	8	19,15
	16	19,54

где AR отношение короткой стороны канала к длинной. В работе [126] исследован перепад давления в полностью заполненных гладких мини- и микроканалах при ламинарном течении. Предложены теоретические модели для разной геометрии каналов. Для прямоугольного канала аналитически получено значение от соотношения сторон AR :

$$fRe = \frac{12}{(1 - \frac{192}{\pi^5})AR \cdot th \frac{\pi}{2AR}}(1 + AR)\sqrt{AR} \quad (1.85)$$

1.15.2 Перепад давления в двухфазном потоке

В общем случае, полный перепад давления можно записать как сумму градиентов давления на трение, ускорение и стат.напор. В работе [127] исследован перепад давления в вертикальных и горизонтальных трубах диаметром от 0,74 мм до 3 мм и показано, что перепад давления на ускорение не превышает 9,7%. В случае горизонтального канала давление на статический напор равно нулю. Таким образом, в большинстве работ исследуется перепад давления на трение.

Одной из наиболее простых моделей, используемых для расчета перепада давления на трение является модель гомогенного потока. Данная модель предполагает, что двухфазный поток ведёт себя как однофазная жидкость с усредненными плотностью и вязкостью, которые рассчитываются на основе содержания газа и жидкости. Перепад давления в данной модели определяется следующим выражением:

$$\left(\frac{dP}{dL}\right) = \frac{2fG^2}{\rho_{tp}D_h} \quad (1.86)$$

где гомогенная плотность и число Рейнольдса определяются как:

$$\rho_{tp} = \left(\frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l}\right) \quad (1.87)$$

$$Re_{tp} = \frac{GD_h}{\mu_{tp}} \quad (1.88)$$

Для определения вязкости в гомогенной модели существует множество моделей. Наиболее часто используемые представлены в таблице 6.

Наиболее распространенной моделью, используемой в литературе для расчета перепада давления является модель раздельного потока. Предполагается, что каждая из фаз движется раздельно в канале со своими скоростями и взаимодействует только на границы раздела фаз. Таким образом, для расчета перепада давления смеси вычисляют отдельно перепад давления газовой и жидкостной, для чего используют двухфазные множители. Использование методов двухфазных множителей является одним из наиболее эффективных и популярных методов при разработке корреляций по перепаду давления на трение. Су-

Таблица 6 — Модели гомогенной вязкости.

Авторы	Модель μ_{tp}
Owens, 1961 [128]	$\mu_{tp} = \mu_l$
McAdams et al., 1942 [129]	$\mu_{tp} = \left(\frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_l} \right)^{-1}$
Cicchitti et al., 1960 [130]	$\mu_{tp} = x\mu_g + (1-x)\mu_l$
Dukler et al., 1964 [1]	$\mu_{tp} = \epsilon\mu_g + (1-\epsilon)\mu_l$
Beattie and Whalley, 1982 [131]	$\mu_{tp} = \epsilon\mu_g + (1-\epsilon)(1+1,25\epsilon)\mu_l$
Lin et al., 1991 [132]	$\mu_{tp} = \frac{\mu_g\mu_l}{\mu_g + x(1/4)(\mu_l - \mu_g)}$
Awad and Myuzychka, 2008 [133]	$\mu_{tp} = \frac{2\mu_g + \mu_l - 2(\mu_g - \mu_l)(1-x)}{2\mu_g + \mu_l + (\mu_g - \mu_l)(1-x)}$

существует два способа определения двухфазных множителей. При первом предполагается, что однофазные потоки и двухфазный поток имеют одинаковый полный массовый расход G . В таком случае градиенты перепада газа и жидкости обозначаются следующим образом: $\left(\frac{dP}{dL}\right)_{go}$ и $\left(\frac{dP}{dL}\right)_{lo}$. Во втором способе определения двухфазных множителей предполагается, что однофазные потоки газа и жидкости имеют массовые расходы $G_g = Gx$ и $G_l = G(1-x)$ соответственно. В этом случае градиенты перепада давления обозначаются $\left(\frac{dP}{dL}\right)_g$ и $\left(\frac{dP}{dL}\right)_l$. Описанные выше двухфазные множители определяются следующим образом:

$$\varphi_{go}^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{go}}; \quad \varphi_{lo}^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{lo}}; \quad \varphi_g^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_g}; \quad \varphi_l^2 = \frac{\left(\frac{dP}{dL}\right)_{tp}}{\left(\frac{dP}{dL}\right)_l} \quad (1.89)$$

Основным подходом используемым в литературе, является подход Локхарта и Мартинелли [134], в котором для построения корреляций используется зависимости двухфазных множителей φ_g^2 и φ_l^2 от параметра Мартинелли 1.15. В работе [135] предложена аналитическая зависимость кривой Мартинелли, которая задаётся следующими уравнениями:

$$\varphi_g^2 = 1 + CX + X^2; \quad \varphi_l^2 = \frac{1}{X} + \frac{1}{X^2}; \quad (1.90)$$

где константа C интерпретируется как константа двухфазного взаимодействия. В работе [136] полагали, что взаимодействия между фазами нет и принимали $C = 0$. В таблице 7 приведены основные корреляции для перепада давления на трение по модели раздельного потока для константы двухфазного взаимодействия в каналах малого размера. В работе [137] предложены границы для перепада давления на трение в подходе Локхарта-Мартинелли, где $C = 5$ (корреляция Локхарта Мартинелли, когда течение жидкости и газа ламинарные) была принята за верхнюю границу, а $C = 0$ [136] за нижнюю. В работе [138] исследовались прямоугольные микроканалы с различным соотношением сторон и было показано, что верхняя граница была немного недооценена, хотя нижняя хорошо соответствовала данным.

Таблица 7 — Основные параметры экспериментов по исследованию течения двухфазного потока в прямоугольных каналах малого размера

Источник	Корреляция	Канал
1	2	3
Lockhart and Martinelli, 1949 [134]	Ламинарный поток: $C = 5$; поток жидкости ламинарный, а поток газа турбулентный: $C = 10$; ; поток жидкости турбулентный, а поток газа ламинарный: $C = 12$; поток турбулентный: $C = 20$	$D_h = 1,49 - 25,83$ мм
Mishima and Hibiki, 1996 [17]	Прямоугольные каналы: $C = 21[1 - \exp(-319 \cdot 10^{-6} D_h)]$; круглые каналы: $C = 21[1 - \exp(-333 \cdot 10^{-6} D_h)]$	$D_h = 1,05 - 4,08$ мм

1	2	3
Lee and Lee, 2001 [139]	Ламинарный поток: $C = 6,883 \cdot 10^{-8} \lambda^{-1,317} \psi^{0,719} Re_{lo}^{0,557}$; поток жидкости ламинарный, а поток газа турбулентный: $C = 3,627 Re_{lo}^{0,174}$; ; поток жидкости турбулентный, а поток газа ламинарный: $C = 6,85 \cdot 10^{-2} Re_{lo}^{0,726}$; поток турбулентный: $C = 6,85 \cdot 10^{-2} Re_{lo}^{0,451}$, где $\psi = \frac{\mu_l U_l}{\sigma}$; $\lambda = \frac{\mu_l^2}{\rho_l \sigma D_h}$	$D_h = 0,78 - 6,67$ мм
Hwang and Kim, 2006 [2]	$C = 0,227 Re_{lo}^{0,452} X^{-0,32} N_{conf}^{-0,82}$	$D = 0,244$ мм; 0,43 мм; 0,792 мм
Qu and Mudawar, 2003 [140]	$C = 21(1 - e^{-319 D_h})(0,00418 G + 0,0613)$	21 параллельный канал сечением 231x713 мкм
Lee and Mudawar, 2005 [141]	Для ламинарного потока газа $C = 2,16 Re_{lo}^{0,047} We_{lo}^{0,6}$	канал сечением 231x713 мкм
Sun and Mishima, 2009 [142]	$C = 1,79 \left(\frac{Re_g}{Re_l} \right)^{0,4} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,5}$	$D_h = 0,506 - 12$ мм
Li and Wu, 2010 [143]	Для $Eo \leq 1,5$ $C = 11,9 Eo^{0,45}$; для $1,5 < Eo \leq 11$ $C = 109,4 (Eo Re_l^{0,5})^{-0,56}$	$D_h = 0,148 - 3,25$ мм
Zhang et al., 2010 [144]	Поток жидкость-газ $C = 21[1 - exp(-0,674/N_{conf})]$; Поток жидкость-пар $C = 21[1 - exp(-0,142/N_{conf})]$	$D_h = 0,07 - 6,25$ мм

1	2	3
Kim and Mudawar, 2012 [145]	Ламинарный поток: $C = 0,39 Re_{lo}^{0,03} Su_{go}^{0,1} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,35}$; поток жидкости ламинарный, а поток газа турбулентный: $C = 8,7 \cdot 10^{-4} Re_{lo}^{0,17} Su_{go}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,14}$; ; поток жидкости турбулентный, а поток газа ламинарный: $C = 0,0015 Re_{lo}^{0,59} Su_{go}^{0,19} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,36}$; поток турбулентный: $C = 3,5 \cdot 10^{-5} Re_{lo}^{0,44} Su_{go}^{0,5} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,48}$	$D_h = 0,0695$ — 6,22 мм

1.16 Выводы, постановка задач исследования

Анализ экспериментальных данных по исследованию течения двухфазного потока в круглых трубах, треугольных и прямоугольных каналах с малым поперечным размером позволяет сделать следующие выводы. Выполненные исследования двухфазного потока в мини- и микроканалах не всегда имеют однозначный характер, содержат противоречия и имеют разные трактовки. В большинстве работ выделены следующие режимы двухфазного течения: пузырьковый, снарядный и кольцевой, которые присутствуют во всех каналах. Обнаружены также новые режимы течений или разновидности уже известных режимов течения: вспененный, струйный, раздельный, волновой, капельный и др. Однако, в большинстве работ четких критериев по переходу от одного режима к другому не выделяется. Во многих работах эти переходы определяются качественно и не могут обеспечивать достаточную точность при повторении экспериментов. Границы между режимами существенно отличаются в зависимости от условий эксперимента. Необходимо разработать достоверную экспериментальную методику для количественного определения критериев границ между режимами. Во многих работах используются круглые каналы, хотя прямоугольные каналы имеют большую перспективу для использования в системах термостабилизации. В прямоугольных каналах картина течения качественно соответствует

режимам в трубах, хотя границы между режимами существенно отличаются. Появляются два линейных размера, и в зависимости от их отношений существенно меняется картина процесса. Из таблицы 2 следует, что основные исследования двухфазных течений проводились в каналах с отношением сторон менее 5. В работах [32; 33; 35; 39] выполнены исследования в вертикальных плоских каналах, а режимы газо-жидкостных течений в горизонтальных каналах с отношением сторон более 10 рассмотрены только в публикациях [51; 52; 57]. Таким образом, необходимо детальное исследование в широких прямоугольных микроканалах. Наиболее распространенные модели для определения перепада давления, используемая в литературе - это гомогенная и модель раздельного потока. Однако, большинство экспериментов проведены в макро- и микроканалах круглого и квадратного сечения. Необходимо выполнить дополнительные исследования в щелевых микроканалах в широком диапазоне расходов газа и жидкости. При изменении размеров канала меняется и влияние сил на двухфазный поток. Необходимо провести исследования новых режимов течения, которые появляются в микроканалах и их особенностей. Существенным оказывается и влияние параметров жидкости. Однако, количество исследований в плоских микроканалах ограничено. Необходимо провести дополнительные эксперименты и исследовать влияние свойств жидкости на двухфазное течение в плоских микроканалах. Структура двухфазного течения в микроканалах до конца не изучена. Существует огромное количество параметров, влияющих на структуру двухфазного потока. До сих пор не существует модели, которая достаточно точно предсказывала бы режимную карту для большинства рассмотренных каналов. Необходимо исследовать применимость используемых в литературе моделей к щелевым микроканалам, а также разработать модель, описывающую переход к пленочным режимам течения, важным для практических приложений.

Глава 2. Описание экспериментальной установки и методики исследования.

2.1 Экспериментальная установка

Для проведения экспериментов в микроканале был сконструирован рабочий участок и собрана установка. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.1. Газовая смесь подается в центральную часть микроканала из баллона (13). Расход газа регулируется от 20 до 10000 мл/мин и поддерживается постоянным при помощи регулятора расхода El-Flow фирмы Bronkhorst (14). Газ подается в газовую камеру (8), из которой поступает в микроканал через газовое сопло (2). Расход жидкости меняется от 0,5 до 100 мл/мин при помощи высокоточного шприцевого насоса Cole-Parmer EW-74905-54 (15). Жидкость вводится в микроканал через вход для жидкости (1). В качестве жидкости используется особо чистая дистиллированная деионизированная нанофильтрованная вода, которая предварительно очищается при помощи установки Direct-Q® 3 UV. Проводимость воды измерялась перед экспериментом. Характеристики исследуемой жидкости приведены в таблице 8. В качестве газа используется азот высокой чистоты. Расстояние между газовым и жидкостным соплом составляет около 70 мм. Давление в газовой камере (8) измеряется датчиком давления WIKA Type P-30 (16). Данные датчика давления и текущий расход газа записываются в файл на персональном компьютере (17).

Таблица 8 — Характеристики жидкости, очищенной при помощи установки Direct-Q® 3 UV.

Сопротивление	18.2 МОм·см при 25°C
Проводимость	0.056 мкСм/см при 25°C
Содержание общего органического углерода (ТОС)	< 5 мкг/л (ppb)
Микроорганизмы	< 0.1 КОЕ/мл

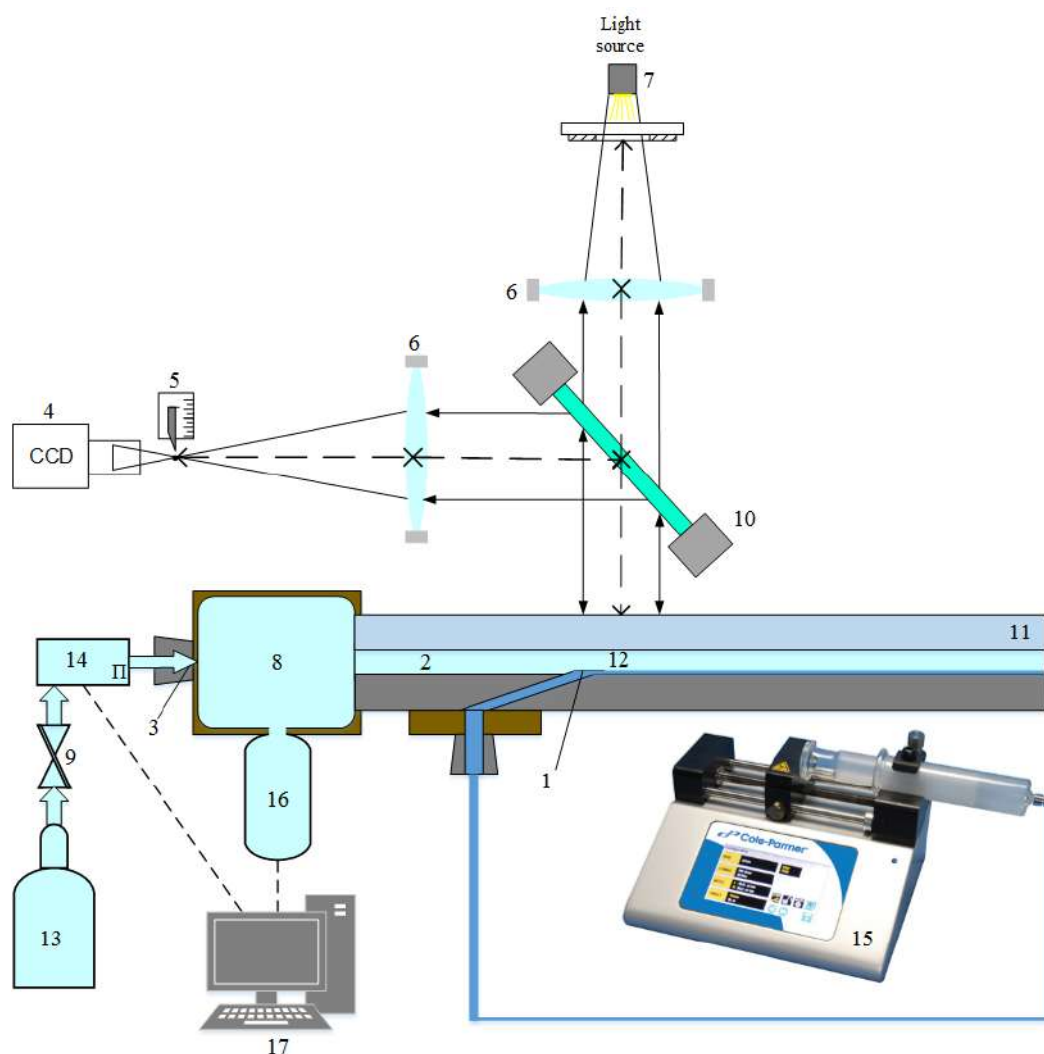


Рисунок 2.1 — Принципиальная схема экспериментальной установки: (1) ввод жидкости в микроканал; (2) микроканал; (3) ввод газа в микроканал; (4) цифровая фотокамера; (5) шпирен-нож; (6) линзы; (7) источник света; (8) газовая камера; (9) редуктор; (10) полупрозрачное зеркало; (11) оптическое стекло; (12) зона наблюдения; (13) баллон с газом; (14) регулятор и датчик измерения расхода; (15) прецизионный шприцевой насос высокой точности; (16) датчик давления; (17) персональный компьютер.

Схема рабочего участка приведена на рис. 2.2. Он состоит из двух параллельных пластин длиной 160 мм и шириной 55 мм (сверху – из стекла, снизу – из нержавеющей стали), расстояние между которыми задается двумя константовыми прокладками толщиной от 50 до 150 мкм. В нижней пластине под углом 11° сделано сопло, через которое в пространство между пластинами подается жидкость с помощью высокоточного шприцевого насоса. Размеры

микроканала: длина – 160 мм, ширина – от 10 до 40 мм, высота – от 50 до 150 мкм.

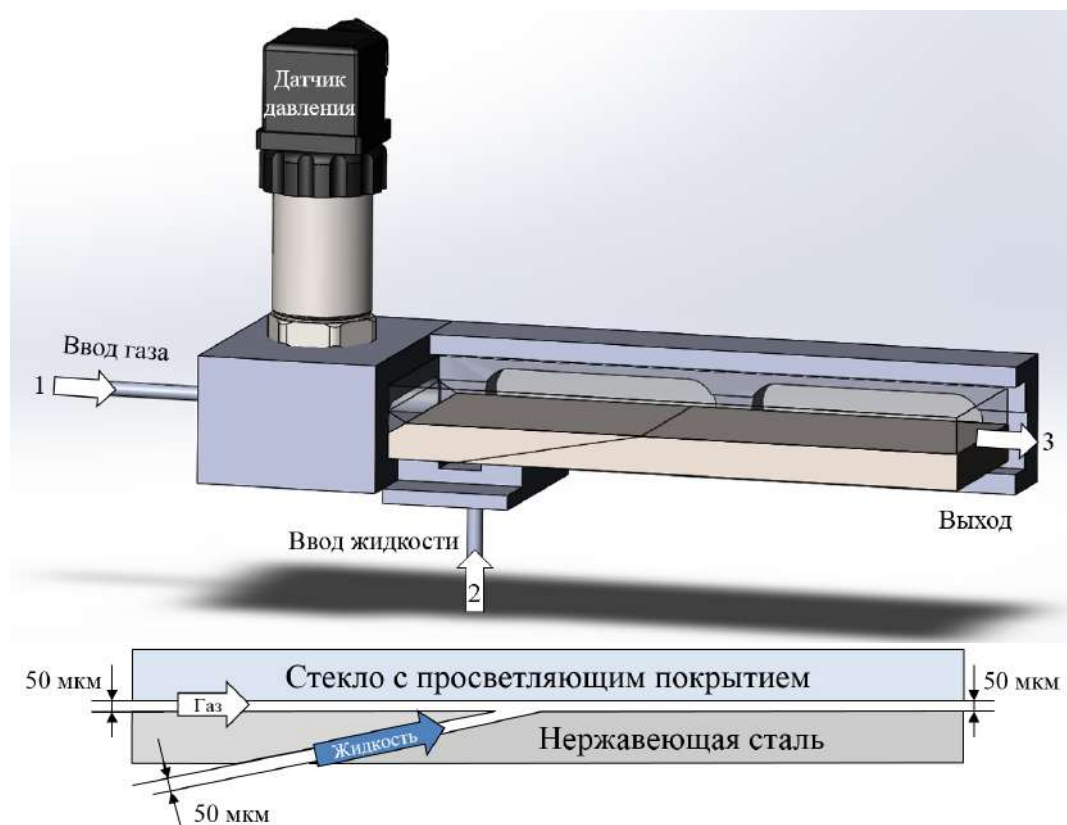


Рисунок 2.2 — Рабочий участок: (1) вход газа в микроканал; (2) вход жидкости в микроканал; (3) выход двухфазной смеси.

Сборка рабочего участка производилась следующим образом: константановые прокладки зажимались между пластинами из нержавеющей стали и кварцевым стеклом при помощи U-образных держателей из латуни. Сопло для жидкости задавалось также при помощи константановых прокладок. Рабочий участок герметизировался при помощи силиконового герметика. Ширина микроканала изменялась за счет использования различных вставок, которые задавали высоту и ширину микроканала. На стекло предварительно наносилось просветляющее покрытие (стекло К-8 с четырехслойным напылением HfO_2 (тонкий слой) + SiO_2 (тонкий слой) + HfO_2 (толстый слой) + SiO_2 (толстый слой)). Пластина из нержавеющей стали предварительно обрабатывалась шлифовкой абразивом М40 с характерным размером гранул 28-40 мкм.

2.2 Методика исследования

Регистрация взаимодействия газового потока с жидкостным осуществлялась в области 12 (рис. 2.1) цифровыми видео- и фотокамерами. Для изучения взаимодействия жидкости и газа в каналах был использован шлирен-метод.

2.2.1 Шлирен- метод

Схема установки с визуализацией шлирен- методом показана на рис. 2.1. Шлирен-метод используется для регистрации и визуализации деформаций поверхности тонкой пленки жидкости. Свет от источника проникает в микроканал с газожидкостным потоком через диффузор (7), линзу (6), полупрозрачное зеркало (10) и оптическое стекло (11). Свет, отраженный от границы раздела газ-жидкость передается через полупрозрачное зеркало (10), линзу (6) и фильтр объектива камеры (4). Перемещаемый микровинтом нож (5) вырезает центральную часть светового потока. В результате камера фиксирует изображение в оттенках серого, где каждому уровню серого соответствует определённый угол наклона границы раздела жидкость-газ.

Для визуализации двухфазного течения использовалась скоростная камера FASTCAM-500M и цифровая камера Nikon D7000 в режиме шлирен-фотографии. Тарировка используемой методики производилась следующим образом: сначала в микроканал подавался только газ и записывалось изображение, когда все стенки микроканала являются осушенными, рис. 2.3а. Затем в микроканал подавалась жидкость и небольшой расход газа, чтобы жидкость не попадала в газовую камеру. В таком режиме отчетливо наблюдается разница между областью микроканала, заполненной жидкостью (4) и несмоченная область на верхней и нижней стенках микроканала (3), рис. 2.3б. Эта область находится на краях микроканала и составляет по ширине несколько миллиметров. После этого в микроканал подавался большой расход газа и небольшой расход жидкости для того, чтобы начала формироваться пленка на нижней стенке микроканала, рис. 2.3в. В таком режиме можно наблюдать движение тонкой пленки

жидкости на нижней стенке микроканала (5). Также формируются подвижные вертикальные жидкостные перемычки, между верхней и нижней стенками канала (4) и набросы жидкости на верхнюю стенку микроканала (6). Следующим шагом была визуализация пленки на верхней стенке микроканала, для этого в микроканал подавались большие расходы газа и жидкости, рис. 2.3г. Возле сопла жидкости формировалась пленка на нижней стенке микроканала (5). Пленка на верхней стенке микроканала (6) формировалась на расстоянии нескольких миллиметров от входа жидкости в канал. Также можно наблюдать в таком режиме движение вертикальных жидкостных перемычек (4). Таким образом были выделены основные типы течения газо-жидкостного потока в микроканале. Следует отметить, что данная методика позволяет зарегистрировать основные характеристики двухфазного течения: жидкостные перемычки между верхней и нижней стенок микроканала, пленку на верхней и нижней стенках микроканала.

Постобработка

Толщины плёнок оценивались из моделей, описанных в разделе 1.14, а также исходя из наблюдаемой картины интерференции от светового источника. Так как интерференционная картина наблюдается только если оптическая разность хода двух волн не превышает длину когерентности, толщина плёнки может быть оценена исходя из длины волны когерентности для видимого света и составляет 0.5 мкм. Толщина пленки, оцененной по моделям для пузырькового режима, составляет от 0,7 до 3 мкм в зависимости от расходов газа и жидкости. Толщина пленки для отдельного и кольцевого режимов, оцененная по моделям, составляет от 3 до 5 мкм в зависимости от расходов газа и жидкости. Максимальные значения толщины пленки наблюдаются в переходных режимах. Стоит отметить, что данные модели оценивают толщину пленки сверху, реальные значения толщины пленки меньше, что подтверждается наблюдаемой интерференцией.

Полученные изображения обрабатываются при помощи разработанного алгоритма, позволяющего получить локальное газосодержание, характерные об-

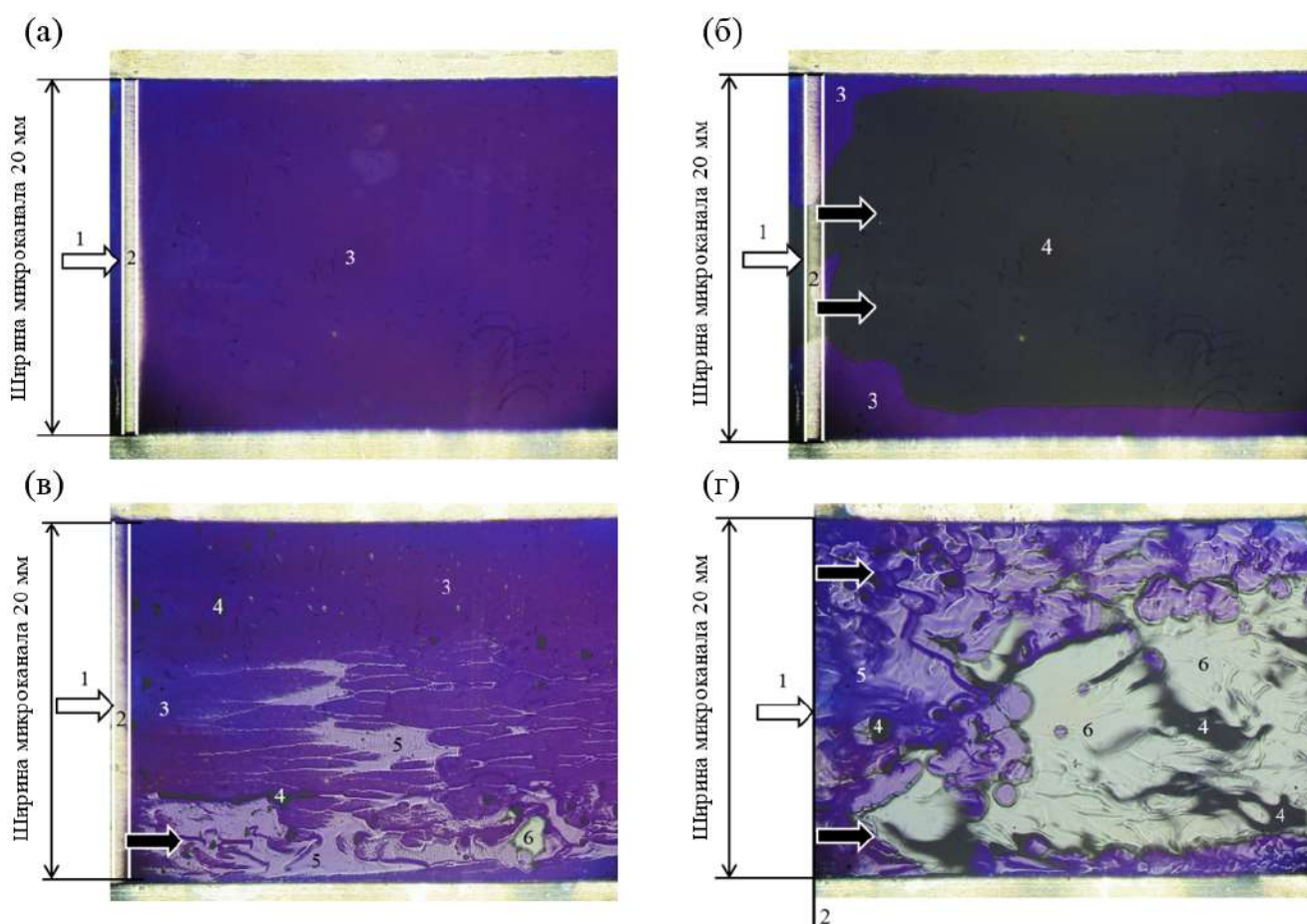


Рисунок 2.3 — Тарировка шлирен-метода с использованием цифровой камеры Nikon D7000. (1) вход газа в микроканал; (2) щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости; (3) несмоченная область на верхней и нижней стенках микроканала; (4) область микроканала, заполненная жидкостью; (5) пленка на нижней стенке микроканала; (6) пленка на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

ласти пленок на верхней и нижней стенках микроканала и частоту образования пузырьков. Для вычисления области, занятой жидкостью, течение принималось плоским. Такое допущение справедливо, т.к. толщина пленки составляет менее 10% от высоты канала при переходных режимах и менее 5% для развитых режимов. Газосодержание и характерные области пленок вычисляются следующим образом (рис. 2.4): полученные модификацией шлирен-метода изображения (1) очищаются от бликов и прочего шума путем вычитания из исходного изображения фона (2). Фон либо записывается камерой в процессе эксперимента, либо вычисляется путем нахождения среднего кадра. В результате получается очищенное изображение (3). Далее, путем выбора цветового оттенка определяется

исследуемая величина (4) - газосодержание, либо характерная область пленки на верхней стенке канала. Затем производится анализ градиентов изображения (5) и вычисляется характерное значение исследуемой величины времени, а также среднее значение.

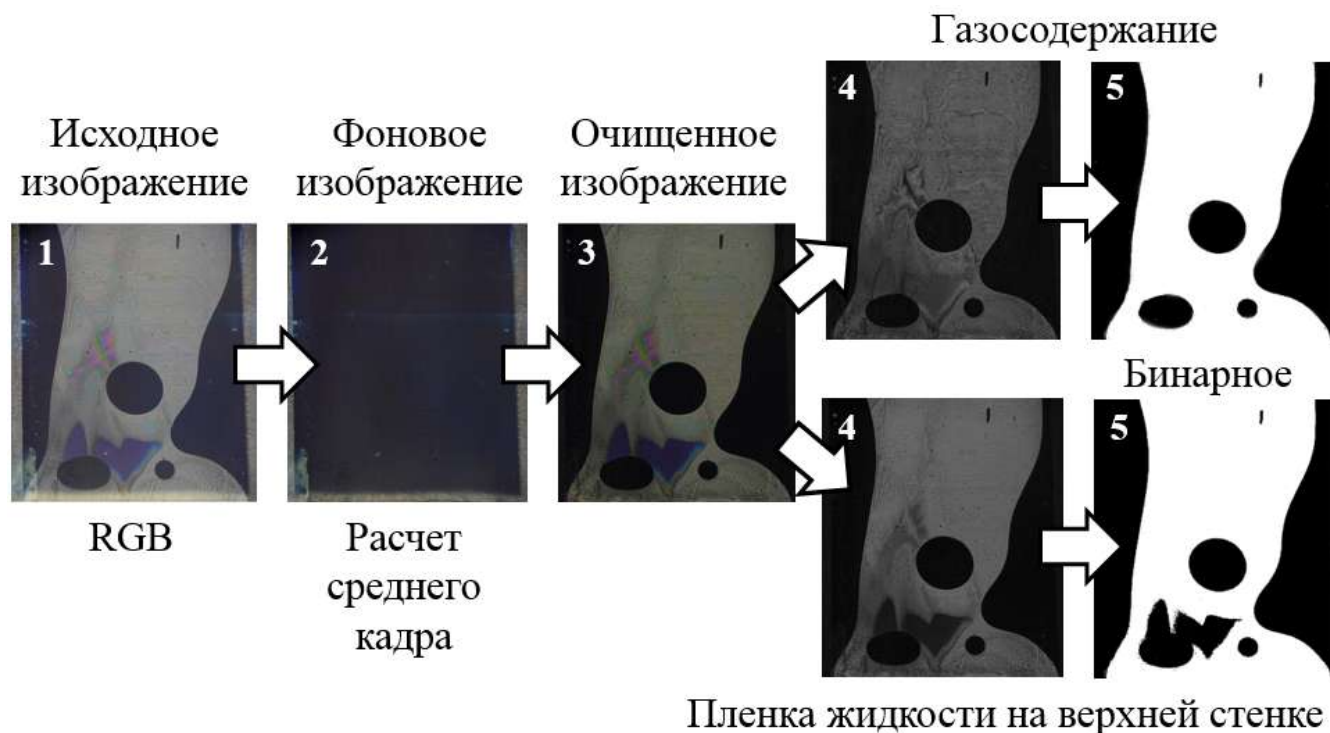


Рисунок 2.4 — Вычисление локального газосодержания и характерной области пленки жидкости на верхней стенке микроканала.

Частота образования пузырьков вычислялась подобным образом (рис. 2.5): полученные модификацией шпирен-метода изображения (1) очищаются от бликов и прочего шума путем вычитания из исходного изображения фона (2). В результате получается очищенное изображение (3). Далее выбирается цветовой оттенок, соответствующий пузырькам (4). Затем происходит анализ градиентов изображения и при помощи специального алгоритма изображение разбивается на области, где каждая область соответствовала пузырьку. На показанном примере выделено четыре области: a, b, c и d. Количество таких областей соответствует количеству пузырьков. Также можно измерить размер пузырьков, их положение и скорости. При измерении количества пузырьков учитывались только пузыри, полностью входящие в кадр. Для анализа достоверности работы программы в реальном времени выводились изображения, где на исходное изображение нанесена исследуемая область, определяемая программой. При этом, за счет того, что программа

анализирует для каждого режима около 3000 кадров, точность нахождения средних величин составляет более 90

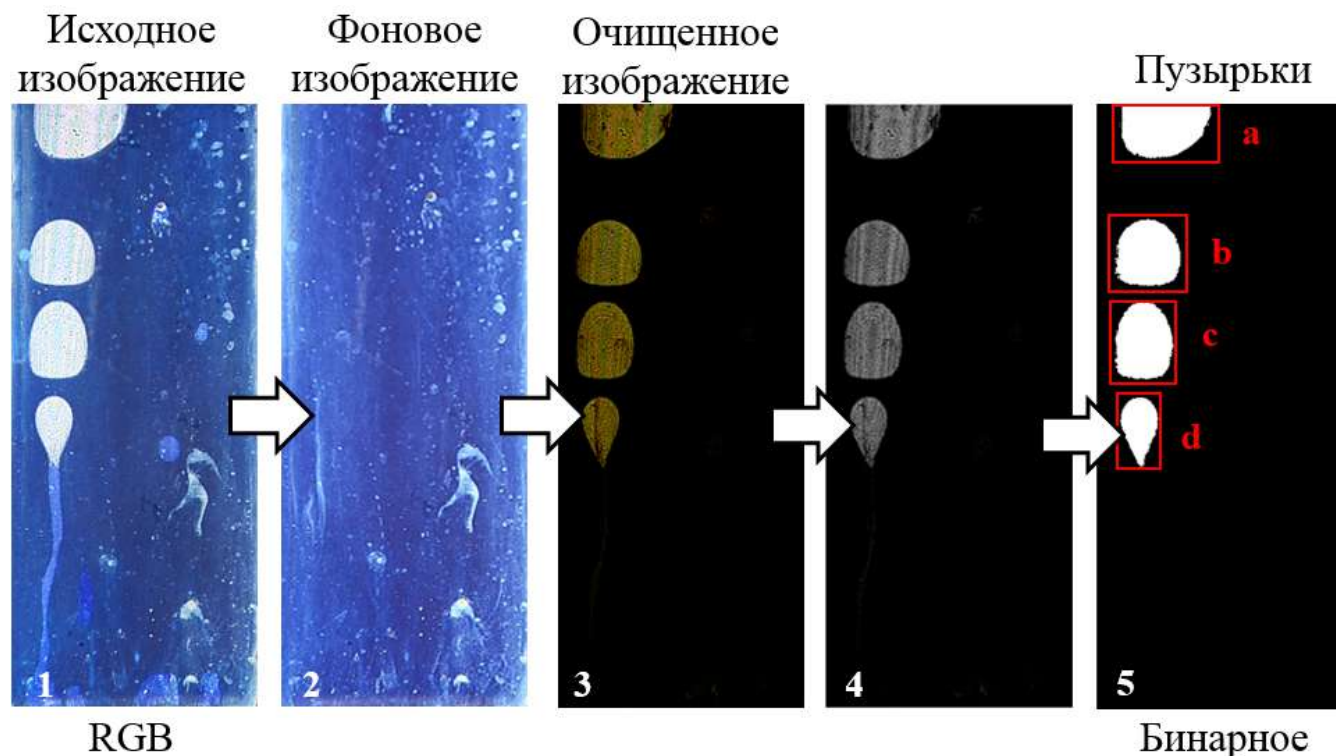


Рисунок 2.5 — Вычисление количества пузырьков в микроканале.

2.2.2 Вспомогательные методы

Конфокальный метод

После сборки была измерена в нескольких точках высота микроканала с использованием конфокального метода при помощи установки confocalDT IFC2451. Суть конфокального метода заключается в том, что датчик проецирует полихроматический (белый) свет на поверхность исследуемого образца, рис. 2.7. Внутри сенсора расположены линзы, которые при помощи контролируемой хроматической аберрации фокусируют каждую длину волны света на определенном расстоянии. После отражения от поверхности исследуемого образца, в датчик попадает свет, который передается в контроллер. За этим следует

спектральный анализ, далее при помощи данных, полученных контроллером, вычисляется расстояние до объектов от которых отражается свет.

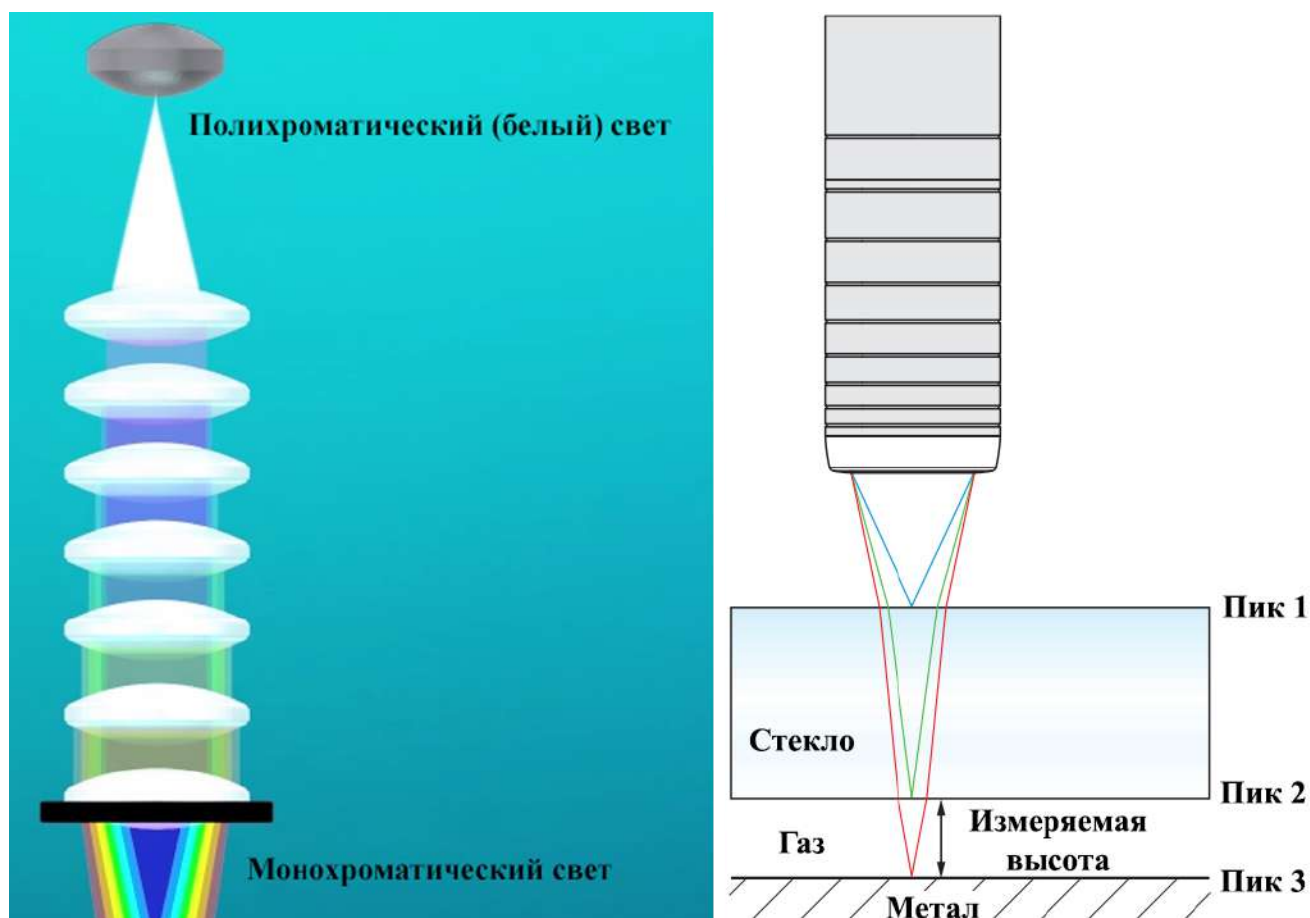


Рисунок 2.6 — Схема конфокального метода.

При измерении высоты канала сквозь стекло каждая граница между различными материалами отражает часть света. Первый пик отражается от поверхности стекла, второй от верхней стенки микроканала и третий от нижней стенки. Измеряется дистанция между вторым и третьим пиком, которая соответствует высоте микроканала. Поскольку преломление лучей изменяется, показатели преломления всех материалов учитываются при расчете высоты. Чтобы точно отделять пики в видеосигнале, слои не должны быть слишком тонкими по отношению к диапазону измерения (базовое значение: минимальная высота около 10% диапазона измерения).

Метод лежащей капли

Перед экспериментом были проведены измерения краевых углов смачивания пластин из нержавеющей стали и стекла при помощи метода лежащей капли с использованием установки KRUSS DSA 100. Анализ формы капли — это метод анализа изображения для определения краевого угла или поверхностного/межфазного натяжения. При измерении нескольких лежащих капель с разной полярностью можно рассчитать СЭП. Капля располагается на твердой поверхности (лежащая капля) или висит на кончике иглы (висящая капля). Изображение капли записывается с помощью камеры и передается в программу для анализа формы. Распознавание контура изначально проводится на основе серого изображения капли. На втором этапе, подбирается геометрическая модель контура капли.

Краевой угол - это угол между рассчитанным контуром капли и поверхностью образца, проекция которой на изображении капли называется базовой линией. Краевой угол (угол смачивания) измеряет смачиваемость твердой поверхности жидкостью. В случае полного смачивания (растекания) краевой угол 0° . Между 0° и 90° твердая поверхность смачивается жидкостью, если угол больше 90° - не смачивается. В случае ультрагидрофобности материалов возникает, так называемый эффект лотоса - краевой угол достигает теоретического предела 180° . Согласно уравнению Юнга, есть соотношение между краевым углом θ , поверхностным натяжением жидкости σ_l , межфазным натяжением γ_{sl} жидкость - твердая поверхность, а также свободной энергией поверхности σ_s .

$$\sigma_s = \gamma_{sl} + \sigma_l \cdot \cos \theta \quad (2.1)$$

Существуют различия между разными путями измерения капли:

- Краевой угол может быть измерен на статических каплях. Капля формируется до измерения и имеет постоянный объем в течение всей процедуры.
- Краевой угол измеряется на динамических каплях. Краевой угол измеряется в течение всего времени натекания/отекания капли; во время измерения постоянно формируется новая поверхность. Краевой угол,

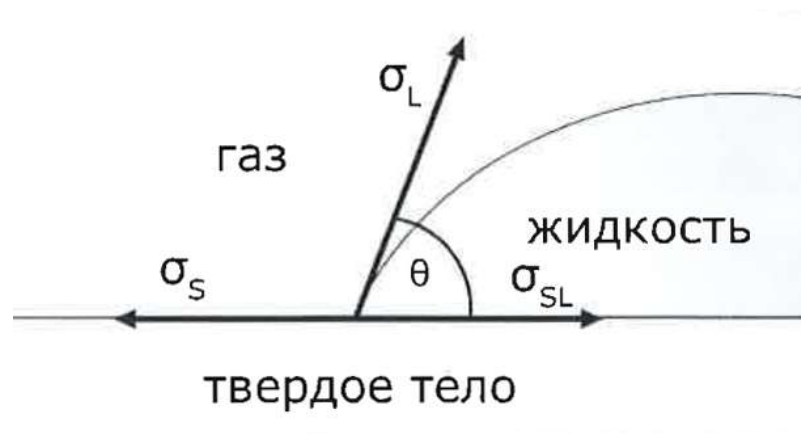


Рисунок 2.7 — Измерение краевого угла.

измеренный при увеличении капли, называется «углом натекания», измеренный при уменьшении капли - «углом оттекания».

Статический краевой угол При статическом методе размер капли не меняется в течение всего измерения, но это не означает, что угол контакта всегда остается постоянным, наоборот, воздействие внешних факторов может привести к изменению со временем краевого угла.

Примеры внешних воздействий:

- испарение жидкостей
- переход ПАВ с твердой поверхности на жидкую
- вещества, растворенные в капле, переходят на поверхность (или наоборот)
- протекание химических реакций между жидкостью и твердым телом
- растворение твердого тела в жидкости

Использование статического метода подходит для изучения изменения краевого угла во времени. Другое преимущество данного метода - это отсутствие иглы шприца в капле во время измерения, что может привести к разрушению капли (особенно при малом размере). Отдельные материалы, которые имеют нежесткую поверхность (например, резина), лучше исследовать статическими методами, т.к. в таких случаях динамические методы имеют низкую воспроизводимость. Однако изменение свойств во времени часто мешают анализам. В качестве источника ошибки также может выступить пятнышко, царапина на образце, любая неоднородная поверхность будет иметь отрицательный эффект в точности измерения, что может быть сведено к минимуму в динамических методах.

Динамический краевой угол. Динамический угол контакта описывает процессы на границе твердое тело/жидкость во время увеличения объема капли (наступающий угол) или при уменьшении капли (отступающий угол), т.е. во время смачивания и осушения. Граница не образуется мгновенно, для достижения динамического равновесия требуется время. Не следует выбирать слишком большую скорость подачи жидкости для динамических углов, т.к. краевые углы, измеряемые у границ, не успеют вовремя сформироваться. Однако и слишком медленную скорость не надо устанавливать, т.к. можно не заметить какие-то важные эффекты. Из практики рекомендуется устанавливать поток жидкости 5-15 мл/мин; более высокие скорости потока следует использовать только для имитации динамических процессов. Для высоковязких жидкостей (например, глицерина), скорость формирования капли будет иметь более низкие пределы.

Угол натекания. Во время измерения нарастающего угла игла шприца остается в капле на протяжении всего опыта. Из практики известно, что на поверхности твердого тела сначала образуется капелька диаметром 3-5 мм (при диаметре иглы 0,5 мм, которая используется фирмой KRUSS), а потом она расплывается по поверхности. В начальный момент угол контакта не зависит от размера капли, т.к. сильны адгезионные силы с иглой. При определенном размере капли угол контакта становится постоянным, именно в этот момент можно проводить измерения.

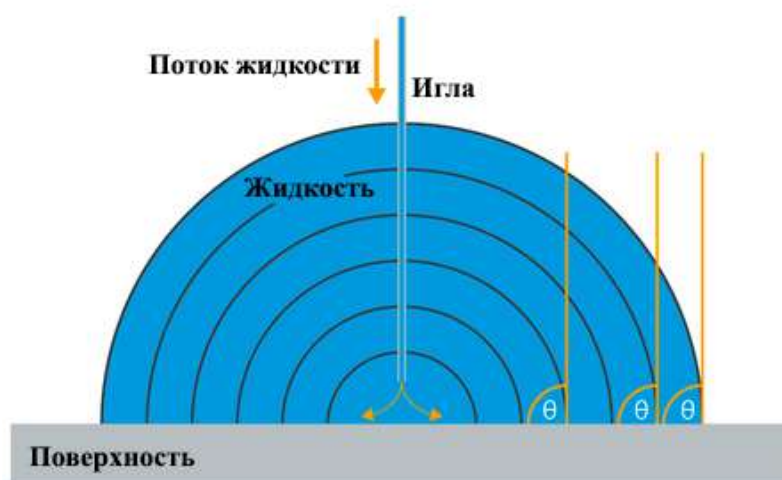


Рисунок 2.8 — Натекающий краевой угол.

Угол оттекания. Во время измерения отступающего угла размер капли уменьшается, т.к. поверхность осушается. С помощью различий между нарастающими и отступающими углами можно сделать заключение о неровностях поверхности или ее химической неоднородности. На практике относительно большая капля (приблизительно 6 мм в диаметре) помещается на поверхность и затем медленно уменьшается за счет всасывания через иглу.

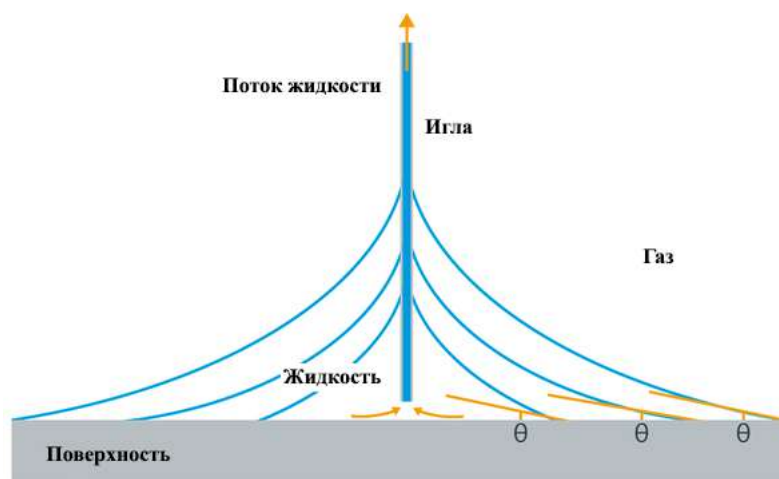


Рисунок 2.9 — Оттекающий краевой угол.

Методы оценки формы капли. Основа для определения краевого угла - изображение капли на поверхности. В программе DSA 100 с помощью переходов серого цвета на изображении определяется действительная форма капли и линия контакта (базовая линия). Если более точно, для получения точки наибольших изменений в яркости программное обеспечение рассчитывает корень второй производной уровня яркости. Для найденной формы капли подбирают математическую модель, которая затем используется для расчета краевого угла. Таким образом, методы расчета краевого угла смачивания различаются по математическим моделям, которые лежат в основе определения формы капли. Оценивается или полная форма капли, или только ее часть в области контакта. Все методы определяют краевой угол, как тангенс угла наклона касательной к контуру капли в точке касания капли твердой поверхности.

Тангенциальный метод 1. Полный контур лежащей капли подгоняется под уравнение конических секторов. Производная этого уравнения в точке пересечения линии контура с базовой линией дает наклон касательной в точ-

ке контакта трех фаз, следовательно, краевой угол. Если необходимо измерять динамические краевые углы, этот метод можно использовать только, если игла не сильно разрушает форму капли.

Тангенциальный метод 2. Часть контура лежащей капли, лежащая около базовой линии, подгоняется под уравнение полинома типа:

$$y = a + bx + cx^{0,5} + d/\ln x + e/x^2 \quad (2.2)$$

Наклон касательной в точке касания трех фаз (краевой угол) определяется с помощью итеративного подбора параметров. Эта функция - результат многочисленных теоретических моделирований. Метод точный с математической точки зрения, но чувствителен к разрушению области контакта, например, за счет загрязнений или неоднородности поверхности. Т.к. оценивается только область контакта, то метод подходит для динамических краевых углов. Тем не менее, этот метод требует отличного качества изображения, особенно в области контакта.

Метод высоты/ширины. В этом методе определяется высота и ширина капли. Если линия контура, заключенная в прямоугольник, выглядит как часть окружности, то краевой угол можно рассчитать на основании высоты/ширины прямоугольника, в который вписана капля. Чем меньше капля, тем более точна аппроксимация; предполагается, что малые капли имеют сферическую форму. Т.к. высота капли не может быть определена точно, когда игла остается в капле, то этот метод не подходит для динамических краевых углов. Другой недостаток метода - капля должна быть симметричной, даже небольшие различия можно рассмотреть визуально.

Метод окружности. Как и в методе высоты/ширины, в этом методе для контура капли подбирается сегмент окружности. Однако, краевой угол рассчитывается не на основе прямоугольника, а на основе уравнения сегмента окружности. Условия для применения этого метода аналогичны методу высоты/ширины, только игла в капле будет меньше влиять на результаты.

Метод Юнга-Лапласа (подбор лежащей капли). Самый сложный, но и теоретически самый точный метод для расчета краевого угла - подбор уравнения Юнга-Лапласа. В этом методе оценивается полный контур капли; при подборе учитывается не только межфазные взаимодействия, которые определяют контур капли, но и то, что капля разрушается за счет веса жидкости. После успешного подбора уравнения Юнга-Лапласа определяется краевой угол, как наклон касательной в точке касания трех фаз.

Если известен фактор усиления изображения капли (определяется с помощью иглы в кадре), то также можно определить межфазное натяжение; однако расчет возможен только для краевых углов до 30° . Более того, эта модель подразумевает симметричную форму капли, поэтому не может использоваться для динамических углов, в которых игла остается в капле.

Исследование смачиваемости стенок канала. Для исследования смачиваемости стенок канала на установке KRUSS DSA 100 натекающий угол измерялся тангенциальным 1 методом, а оттекающий - тангенциальным 2. В результате с частотой 2 Гц измерялись углы смачивания и базовый диаметр капли. Для точного расчета натекающего и оттекающего контактных углов рассчитывалась скорость контактной линии. В результате, строилась зависимость значения контактного угла от скорости контактной линии. На рис. 2.10 показан гистерезис контактного угла для кварцевой подложки с просветляющим покрытием. Натекающий краевой угол составил 74° , а оттекающий - 25° .

Метод висящей капли

Измерения поверхностного натяжения используемых производились методом висящей капли на установке KRUSS DSA 100. Если капля жидкости висит на игле шприца, то по характеристикам ее формы и размера можно определить поверхностное натяжение. Необходимое условие - капля должна находиться в гидромеханическом равновесии.

При гидромеханическом равновесии силы гравитации, действующие на каплю и зависящие от высшей точки, соответствуют давлению ЛАПЛАСА, ко-

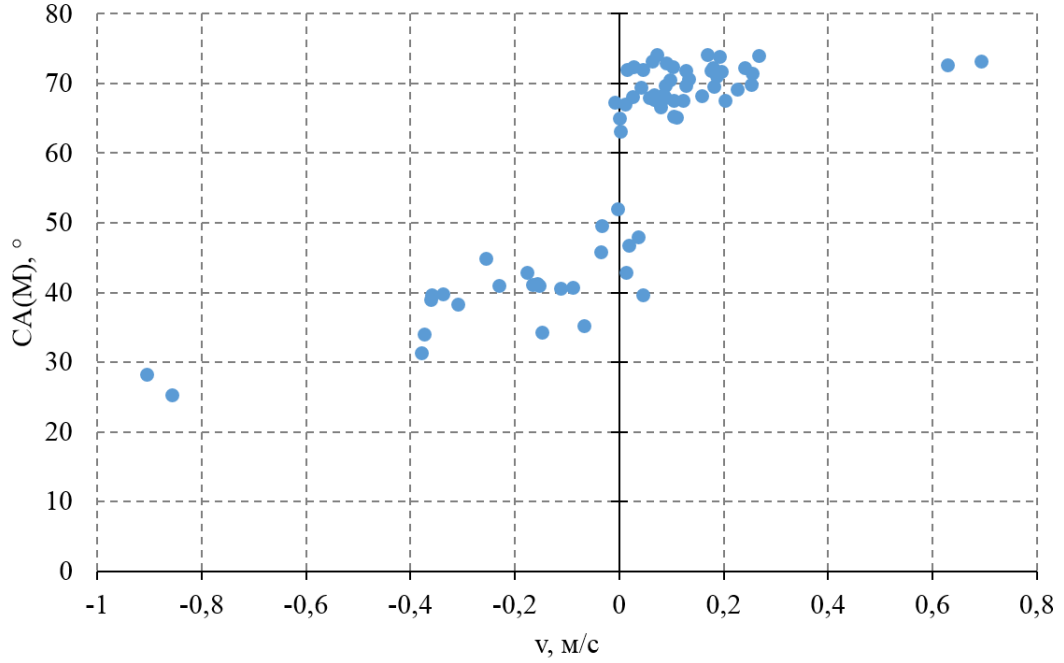


Рисунок 2.10 — Гистерезис контактного угла для кварца.

торое приходится на изгиб капли в этой точке. Давление ЛАПЛАСА рассчитывают исходя из радиусов изгибов:

$$\Delta P = \sigma \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.3)$$

Это уравнение описывает различия между давлениями над и под искривленной поверхностью капли; изменение давления ΔP - это разность давления вне капли и внутри нее.

Для висящей капли, которая симметрична относительно оси Z, можно дать аналитически точное геометрическое описание радиусов изгибов. При гидромеханическом равновесии существует равновесие сил:

$$\Delta P - \Delta P_P = z \cdot \Delta \rho \cdot g \quad (2.4)$$

где ΔP - перепад давлений на внутренней и внешней поверхности капли у вершины; ΔP_P - перепад давлений на внутренней и внешней поверхности капли в точке P ; $\Delta \rho$ - разница плотностей капли и окружающей фазы (газа или жидкости); g - постоянная гравитационного поля ($9,81 \text{ м/с}^2$); z - координата по вертикальной оси.

С помощью главной кривизны k (величина обратная радиусу кривизны r) и уравнения Юнга-Лапласа (уравнение 2.3) получается:

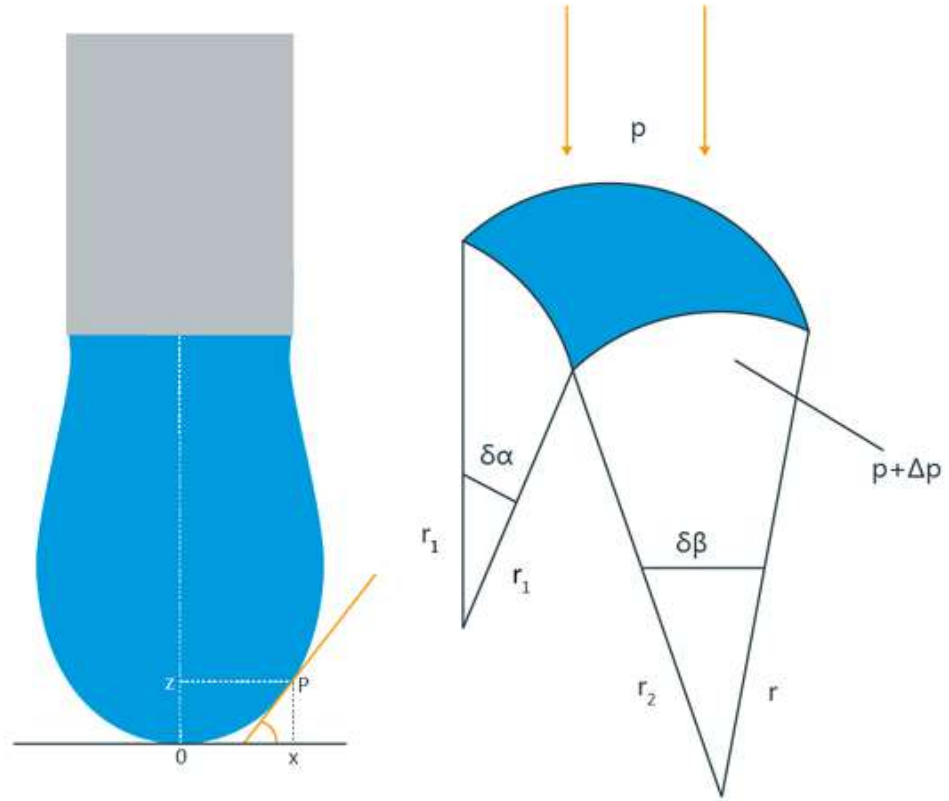


Рисунок 2.11 — Метод висящей капли.

$$\Delta P = \sigma \cdot (k_{,1} + k_{,2}) \quad (2.5)$$

$$\Delta P_P = \sigma \cdot (k_{P,1} + k_{P,2}) \quad (2.6)$$

Т.к. капля аксиально симметрична, то главная кривизна в вершине одинакова по всем направлениям. На основе дифференциальной геометрии определяется аналитическое выражение для кривизны в точке P:

$$k_{P,1} = \frac{d\Phi}{ds} = \left(\frac{d^2z}{dx^2} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right)^{-3/2} \quad (2.7)$$

$$k_{P,2} = \frac{\sin\Phi}{x} = \left(\frac{dz}{dx} \right) \cdot \frac{1}{x} \cdot \left(1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (2.8)$$

Получается соотношение:

$$\frac{d\Phi}{ds} = 2k - \frac{z \cdot \Delta\rho \cdot g}{\sigma} - \frac{\sin\Phi}{x} \quad (2.9)$$

где s - длина дуги вдоль контура, Φ - угол между касательной в точке P и осью X .

Уравнение описывает контур висящей капли в гидромеханическом равновесии. Для решения это уравнение конвертируют в безразмерную форму с помощью следующих обозначений (B - безразмерный параметр для висящей капли, a - постоянная капилляра):

$$X = \frac{x}{a}; \quad Z = \frac{z}{a}; \quad S = \frac{s}{a}; \quad B = \frac{1}{a \cdot k}; \quad a = \sqrt{\frac{\sigma}{\Delta \rho \cdot g}} \quad (2.10)$$

Подставляя эти параметры получаем:

$$\frac{d\Phi}{dS} = \frac{2}{B} - Z - \frac{\sin \Phi}{X}; \quad \frac{dX}{dS} = \cos \Phi; \quad \frac{dZ}{dS} = \sin \Phi \quad (2.11)$$

К вершине капли применяются следующие условия: $X = Z = S = \Phi = 0$, поэтому:

$$\frac{\sin \Phi}{X} = \frac{1}{B} \quad (2.12)$$

Безразмерный параметр B зависит только от формы контура капли, поэтому его можно назвать параметром формы. Кроме того, можно увидеть, что поверхностное натяжение может быть рассчитано, если известен перепад плотностей $\Delta \rho$, если при том для контура капли будут определены относительные соотношения. Последнее уравнение, вместе с ограничительными условиями, известно как фундаментальное уравнение висящей капли.

Изменяя вид параметра B , можно рассчитать теоретический профиль капли после проведения многочисленных интегрирований. Если теоретический контур капли соответствует измеренному контуру капли, то можно рассчитать поверхностное натяжение. Проблема при измерении межфазного натяжения состоит в точном и быстром определении правильного теоретического контура капли.

2.3 Характеристики рабочего участка

После сборки рабочего участка (рис. 2.2) была измерена в нескольких точках высота микроканала с использованием конфокального метода (2.2.2) при помощи установки confocalDT IFC2451. Результаты измерений показаны на рис. 2.12. Среднее значение высоты микроканала составило 48.9 ± 18.9 мкм. Среднее значение высоты микроканала в рабочей области составило 48.7 ± 5.3 мкм.

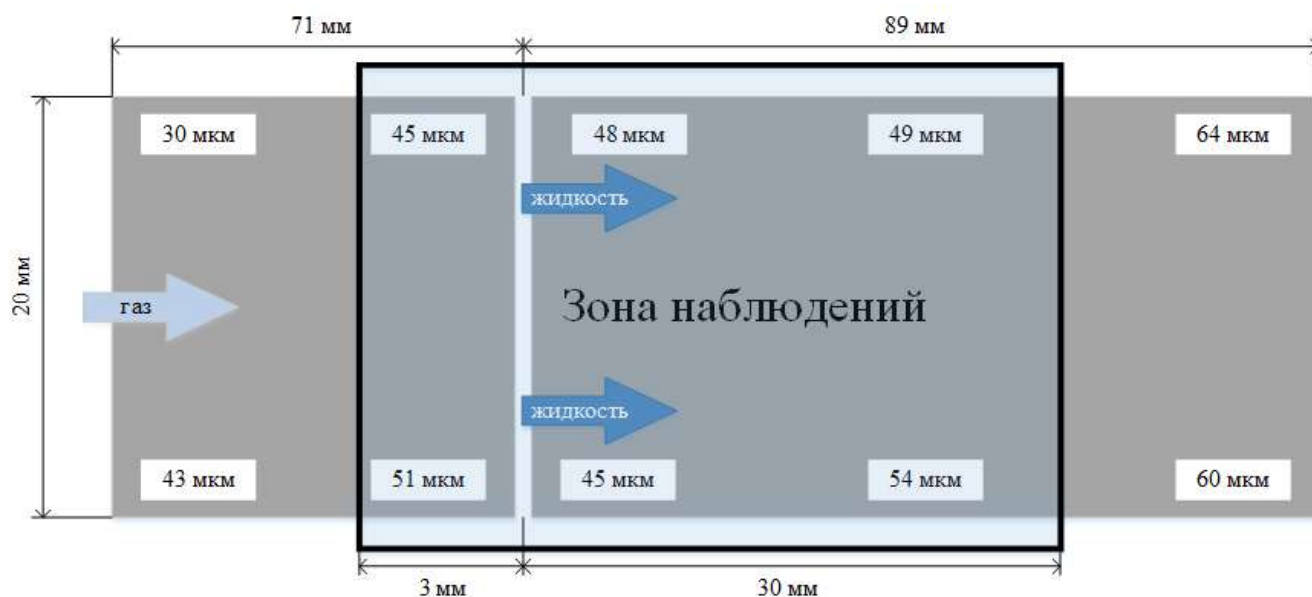


Рисунок 2.12 — Характерные размеры микроканала и зоны наблюдений.

При помощи прибора TR200 была измерена шероховатость стенок микроканала. При измерении шероховатости поверхности детали, на поверхности детали располагают датчик и проводят им по поверхности с постоянной скоростью. Датчик воспринимает неровности поверхности острым пером. Неровности поверхности вызывают смещения в датчике, в результате чего изменяется индуктивность катушки, которая генерирует аналоговый сигнал, пропорциональный размерам неровностей. Сигнал поступает на фазочувствительный выпрямитель. После усиления и преобразования уровня этот сигнал поступает в систему сбора данных. Собранные данные подвергаются цифровой фильтрации и микросхема цифровой обработки сигналов производит расчет параметров. Измеренное значение шероховатости на нижней стенке микроканала из нержавеющей стали составило $Ra=0,47$ мкм. Значение шероховатости на верхней стенке

микроканала из стекла К8 составило $Ra=1$ нм, плоскопараллельность поверхности составляет $\lambda/4$. Перед экспериментом были проведены измерения краевых углов смачивания пластин из нержавеющей стали и стекла при помощи метода лежащей капли (2.2.2) с использованием установки KRUSS DSA 100. Результаты измерений показаны на рис. 2.13. На стекле натекающий краевой угол составил $45.8\pm 2.1^\circ$, оттекающий краевой угол составил $24.6\pm 0.7^\circ$. На пластине из нержавеющей стали натекающий краевой угол составил $92.5\pm 2.7^\circ$, оттекающий краевой угол составил $22.0\pm 0.4^\circ$.

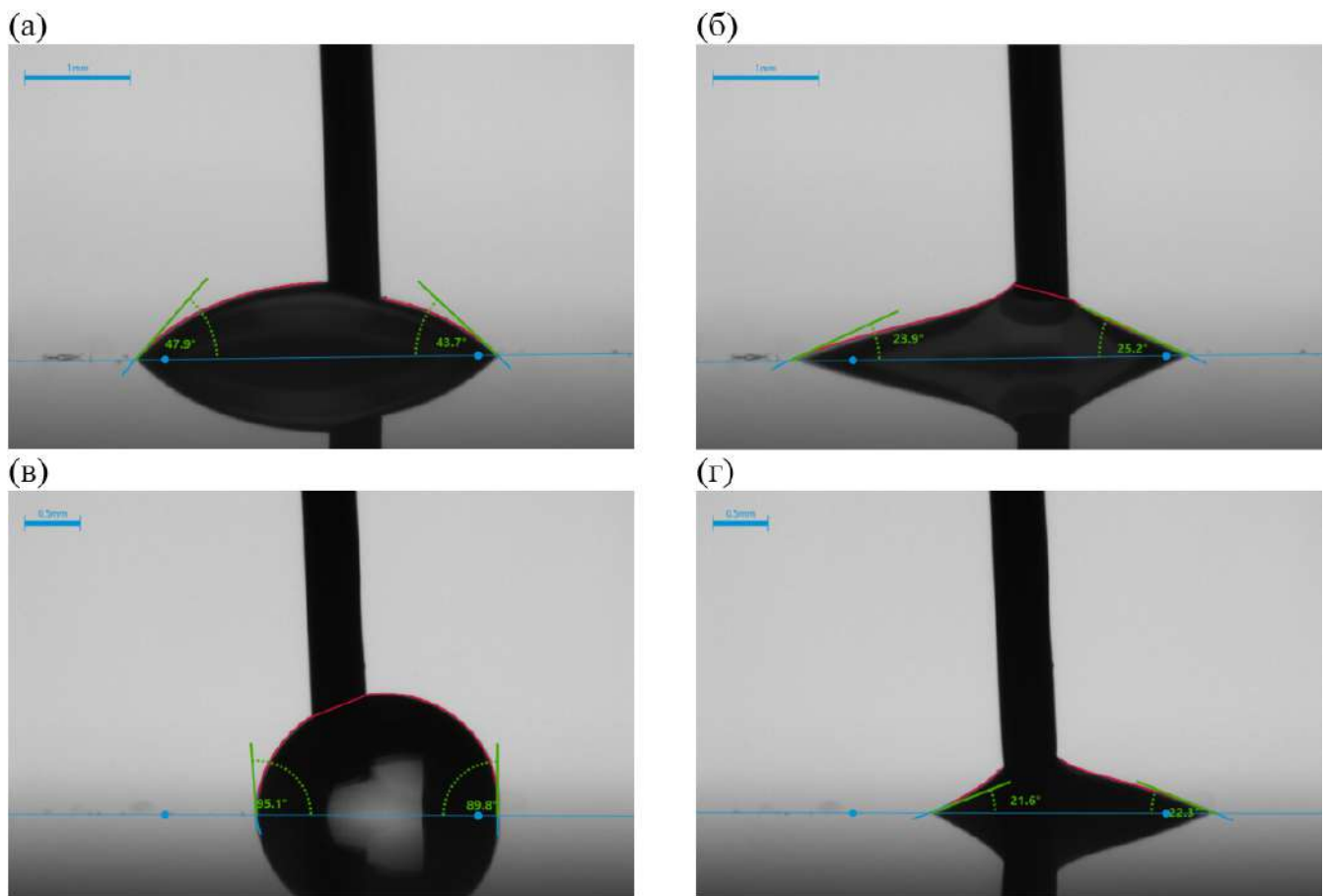


Рисунок 2.13 — Результаты измерений краевых углов смачивания до эксперимента на стекле с нанесенным просветляющим покрытием (а) натекающий и (б) оттекающий краевые углы; на пластине из нержавеющей стали, обработанной шлифовкой (в) натекающий и (г) оттекающий краевые углы.

Глава 3. Экспериментальное исследование двухфазного течения в прямоугольных микроканалах

3.1 Режимы двухфазного течения

Экспериментально исследовано течение двухфазного потока в коротких горизонтальных прямоугольных каналах высотой от 150 до 50 мкм (список исследуемых в работе каналов приведен в таблице 9). Получены мгновенные шлирен-изображения картин двухфазного течения в начальной части канала на расстоянии до 40 мм от входа жидкости в канал. На основании шлирен-изображений осуществлялась регистрация тонких пленок жидкости на стенках каналов. Постобработка полученных изображений позволила достаточно точно фиксировать структуру двухфазного потока в каналах. На основании полученной информации при постобработке изображений, а также из анализа данных видеосъемки и Шлирен визуализации были определены основные режимы течения двухфазного потока и построены режимные карты процесса течения для различных каналов.

Таблица 9 — Используемые в работе каналы

Высота канала	Используемые каналы			
50 мкм	$0.05 \times 10 \text{ мм}^2$	$0.05 \times 20 \text{ мм}^2$	-	$0.05 \times 40 \text{ мм}^2$
100 мкм	-	$0.1 \times 20 \text{ мм}^2$	$0.05 \times 30 \text{ мм}^2$	-
150 мкм	$0.15 \times 10 \text{ мм}^2$	$0.15 \times 20 \text{ мм}^2$	-	-

Режимная карта для канала сечением $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$ показана на рис. 3.1. Показаны характерные фотографии шлирен-методом для основных режимов двухфазного течения. В качестве координат на рисунке использованы приведенные скорости газа U_{SG} и жидкости U_{SL} , которые определялись как объемный расход газа или жидкости деленный на площадь поперечного сечения канала. Границы режимов течения для канала сечением $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$ обозначены сплошными линиями. Выделены следующие основные режимы течения: пузырьковый, снарядный, струйный, раздельный, вспененный и кольцевой.

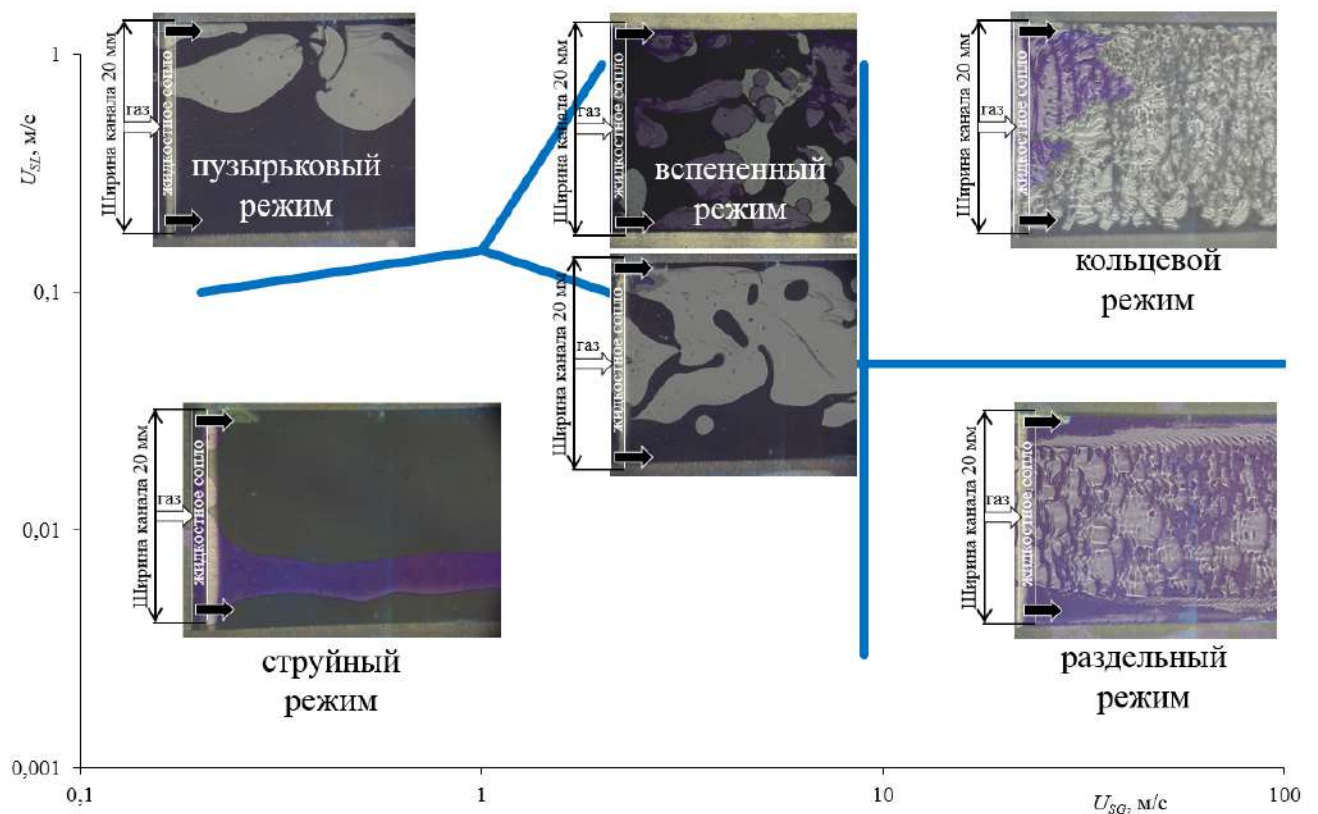


Рисунок 3.1 — Режимная карта двухфазного течения в канале сечением $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$.

3.1.1 Струйный режим

При очень малых приведенных скоростях жидкости наблюдается струйный режим, когда газ движется в центральной части микроканала, а основная часть жидкости перемещается по его периферии вдоль боковых стенок. Стационарный струйный режим наблюдается при малых приведенных скоростях жидкости и газа, когда газовый поток занимал не более половины сечения канала. Возмущения на поверхности жидкости не наблюдается. С увеличением приведенной скорости жидкости, она начинает занимать значительно большую часть микроканала, а по центру движется газовая струя. В канале высотой 150 мкм, как видно из рис. 3.2, жидкость движется вдоль боковых стенок микроканала, а по центру канала движется газ. Струйный режим является специфическим для плоских мини- и микроканалов.

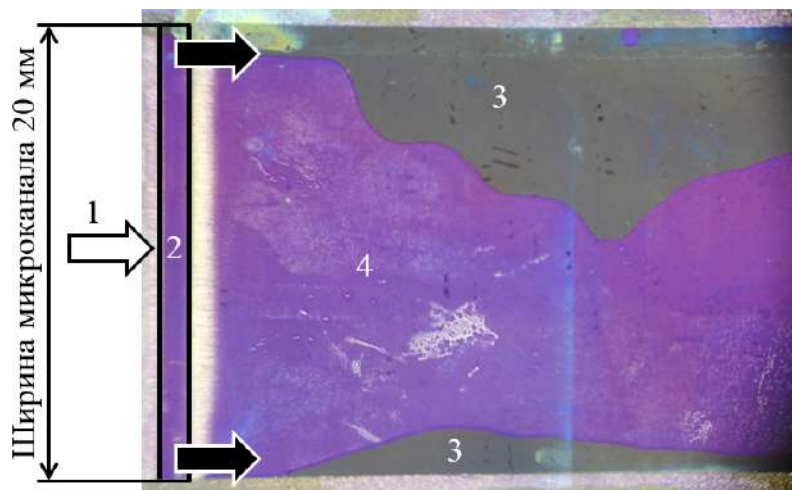


Рисунок 3.2 — Шлирен-фотография струйного режима в канале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=0,556 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,011 \text{ м/с}$. Жидкость - вода, газ - азот. (1) вход газа в канал; (2) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (3) жидкость; (4) газ. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

При увеличении приведенной скорости жидкости, движущаяся по боковым частям канала жидкость занимает больший объем, а осушенная область уменьшается. При достаточно высоких приведенных скоростях жидкости ($U_{SL} > 0,05 \text{ м/с}$) на верхней стенке канала образуется пленка за счет набросов жидкости с боков канала, формируется пульсирующий струйный режим. Этот режим подробно исследован в работе [146]. В пульсирующем струйном режиме жидкость, движущаяся по бокам канала, занимает большую его часть. В области ввода жидкости в канал, центр канала занимает газ. В определенный момент жидкость выбрасывается с боков и формирует пленку на верхней стенке канала. Далее пленка движется вдоль канала, увлекаемая потоком газа и через определенное время этот процесс повторяется, образуется пульсирующая струя.

В каналах высотой 100 мкм в струе газа появлялось значительное количество капель жидкости и вертикальных жидкостных перегородок между верхней и нижней стенками микроканала. В канале $0,1 \times 20 \text{ мм}^2$ струйный режим наблюдался в области приведенных скоростей жидкости и газа от $U_{SL}=0,003 \text{ м/с}$; $U_{SG}=0,1 \text{ м/с}$ до $U_{SL}=0,2 \text{ м/с}$; $U_{SG}=10 \text{ м/с}$. Вдоль одной из боковых стенок канала (рис. 3.3) двигалась газожидкостная струя с преобладанием газа. Вдоль другой стенки канала двигалась жидкость с небольшими пузырьками газа, что характерно для пузырькового режима. Особенностью данного режима по срав-

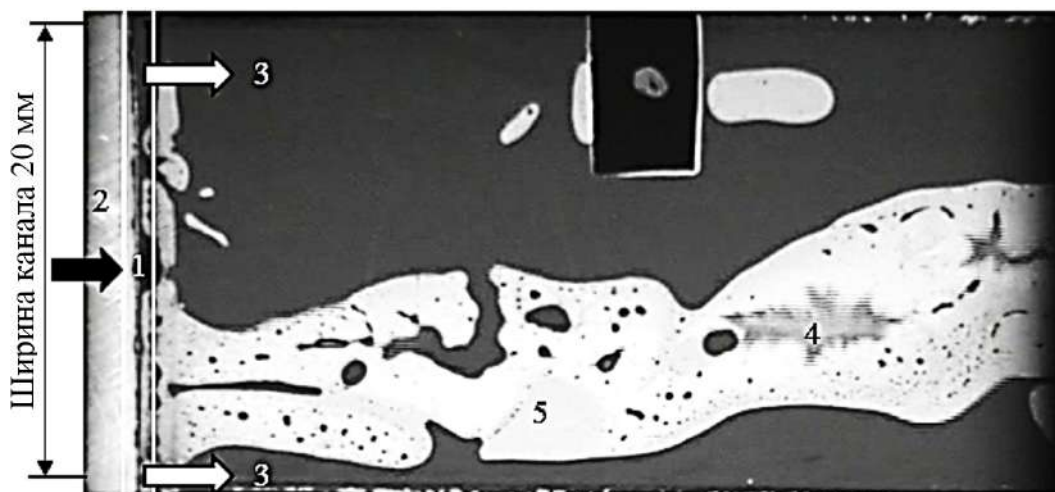


Рисунок 3.3 — Шлирен-фотография струйного режима в канале сечением $0,1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=0,33 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,023 \text{ м/с}$. (1) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (2) вход газа в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на верхней стенке канала; (5) не смоченная область на верхней стенке канала. Жидкость - вода, газ - азот. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

нению с каналами большей толщины является наличие большого количества капель и вертикальных жидкостных перегородок в струе газа. Характерный поперечный размер капель в этом режиме от ста мкм до нескольких мм. На рис. 3.3 показан режим течения, когда верхняя часть канала частично не была смочена жидкостью. В этом случае капли не перемещались, а существовали достаточно долго до смывания их сплошным потоком жидкости.

В микроканале высотой 50 мкм при очень малых приведенных скоростях жидкости газ движется в центральной части микроканала, а основная часть жидкости перемещается по его периферии вдоль боковых стенок и в виде струек по центру. В микроканалах высотой более 50 мкм жидкость движется только вдоль боковых стенок. С увеличением приведенной скорости жидкости, она начинает занимать значительно большую часть микроканала, а по центру движется газовая струя. Возмущений на поверхности жидкости не наблюдается.

На рис. 3.4а представлен струйный режим в микроканале сечением $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=0,333 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,017 \text{ м/с}$. Жидкость занимает значительно больший объем, чем газ. При таком режиме в микроканале наблюдается движение струи газа в центре микроканала и вдоль одной из стенок микроканала. Подобная асимметрия может быть вызвана неоднородностью входного участ-

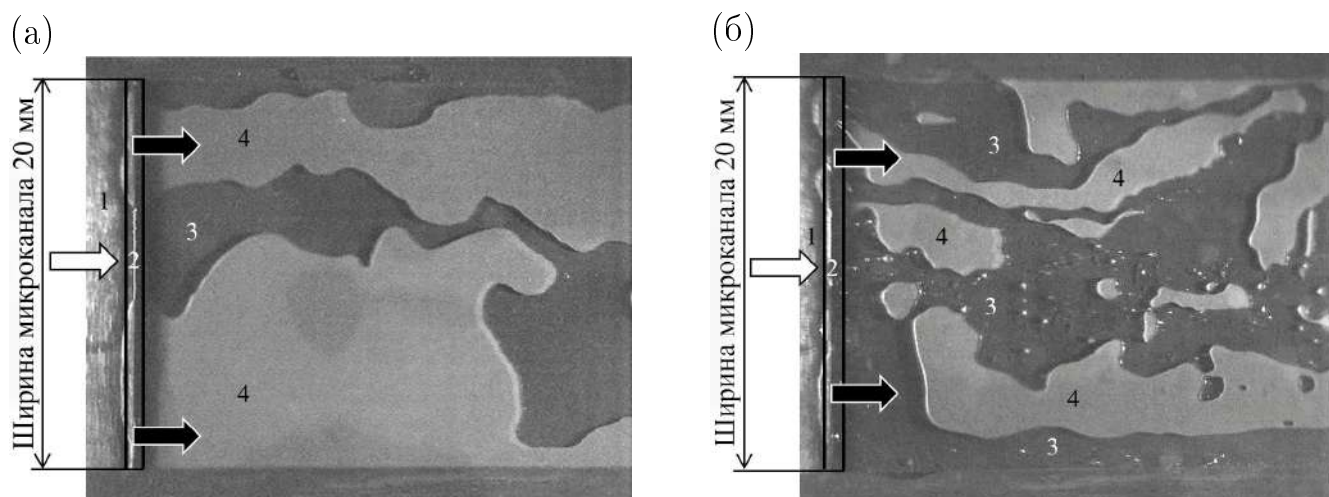
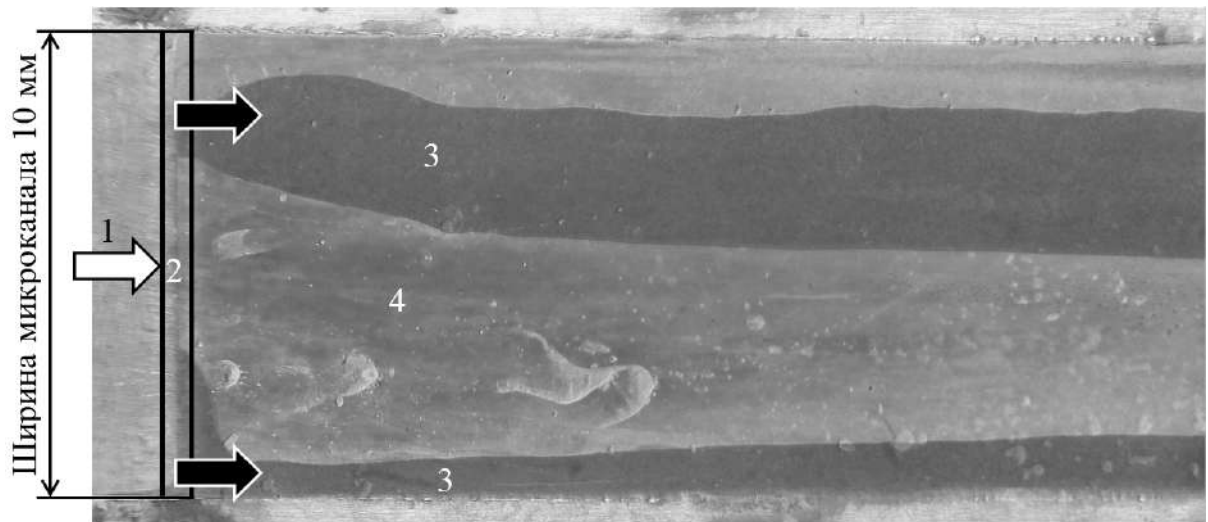


Рисунок 3.4 — Фотография струйного режима в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ (а) при $U_{SG}=0,333 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,017 \text{ м/с}$; (б) при $U_{SG}=3,33 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,033 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – несмоченная область на верхней стенке микроканала, 4 – жидкость. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

ка. В каналах большей высоты жидкость распространяется вдоль боковых стенок, это обусловлено влиянием капиллярных сил. В исследуемом микроканале жидкость не всегда распространяется вдоль стенок, что может быть вызвано большим соотношением высоты к ширине микроканала. При увеличении приведенной скорости газа до $U_{SG}=1,667 \text{ м/с}$ объем, занимаемый жидкостью, значительно уменьшается. В микроканале движется несколько струек жидкости. Также наблюдается движение капель жидкости и вертикальных жидкостных перемычек. С увеличением приведенных скоростей газа и жидкости, интенсивность образования капель и перемычек возрастает, структура потока становилась более сложной. На рис. 3.4б представлен струйный режим при $U_{SG}=3,33 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,033 \text{ м/с}$. Видно, что при таких приведенных скоростях газа и жидкости струя жидкости разбивается, наблюдается движение струек жидкости и жидкостных перемычек с характерным размером несколько миллиметров. Также можно видеть движение капель жидкости. После прохождения жидкости, на стенках микроканала остается тонкая пленка жидкости. Этот режим является пограничным между струйным и вспененным.

На рис. 3.5 представлен струйный режим в микроканале высотой 50 мкм и шириной 10 мм. Видно, что жидкость движется по центру микроканала и вдоль одной из стенок. При увеличении приведенной скорости жидкости объ-

(a)



(б)

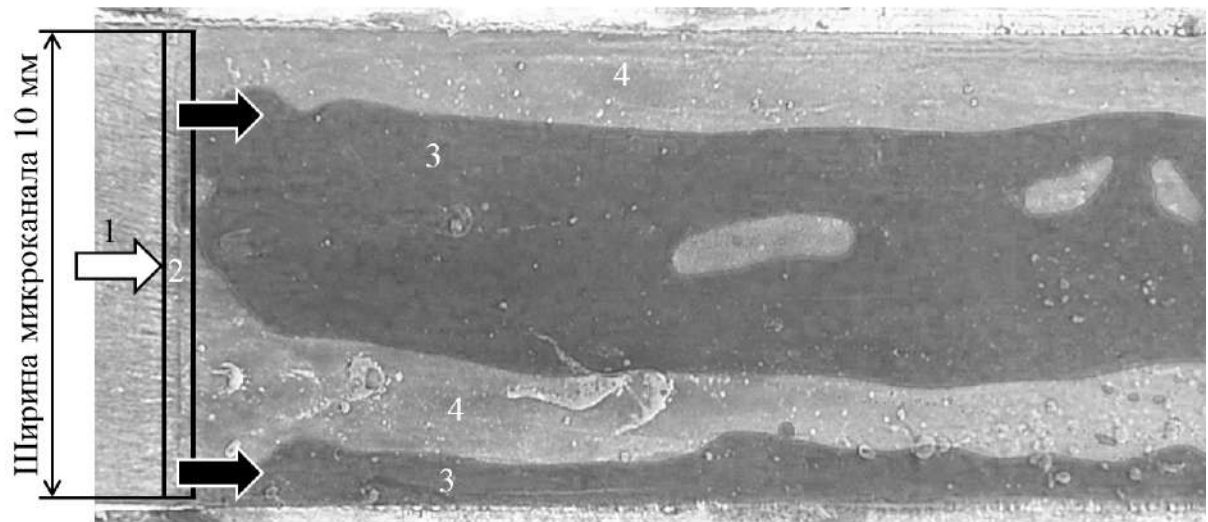


Рисунок 3.5 — Шлирен-фотография струйного режима в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ (a) при $U_{SG}=2 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,05 \text{ м/с}$; (б) при $U_{SG}=2 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,083 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – жидкость, 4 – несмоченная область на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

ем, занимаемый жидкостью, существенно увеличивается. В струе жидкости наблюдаются пузырьки газа. При дальнейшем увеличении приведенной скорости жидкости, рис 3.5б, струй газа не формируется, по каналу движутся только пузырьки газа, происходит переход к пузырьковому режиму.

3.1.2 Пузырьковый режим

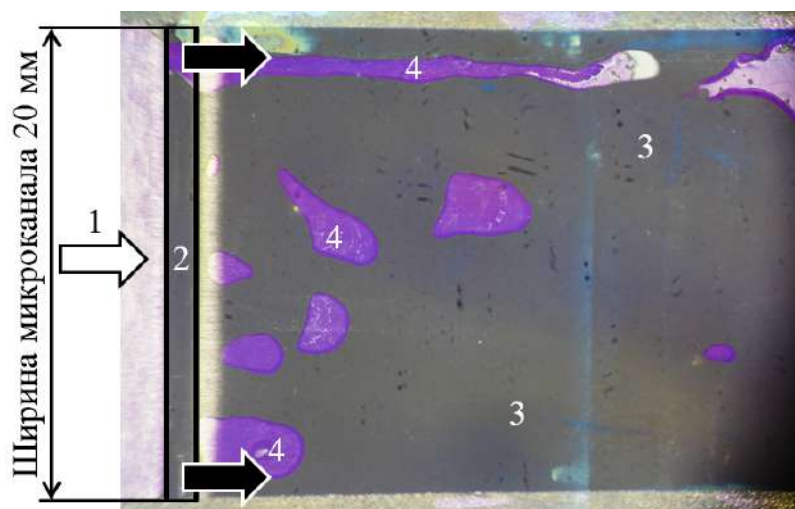


Рисунок 3.6 — Шлирен-фотография пузырькового режима в канале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=1,11 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,222 \text{ м/с}$. Жидкость - вода, газ - азот. (1) вход газа в канал; (2) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (3) жидкость; (4) газ. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

При увеличении приведенной скорости жидкости начинают формироваться стабильные горизонтальные перемычки жидкости, происходит переход от струйного к пузырьковому режиму. В этом режиме по каналу движется жидкость, содержащая много небольших пузырьков газа. Размер и количество пузырьков изменяются в зависимости от расходов жидкости и газа, но размеры пузырьков всегда остаются гораздо меньше ширины канала. Как правило, такие пузыри движутся вдоль одной из стенок микроканала, что может быть обусловлено неоднородностью входного участка. С увеличением приведенных скоростей жидкости и газа частота пузырей увеличивается. На рис.3.6 представлен переходной режим от струйного к пузырьковому в канале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=1,11 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,222 \text{ м/с}$. Характерные размеры пузырьков от 1 до 5 мм.

В канале сечением $0,1 \times 30 \text{ мм}^2$ пузырьки газа наблюдались размером от 1 мм до 10 мм. Иногда пузырьки сливались друг с другом (рис. 3.7), образуя крупные пузыри. С увеличением скорости газа частота появления пузырьков увеличивалась, а их размер не изменялся. Для больших приведенных скоро-

стей жидкости при увеличении приведенной скорости газа, пузырьки начинали объединяться, а перегородки между ними разрываться, образуя вспененный режим. Для малых же приведенных скоростей жидкости при увеличении приведенной скорости газа пузырьки начинали сливаться, образуя струю газа, режим переходил в струйный.

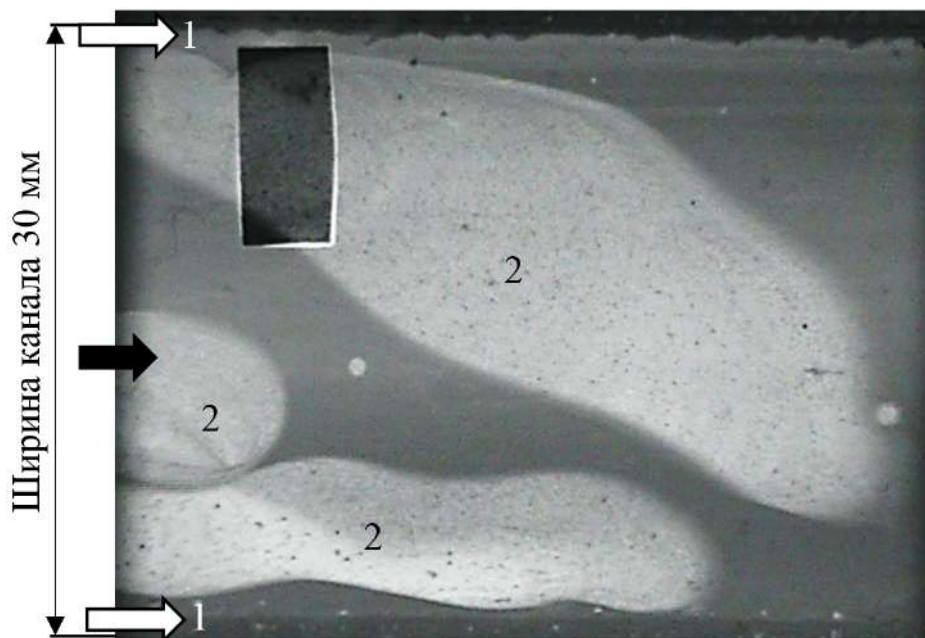


Рисунок 3.7 — Шлирен-фотография пузырькового режима в канале $0.1 \times 30 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=0,167 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,184 \text{ м/с}$ (1) жидкость, (2) пузырьки газа. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

В канале сечением $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$ в этом режиме по каналу движется жидкость, содержащая много небольших пузырьков газа. Размер и количество пузырьков изменяются в зависимости от расходов жидкости и газа, но размеры пузырьков всегда остаются гораздо меньше ширины канала. С увеличением приведенных скоростей жидкости и газа увеличивается частота пузырей. При $U_{SG}=0,333 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,167 \text{ м/с}$, рис. 3.8а, в канале движутся как маленькие, так и большие пузырьки газа. Также наблюдается значительное количество маленьких капель жидкости внутри пузырей. Формирование таких капель обусловлено разрушением перемычек либо пленки жидкости. При увеличении приведенных скоростей газа и жидкости до $U_{SG}=0,833 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$, рис. 3.8б, частота появления пузырей возрастает, они двигаются вдоль левой и правой стенок микроканала, а в середине наблюдаются стационарные маленькие пузырьки.

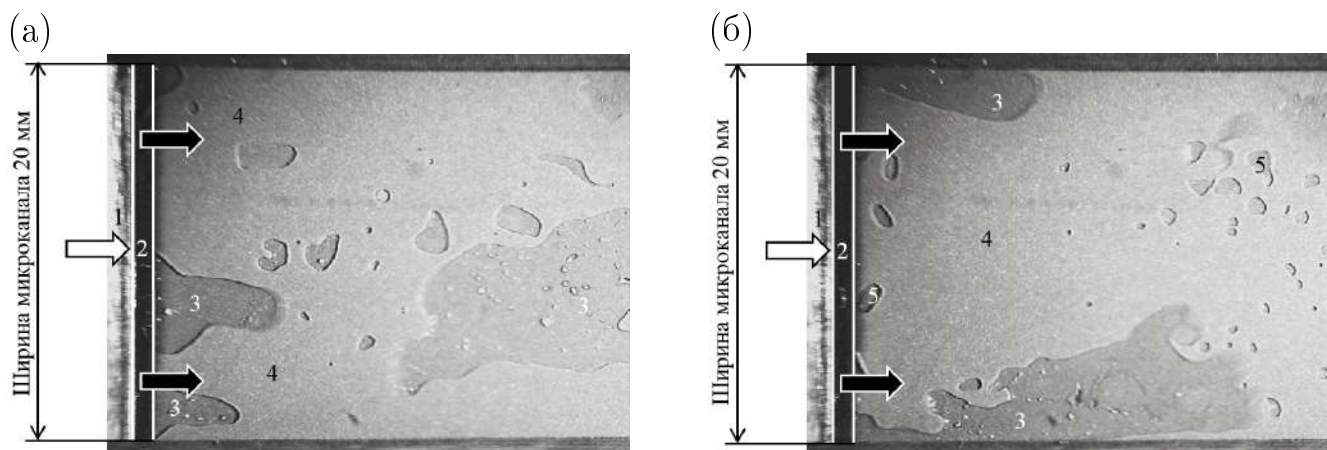
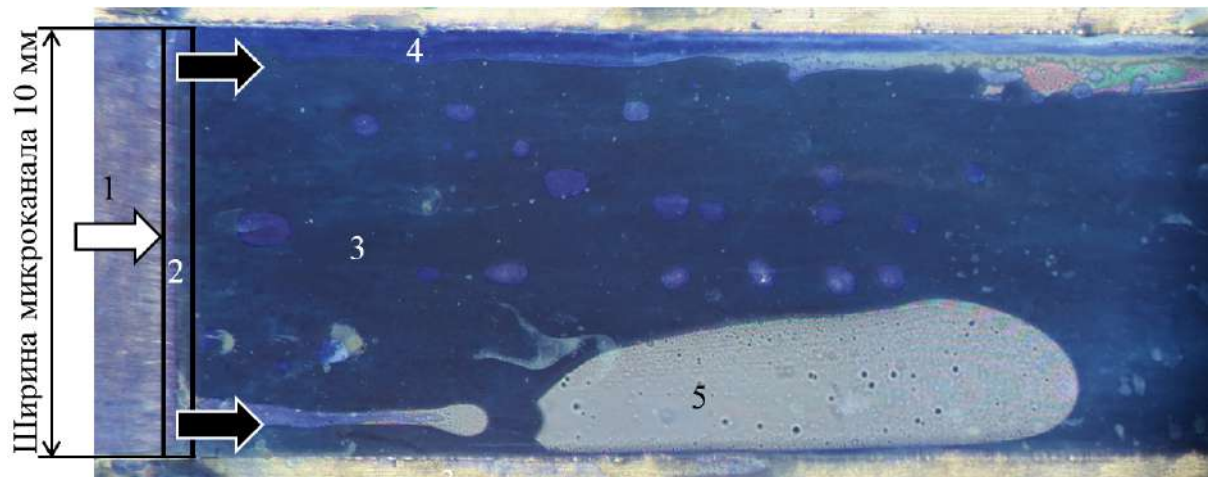


Рисунок 3.8 — Фотография пузырькового режима в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ (а) при $U_{SG}=0,333 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,167 \text{ м/с}$; (б) при $U_{SG}=0,833 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – подвижные пузырьки газа, 4 – жидкость, 5 – стационарные пузырьки газа. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

На рис. 3.9а представлен переходный режим от струйного к пузырьковому. В таком режиме можно наблюдать движение как больших (диаметром более 5 мм), так и маленьких (диаметром от 1 до 5 мм) пузырьков газа. С увеличением приведенной скорости жидкости, рис. 3.9б, частота формирования пузырьков возрастает.

Переход от струйного к пузырьковому режиму наблюдался при появлении пузырей в микроканале вследствие взаимодействия жидкости с боковых частей канала. При помощи алгоритма в Matlab, записанные изображения режимов обрабатывались и вычислялась частота формирования пузырей. На рас. 3.10 слева представлена зависимость частоты формирования пузырьков от приведенной скорости жидкости, а справа – изображения, обработанные программой (сверху – струйный режим; снизу – пузырьковый режим). В струйном режиме пузыри не формировались. В области перехода виден резкий скачок частоты пузырьков от 0 до 63,7 Гц. Далее, при увеличении приведенной скорости жидкости, частота пузырьков продолжает возрастать. На рис. 3.11 показано распределение размеров пузырьков в зависимости от приведенной скорости жидкости. Можно видеть, что при небольших приведенных скоростях жидкости преобладают пузырьки размером до 10 мм^2 , но также наблюдаются и пузырь-

(a)



(б)

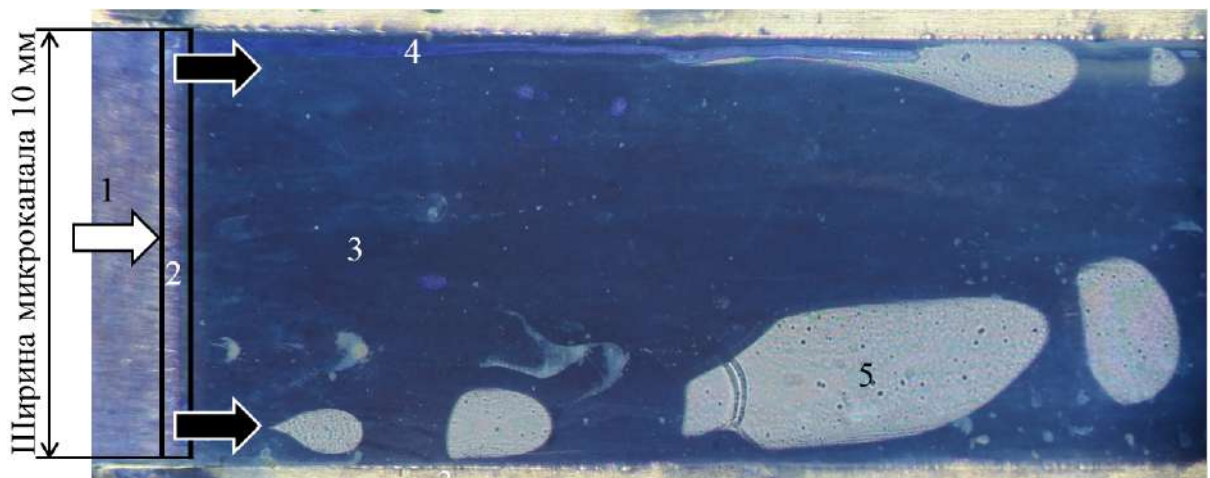


Рисунок 3.9 — Шлирен-фотография пузырькового режима в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ (а) при $U_{SG}=1,33 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,233 \text{ м/с}$; (б) при $U_{SG}=1,33 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,466 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – жидкость, 4 – несмоченная область на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

ки большего размера, вплоть до 70 мм^2 . При увеличении приведенной скорости жидкости растет количество пузырей, а их размер уменьшается. При $U_{SG}=1 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,3 \text{ м/с}$ размер практически всех пузырей в потоке не превышает 10^2 . На рис. 3.12 показана зависимость распределения размеров пузырьков от приведенной скорости газа. Можно видеть, что размер пузырей увеличивается с ростом приведенной скорости газа. Также растет и частота образования пузырей за счет увеличения их скорости.

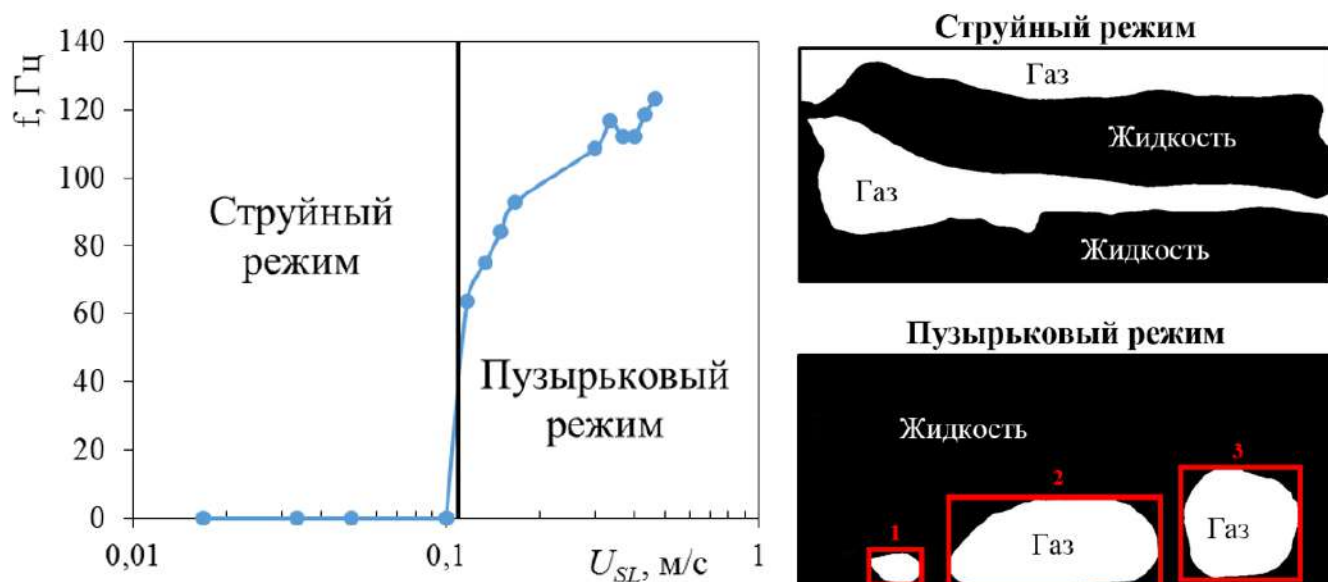


Рисунок 3.10 — Частота образования пузырьков газа в канале $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=1,33 \text{ м/с}$. Сплошной линией показана граница перехода.

3.1.3 Раздельный режим

При небольших приведенных скоростях жидкости и больших приведенных скоростях газа наблюдается раздельный режим. В этом режиме основная часть жидкости движется по нижней стенке микроканала в виде пленки, увлекаемой потоком газа. Верхняя стенка микроканала остается осушенной. Газ в таком режиме занимает больше половины сечения микроканала. Раздельный режим характерен только для некруглых микроканалов, т.к. в круглых микроканалах пленка замыкается, образуя кольцевой режим. Также в таком режиме можно наблюдать характерные волны на пленке жидкости, рис. 3.13.

В канале $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$ (рис. 3.14) газ движется в центре канала, занимая большую часть его сечения. Под действием газового потока жидкость распространяется в виде гладкой пленки на нижней стенке. В потоке наблюдаются капли и вертикальные перемычки жидкости, которые движутся по пленке жидкости.

Увеличение приведенной скорости жидкости приводило к потере устойчивости двухфазного потока в указанном режиме. В боковой части канала развивались возмущения, происходил выброс жидкости в центральную часть канала. На верхней стенке канала начиналось формирование пленки жидкости, рис. 3.15. При дальнейшем увеличении приведенной скорости жидкости,

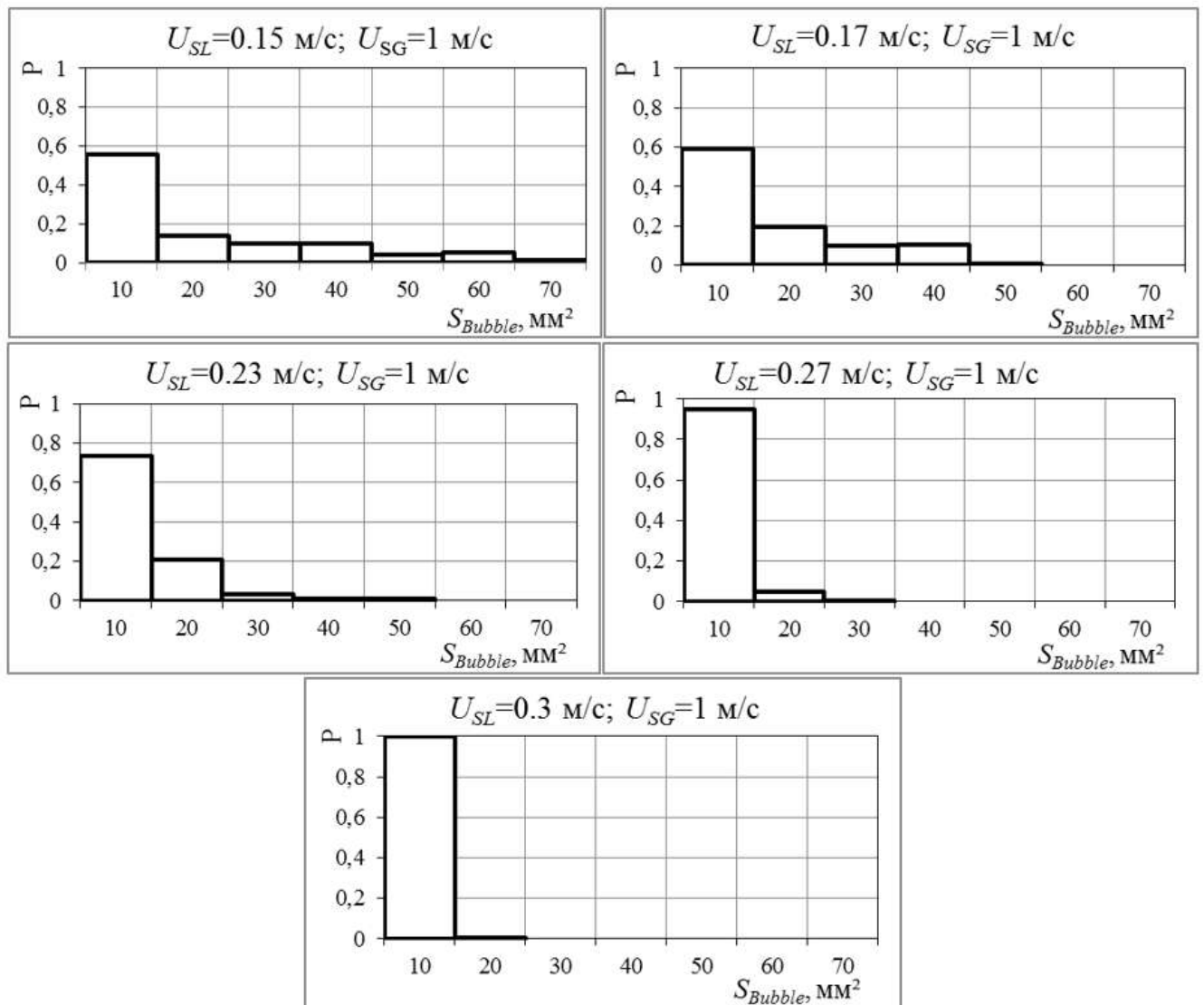


Рисунок 3.11 — Распределение размеров пузырей в зависимости от приведенной скорости жидкости.

область пленочного течения на верхней границе канала возрастала, происходил переход к кольцевому режиму.

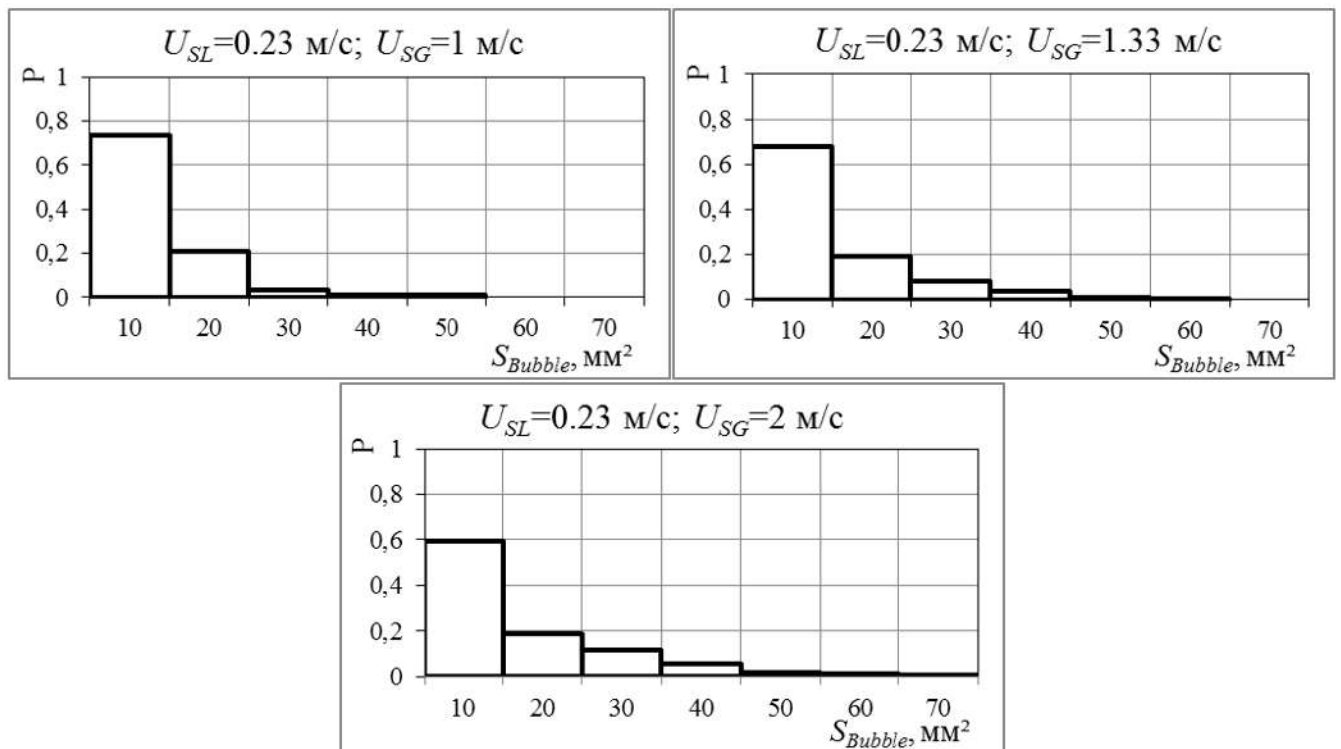


Рисунок 3.12 — Распределение размеров пузырей в зависимости от приведенной скорости газа.

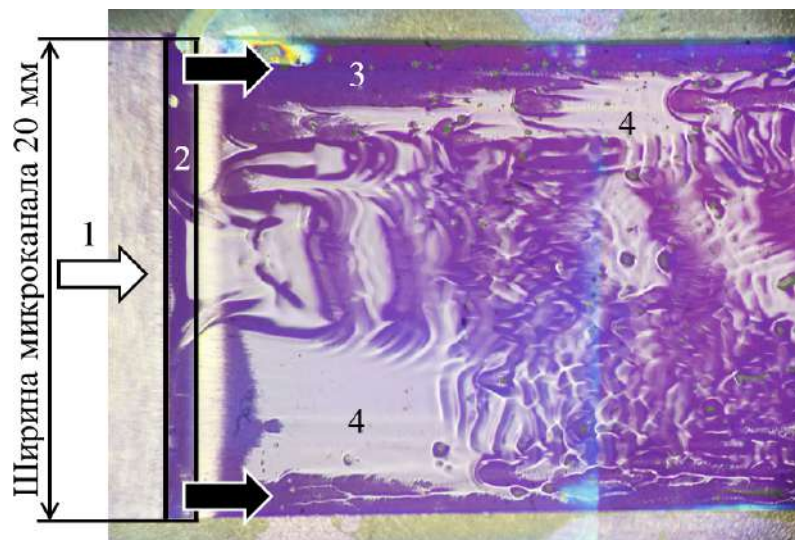


Рисунок 3.13 — Шлирен-фотография раздельного режима в канале сечением $0,15 \times 20$ мм² при $U_{SG} = 27,8$ м/с, $U_{SL} = 0,111$ м/с. Жидкость - вода, газ - азот. (1) вход газа в канал; (2) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (3) несмоченная область на нижней стенке микроканала; (4) пленка жидкости на нижней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

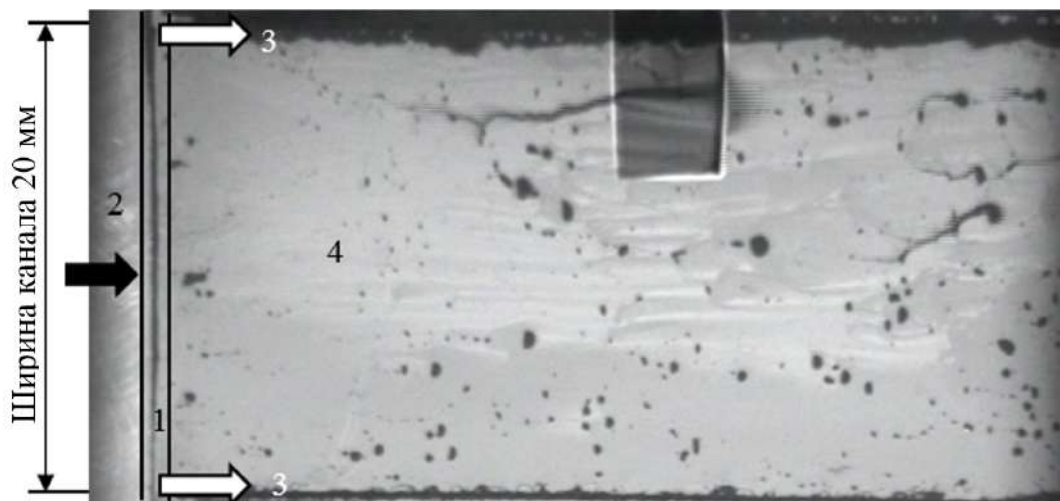


Рисунок 3.14 — Шлирен-фотография раздельного режима в канале $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=16,7 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,0138 \text{ м/с}$. (1) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (2) вход газа в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на нижней стенке канала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

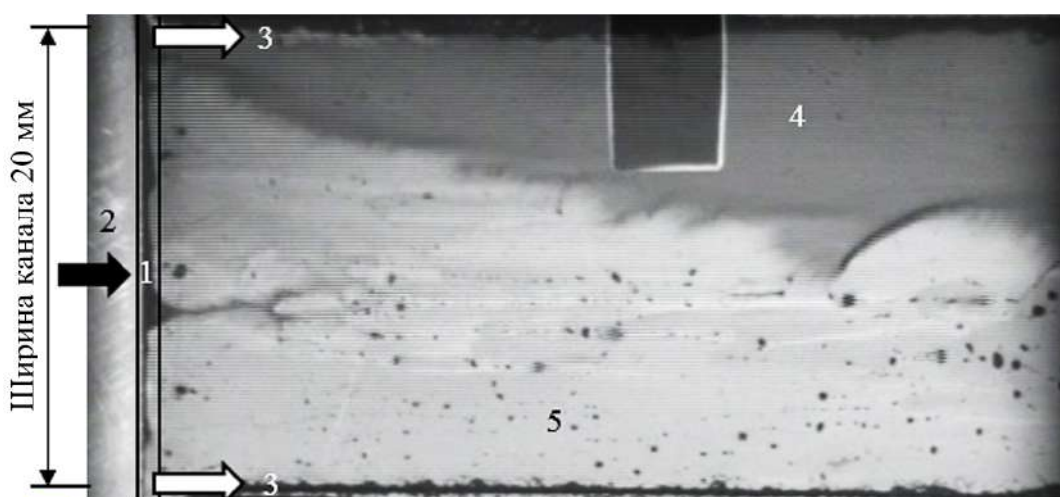


Рисунок 3.15 — Шлирен-фотография раздельного режима в канале $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=25 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,0346 \text{ м/с}$. (1) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (2) вход газа в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на верхней стенке канала; (5) пленка жидкости на нижней стенке канала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

На рисунке 3.16а представлен раздельный режим в микроканале сечением $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=16,7 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,017 \text{ м/с}$. Газ движется в центре микроканала, занимая большую часть его сечения. Вдоль одной из боковых стенок микроканала по пленке (4) движутся капли жидкости (3), оставляя за собой

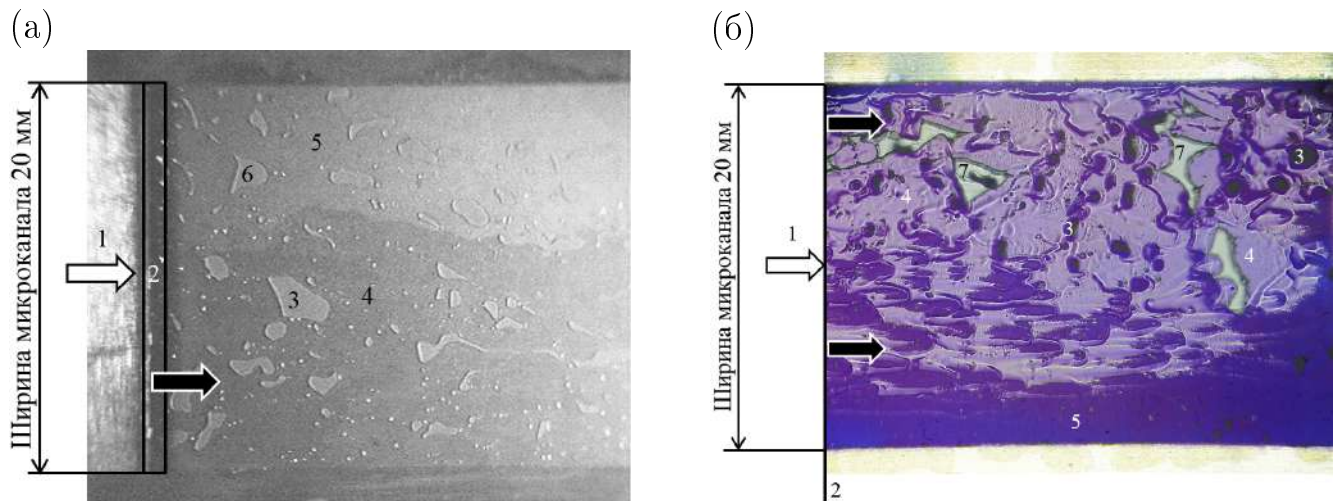


Рисунок 3.16 — Фотография раздельного режима в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ (а) на камеру FASTCAM-500M при $U_{SG}=16,7 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,017 \text{ м/с}$; (б) на камеру Nikon D7000 в режиме Шлирен при $U_{SG}=83,3 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,033 \text{ м/с}$, вид сверху.

Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – подвижные капли жидкости, 4 – пленка на нижней стенке канала, 5 – несмоченная область на нижней стенке микроканала, 6 – стационарные капли жидкости, 7 – пленка жидкости на верхней стенке канала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

следы на пленке жидкости. У другой боковой стенки микроканала пленка не формируется и капли практически не двигаются (6). Можно выделить две разновидности капель: крупные, диаметром от 1 до 3 мм, представляющие из себя жидкостные перемычки между верхней и нижней стенками микроканала и маленькие капельки, диаметром несколько миллиметров, находящиеся на стенках микроканала. Жидкостные перемычки между верхней и нижней стенками канала образуются возле сопла жидкости, а формирование маленьких капелек обусловлено разрушением жидкостных перемычек либо пленки жидкости. При увеличении приведенных скоростей газа и жидкости до $U_{SG}=83,3 \text{ м/с}$, $U_{SL} = 0,033 \text{ м/с}$, рис. 3.16б, капель формируется значительно меньше. По нижней стенке микроканала двигается пленка жидкости (4), по которой иногда двигаются капли жидкости, оставляя за собой следы (3). Стационарных капель в таком режиме практически не наблюдается.

На рис. 3.17 представлен раздельный режим в микроканале сечением $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=20 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,15 \text{ м/с}$. В таком режиме по каналу дви-



Рисунок 3.17 — Шлирен-фотография раздельного режима в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=20 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,15 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – несмоченная область на нижней стенке микроканала, 4 – пленка жидкости на нижней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

жется пленка жидкости на нижней стенке канала, увлекаемая потоком газа. На пленке можно видеть волнообразование. Также в потоке наблюдаются вертикальные перемычки и капли жидкости. Переход от струйного режима к раздельному происходит при увеличении расхода газа. Движущаяся при струйном течении жидкость перераспределяется под действием газового потока, образуя пленку на нижней стенке микроканала.

На рис. 3.18 показана зависимость газосодержания (1) и характерной области пленки на верхней стенке канала (2), определяемой следующим образом: $S_{bf}/S_{channel}$, где S_{bf} - измеренная площадь нижней стенки канала, смоченной жидкостью в исследуемой области, а $S_{channel}$ - общая площадь микроканала в исследуемой области. Справа представлено изображение струйного режима, где пленки жидкости не наблюдается и раздельного режима течения, где пленка жидкости на нижней стенке микроканала выделена цветом. Видно, что при переходе к раздельному режиму характерная область пленки на нижней стенке микроканала существенно возрастает и в дальнейшем, с ростом приведенной скорости газа, практически не меняется. Газосодержание в канале при струйном режиме возрастает с ростом приведенной скорости газа, при переходе к раздельному режиму можно видеть резкий рост. При раздельном режиме га-

зосодержание практически не меняется при увеличении приведенной скорости газа. Практически вся жидкость движется по каналу в виде пленки, увлекаемой потоком газа.

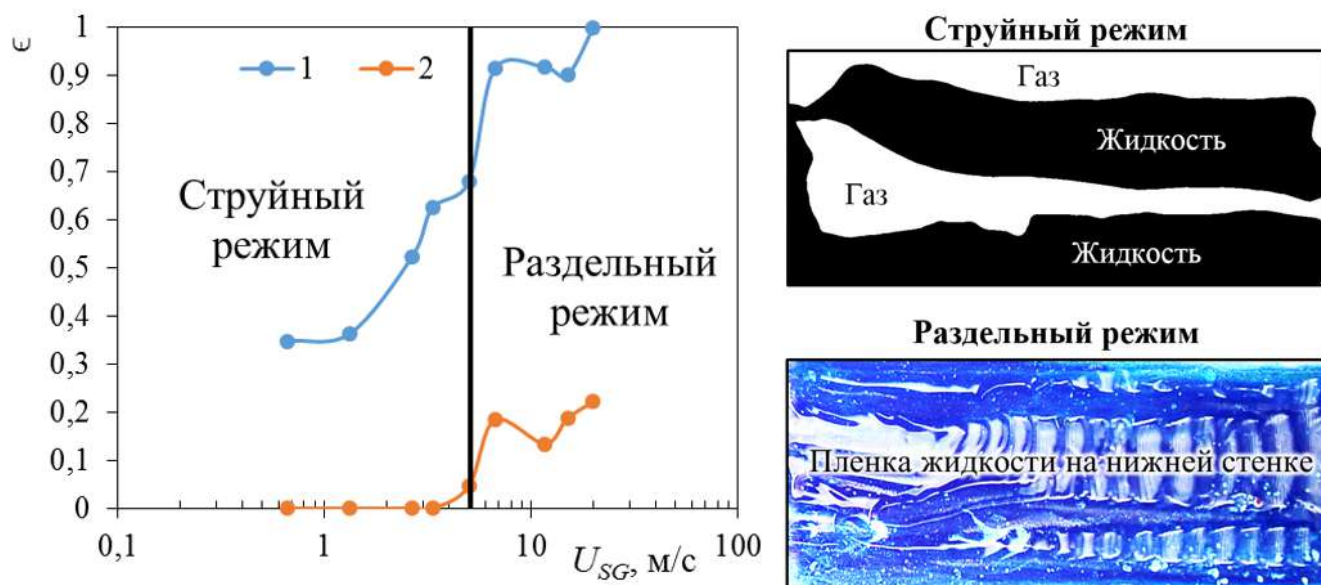


Рисунок 3.18 — Газосодержание (1) и характерная область пленки на нижней стенке микроканала (2) в канале $0.05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SL}=0,05 \text{ м/с}$. Сплошной линией показана граница перехода.

3.1.4 Кольцевой режим

При увеличении приведенной скорости жидкости, пленка образуется на верхней стенке микроканала и происходит переход к кольцевому режиму. При кольцевом режиме течения жидкость движется по стенкам канала в виде пленки, в центральной части газ вместе с каплями образует ядро потока. В таком режиме наблюдаются подвижные вертикальные перегородки жидкости, которые скользят по пленкам жидкости на верхней и нижней стенках микроканала.

В канале высотой 150 мкм формирование пленки жидкости на верхней стенке микроканала происходит на расстоянии несколько миллиметров от области входа жидкости в микроканал. На рис. 3.19 представлен кольцевой режим в микроканале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=27,8 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,556 \text{ м/с}$. Пленка жидкости на верхней стенке микроканала в таком режиме формируется равноудаленно от сопла жидкости, на расстоянии $13 \pm 2 \text{ мм}$.

На рис. 3.20 показана зависимость газосодержания в микроканале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ в зависимости от приведенной скорости газа при различных приведенных скоростях жидкости. Видно, что при переходе от струйного режима к кольцевому, газосодержание монотонно возрастает, а при кольцевом режиме практически не изменяется, так как жидкость движется в виде пленок по верхней и нижней стенкам микроканала.

В канале сечением $0,1 \times 20 \text{ мм}^2$ с использованием шлирен-метода была измерена площадь пленки на верхней стенке канала. Из таблицы 10 и рис. 3.21 видно, что переход от раздельного режима к кольцевому сопровождается значительным увеличением площади пленки в верхней части канала. При небольших приведенных скоростях жидкости пленка в верхней части канала занимает небольшую площадь (при $U_{SL}=0,0138 \text{ м/с}$ пленка занимает 23,1% от площади верхней стенки). При увеличении приведенной скорости жидкости до $0,0346 \text{ м/с}$, пленка на верхней стенке канала занимает уже половину площади. При увеличении U_{SL} до $0,0692 \text{ м/с}$, пленка занимает практически всю площадь верхней стенки, рис. 3.22. При высоких приведенных скоростях жидкости пленка на

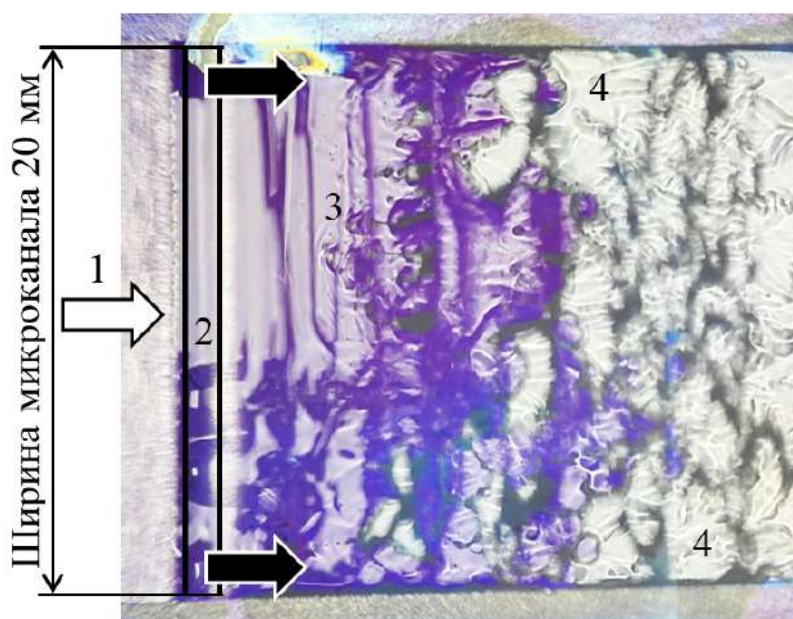


Рисунок 3.19 — Шлирен-фотография кольцевого режима в канале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=27,8 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,556 \text{ м/с}$. Жидкость - вода, газ - азот. (1) вход газа в канал; (2) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (3) пленка жидкости на нижней стенке микроканала; (4) пленка жидкости на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

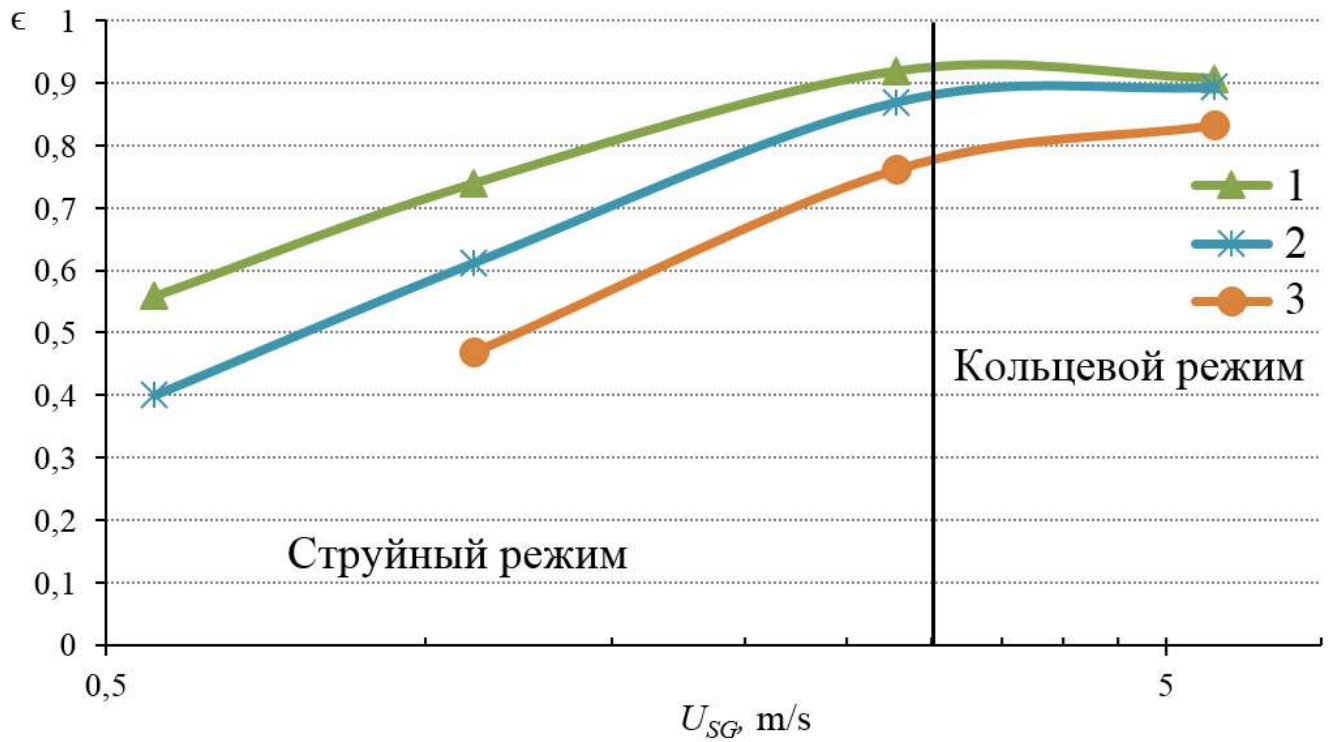


Рисунок 3.20 — Газосодержание в канале 0.15×20 мм² при (1) $U_{SL}=0.027$ м/с; (2) $U_{SL}=0.055$ м/с; (3) $U_{SL}=0.11$ м/с. Сплошной линией показана граница перехода.

верхней стенке канала формируется сразу после входа жидкости в канал, аналогично тому, как это происходило в канале 0.1×30 мм² [69].

Таблица 10 — Характерные площади пленки на верхней стенке микроканала сечением $0.1 \times 30 \text{ мм}^2$

% пленки	U_{SG} , м/с	U_{SL} , м/с	режим
23.1	16.7	0.0138	раздельный
24.95	41.7	0.0069	раздельный
34.65	41.7	0.0346	раздельный
42.53	16.7	0.0346	раздельный
43.08	25	0.0069	раздельный
49.49	25	0.0346	раздельный
75.46	41.7	0.0692	кольцевой
86.74	16.7	0.138	кольцевой
91.45	41.7	0.277	кольцевой
92.57	25	0.0692	кольцевой
96.13	41.7	0.138	кольцевой
97.4	25	0.138	кольцевой
98.48	25	0.277	кольцевой
99.82	16.7	0.415	кольцевой

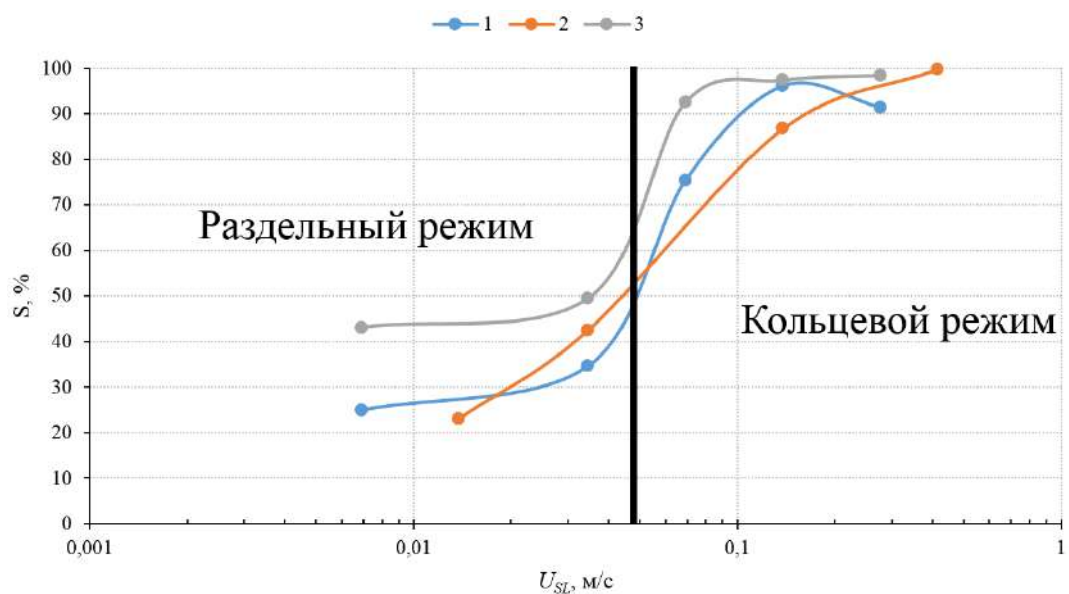


Рисунок 3.21 — Область пленки на верхней стенке микроканала сечением $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$. (1) $U_{SG} = 41,7 \text{ м/с}$; (2) $U_{SG} = 16,7 \text{ м/с}$; (3) $U_{SG} = 25 \text{ м/с}$.

Сплошной линией показана граница перехода.

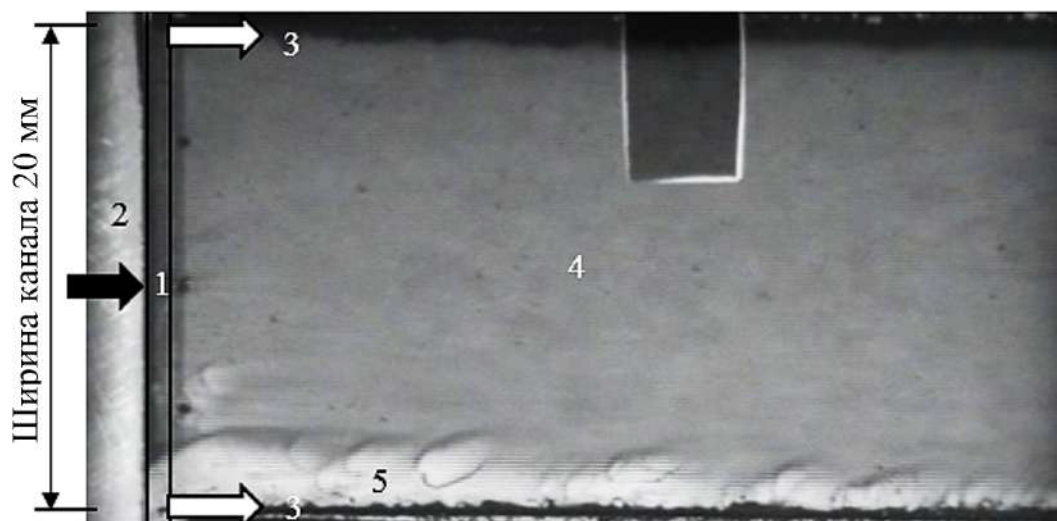


Рисунок 3.22 — Шлирен-фотография кольцевого режима в канале $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=25 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,0691 \text{ м/с}$. (1) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (2) вход газа в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на верхней стенке канала; (5) пленка жидкости на нижней стенке канала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

В канале высотой 50 мкм и шириной 20 мм в кольцевом режиме наблюдаются подвижные капли жидкости, которые скользят по пленкам жидкости на верхней и нижней стенках микроканала. Формирование пленки жидкости на верхней стенке микроканала происходит на расстоянии несколько миллиметров от области входа жидкости в микроканал. На рис. 3.23 представлены шлирен-фотографии кольцевого режима при $U_{SG}=83,3 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,667 \text{ м/с}$. Видно, что при таком режиме основную часть занимает газовое ядро вместе с каплями жидкости сложной формы, пленка на верхней стенке формируется сначала в боковых частях микроканала, а потом в центральной. Удалось зарегистрировать пленку на нижней (4) и верхней (5) стенках микроканала. Видно, что пленка на верхней стенке микроканала формируется на расстоянии нескольких миллиметров от сопла жидкости. По пленкам в микроканале движутся капли жидкости (3), оставляя за собой характерные следы на пленке жидкости.

На рис. 3.24 представлен кольцевой режим в микроканале сечением $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=15 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$. Видно, что у сопла жидкости формируется пленка на нижней стенке микроканала, на которой наблюдаются волны. На расстоянии $8 \pm 2 \text{ мм}$ от сопла жидкости формируется пленка на верх-

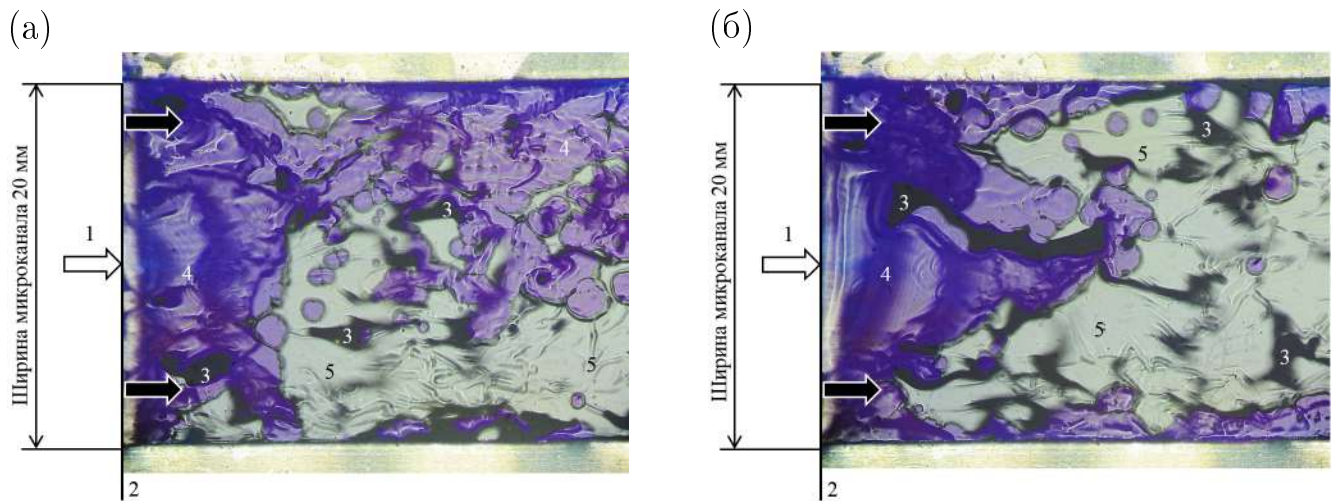


Рисунок 3.23 — Шлирен-фотография кольцевого режима в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=83,3 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,667 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – подвижные пузырьки газа, 4 – жидкость, 5 – стационарные пузырьки газа. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

ней стенке микроканала. Также в потоке наблюдается движение вертикальных жидкостных перегородок между верхней и нижней стенками микроканала.

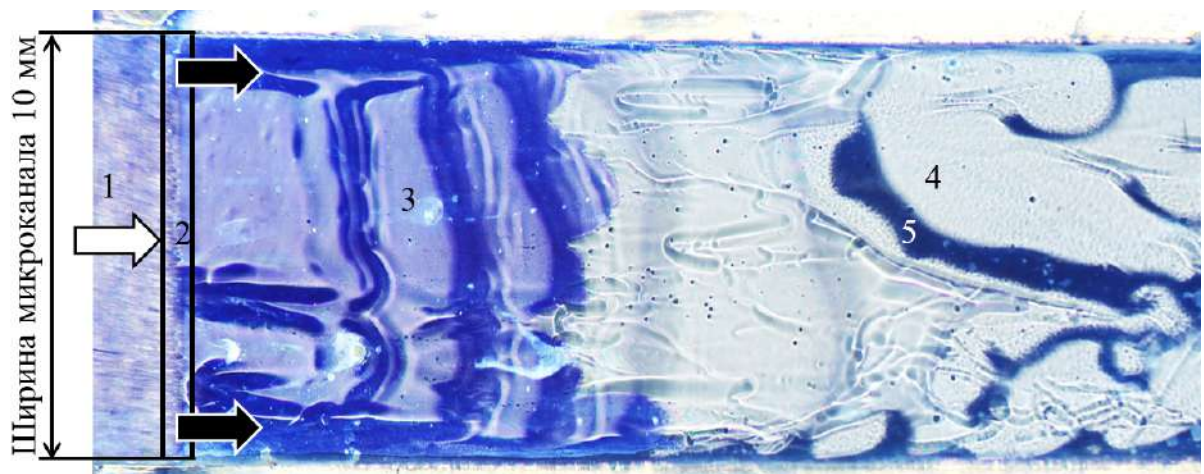


Рисунок 3.24 — Шлирен-фотография кольцевого режима в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=15 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – пленка жидкости на нижней стенке микроканала, 4 – пленка жидкости на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

На рис. 3.25 показана зависимость характерной области пленки на верхней стенке канала, определяемой следующим образом: $S_{uf}/S_{channel}$, где S_{uf} - измеренная площадь пленки на верхней стенке канала, а $S_{channel}$ - общая площадь микроканала в исследуемой области. Видно, что при раздельном режиме характерная область пленки на верхней стенке микроканала приблизительно равна нулю, а при переходе к кольцевому режиму существенно возрастает.

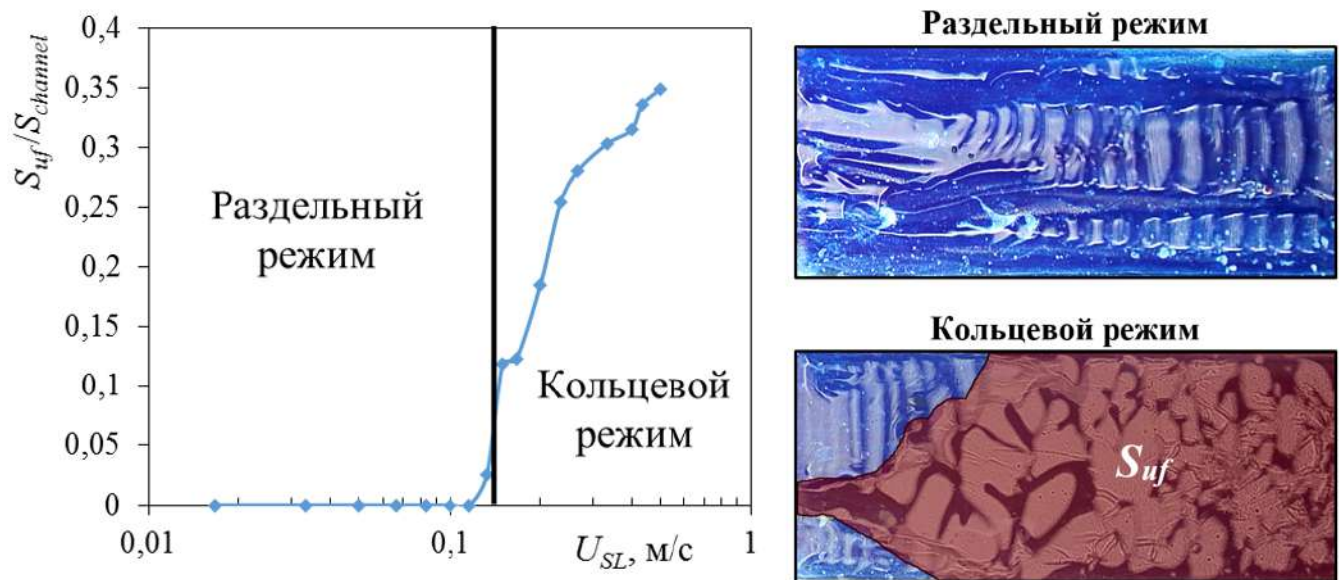


Рисунок 3.25 — Характерная область пленки на верхней стенке микроканала сечением $0,05 \times 20$ мм² при $U_{SG}=16,7$ м/с. Сплошной линией показана граница перехода.

3.1.5 Вспененный режим

При больших приведенных скоростях жидкости наблюдается вспененный режим. Он характерен для вертикальных каналов, где обусловлен гравитацией [35], а также наблюдается в широких горизонтальных микроканалах высотой менее 1 мм, где за него отвечают капиллярные силы [46]. Для этого режима характерно существование разорванных перемычек. Существование вспененного режима обусловлено развитием неустойчивости струйного режима и увеличением частоты пульсаций жидкости, движущейся у боковых сторон канала под действием газового потока. Данный режим широко рассмотрен в работе [65]. Вспененный режим занимает значительную область на карте режимов. Переход

от пузырькового (сплошные заполненные перемычки жидкости) ко вспененному сопровождается появлением разрывов в перемычках. Переход от струйного режима ко вспененному, наоборот, сопровождается появлением сплошных заполненных перемычек, которые были устойчивы и число которых в канале превышало единицу. При переходе к кольцевому режиму течения сплошные заполненные перемычки жидкости исчезают, а при переходе к пузырьковому становятся устойчивыми.

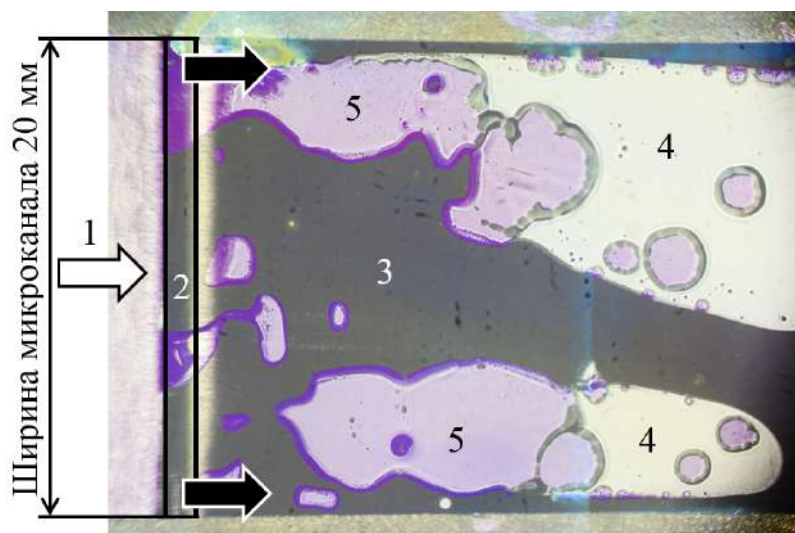


Рисунок 3.26 — Шлирен-фотография вспененного режима в канале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=2,78 \text{ м/с}$, $U_{SL}=0,444 \text{ м/с}$. Жидкость - вода, газ - азот. (1) вход газа в канал; (2) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на верхней стенке микроканала; (5) пленка жидкости на нижней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

В канале высотой 150 мкм вспененный режим наблюдается при приведенных скоростях жидкости от 0,1 до 1 м/с и приведенных скоростях газа от 1 до 10 м/с. Для данного режима характерны особенности как струйного, так и пузырькового режимов, рис. 3.26. Вдоль одной из стенок канала движется струя газа, вдоль другой наблюдаются удлиненные пузырьки газа. Со временем в струе газа могут появляться перемычки, образуя пузырьки. Также такие перемычки могут разрушаться, образуя струю.

Шлирен-фотография вспененного режима в микроканале сечением $0,1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=4,17 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,277 \text{ м/с}$. представлена на рис. 3.27. Структура потока в таком режиме является очень сложной, наблюдаются как особенности

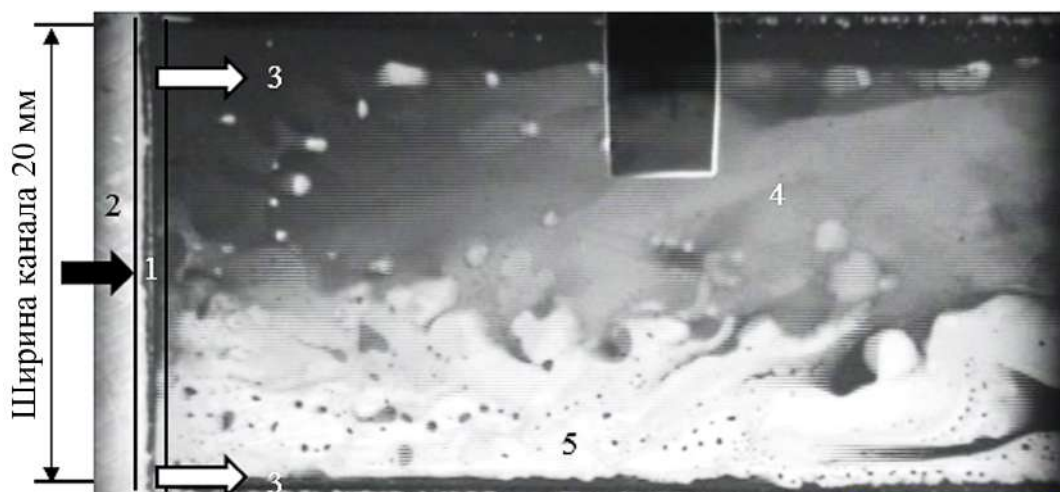


Рисунок 3.27 — Шлирен-фотография вспененного режима в канале $0.1 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=4,17 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,277 \text{ м/с}$. (1) щель в нижней стенке канала для входа жидкости в канал; (2) вход газа в канал; (3) жидкость; (4) пленка жидкости на верхней стенке канала; (5) пленка жидкости на нижней стенке канала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

пузырькового режима (пузырьки газа), так и струйного (струя газа). Со временем структура потока существенно меняется, пузырьки газа как формируются, так и вливаются в газовую струю. Более детальное рассмотрение вспененного режима дает флуоресцентный метод [65], при помощи которого можно наблюдать как формирование, так и разрушение горизонтальных перемычек жидкости.

На рис. 3.28 можно видеть Шлирен- фотографии вспененного режима при $U_{SG} = 6,67 \text{ м/с}$, $U_{SL} = 0,333 \text{ м/с}$ в зависимости от времени. Структура потока в таком режиме является достаточно хаотичной, можно видеть как особенности пузырькового режима, так и струйного. У входа в микроканал происходит формирование пленки жидкости на нижней стенке микроканала (4) и областей, где жидкость заполняет всю высоту канала (3). На расстоянии от сопла жидкости в несколько миллиметров происходит формирование пленки на верхней стенке микроканала (5), образуются пузырьки газа. Также можно видеть, что в некоторых местах на верхней пленке жидкости появляются разрывы. Основной особенностью вспененного режима является существование сплошных и разорванных жидкостных перемычек между боковыми частями канала. Со временем такие перемычки могут как разрушаться, так и формироваться. Вспененный режим занимает значительную область на карте (рис. 6). Переход от

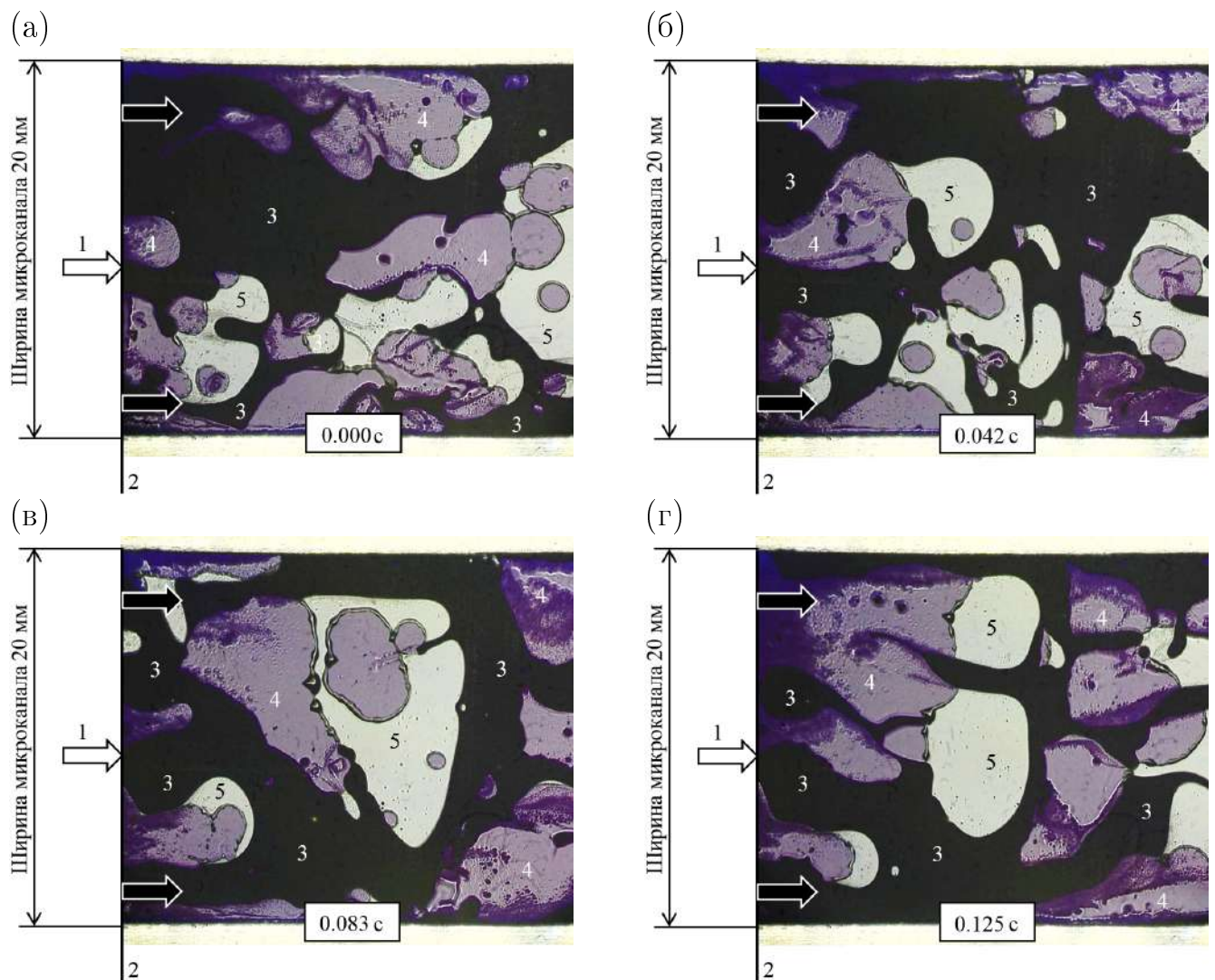


Рисунок 3.28 — Шлирен-фотография фотографии вспененного режима в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=6,67 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$ в зависимости от времени, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – области микроканала, полностью заполненные жидкостью, 4 – пленка на нижней стенке микроканала, 5 – пленка на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

пузырькового (сплошные заполненные перемычки жидкости) ко вспененному сопровождается появлением разрывов в перемычках. Переход от струйного режима ко вспененному сопровождается, наоборот, появлением сплошных заполненных перемычек, которые устойчивы и их число в микроканале превышает единицу. При переходе к кольцевому режиму течения сплошные заполненные перемычки жидкости исчезают.

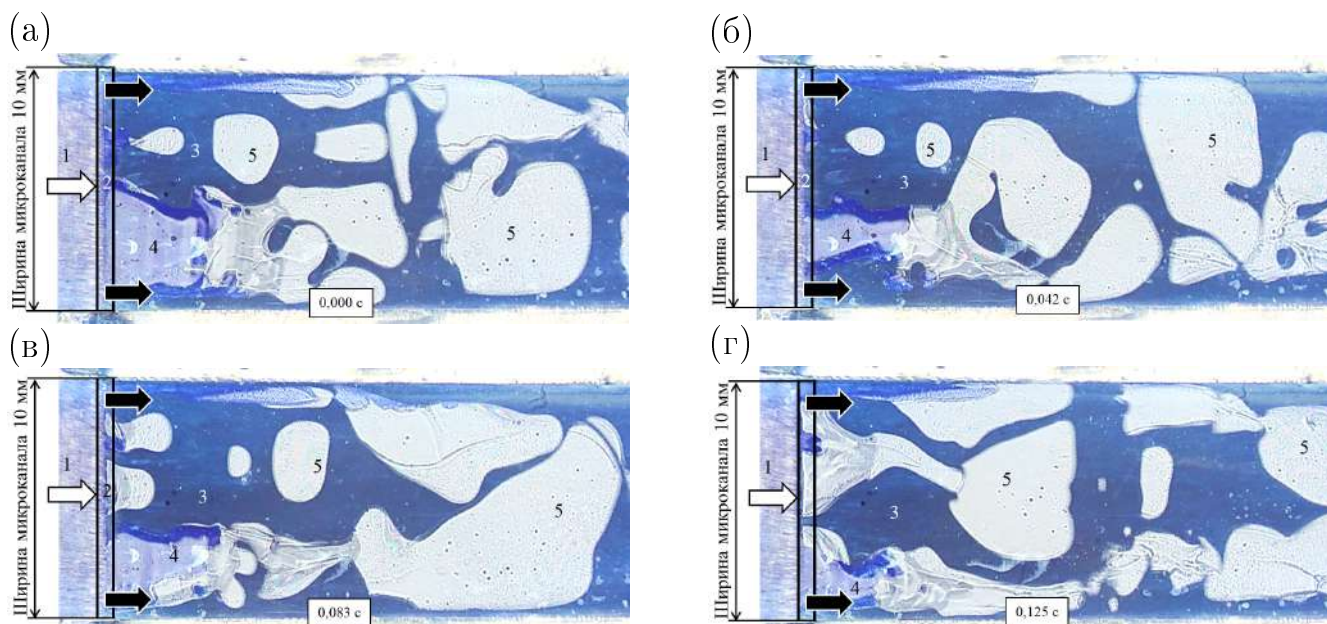


Рисунок 3.29 — Шлирен-фотография фотографии вспененного режима в канале $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=3,33 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$ в зависимости от времени, вид сверху. Жидкость - вода, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – области микроканала, полностью заполненные жидкостью, 4 – пленка на нижней стенке микроканала, 5 – пленка на верхней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

На рис. 3.29 показаны шлирен-изображения вспененного режима в микроканале сечением $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=3,33 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,333 \text{ м/с}$ в зависимости от времени. Видно, что структура потока в таком режиме хаотично и быстро меняется. Можно наблюдать как струи, так и пузыри газа, которые могут сливаться, так и разделяться. При переходе от струйного режима ко вспененному начинают формироваться горизонтальные перемычки жидкости. На рис. 3.30а показано газосодержание в микроканале (1) и характерная область пленки на нижней стенке канала (2) в зависимости от приведенной скорости газа. Видно, что в логарифмическом масштабе газосодержание и характерная область пленки на нижней стенке канала монотонно возрастает с ростом приведенной скорости газа. На рис. 3.30а показана частота образования пузырьков в зависимости от приведенной скорости газа. Можно видеть, что при пузырьковом режиме частота образования пузырьков возрастает с ростом приведенной скорости газа, а при переходе ко вспененному режиму начинает убывать, т.к.

горизонтальные перемычки жидкости разрушаются. При достижении критического значения газосодержания ($\epsilon > 0.42$) происходит коалесценция пузырей, за счет чего и уменьшается их количество.

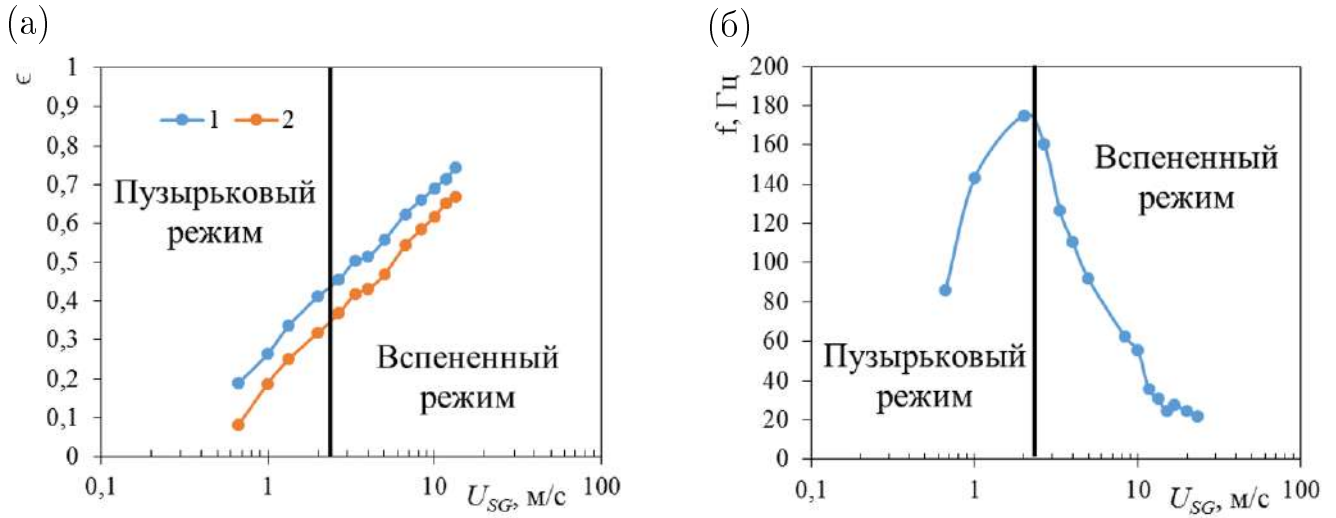


Рисунок 3.30 — (а) Газосодержание (1) и характерная область пленки на нижней стенке микроканала (2); (б) частота образования пузырьков газа в канале $0.05 \times 10 \text{ мм}^2$ при $U_{SL}=12,6 \text{ м/с}$. Сплошной линией показана граница перехода.

3.2 Перепад давления

Проведено исследование перепада давления в микроканале сечением $0,15 \times 10 \text{ мм}$. Для определения перепада давления на трение использовались две классических модели: модель гомогенного потока и модель раздельных потоков. В модели гомогенного потока экспериментальные значения коэффициента Фаннинга определяется следующим образом:

$$f_{exp} = \frac{D_h}{2\rho_{tp}(U_{SG} + U_{SL})^2} \left(\frac{dP}{dL} \right)_{exp} \quad (3.1)$$

где $\left(\frac{dP}{dL} \right)_{exp}$ - экспериментально измеренный перепад давления. Для прямоугольного канала сечением $0,15 \times 10 \text{ мм}$ по корреляции [125], уравнение 1.84 рассчитано число $Po = fRe = 23,8$; $Re < 2000$. Для расчета чисел Рейнольд-

са и коэффициента трения Фаннинга по данной модели были использованы корреляции для двухфазной вязкости, представленные в таблице 6. Показано, что корреляцией для вязкости, наилучшим образом, является модель Dukler et.al [1], которая предсказывает перепад давления на трение со средним абсолютным отклонением 30,6%. (рис. 3.31). Среднее абсолютное отклонение (САО) использовалось для точности модельных предсказаний и определялось следующим образом:

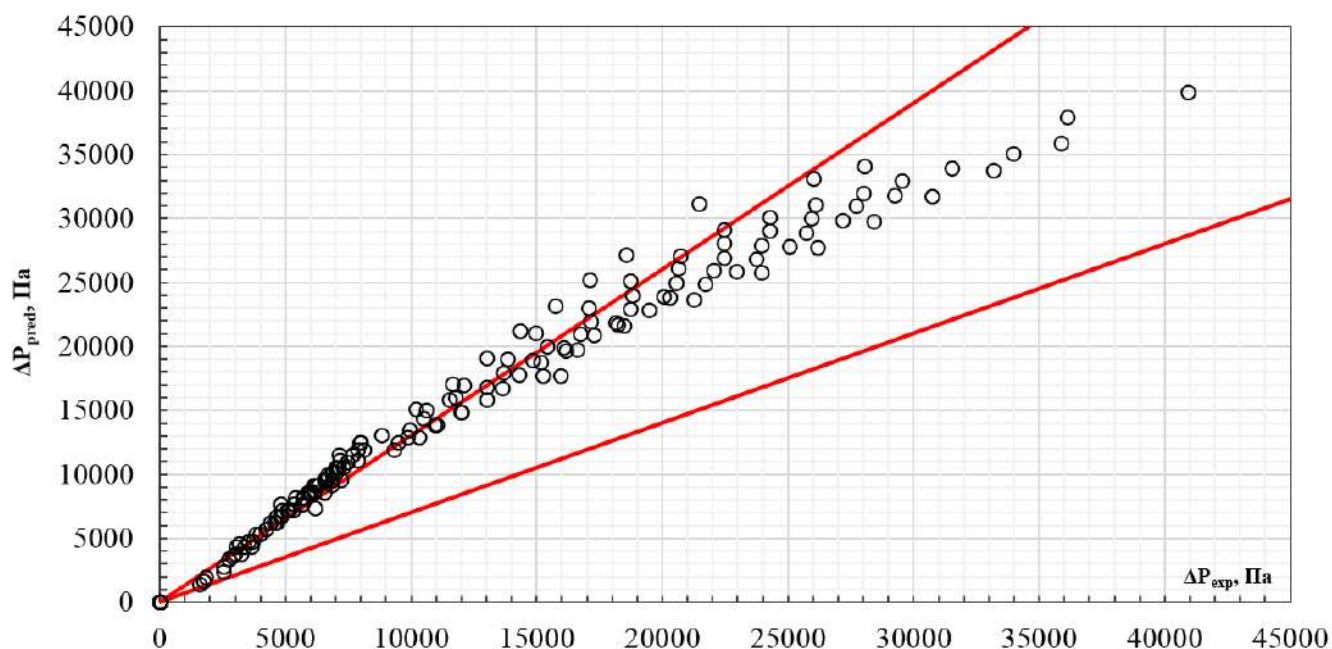


Рисунок 3.31 — Сравнение экспериментального перепада давления с перепадами давления, построенным по гомогенной модели с двухфазной вязкостью [1]

$$CAO = \frac{1}{N} \sum \left(\frac{|dP_{pred} - dP_{exp}|}{dP_{exp}} \cdot 100 \right) \quad (3.2)$$

где $\left(\frac{dP}{dL} \right)_{pred}$ - рассчитанный перепад давления по модели.

В модели раздельного потока построена экспериментальная зависимость двухфазного множителя φ_l^2 , определяемого из уравнения 1.89, от параметра Мартинелли X . Для определения множителя φ_l^2 сначала экспериментально определяется двухфазный градиент перепада давления, затем с таким же массовым расходом газа, который использовался в двухфазном потоке в канал подается только газ и определяется градиент перепада давления по газу. Из отношения двухфазного градиента к газовому определяется множитель φ_g^2 . Далее, из

уравнения 1.90, получаем $\varphi_l^2 = \frac{\varphi_g^2}{X^2}$. Параметр Мартинелли X определялся согласно уравнению 1.15, т.к. числа Рейнольдса Re_l и Re_g находились в диапазоне ламинарных режимов течений: $3,67 \leq Re_l \leq 231,5$ и $23,1 \leq Re_g \leq 231,06$.

В работе рассмотрены корреляции [2; 17; 134; 139–145] для определения двухфазного множителя φ_l^2 и константы двухфазного взаимодействия, представленные в таблице 7. Для определения точности корреляций как и в гомогенной модели использовалось среднее абсолютное отклонение. Практически все рассмотренные корреляции кроме корреляций [134; 142] дают достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными. Наименьшее среднее абсолютное отклонение 14,1% достигнуто с корреляцией [2]. На рис. 3.32 показано сравнение экспериментальных точек по перепаду давления в канале с корреляцией Hwang and Kim [2].

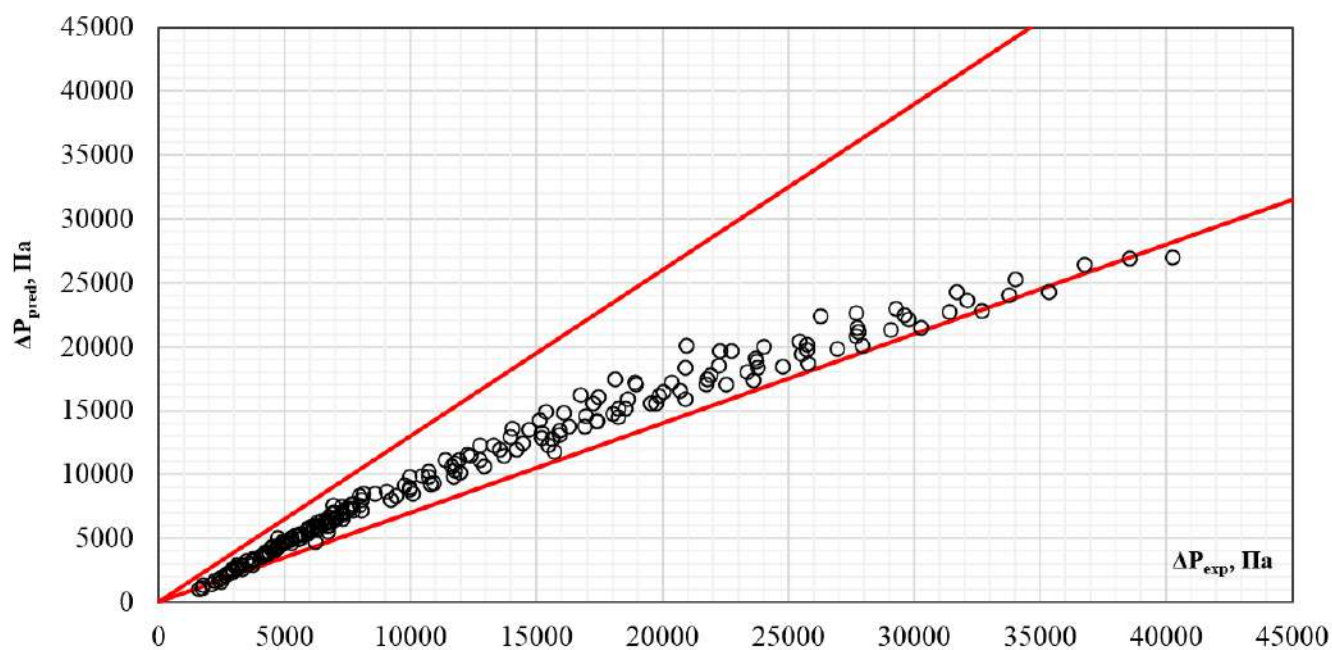


Рисунок 3.32 — Сравнение экспериментального перепада давления с перепадами давления, построенным по отдельной модели с корреляцией для константы двухфазного взаимодействия [2]

Зависимость экспериментального значения перепада давления (ΔP_{exp}) от массового газосодержания (x) при кольцевом, раздельном и вспененном режимах показана на рис. 3.33. Максимальный перепад давления наблюдается при кольцевом режиме течения и составляет 41 кПа, когда расходы газа и жидкости максимальны. Минимальный перепад давления наблюдается при раздельном режиме и составляет 3 кПа. Из графика видно, что перепад давления при

кольцевом в вспененном режимах существенно зависит от массового газосодержания. Перепад давления при раздельном режиме меняется не существенно с изменением массового газосодержания. В работе Bar Cohen et al. [80] показана М-образная зависимость коэффициента теплоотдачи от массового газосодержания. Данные представлены для широкого диапазона массового газосодержания начиная от кипения жидкости с недогревом и заканчивая испарением тонкой пленки жидкости при кольцевом режиме течения. Увеличение коэффициента теплоотдачи недогретой жидкости (при небольших значениях массового газосодержания) связано с ускорением двухфазного потока с началом кипения. Второй пик кривой при бо́льших значениях газосодержания обусловлен испарением тонкой пленкой жидкости. Таким образом максимальный коэффициент теплоотдачи при минимальном перепаде давления наблюдается в раздельном режиме.

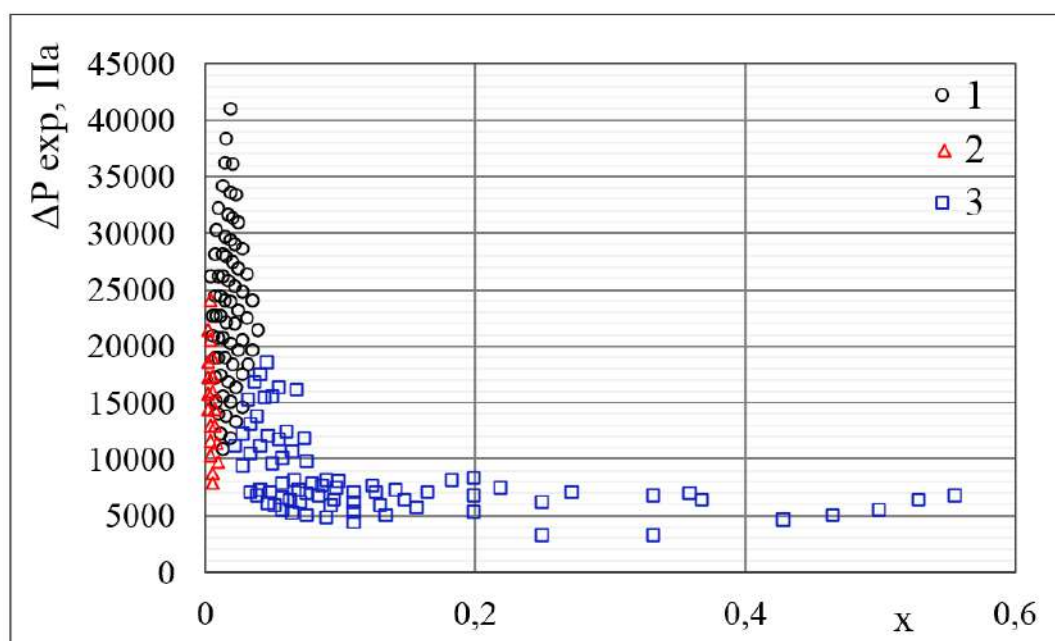


Рисунок 3.33 — Сравнение экспериментального перепада давления с перепадами давления, построенным по раздельной модели с корреляцией для константы двухфазного взаимодействия [2]

3.3 Выводы к третьей главе

Предложена новая методика определения границ режимов на основе количественных критериев. Впервые проведены эксперименты в широких (шириной 10-40 мм) микроканалах высотой от 150 до 50 мкм. Выделены следующие режимы течения: струйный, пузырьковый, раздельный, кольцевой и вспененный. Обнаружены новые особенности режимов, в частности, показано, что в струйном режиме в каналах высотой менее 100 мкм жидкость движется не только вдоль боковых стенок канала, но и по центру. В каналах высотой менее 100 мкм обнаружено формирование вертикальных перемычек и капель жидкости в широком диапазоне расходов газа и жидкости. Зафиксированы различные механизмы формирования пленки на верхней стенке микроканала при кольцевом режиме. На основании новой методики точно определены границы между режимами и построены режимные карты. Проведено измерение перепада давления в канале с сечением $0,15 \times 10$ мм. Рассмотрены классические модели для определения перепада давления на трение: модель гомогенного потока и модель раздельного потока. В гомогенной модели наилучшее согласие с экспериментальными данными со средним абсолютным отклонением 30,6% получено с использованием модели гомогенной вязкости Dukler et.al [1]. В модели раздельного потока были наилучшее согласование экспериментальных данных со средним абсолютным отклонением 14,1% было достигнуто корреляцией Hwang and Kim [2]. Исследована зависимость перепада давления пленочных режимов течения от массового газосодержания. Показано, что минимальный перепад давления достигается в раздельном режиме, что важно для технических приложений.

Глава 4. Характерные особенности двухфазного течения в широких прямоугольных микроканалах

4.1 Влияние свойств жидкости

В микроканале высотой 150 мкм и шириной 20 мм выполнено экспериментальное исследование двухфазного течения с использованием различных жидкостей: очищенная вода прибором Milli-Q, 50% водно-спиртовой раствор и FC-72.

Высота микроканала измерена при помощи конфокального метода на установке confocalDT IFC2451. Среднее значение высоты микроканала в исследуемой области $151,4 \pm 6,2$ мкм. При помощи установки KRUSS DSA 100 проведены измерения поверхностного натяжения жидкостей, а также углов смачивания верхней и нижней стенок микроканала. Поверхностное натяжение воды и водно-спиртового раствора измерялись методом висящей капли, краевые углы смачивания измерялись методом лежащей капли. Для используемой воды поверхностное натяжение составило 72 мН/м, для водно-спиртового раствора – 26 мН/м. Для FC-72 значения поверхностного натяжения взяты из таблицы, 10 мН/м. Результаты измерения контактных углов приведены в таблице 11.

Таблица 11 — Результаты измерения краевых углов смачивания

		Нержавеющая сталь	Кварц
Вода	натекающий	$106 \pm 1^\circ$	$108 \pm 2^\circ$
	оттекающий	$25 \pm 3^\circ$	$68 \pm 3^\circ$
50% водно-спиртовой раствор	натекающий	$58 \pm 2^\circ$	$71 \pm 2^\circ$
	оттекающий	$15 \pm 4^\circ$	$35 \pm 4^\circ$
FC-72	натекающий	$12 \pm 2^\circ$	
	оттекающий	$4 \pm 2^\circ$	

Исследованы основные режимы течения двухфазного потока и определены границы между ними. Зарегистрированы следующие режимы двухфазных течений: струйный, пузырьковый, раздельный, кольцевой и вспененный. Построены режимные карты двухфазного течения для каждой из исследуемых

жидкостей. В качестве координат использованы приведенные скорости газа U_{SG} и жидкости U_{SL} , определяемые как отношение объемного расхода к площади поперечного сечения канала (4.1):

$$U_{SL} = \frac{Q_L}{(b \cdot h)}; U_{SG} = \frac{Q_G}{(b \cdot h)}, \quad (4.1)$$

где Q_L – массовый расход жидкости, который задается шприцевым насосом высокой точности Cole-Parmer EW-74905-54, Q_G – массовый расход газа, который задается регулятором расхода El-Flow фирмы Bronkhorst, b – ширина микроканала, h – высота микроканала.

Также построены режимные карты двухфазного течения для каждой из исследуемых жидкостей, где в качестве координат использованы безразмерные числа Вебера (4.2):

$$We_{SL} = \frac{\rho_L \cdot D_h \cdot U_{SL}^2}{\sigma}; We_{SG} = \frac{\rho_G \cdot D_h \cdot U_{SG}^2}{\sigma} \quad (4.2)$$

где ρ_L – плотность жидкости, ρ_G – плотность газа, D_h – гидравлический диаметр микроканала, σ – поверхностное натяжение жидкости, измеренное на установке KRUSS.

В струйном режиме при использовании в качестве жидкости водно-спиртового раствора и воды, пленка на верхней стенке микроканала не образуется. При использовании в качестве жидкости FC-72, на верхней стенке микроканала всегда формируется пленка жидкости, а также наблюдается движение вертикальных жидкостных перемычек (между верхней и нижней стенками микроканала) и струек жидкости в канале, оставляющих за собой характерные следы на пленке жидкости. Ранее в работах [69; 147] в условиях хорошей смачиваемости был зарегистрирован капельный режим, где также двигаются вертикальные перемычки жидкости, оставляющие за собой характерные следы. Таким образом, когда достигается очень хорошая смачиваемость, в данном случае краевой угол $12 \pm 2^\circ$ и гистерезис $8 \pm 4^\circ$, появляется новая особенность режимов течения, которую рассмотрим в разделе 4.2. Существенных отличий структуры пузырькового и вспененного режимов при использовании различных жидкостей не наблюдается. При использовании в качестве жидкости FC-72 отдельный режим не наблюдается, т.к. пленка на верхней стенке канала формируется во всем диапазоне расходов жидкости и газа.

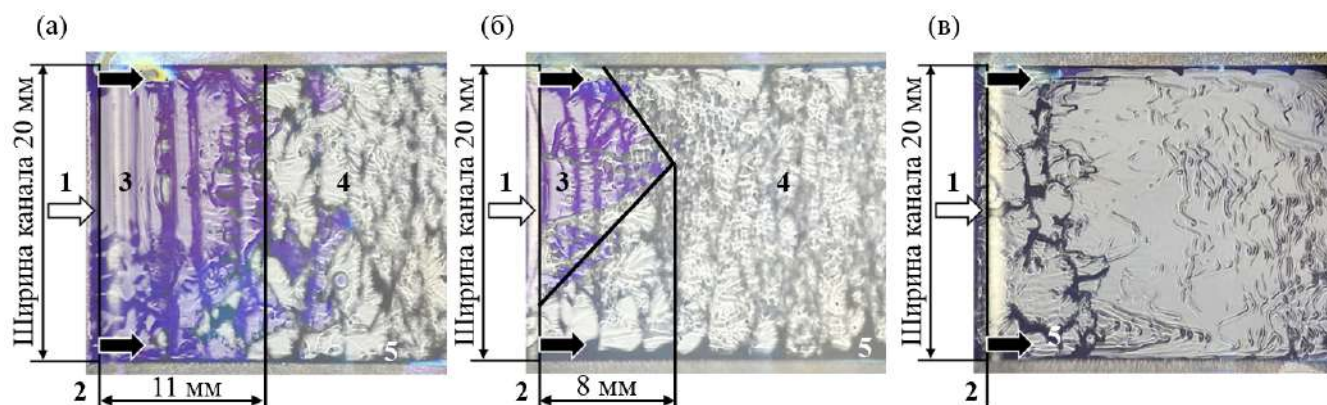


Рисунок 4.1 — Шлирен-фотографии кольцевого режима в канале сечением $0.15 \times 20 \text{ мм}^2$, где в качестве жидкости используется (а) вода, (б) водно-спиртовой раствор, (в) FC-72. Обозначения: 1 - вход газа в микроканал, 2 – вход жидкости в канал, 3 – пленка на нижней стенке микроканала, 4 – пленка на верхней стенке микроканала, 5 – жидкость. Белые стрелки – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

При использовании в качестве жидкости воды, пленка на верхней стенке микроканала формируется равноудалено на расстоянии 11 мм от сопла жидкости, рис. 4.1а. При использовании водно-спиртового раствора формирование пленки жидкости на верхней стенке микроканала происходит сначала у боковых стенок микроканала, а затем она формируется в центральной части микроканала, причем на расстоянии меньшем, чем в случае использования в качестве рабочей жидкости воды, рис. 4.1б. При использовании в качестве жидкости FC-72 пленка на верхней стенке микроканала формируется непосредственно возле сопла жидкости за счет набросов жидкости на верхнюю стенку микроканала, рис. 4.1в. В этом случае пленка на верхней стенке микроканала формируется вследствие фронтальной неустойчивости. Таким образом, в зависимости от свойств жидкости, за формирование пленки жидкости на верхней стенке микроканала отвечают различные механизмы.

На рис. 4.2 представлено сравнение режимных карт, где в качестве координат используются числа Вебера. Видно, что при использовании FC-72 вспененный режим образуется при наименьших значениях We_{SL} . При использовании водно-спиртового раствора и FC-72 переход от струйного к разделному режиму (или к кольцевому для FC-72) наблюдается при меньших значениях We_{SG} , чем в случае использования в качестве рабочей жидкости воды. Происходит это

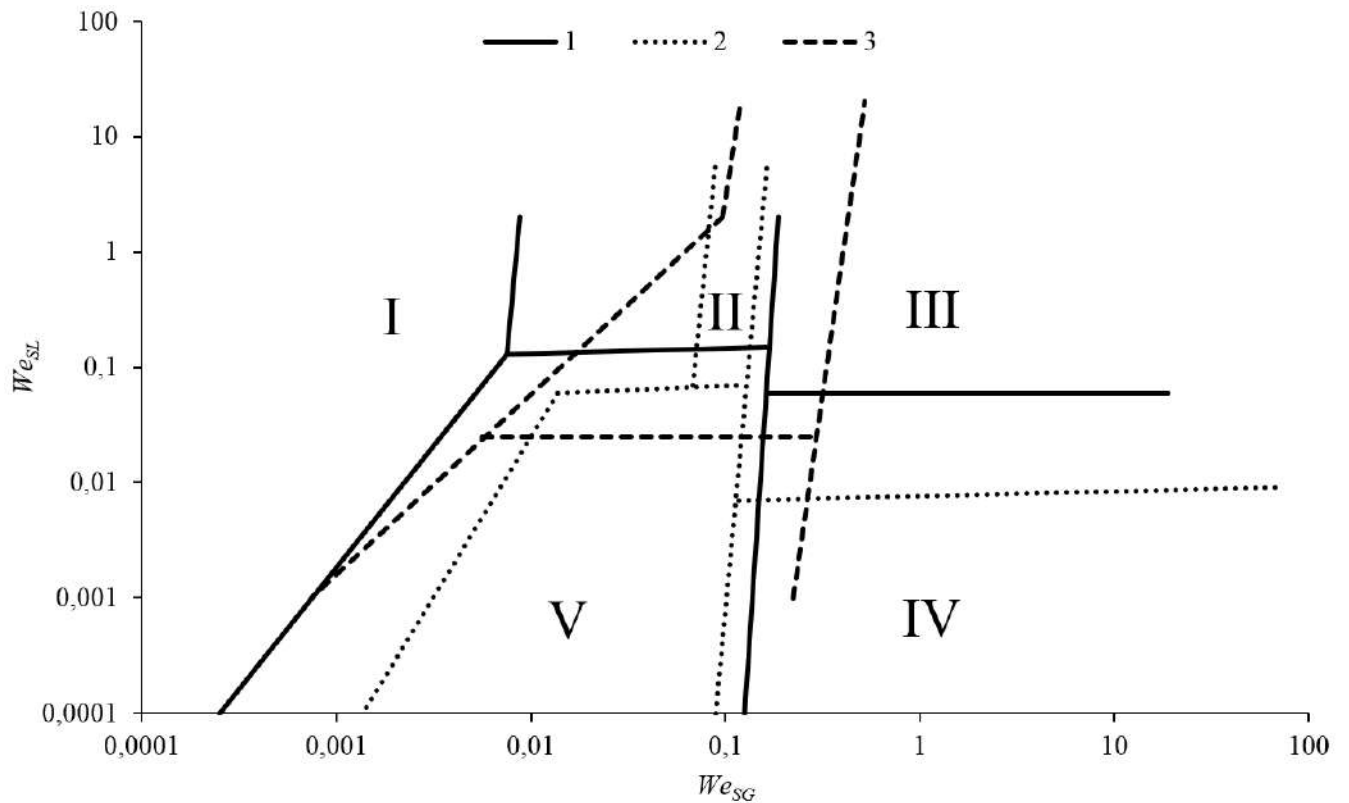


Рисунок 4.2 — Сравнительная режимная карта для микроканала сечением $0.15 \times 20 \text{ мм}^2$ при использовании в качестве рабочей жидкости: (1) воды, (2) 50% водно-спиртового раствора, (3) FC-72. Режимы течений: (I) пузырьковый, (II) вспененный, (III) кольцевой, (IV) раздельный, (V) струйный.

потому, что водно-спиртовой раствор и FC-72 лучше смачивают поверхность, а значит и пленка жидкости образуется при меньших расходах газа. Этим же можно объяснить сдвиг границы между раздельным и кольцевым режимами при переходе от воды к водно-спиртовому раствору в сторону меньших значений We_{SL} . При использовании FC-72 раздельный режим не зарегистрирован, пленка на верхней стенке канала образовывалась во всем диапазоне расходов газа и жидкости.

4.2 Формирование и деформация капель жидкости

С уменьшением высоты микроканала в двухфазном течении начинают формироваться капли жидкости, представляющие из себя вертикальные жидкостные перемычки между верхней и нижней стенками микроканала, а так-

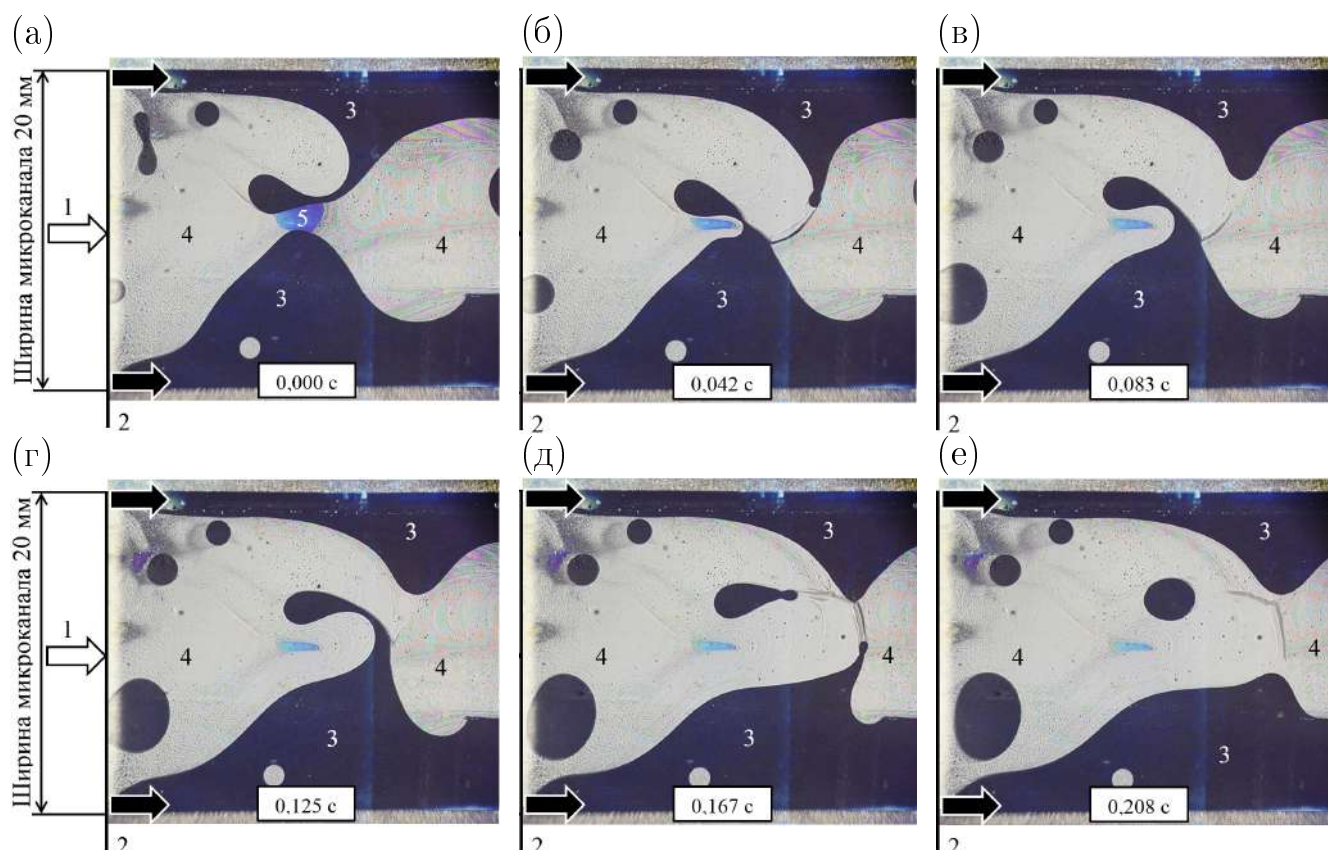


Рисунок 4.3 — Шлирен- фотографии подвижных капель жидкости в канале $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ при $U_{SG}=2,78 \text{ м/с}$; $U_{SL}=0,005 \text{ м/с}$ в зависимости от времени, вид сверху. Жидкость - FC-72, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – жидкость, 4 – пленка на верхней стенке микроканала, 5 – пленка на нижней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

же сидячие капли на стенках микроканала. Одной из первых работ, где были зарегистрированы подвижные капли жидкости, является публикация Чиннова и Кабова [69]. Показано, что в прямоугольных каналах высотой от 100 до 300 мкм существуют режимы течения, в которых происходит образование капель при малых значениях приведенных скоростей жидкости и газа. Выделено два режима: образование фиксированных капель на стенке канала в результате разрыва пленки или перемычек жидкости и возникновение подвижных капель в результате неустойчивости двухфазного течения.

В канале сечением $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ такие перемычки наблюдаются практически во всем диапазоне расходов газа и жидкости. Обнаружено, что в условиях хорошей смачиваемости (когда контактный угол близок к нулю), такие верти-

кальные жидкостные перегородки формируются в каналах высотой 100 мкм и даже 150 мкм (при использовании FC-72 в качестве рабочей жидкости). На рис. 4.4 показано схематическое изображение капель, представляющих из себя жидкостные перегородки между верхней и нижней стенками микроканала.

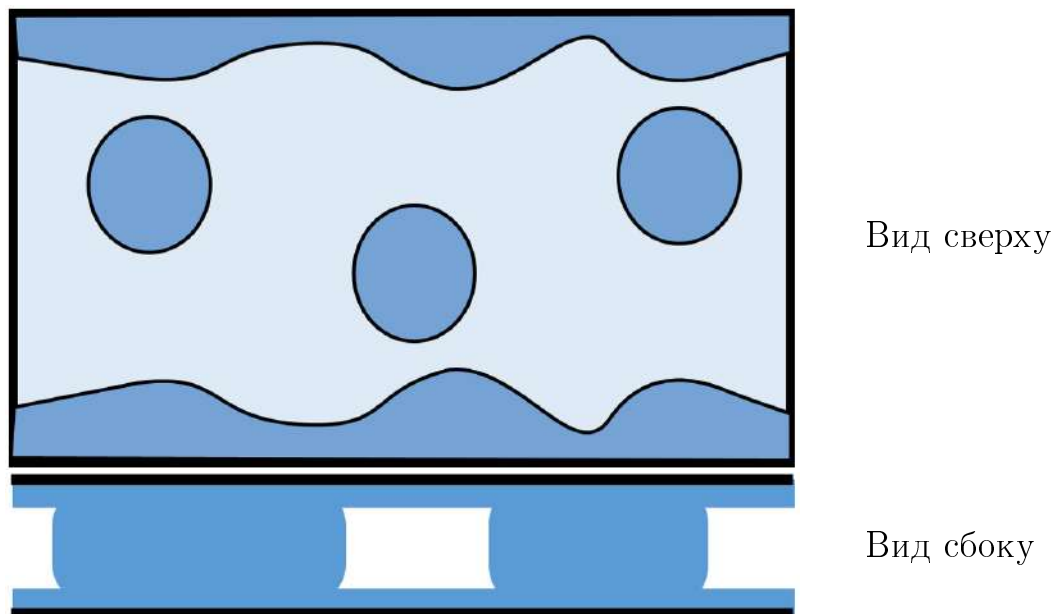


Рисунок 4.4 — Схематическое изображение капель жидкости.

В канале высотой 150 мкм и шириной 20 мм при использовании в качестве рабочей жидкости FC-72, капли формируются даже при небольших расходах жидкости. На рис. 4.8 показано, как происходит формирование капель жидкости при $U_{SG}=2,78$ м/с; $U_{SL}=0,005$ м/с. Можно выделить три механизма: Первый - формирование капель непосредственно возле жидкостного сопла. В таком случае капли сразу имеют форму, близкую к кругу (если рассматривать их плоскими), но размер может отличаться. Второй механизм - это формирование капель у боковых стенок, когда капля отделяется от жидкости, движущейся по боковым сторонам канала, а затем капля приобретает правильную форму. Третий - вследствие разрушения горизонтальных жидкостных перегородок. Диаметр капель в таком режиме варьируется от 1 до 10 мм. При увеличении расхода газа интенсивность формирования капель возрастает, а размеры уменьшаются. Наблюдаются капли диаметром менее 0,5 мм.

На рис. 4.5 показана зависимость газосодержания в канале и частоты образования капель в зависимости от приведенной скорости газа при различных приведенных скоростях жидкости. Видно, что с увеличением приведенной скорости газа, увеличивается газосодержание и частота образования капель за счет того,

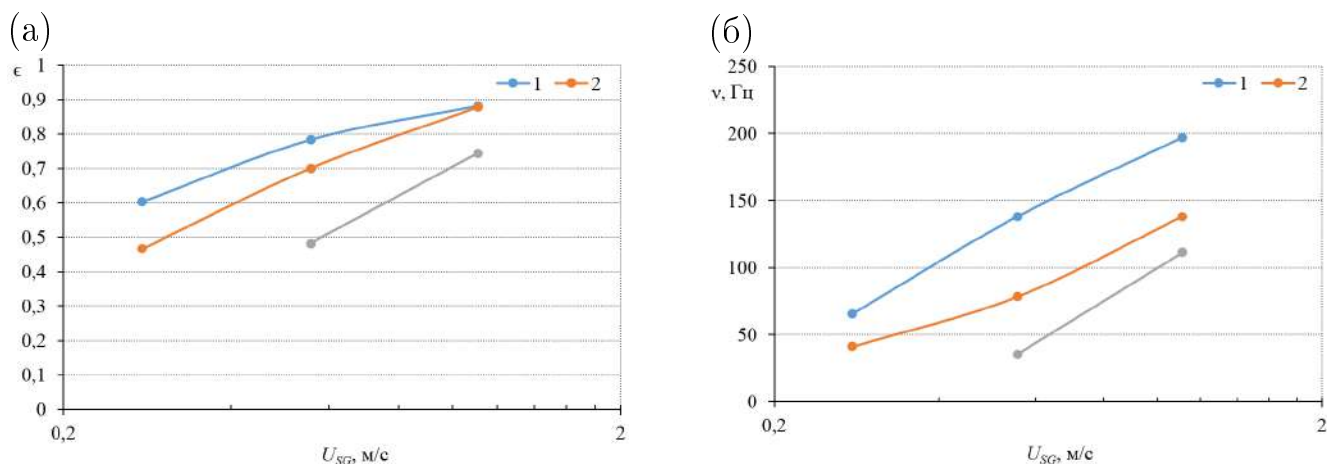


Рисунок 4.5 — (а) Газосодержание и (б) частота формирования капель в канале $0,15 \times 20$ мм² (1) при $U_{SL}=0,0056$ м/с; (2) $U_{SL}=0,0111$ м/с; (3) $U_{SL}=0,0278$ м/с.

что уменьшается размер самих капель. При $U_{SL}=0,0056$ м/с и $U_{SG}=0,278$ м/с средний диаметр капель составляет 7 мм. При увеличении приведенной скорости газа до $U_{SG}=1,11$ м/с средний диаметр капель уменьшается до 3 мм. С увеличением приведенной скорости жидкости частота формирования капель уменьшается, т.к. большая часть жидкости движется вдоль боковых стенок микроканала, а капли формируют горизонтальные перегородки жидкости.

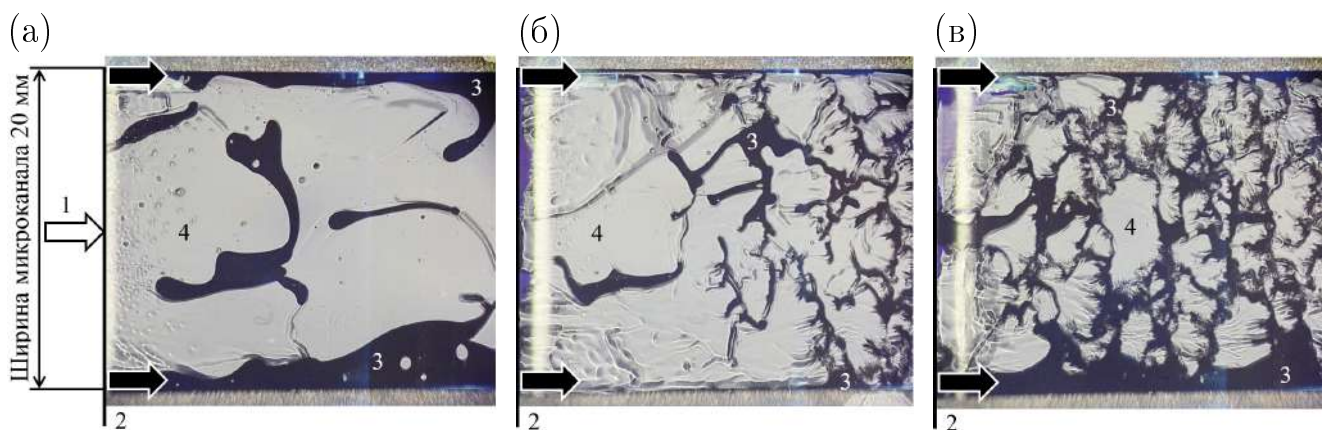


Рисунок 4.6 — Деформация капель жидкости в канале $0,15 \times 20$ мм² (а) при $U_{SG}=1,11$ м/с; $U_{SL}=0,028$ м/с; (б) при $U_{SG}=5,56$ м/с; $U_{SL}=0,111$ м/с; (в) при $U_{SG}=5,56$ м/с; $U_{SL}=0,333$ м/с, вид сверху. Жидкость - FC-72, газ - азот. 1 – вход газа в микроканал, 2 – щель в нижней стенке микроканала для входа жидкости, 3 – жидкость, 4 – пленка на верхней стенке микроканала, 5 – пленка на нижней стенке микроканала. Белая стрелка – направление движения газа, черные стрелки – направления движения жидкости.

При более высокой скорости жидкости ($U_{SG}=1,11$ м/с; $U_{SL}=0,028$ м/с, рис. 4.6а) форма капли жидкости начинает деформироваться, становится более сложной. При деформации капли могут сливаться с жидкостью, движущейся вдоль боковых стенок канала, образуя горизонтальные перемычки. При дальнейшем увеличении приведенных скоростей газа и жидкости ($U_{SG}=5,56$ м/с; $U_{SL}=0,111$ м/с, рис. 4.6б), происходит переход к дисперсно-кольцевому режиму. Характерные размер капель уменьшается, а их количество возрастает. Капли в таком режиме еще больше деформируются и начинают временами соединяться. При увеличении скорости жидкости до $U_{SL}=0,333$ м/с, рис. 4.6в, структура потока становится еще более сложной.

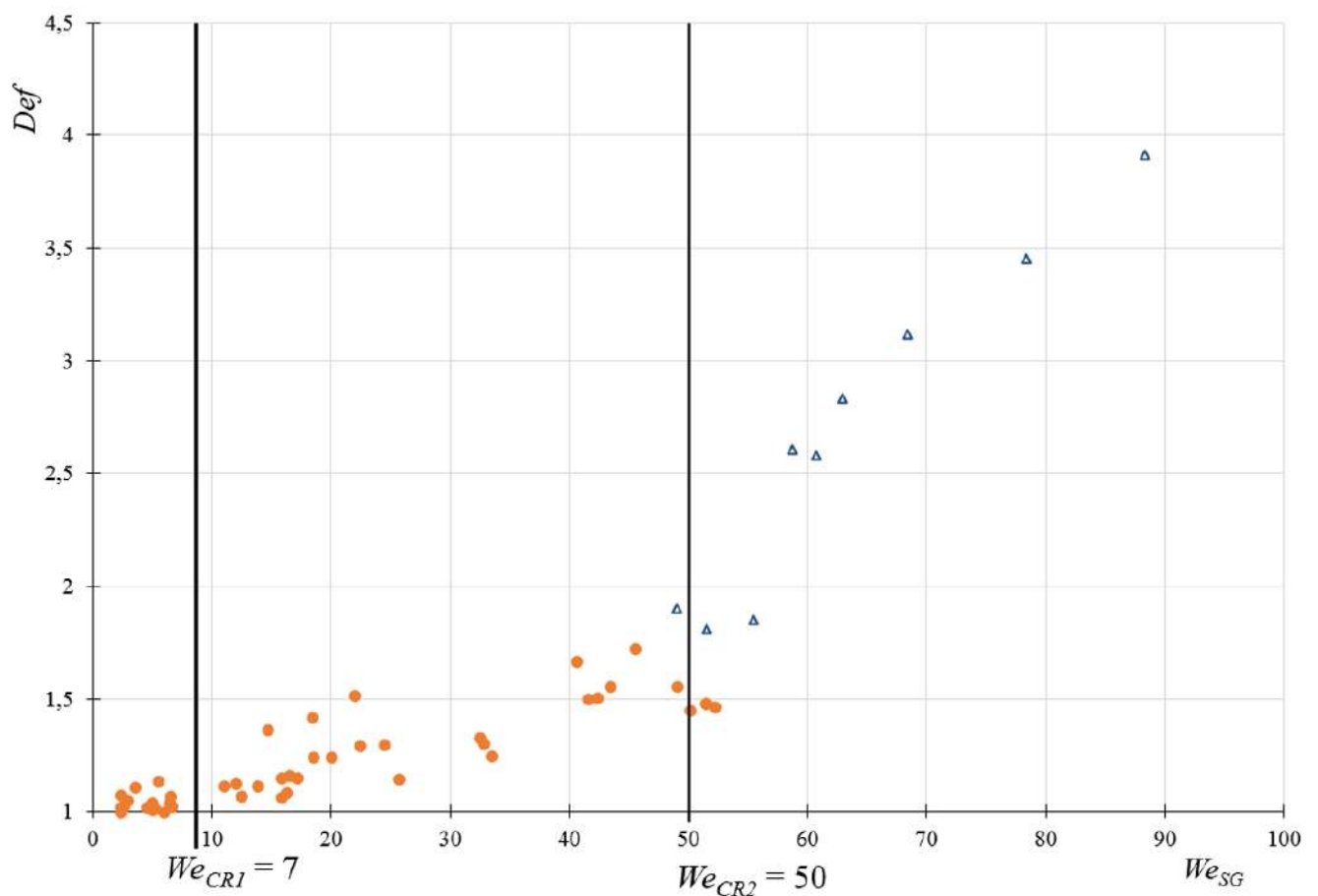


Рисунок 4.7 — Деформация капель жидкости в зависимости от числа Вебера

При небольших значениях деформации капли имеют эллипсоидальную форму. Проведено исследование деформации капель жидкости $Def = a/b$, где a – максимальный диаметр капли, а b – минимальный в зависимости от числа Вебера газа $We_{SG} = \rho D U_{SG}^2 / \sigma$, где ρ – плотность газа, $D = \sqrt{ab}$ – эквивалентный диаметр, а σ – поверхностное натяжение. Значения деформации капель жидкости в зависимости от числа Вебера представлены на рис.4.7. При небольших

значениях We_{SG} капли имеют круглую форму и их деформация не превышает 1%. При увеличении значения We_{SG} деформация капель возрастает, значение деформации не превышает 1,8. При достижении числа вебера $We_{SG} = 50$, деформация капель становится настолько большой, что растёт со временем, капля меняет форму и разрушается, образуя, как правило, две капли меньшего размера. В данном случае деформация капель определялась в последний момент, когда они имели эллипсоидальную форму. Таким образом, можно выделить три диапазона: начало деформации капель, деформация капель и разрушение капель, которые представлены схематически на рис. 4.8.



Рисунок 4.8 — Деформация капель.

Следовательно, можно выделить новую классификацию режимов, которая схематически представлена на рис. 4.9: 1 – пузырьковый режим, когда по микроканала движутся пузырьки газа; 2 – капельный режим, когда в классических режимах течения наблюдается движение капель жидкости, представляющих из себя вертикальные жидкостные перемычки и 3 – классические режимы течения, не содержащие капель. Причем область капельного режима течения существенно зависит от высоты канала и смачиваемости поверхности. При использовании воды в качестве рабочей жидкости, капли впервые появляются в микроканале, высотой 440 мкм [69] только при высоких расходах газа. При уменьшении высоты канала интенсивность образования капель возрастает. В канале, высотой 50 мкм такие капли формируются во всем диапазоне расходов газа и жидкости. В условиях хорошей смачиваемости, в канале, высотой 150 мкм при использовании FC-72 в качестве рабочей жидкости (угол смачивания $\theta = 12^\circ$) капли жидкости наблюдаются во всем диапазоне расходов газа и жидкости. Когда как при использовании воды в качестве рабочей жидкости ($\theta = 106^\circ$), такие капли наблюдаются только при высоких расходах газа, при отдельном и кольцевом режимах. При использовании водно-спиртового раство-

ра, $\theta = 58^\circ$, область капельного режима существенно возрастает по сравнению с экспериментом, когда использовалась вода в качестве рабочей жидкости.

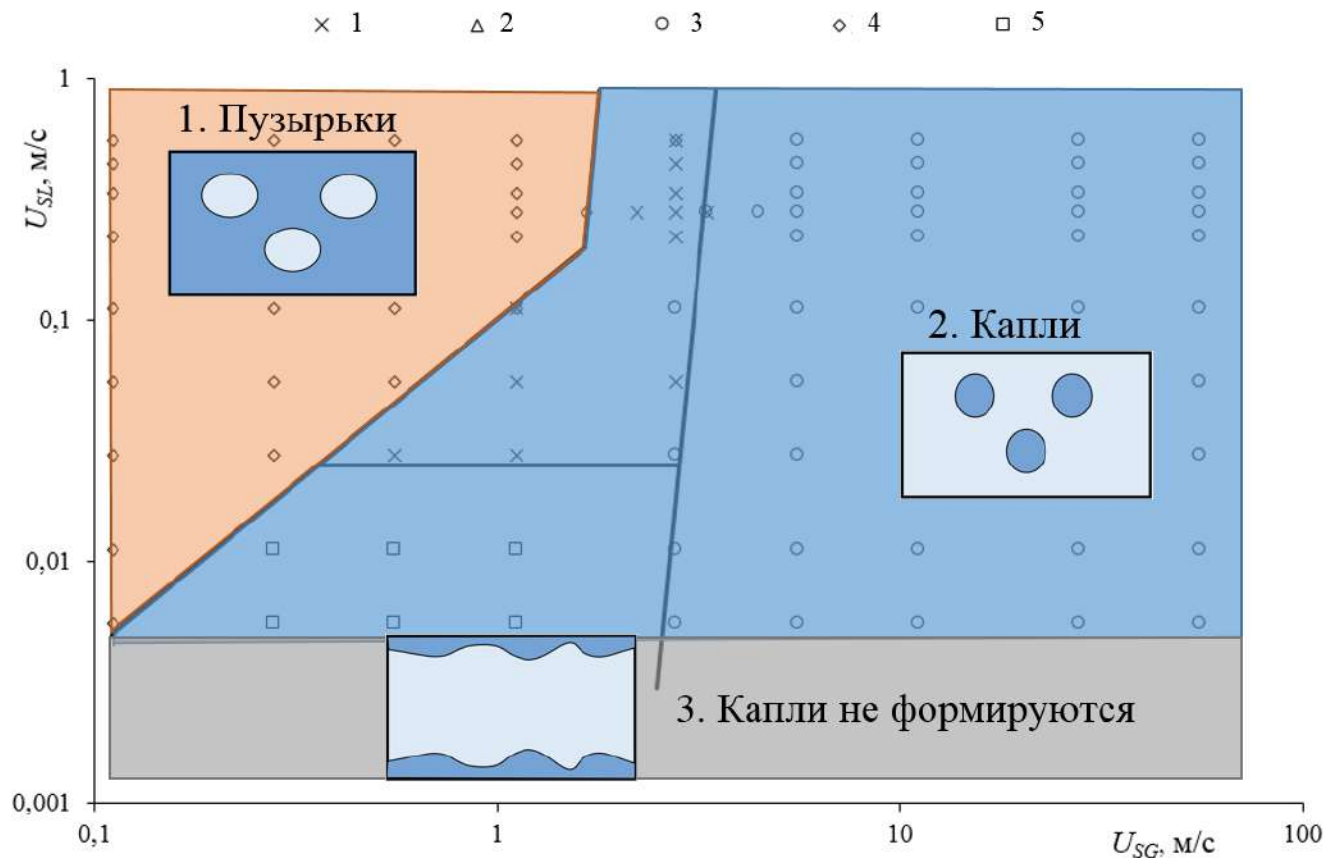


Рисунок 4.9 — Режимы течения в микроканале сечением $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$.

Маркерами обозначены классические режимы течения: 1 - Вспененный, 2 - Раздельный, 3 - Кольцевой, 4- Пузырьковый, 5 - Струйный. Жидкость: FC-72; газ: азот.

4.3 Влияние размеров канала

4.3.1 Влияние высоты канала

На рис. 4.10 представлена сравнительная режимная карта микроканалов сечением $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$, $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ и $1 \times 19 \text{ мм}^2$ [148], где в качестве рабочей жидкости использовалась вода. Из рисунка видно, что при увеличении высоты микроканала граница между вспененным и струйным режимами сдви-

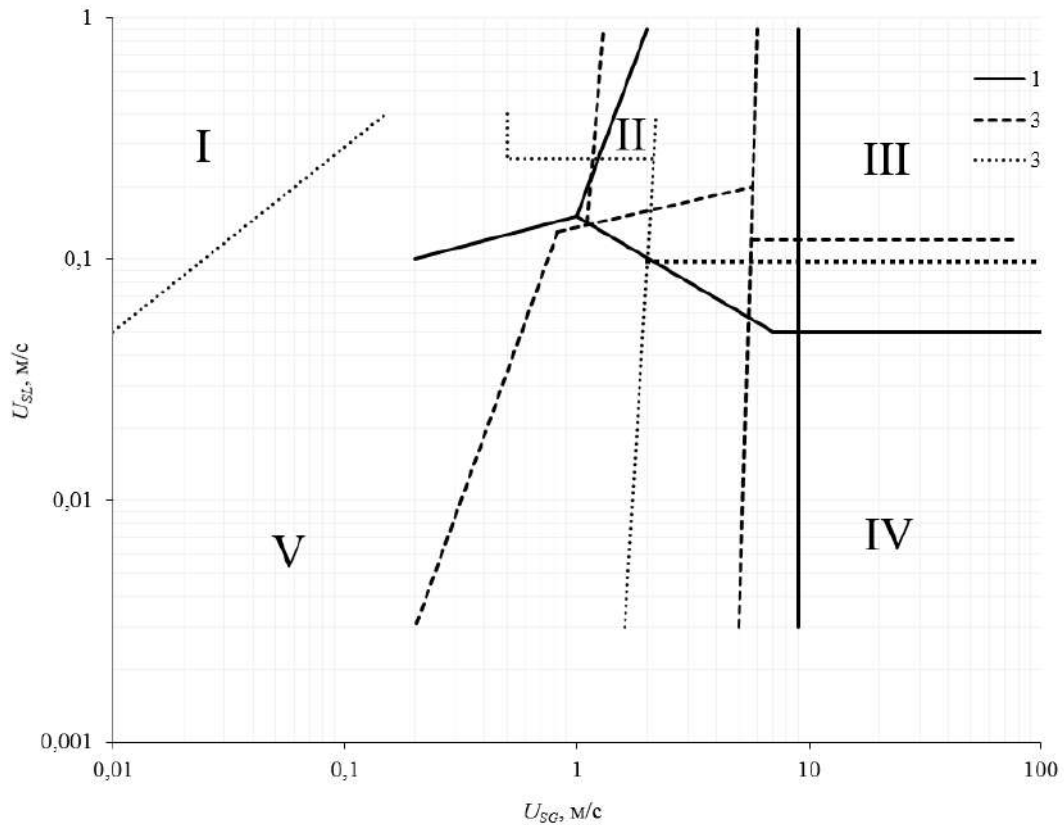


Рисунок 4.10 — Влияние высоты микроканала на границы между режимами для микроканалов шириной 20 мм. Режимы течений: (I) пузырьковый, (II) вспененный, (III) кольцевой, (IV) раздельный, (V) струйный; сечения каналов: $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ (1), $0,15 \times 20 \text{ мм}^2$ (2) и $1 \times 19 \text{ мм}^2$ [148] (3).

гается в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости, за счет чего уменьшается область вспененного режима течения. Граница между раздельным и кольцевым режимам течения практически не меняется. Граница между раздельным и струйным режимами течения сдвигается с сторону более низких приведенных скоростей газа с увеличением высоты канала, увеличивая область раздельного течения.

При уменьшении высоты канала начинают появляться новые эффекты, рис. 4.11. Пунктирной линией и закрашенной желтой областью показана относительная область вспененного режима S , определяемый как отношение площади вспененного режима на карте к максимальной площади вспененного режима на карте (в канале высотой 50 мкм). Видно, что область вспененного режима существенно увеличивается на карте, причем при переходе микроканалов высотой 200-100 мкм ($\sim 0.05 l_\sigma$) тенденция меняется. Вспенный режим не наблюдается в горизонтальных макроканалах и является особенностью мик-

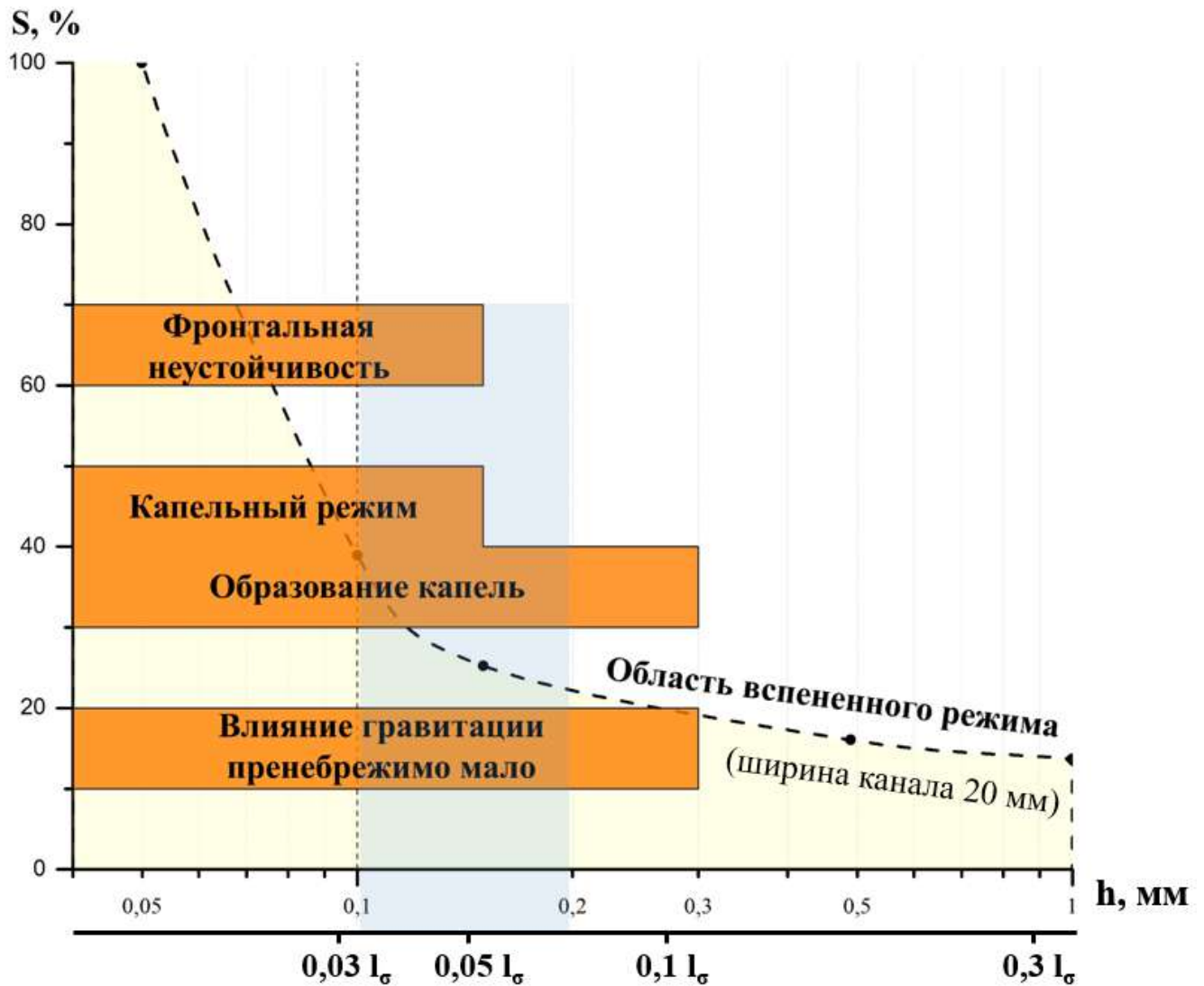


Рисунок 4.11 — Особенности режимов течения в микроканалах.

роканалов. В микроканалах высотой менее 300 мкм гравитация не оказывает существенного влияния на режим двухфазного течения [7]. В микроканалах, высотой менее 300 мкм появляется новая особенность режимов течения – образование капель. С уменьшением высоты канала интенсивность образования капель растет. В микроканалах, высотой менее 150 мкм в условиях хорошей смачиваемости обнаружен капельный режим течения. В микроканалах, высотой менее 150 мкм существенное влияние на образование режимов течения начинает оказывать фронтальная неустойчивость, когда режим течения формируется непосредственно возле сопла жидкости. Таким образом, можно видеть, что при уменьшении микроканалов, при высоте 100-200 мкм наблюдается множество новых эффектов, не свойственным макро- и миниканалам. Следовательно, можно сказать, что именно таким размером ограничена высота микроканалов.

4.3.2 Влияние ширины канала

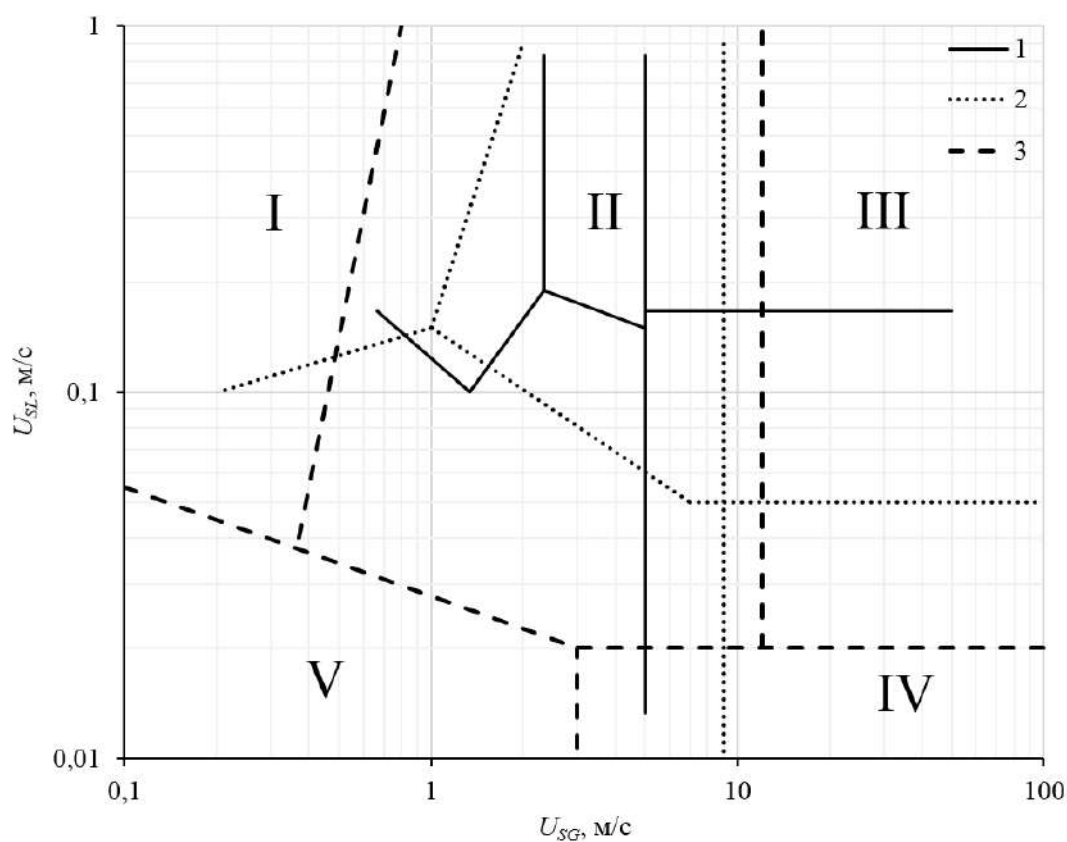


Рисунок 4.12 — Влияние ширины микроканала на границы между режимами для микроканалов высотой 50 мкм. Режимы течений: (I) пузырьковый, (II) вспененный, (III) кольцевой, (IV) раздельный, (V) струйный; сечения каналов: $0,05 \times 10$ мм² (1), $0,05 \times 20$ мм² (2) и $0,05 \times 40$ мм² (3).

На рис. 4.12 представлена сравнительная режимная карта микроканалов сечением $0,05 \times 10$ мм², $0,05 \times 20$ мм² и $0,05 \times 40$ мм². Видно, что с увеличением ширины микроканала увеличивается область вспененного и пузырькового режимов (граница между вспененным и струйным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей жидкости), существенно сжимая область струйного режима течения. Граница между пузырьковым и вспененным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей газа, за счет чего область пузырькового режима сжимается. Граница между струйным и раздельным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей газа с увеличением ширины микроканала, область раздельного режима

увеличивается. Граница между кольцевым и раздельным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей жидкости.

4.4 Сопоставление экспериментальных данных с моделью Taitel–Dukler

В ходе выполнения работы в среде Matlab подготовлен алгоритм, рассчитывающий основные режимы двухфазного течения для задаваемых свойств жидкости, газа, а также размера канала. Программа работает следующим образом: В цикле изменяются приведенные скорости газа и жидкости в заданном диапазоне. Из уравнений 1.8-1.11 находится равновесный уровень жидкости. Так как в этих уравнениях значение функции h_L/D задано неявно, уравнения решались методом Ньютона-Рафсона. Решение уравнения представлено на рис. 4.13.

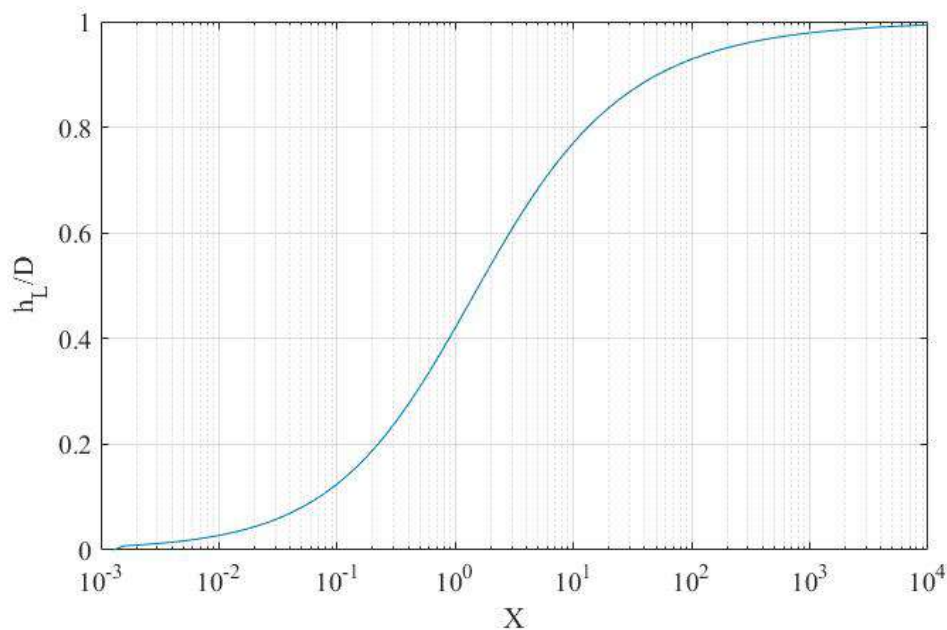


Рисунок 4.13 — Равновесный уровень жидкости при раздельном режиме.

На следующем шаге проверяется, является ли режим пузырьковым. Режим является пузырьковым, когда $U_{SL} > U_{SG} \frac{1-\epsilon}{\epsilon}$ из уравнения 1.48, где $\epsilon = 0,52$; $d_C < d_{CD}$ из уравнений 1.41 и 1.43; $d_C < d_{CB}$ из уравнений 1.41 и 1.47. Если режим не является пузырьковым далее проводится проверка, является ли режим раздельным. Раздельный режим наблюдается, когда он устойчив с точки зрения Кельвина-Гельмгольца, когда выполняется неравенство 1.21 и не выполняется неравенство 1.39. Если режим не является пузырьковым и раздельным, далее следует проверка, является ли режим кольцевым. Для горизонтальных

труб это условие, когда $X < 1,6$ [22]. Если режим не является пузырьковым, раздельным и кольцевым, то он является прерывистым. Выделялось две разновидности прерывистого режима: вспененный и снарядный. Снарядный режим наблюдается, когда $\epsilon_S > 0,52$ в уравнении 1.56.

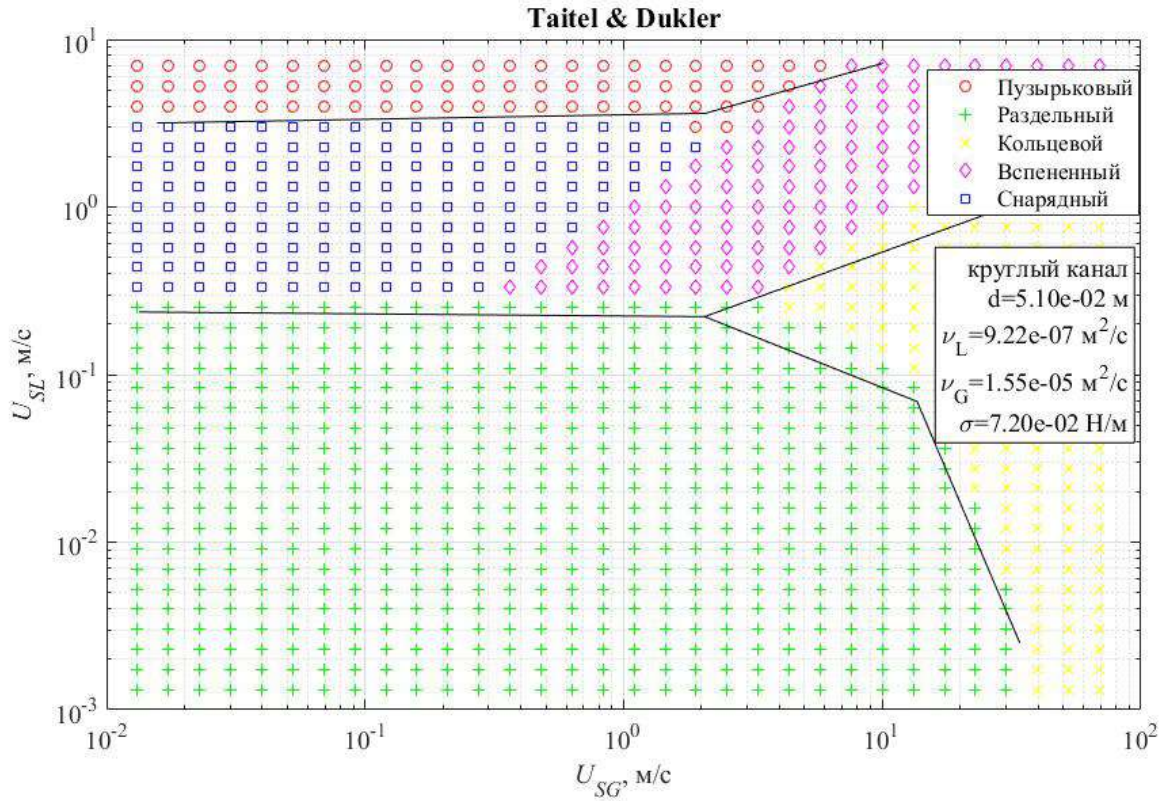


Рисунок 4.14 — Сравнение экспериментальных данных [73] (сплошные линии) с моделью Taitel and Dukler.

На рис. 4.14 показано сравнение экспериментального исследования двухфазного течения в трубе диаметром 5,1 см [73] с расчетом по модели Taitel and Dukler. Можно видеть хорошее качественное и количественное совпадение, данные согласуются с точностью более 94%.

На рис. 4.15 показано сравнение экспериментальных данных для каналов сечением 1×29 мм² [149]; $0,05 \times 10$ мм²; $0,05 \times 20$ мм² и $0,05 \times 10$ мм², где гидравлический диаметр D_h использовался в качестве эквивалентного диаметру круглым каналам. В работе [149] не наблюдался снарядный режим, а вместо него наблюдался пузырьковый. Связано это с тем, что в широких микрочаналах (отношение сторон более 10) при пузырьковом режиме характерные размеры пузырьков практически всегда больше высоты канала, но значительно меньше его высоты, когда в каналах с небольшим соотношением сторон (около 1) каналах размеры пузырьков при пузырьковом режиме всегда меньше высоты канала.

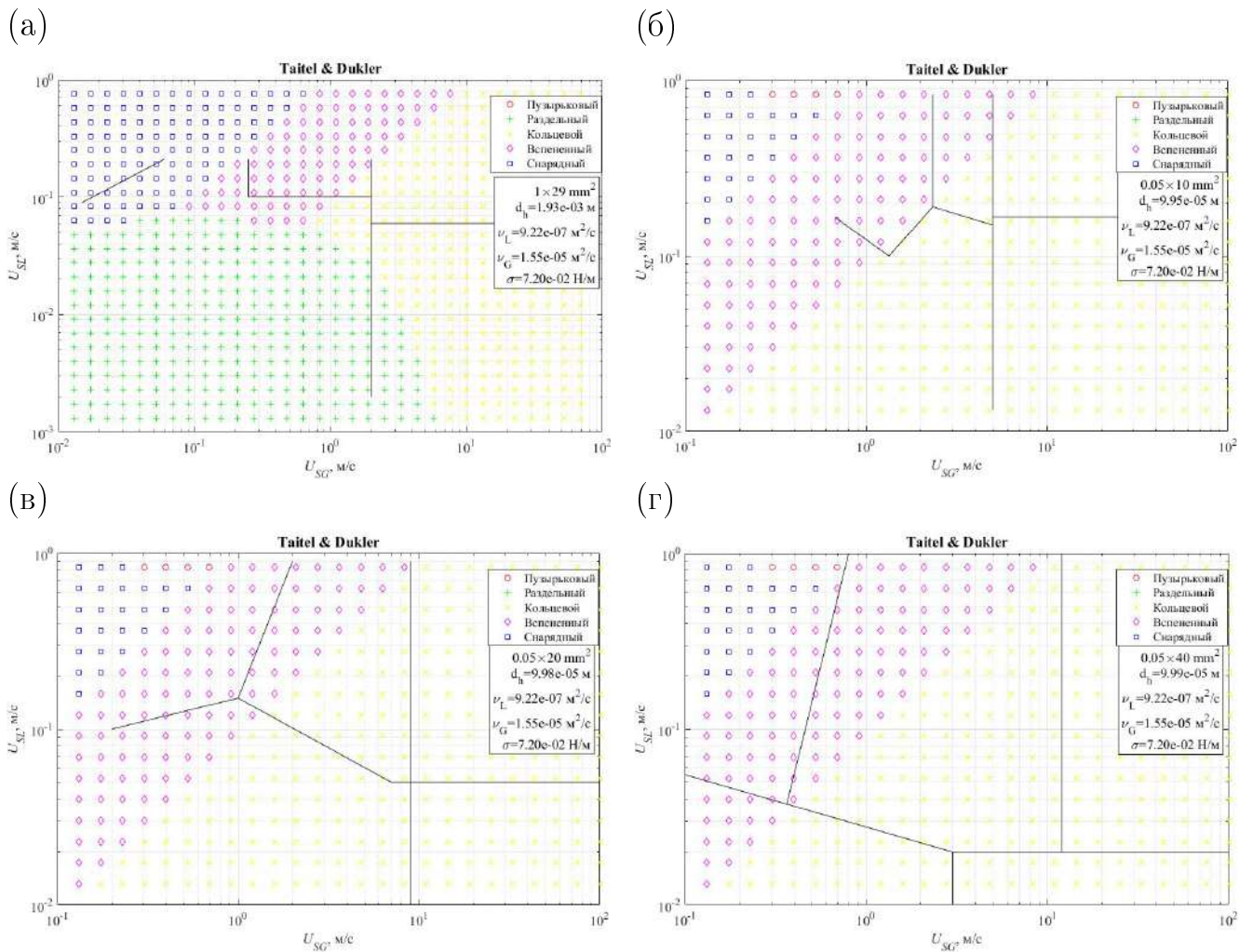


Рисунок 4.15 — Сравнение экспериментальных данных (сплошные линии) с моделью Taitel and Dukler. Сечение канала: (а) $1 \times 29 \text{ мм}^2$ [149]; (б) $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$; (в) $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$; (г) $0,05 \times 40 \text{ мм}^2$.

Таким образом, струйный режим по модели Taitel and Dukler в широких каналах может представлять из себя пузырьковый в экспериментах. На рис. 4.15а можно видеть, что качественно область струйного режима по модели Taitel and Dukler соответствует области пузырькового режима в эксперименте [149]. Точность предсказания пузырькового режима моделью Taitel and Dukler составила более 37%. Предсказание вспененного режима моделью также качественно и количественно удовлетворительно соответствует экспериментальным данным, точность более 49%. В экспериментальной работе также был выделен струйный режим, когда нижняя стенка канала является не смоченной, а по бокам канала движется жидкость. Данный режим является особенностью широких мини- и микроканалов. Также можно видеть, что модель достаточно плохо предсказывает границу перехода от раздельного режима к кольцевому.

На рис. 4.15б показан расчет моделью Taitel and Dukler для канала сечением $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$. Видно, что модель не предсказывает переходы между режимами двухфазного течения для указанного канала. Следует отметить, что в исследуемом канале ширина микроканала превосходит высоту на более, чем два порядка. При этом, изменение ширины канала оказывает незначительное влияние на гидравлический диаметр. Из рис. 4.15б-г можно видеть, что при изменении ширины канала в 2 и даже в 4 раза гидравлический диаметр меняется незначительно, вследствие чего и не видно разницы между рассчитанными картами Taitel and Dukler, когда отличия между экспериментальными картами существенны (гл. 4.3.2). Таким образом, можно заключить, что модель Taitel and Dukler разработана для труб и хорошо подходит для предсказания границ режимов в больших каналах, а в широких микроканалах не описывает экспериментальные данные.

4.5 Сопоставление экспериментальных данных с моделью Ullmann and Brauner

Разработан алгоритм, рассчитывающий границы между режимами по модели [4]. На рис. 4.16 показано сравнение рассчитанных границ по модели Ullmann and Brauner с экспериментальными данными [19] в канале, диаметром $D = 1,097 \text{ мм}$. Граница 1 рассчитана по уравнению 1.64, где использовано значение $(\epsilon_G)_{crit} = 0,15$. Граница 2 рассчитывалась из условия 1.65, где использовались следующие выражения для размера пузырьков:

$$(\tilde{d}_{max})_o = \frac{d_{max}}{D} = 30We_L^{-1}Re_L^{0,2} \quad (4.3)$$

$$(\tilde{d}_{max})_\epsilon = \frac{d_{max}}{d} = 174C_KWe_L^{-1}Re_L^{0,2} \frac{\epsilon_G}{1 - \epsilon_G} \quad (4.4)$$

В уравнении 4.4 значения U_{SL} и U_{SG} заданы неявно, поэтому для решения использовался метод Ньютона-Рафсона. Для построения границы 3 использовалось уравнение 1.75, где использовано значение $\epsilon_L^{crit} = 0,4$. Граница 4 рассчитана из уравнения 1.73. Для расчета границы 5 использовано уравнение 1.68.

При построении границы 6 использовано уравнение 1.69. Границ 7 и 8 взяты из модели Ullmann and Brauner для снарядного режима [150].

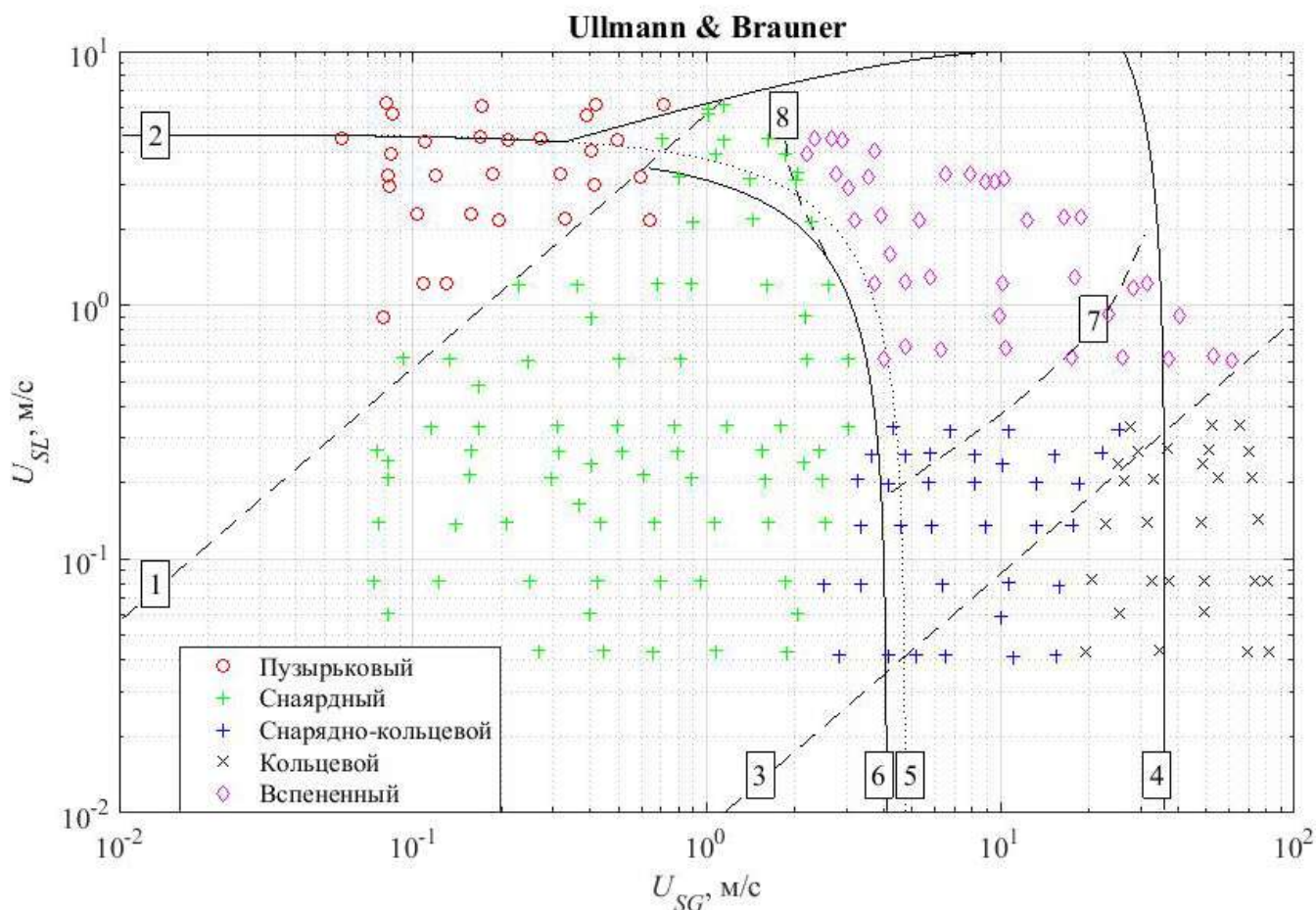


Рисунок 4.16 — Сравнение экспериментальных данных [19] (маркеры на рисунке) с моделью Ullmann and Brauner.

Из рис. 4.16 видно, что расчеты модели Ullmann and Brauner достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [19] в круглом канале, диаметром $D = 1,097$ мм. Точность предсказания пузырькового режима составила более 93%. Снарядный режим рассчитан моделью с дополнением [150] с точностью более 92%. Граница между кольцевым и снарядным режимом рассчитана с точностью более 90%. Из рисунка видно, что модель Ullmann and Brauner хуже предсказывает переход кольцевого ко вспененному режиму, видно, что качественно границы в расчете и экспериментальных данных отличаются, когда как переход от снарядного режима ко вспененному моделью с дополнением [150] предсказан с высокой точностью (точность более 94%).

На рис. 4.17 показано сравнение расчетов режимных карт по модели Ullmann and Brauner с экспериментальными результатами. Рис. 4.17а показыва-

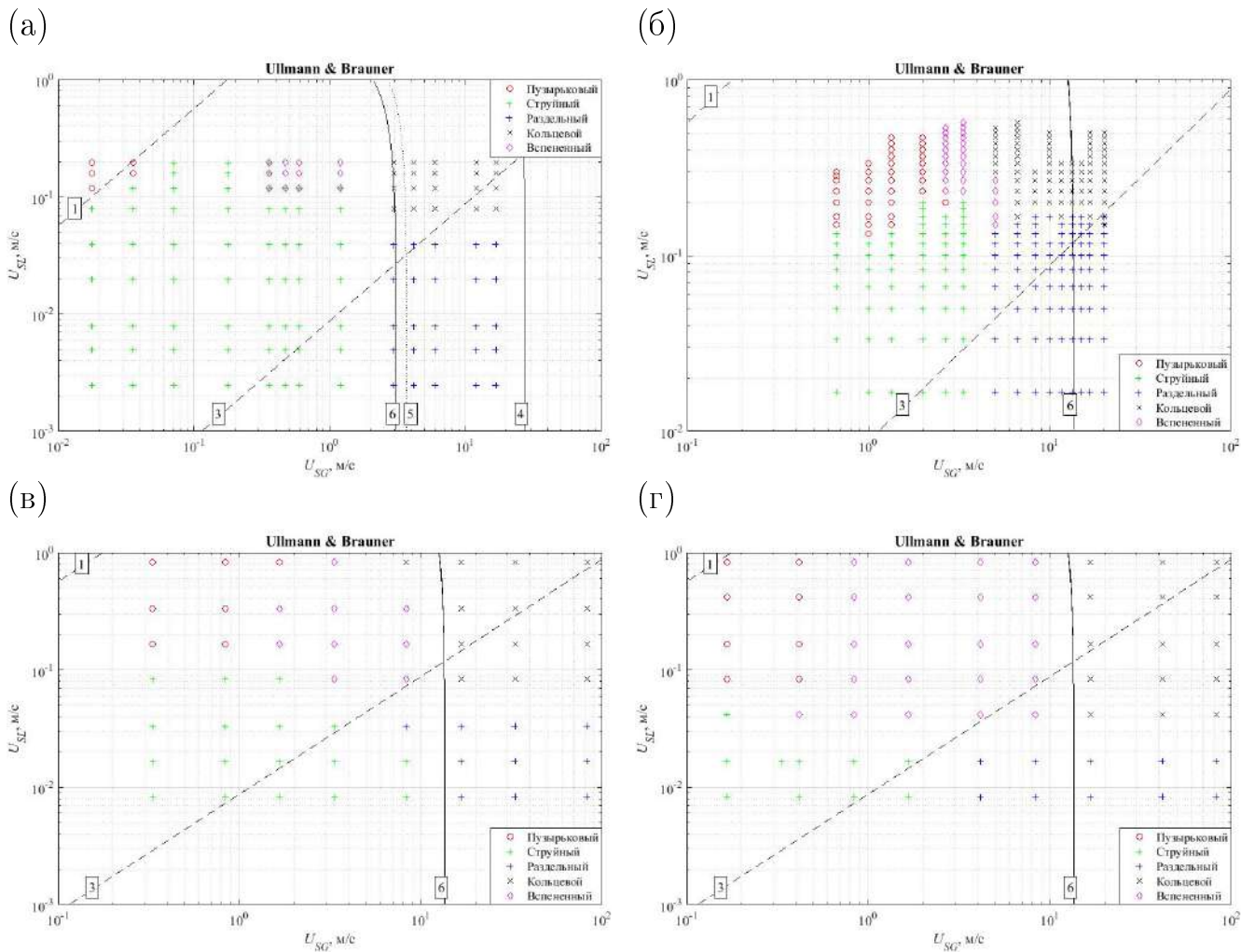


Рисунок 4.17 — Сравнение экспериментальных данных (сплошные линии) с моделью Ullmann and Brauner. Сечение канала: (а) $1 \times 29 \text{ мм}^2$ [149]; (б) $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$; (в) $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$; (г) $0,05 \times 40 \text{ мм}^2$.

ет сравнение данных [149] для канала сечением $1 \times 29 \text{ мм}^2$. Вместо снарядного режима по модели Ullmann and Brauner наблюдался струйный, что объясняется отличием геометрии канала. Можно видеть весьма хорошую качественную и количественную точность расчета перехода от струйного режима к пузырьковому, более 60%. Также модель с высокой точностью предсказывает переход от струйного режима к раздельному и кольцевому, точность более 80% и 90% соответственно. Однако, модель не предсказывает переходы ко вспененному режиму и от раздельного к кольцевому.

Из рис. 4.17б можно видеть, что для канала, сечением $0,05 \times 10 \text{ мм}^2$ модель Ullmann and Brauner не предсказывает переходы между режимами. Когда как для каналов высотой 50 мкм, шириной 20 и 40 мм, рис. 4.17в,г, модель Ullmann and Brauner весьма хорошо предсказывает переход от струйного к раздельному

(в канале $0,05 \times 20 \text{ мм}^2$ с точностью более 85%; в канале $0,05 \times 40 \text{ мм}^2$ точность около 60%) и переход от вспененного к кольцевому режиму (в обоих каналах все экспериментальные точки совпадают с расчетами по модели Ullmann and Brauner).

4.6 Переход к кольцевому режиму

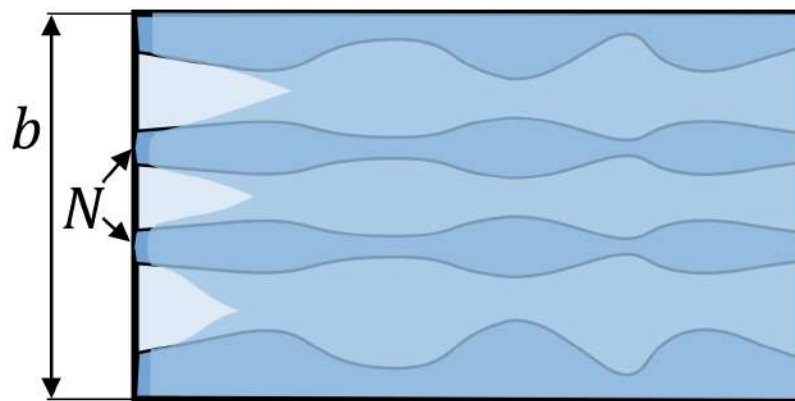


Рисунок 4.18 — Формирование кольцевого режима.

В рассмотренных моделях переход от отдельного режима к кольцевому определяется диаметром канала. Однако, как было обнаружено экспериментально, этот переход зависит только от ширины плоского микроканала. Связано это с тем, что формирование пленки на верхней стенке канала обусловлено пульсацией струй, движущихся в центральной части микроканала, рис. 4.18. Количество струй N пропорционально ширине микроканала b . В этом случае переход к кольцевому режиму зависит от скорости жидкости, когда она достаточна для формирования пленки и шириной микроканала. Причем чем больше ширина микроканала, тем больше формируется струй жидкости и переход к кольцевому режиму происходит при меньшей скорости жидкости. Таким образом, можно ввести критические безразмерные числа We_{an} и Re_{an} для перехода к кольцевому режиму:

$$Re_{an} = \frac{bU_{SL}}{\nu}; \quad We_{an} = \frac{\rho bU_{SL}^2}{\sigma} \quad (4.5)$$

Тогда переход от раздельного режима к кольцевому определяется следующим уравнением, полученным эмпирическим путем для каналов высотой 0,05 - 1 мм и шириной 10 - 40 мм [51; 57; 65; 66; 69; 146; 148; 151–153]:

$$Re_{an} We_{an}^{-1/4} = 2,3 \cdot 10^5. \quad (4.6)$$

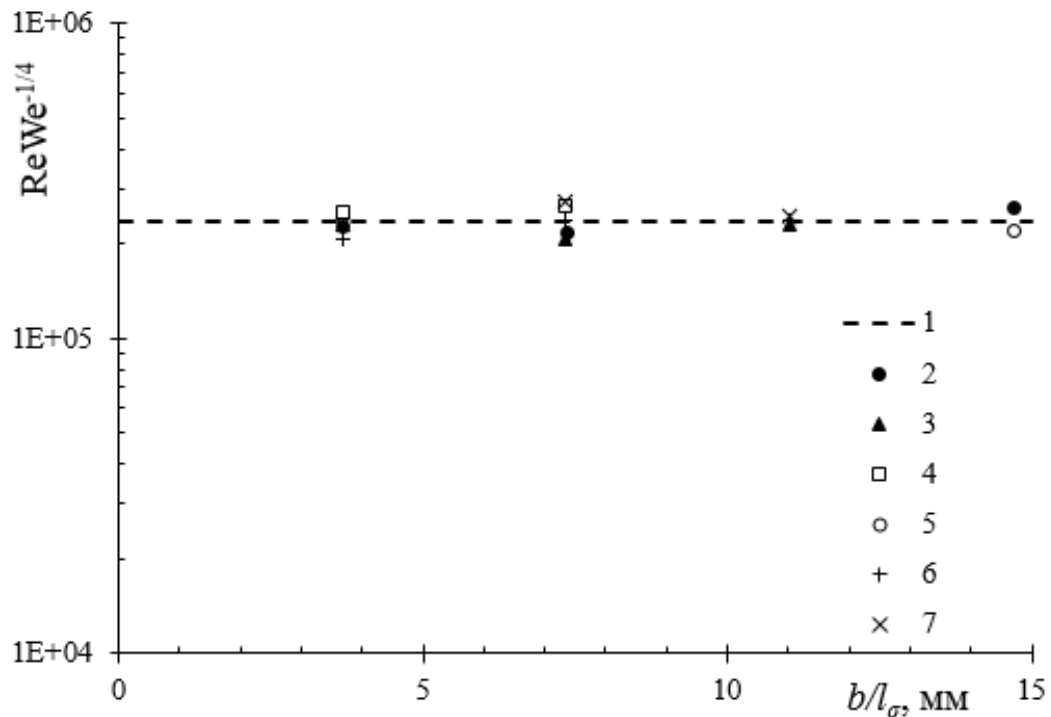
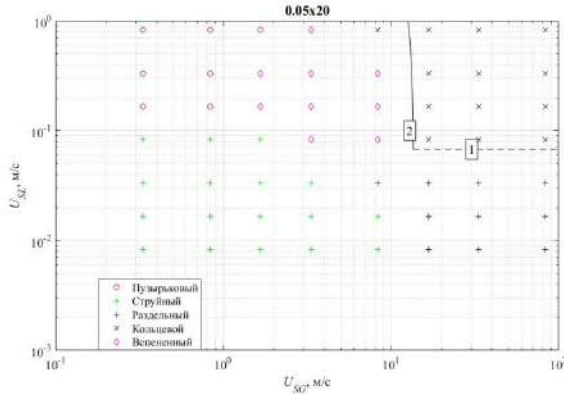


Рисунок 4.19 — Зависимость критерия $Re_{an}We_{an}^{-1/4} = 2,3 \cdot 10^5$ от безразмерного параметра b/l_σ для разработанной модели (1) и экспериментальных данных для каналов высотой (2) 50 мкм; (3) 100 мкм; (4) 150 мкм; (5) 200 мкм; (6) 300 мкм; (7) 1000 мкм.

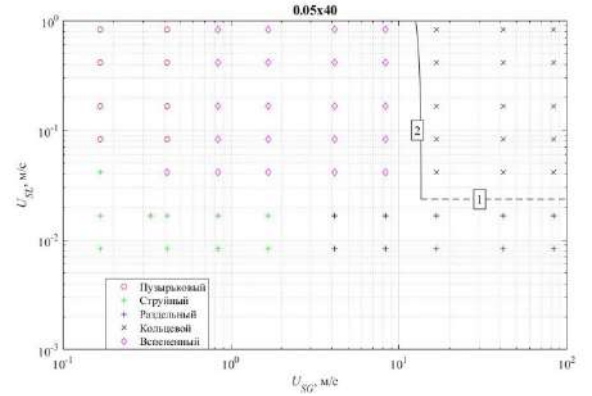
На рис. 4.19 показана зависимость критерия $Re_{an}We_{an}^{-1/4} = 2,3 \cdot 10^5$ от безразмерного параметра b/l_σ для разработанной модели и экспериментальных результатов для мини- и микроканалов высотой 0,05 - 1 мм и шириной 10 - 40 мм. Из графика хорошо видно, что все границы переходов для указанных каналов хорошо согласуются с разработанной моделью.

На рис. 4.20 показано сравнение разработанной модели перехода к кольцевому режиму, уравнение 4.5, на рисунке показана пунктирной линией 1, и перехода к кольцевому режиму по модели Ullmann & Brauner, уравнение 1.69, на рисунке показано сплошной линией 2. Видно, что обе модели с хорошей точностью определяют переход к кольцевому режиму.

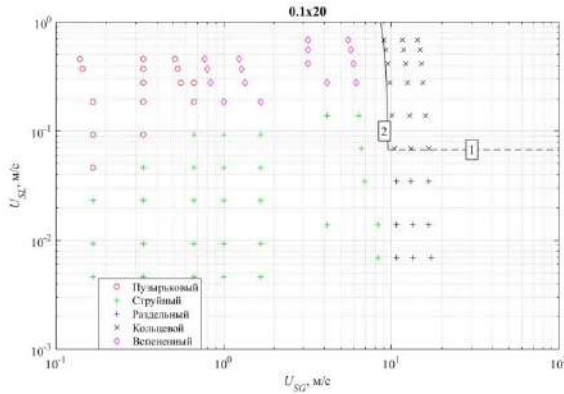
(а)



(б)



(в)



(г)

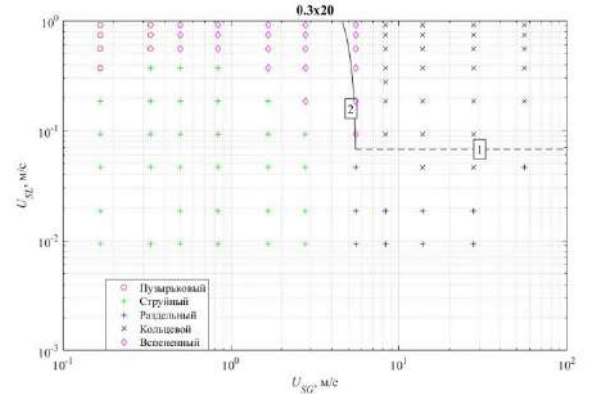


Рисунок 4.20 — Сравнение экспериментальных данных (маркеры) с моделью Ullmann and Brauner. Сечение канала: (а) $0,05 \times 20$ мм²; (б) $0,05 \times 40$ мм²; (в) $0,1 \times 20$ мм²; (г) $0,3 \times 20$ мм² [151].

4.7 Выводы к четвертой главе

В микроканале высотой 150 мкм и шириной 20 мм выполнено экспериментальное исследование двухфазного течения с использованием различных жидкостей: очищенная вода фирмы Milli-Q, 50% водно-спиртовой раствор и FC-72. При помощи современных методик были зафиксированы условия эксперимента: высота микроканала, смачиваемость стенок микроканала, поверхностное натяжение жидкостей. С использованием шпирен-метода выявлены основные характеристики двухфазного течения в широком диапазоне расходов газа и жидкости. Установлены основные отличия двухфазных течений в зависимости от используемой жидкости. Проведено сравнение режимных карт двухфазных течений. Показано, что при использовании FC-72, пленка жидкости на верхней стенке канала формируется во всем диапазоне расходов газа и жидкости. В зави-

симости от используемой жидкости меняется механизм формирования режима двухфазного течения. Обнаружен режим течения, когда по микроканалу движутся капли, представляющие из себя вертикальные жидкостные перемычки. Выделено два механизма формирования таких капель: вследствие разрушения горизонтальных жидкостных перемычек и формирование непосредственно возле сопла жидкости. Показано, что такие капли начинают деформироваться при увеличении расходов газа и жидкости. Исследовано влияние геометрии сечения микроканала на границы между режимами. Выявлено, что высота и ширина микроканала оказывают существенное влияние на режим двухфазного течения. В частности, при увеличении высоты микроканала граница между вспененным и струйным режимами сдвигается в сторону более высоких приведенных скоростей жидкости. Граница между пузырьковым и струйным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей жидкости, сжимая область струйного режима. С увеличением ширины микроканала увеличивается область вспененного и пузырькового режимов, существенно сжимая область струйного режима течения. Граница между пузырьковым и вспененным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей газа, за счет чего область пузырькового режима сжимается. Граница между струйным и раздельным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей газа с увеличением ширины микроканала, область раздельного режима увеличивается. Граница между кольцевым и раздельным режимами сдвигается в сторону более низких приведенных скоростей жидкости.

Сравнение экспериментальных режимов двухфазного течения в широких микроканалах с теоретическими моделями показывает, что предложенные модели хорошо описывают только узкий диапазон каналов (в основном, круглые каналы). В широких микроканалах картина существенно отличается. Связано это с тем, что в каналах при большом соотношении сторон (более 10) могут наблюдаться новые особенности режимов течения и их нельзя характеризовать только гидравлическим диаметром. В случае широких каналов гидравлический диаметр эквивалентен высоте канала, из-за чего при изменении ширины канала расчеты не изменяются, когда как экспериментальные карты имеют существенные отличия. Таким образом, необходима разработка моделей для широких каналов, которые будут учитывать высоту и ширину микроканала. Также в моделях не учитывается множество факторов, например, смачиваемость

поверхности канала, которые начинают играть важную роль при уменьшении размеров микроканалов. Не смотря на это, стоит отметить, что модель Ullmann and Brauner достаточно хорошо предсказывает переход к разделённому и кольцевому режиму течения в каналах, сечением $0,05 \times 20$ мм² и $0,05 \times 40$ мм². Выявлены закономерности влияния ширины канала на переход к кольцевому режиму. Предложена модель для перехода от разделённого к кольцевому режиму, базирующаяся на обнаруженном факте: структурирование струй жидкости по каналу.

Заключение

1. Разработана новая методика измерения характеристик двухфазного потока в микроканалах. Впервые проведены эксперименты в широких (шириной 10-40 мкм) микроканалах высотой от 150 до 50 мкм. Предложен новый способ определения границ режимов двухфазного течения на основе количественных критериев. Обнаружены режимы, не свойственные для горизонтальных макроканалов: струйный, вспененный и для круглых микроканалов: раздельный режим.
2. Проведено исследование перепада давления в канале 0,15x10 мм. Показано, что для гомогенной модели наилучшей является корреляция вязкости Dukler et al., 1964 [1]. Для модели раздельного потока наилучшей корреляцией для константы двухфазного взаимодействия является Hwang and Kim, 2006 [2]. Исследована зависимость перепада давления пленочных режимов течения от массового газосодержания. Показано, что минимальный перепад давления достигается в раздельном режиме, что важно для технических приложений.
3. Показано, что капельный режим течения является характерным для плоских микроканалов высотой 150 мкм и менее, когда по микроканалу движутся капли, представляющие из себя вертикальные жидкостные перемычки. Выделено три механизма формирования таких капель: вследствие разрушения горизонтальных жидкостных перемычек; отделение капли от жидкости, движущейся по боковым сторонам канала и формирование непосредственно возле сопла жидкости. Показаны критические числа We_{SG} , при которых капли начинают деформироваться и разрушаются. Предложена новая классификация режимов: пузырьковый (по каналу движутся пузырьки газа), инверсионный или капельный (когда в классических режимах наблюдается движение капель жидкости, представляющих из себя вертикальные жидкостные перемычки) и раздельный режим, не содержащий капель. Обнаружено, что область капельного режима течения существенно зависит от размеров канала и смачиваемости поверхности.

4. Выявлено, что ширина микроканала оказывает существенное влияние на режим двухфазного течения и приводит к появлению новых режимов течения и их неустойчивости. Проведено сравнение с моделями Taitel & Dukler [3] и Ullmann & Brauner [4], определяющими границы между режимами. Показано, что классические модели не описывают режимы течения и их границы в микроканалах. Только переход от вспененного режима к кольцевому описывается моделью Ullmann & Brauner. Выявлены закономерности влияния ширины канала на переход к кольцевому режиму. Предложена модель для перехода от раздельного к кольцевому режиму, базирующаяся на обнаруженном факте: структурирование струй жидкости по каналу.
5. Показано, что при переходе от мини- к микроканалам появляются новые эффекты, режимы течения и их особенности. В частности, с уменьшением высоты канала влияние гравитации становится несущественным, вследствие чего формируется вспененный режим течения, характерный для вертикальных макроканалов. Область вспененного режима существенно увеличивается, причем при переходе к микроканалам высотой 100-200 мкм ($\sim 0.05 l_\sigma$) тенденция меняется. С уменьшением высоты канала появляются новые режимы неустойчивости, увеличивается интенсивность образования капель.

Список сокращений и условных обозначений

- A - площадь поперечного сечения трубы, м²
 AR - соотношение сторон
 b - ширина канала, м
 d - диаметр пузырька, м
 D - диаметр канала, м
 $D_h = \frac{2h \cdot b}{h + b}$ - гидравлический диаметр канала, м
 $Eu = \frac{g D^2 \Delta \rho}{\sigma}$ - число Этвеша
 $f = \frac{2\tau}{\rho U^2}$ - коэффициент трения Фаннинга
 $F = \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} \frac{U_{SG}}{\sqrt{D \cdot g \cos \beta}}$ - число Фруда
 g - ускорение свободного падения, м/с²
 G - массовый расход, кг·м²/с
 h - высота канала, м
 h_L - толщина слоя жидкости, м
 L - длина канала, м
 $l_\sigma = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}}$ - капиллярная постоянная, м
 $N_{conf} = \frac{1}{\sqrt{Eu}}$ - число стесненности
 P - давление, Па
 Pr - число Пуазейля
 Q_G - объемный расход газа, мл/мин
 Q_L - объемный расход жидкости, мл/мин
 $Re = \frac{G D_h}{\mu}$ - число Рейнольдса
 $T = \left[\frac{(dP/dx)_{SL}}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \beta} \right]^{1/2}$ - отношение перепада давления к разнице плотностей
 U_G - скорость газа, м/с
 U_L - скорость жидкости, м/с
 $U_{SG} = \frac{Q_G}{b \cdot h}$ - приведенная скорость газа, м/с
 $U_{SL} = \frac{Q_L}{b \cdot h}$ - приведенная скорость жидкости, м/с

$$We = \frac{G^2 D_h}{\rho \sigma} - \text{число Вебера}$$

$$X = \left[\frac{(dP/dx)_{SL}}{(dP/dx)_{SG}} \right]^{1/2} - \text{число Мартинелли}$$

$$x = \frac{G_G}{G_G + G_L} - \text{массовое газосодержание}$$

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G)g \sin \beta}{|(dP/dx)_{SG}|} - \text{параметр наклона}$$

В - вертикальная ориентация канала

Г - горизонтальная ориентация канала

Греческие символы

β - угол наклона канала, °

δ - толщина пленки жидкости, м

ϵ - шероховатость канала, м / объемное газосодержание

θ - угол смачивания, °

μ_G - динамическая вязкость газа, кг/с·м

μ_L - динамическая вязкость жидкости, кг/с·м

ν_G - кинематическая вязкость газа, м²/с

ν_L - кинематическая вязкость жидкости, м²/с

ρ_G - плотность газа, кг/м³

ρ_L - плотность жидкости, кг/м³

σ - поверхностное натяжение, кг/с²

τ - напряжение трения, кг/м·с²

Список литературы

1. *Dukler A.E., Wicks M., Cleveland R.G.* Frictional pressure drop in two-phase flow: B. An approach through similarity analysis // *AIChE Journal*. — 1964. — Т. 10, № 1. — С. 44–51.
2. *Hwang Y.W., Kim M.S.* The pressure drop in microtubes and the correlation development // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2006. — Т. 49, № 11-12. — С. 1804–1812.
3. *Taitel Y.* Flow pattern transition in two phase flow // In: Proceedings of the 9th International Heat Transfer Conference. — 1990. — С. 237–254.
4. *Ullmann A., Brauner N.* The prediction of flow pattern maps in mini channels // *Multiphase Sci. Technol.* — 2007. — Т. 19, № 1. — С. 49–73.
5. *Kandikar S.G.* Microchannels and minichannels - history, terminology, classification and current research needs // Proc. First International Conference on Microchannels and Minichannels. USA. Rochester: ASME. — 2003. — С. 1–6.
6. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Двухфазные течения в трубах и капиллярных каналах // *Теплофизика высоких температур*. — 2006. — Т. 44, № 5. — С. 777–795.
7. *Ребров Е.В.* Режимы двухфазного течения в микроканалах // *Теорет. основы хим. технологии*. — 2010. — Т. 44, № 4. — С. 371–383.
8. *Bretherton F.P.* The motion of long bubbles in tubes // *J. Fluid Mech.* — 1961. — Т. 10. — С. 166–188.
9. *Shao N., Gavrilidis A., Angeli P.* Flow regimes for adiabatic gas-liquid flow in microchannels // *Chemical Engineering Science*. — 2009. — Т. 64. — С. 2749–2761.
10. Hydrodynamics and mixer-induced bubble formation in microbubble columns with single and multiple channels / V. Haverkamp, V. Hessel, H. Löwe и др. // *Chem. Eng. Technol.* — 2006. — Т. 29, № 9. — С. 1015–1026.

11. *Suo M., Griffith P.* Two-phase flow in capillary tubes // *J. Basic Eng.* — 1964. — T. 86. — C. 576–582.
12. *Barajas A.M., Panton R.L.* The effects of contact angle on two-phase flow in capillary tubes // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1993. — T. 19. — C. 337–346.
13. *Fukano T., Kariyasaki A.* Characteristics of gas-liquid two-phase flow in a capillary // *Nucl. Eng. Des.* — 1993. — T. 141. — C. 59–68.
14. *Barnea D., Luninski Y., Taitel Y.* Flow pattern in horizontal and vertical two phase flow in small diameter pipes // *The Can. J. Chem. Eng.* — 1983. — T. 61. — C. 617–620.
15. *Mandhane J.M., Gregory G.A., K. Aziz.* A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1974. — T. 1. — C. 537–553.
16. *Galbiati L., Andreini P.* Flow pattern transition for horizontal air-water flow in capillary tubes. A microgravity equivalent system simulation // *Int. Commun. Heat Mass Transfer.* — 1994. — T. 21. — C. 461–468.
17. *Mishima K., Hibiki T.* Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1996. — T. 22. — C. 703–712.
18. *Mishima K., Ishii M.* Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 1984. — T. 27. — C. 723–737.
19. Gas-liquid two-phase flow in microchannels. Part I: two-phase flow patterns / K.A. Triplett, S.M. Ghiaasiaan, S.I. Abdel-Khalik, D.L. Sadowski // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1999. — T. 25, № 3. — C. 377–394.
20. *Damianides C.A., Westwater J.W.* Two-phase flow patterns in a compact heat exchanger and in small tubes // In: Proceedings of the Second UK National Conference on Heat Transfer. — 1988. — C. 1257–1268.
21. *Yang C.-Y., Shieh C.-C.* Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2001. — T. 27. — C. 1163–1177.

22. *Taitel Y., Dukler A.E.* A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow // *AIChE. J.* — 1976. — T. 22. — C. 47–55.
23. *Zhao T.S., Bi Q.C.* Co-current air-water two-phase flow patterns in vertical triangular microchannels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2001. — T. 27. — C. 765–782.
24. *Taitel Y., Barnea D., Dukler A.E.* Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes // *AIChE. J.* — 1980. — T. 26. — C. 345–354.
25. *Chen W.L., Twu V.C., Pan C.* Gas-liquid two-phase flow in microchannels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2002. — T. 28. — C. 1235–1247.
26. *Kawahara A., Chung P.M.-Y., Kawaji M.* Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2002. — T. 28. — C. 1411–1435.
27. *Serizawa A., Feng Z., Kawara Z.* Two-phase flow in microchannels // *Exp. Thermal Fluid Sci.* — 2002. — T. 26. — C. 703–714.
28. *Chung P.M.-Y., Kawaji M.* The effect of channel diameter on adiabatic twophase flow characteritics in microchannels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2004. — T. 30. — C. 735–761.
29. *Hassan I., Vaillancourt M., Pehlivan K.* Two-phase flow regime transitions in micro-channels: a comparative experimental study // *Microscale Thermophys. Eng.* — 2005. — T. 9. — C. 165–182.
30. *Shao N., Gavriilidis A., Angeli P.* Effect of inlet conditions on gas-liquid flow regimes in microchannels // In: First International Conference on Microfluidics, Bologna, Italy, 10-12 December. — 2008.
31. *Lee C.Y., Lee S.Y.* Influence of surface wettability on transition of two-phase flow pat-tern in round mini-channels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2008. — T. 34. — C. 706–711.

32. Бейнусов А.Г., Хозе А.Н., Челкас А.Я. К вопросу об изучении гидродинамики двухфазного течения в узком канале // *Изв. АН СССР. МЖГ.* — 1978. — Т. 2. — С. 170–174.
33. Lowry B., Kawaji M. Adiabatic vertical two-phase flow in narrow flow channels // *AIChE Symp.* — 1988. — С. 133–139.
34. Bonjour J., Lallemand M. Flow Patterns during Boiling in a Narrow Space between Two Vertical Sur-faces // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1998. — Т. 24, № 6. — С. 947–960.
35. Xu J.L., Cheng P., Zhao T.S. Gas-liquid two-phase flow regimes in rectangular channels with mini/micro gaps // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1998. — Т. 25, № 3. — С. 411–432.
36. Mishima K., Hibiki T., Nishihara H. Some characteristics of gas-liquid flow in narrow rectangular ducts // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1993. — Т. 19. — С. 115–124.
37. Coleman J.W., Garimella S. Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes // *Int. J. Heat Mass Transfer.* — 1999. — Т. 42. — С. 2869–2881.
38. Bi Q.C., Zhao T.S. Taylor Bubbles in Miniaturized Circular and Noncircular Channels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2001. — Т. 27, № 3. — С. 561–570.
39. Hibiki T., Mishima K. Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical narrow rectangular channels // *Nucl. Eng. Des.* — 2001. — Т. 203, № 2,3. — С. 117–131.
40. Kawaji M., Chung P.M.-Y. Unique characteristics adiabatic gas-liquid flow in microchannels: diame-ter and shape effects on flow pattern, void fraction and pressure drop // *Proc. First Intern. Conf. on Microchannels and Minichannels.* — 2003. — С. 115–127.
41. Cubaud T., Ho C.M. Transport of bubbles in square microchannels // *Physics of Fluids.* — 2004. — Т. 16, № 12. — С. 4575–4585.

42. *Waelchli S., von Rohr P.R.* Two-phase flow characteristics in gas-liquid microreactors // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2006. — Т. 32. — С. 791–806.
43. *Cubaud T., Ulmanella U., Ho C.M.* Two-phase flow in microchannels with surface modifications // *Fluid Dyn. Res.* — 2006. — Т. 38, № 11. — С. 772–786.
44. *Xiong R., Chung J.N.* An experimental study of the size effect on adiabatic gas-liquid two-phase flow patterns and void fraction in microchannels // *Physics of Fluids*. — 2007. — Т. 19, № 3. — С. 033301–033308.
45. *Yu Z., Hemminger O., Fan L.-S.* Experiment and lattice Boltzmann simulation of two-phase gas-liquid flows in microchannels // *Chem. Engng. Sci.* — 2007. — Т. 62, № 24. — С. 7172–7183.
46. *Kabov O.A., Chinnov E.A., Cheverda V.* Two-phase flow in short rectangular minichannel // *Microgravity Sci. Technol.* — 2007. — Т. 19, № 3,4. — С. 44–47.
47. Locally heated annular liquid films in microchannels and minichannels / O.A. Kabov, Yu.V. Lyulin, I.V. Marchuk, Zaitsev D.V. // *Int. J. Heat and Fluid Flow*. — 2007. — Т. 28, № 1. — С. 103–112.
48. *Wambuganss M.W., Jendrzejczyk J.A., France D.M.* Two-phase flow patterns and transition in a small, horizontal, rectangular channel // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1991. — Т. 17, № 3. — С. 327–342.
49. An experimental investigation of gas-liquid two-phase flow in single microchannel contactors / J. Yue, L. Luo, Y. Gonthier и др. // *Chem. Engng. Sci.* — 2008. — Т. 63. — С. 4189–4202.
50. Hydrodynamic regimes of gas-liquid flow in a microreactor channel / R. Pohorecki, P. Sobieszuk, K. Kula и др. // *Chem. Eng. J.* — 2008. — Т. 135, № 1. — С. S185–S190.
51. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Режимы двухфазного течения в плоском коротком микроканале // *Письма в ЖТФ*. — 2008. — Т. 34, № 16. — С. 41–47.
52. *Chinnov E.A., Guzanov V.V., V. Cheverda.* Regimes of two-phase flow in short rectangular channel // *Microgravity Sci. Technol.* — 2009. — Т. 21, № 1. — С. 199–205.

53. *Santos R.M., Kawaji M.* Numerical modeling and experimental investigation of gas-liquid slug formation in a microchannel T-junction // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2010. — Т. 36, № 4. — С. 314–323.
54. *А.А. Арманд.* Сопротивление при движении двухфазной системы по горизонтальным трубам // *Известия ВТИ*. — 1946. — Т. 1. — С. 16–23.
55. *Choi C.W., Yu D.L., M.H. Kim.* Adiabatic two-phase flow in rectangular microchannels with different aspect ratios. Part 1. Flow pattern, pressure drop and void fraction // *Int. J. Heat Mass Trans.* — 2011. — Т. 54. — С. 616–624.
56. *Козулин И.А., Кузнецов В.В.* Статистические характеристики двухфазного газожидкостного потока в вертикальном микроканале // *Прикладная механика и техническая физика*. — 2011. — Т. 52, № 6. — С. 129–139.
57. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Неустойчивости течения двухфазного потока в коротких плоских микроканалах // *Письма в ЖТФ*. — 2011. — Т. 37, № 19. — С. 65–71.
58. *Kuznetsov V.V., Shamirzaev A.S., Kozulin I.A.* Correlation of the flow pattern and refrigerant flow boiling heat transfer in microchannel heat sink // *J. Physics: Conf. Ser.* — 2012. — Т. 395, № 1. — С. 012093.
59. Correlation of the flow pattern and flow boiling heat transfer in microchannels / V.V. Kuznetsov, A.S. Shamirzaev, I.A. Kozulin, S.P. Kozlov // *Heat Transfer Engineering*. — 2013. — Т. 34, № 2,3. — С. 235–245.
60. Bubble formation from a micropillar in a microchannel / F. Houshmand, D. Elcock, M. Amitay, Y. Peles // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2014. — Т. 59. — С. 44–53.
61. Liquid-liquid segmented flows in polycarbonate microchannels with cross-sectional expansions / N. Kim, M.C. Murphy, S.A. Soper, Nikitopoulos D.E. // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2014. — Т. 58. — С. 83–96.
62. *Patel R.S., Garimella S.V.* Technique for quantitative mapping of three-dimensional liquid-gas phase boundaries in microchannel flows // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2014. — Т. 62. — С. 45–51.

63. *Holloway C.A., Bar-Cohen A., Sharar D.* Liquid film wave patterns and dry out in microgap channel annular flow // *IHTC-15, Kyoto, August 10-15.* — 2014.
64. *Akbar M.K., Plummer D.A., Ghiaasiaan S.M.* Gas-liquid two-phase flow regimes in microchannels // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2003. — Т. 29, № 5. — С. 855–865.
65. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале / Е.А. Чиннов, Ф.В. Роньшин, В.В. Гузанов и др. // *Теплофизика высоких температур.* — 2014. — Т. 52, № 4. — С. 710–717.
66. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Двухфазные течения в горизонтальных плоских микроканалах // *Доклады Академии наук.* — 2012. — Т. 442, № 2. — С. 1–5.
67. *Zeguai S., Chikh S., Tadrist L.* Experimental study of two-phase flow pattern evolution in a horizontal circular tube of small diameter in laminar flow conditions // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2013. — Т. 55. — С. 99–110.
68. *Furukawa T., Fukano T.* Effects of liquid viscosity on flow patterns in vertical upward gas-liquid two-phase flow // *Int. J. Multiphase Flow.* — 2001. — Т. 27, № 6. — С. 1109–1126.
69. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Образование капель в микроканалах // *Письма в ЖТФ.* — 2011. — Т. 37, № 14. — С. 47–53.
70. *Baker O.* Simultaneous flow of oil and gas // *Oil Gas J.* — 1954. — Т. 53, № 12. — С. 185–195.
71. Effect of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow pattern in horizontal lines / J. Weisman, D. Duncan, J. Gibson, T. Crawford // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1979. — Т. 5. — С. 437–462.
72. Flow pattern transition for gas-liquid flow in horizontal and inclined Pipes / D. Barnea, O. Shoham, Y. Taitel, A.E. Dukler // *Int. J. Multiphase Flow.* — 1980. — Т. 6. — С. 217–226.
73. *Shoham O.* Flow Pattern Transition and Characterization in Gas-liquid Flow in Inclined Pipes // *PhD. Dissertation, Tel-Aviv University, Ramat-Aviv, Israel.* — 1982.

74. *Taitel Y., Dukler A.E.* Effect of pipe length on the transition boundaries for high viscosity liquids // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1987. — T. 13. — C. 577–581.
75. *Yang Y., Fujita Y.* Flow boiling heat transfer and flow pattern in rectangular channel of mini-gap // In: Proceedings of the 2nd International Conference on Microchannels and Minichannels, New York, USA, Paper no. ICMM2004-2383. — 2004.
76. *Bar-Cohen A., Ruder Z., Griffith P.* Thermal and hydrodynamic phenomena in a horizontal uniformly heated steam generating pipe // *J. Heat Transfer*. — 1987. — T. 109. — C. 739–745.
77. *Taitel Y., Lee N., Dukler A.E.* Transient gas–liquid in horizontal pipes: Modeling the flow pattern transitions // *AIChE J.* — 1978. — T. 24. — C. 920–934.
78. *Frankum D.P., Wadekar V.V., Azzopardi B.J.* Two-phase flow patterns for evaporating flow // *Exp. Thermal Fluid Sci.* — 1997. — T. 15. — C. 183–192.
79. *Kattan N., Thome J.R., Favrat D.* Flow boiling in horizontal tubes. Part 3: development of a new heat transfer model based on flow patterns // *J. Heat Transfer*. — 1998. — T. 120, № 1. — C. 156–165.
80. *Bar-Cohen A., Rahim E.* Modeling and prediction of two-phase microgap channel heat transfer characteristics // *Heat Transfer Eng.* — 2009. — T. 30, № 8. — C. 601–625.
81. *Nicholson M.K., Aziz K., Gregory G.A.* Intermittent two phase flow in horizontal pipes: Predictive models // *Can. J. Chem. Eng.* — 1978. — T. 56. — C. 653–663.
82. *Lin P.Y., Hanratty T.J.* Effect of pipe diameter on flow patterns for air–water flow in horizontal pipes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1987. — T. 13, № 4. — C. 549–563.
83. *Barnea D.* Transition from annular flow and from dispersed bubble flow—unified models for the whole range of pipe inclinations // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1986. — T. 12, № 5. — C. 733–744.

84. *Barnea D.* A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1987. — T. 13, № 1. — C. 1–12.
85. *Barnea D., Shoham O., Taitel Y.* Flow pattern transition for vertical downward two-phase flow // *Chem. Eng. Sci.* — 1982. — T. 37. — C. 741–744.
86. *Barnea D., Shoham O., Taitel Y.* Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical // *Chem. Eng. Sci.* — 1982. — T. 37. — C. 735–740.
87. *Taitel Y.* Flow pattern transition in rough pipes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1977. — T. 3. — C. 597–601.
88. *Wallis G.B., Dobson J.E.* The onset of slugging in horizontal stratified air-water flow // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1973. — T. 1. — C. 173–193.
89. *Benjamin T.B.* Gravity currents and related phenomena // *J. Fluid Mech.* — 1968. — T. 31. — C. 209–248.
90. *Wallis G.B.* One dimensional two-phase flow. — New York: McGraw-Hill, 1969.
91. *Barnea D., Brauner N.* Hold-up of the liquid slug in two phase intermittent flow // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1965. — T. 11. — C. 43–49.
92. *Hinze J.O.* Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes // *AIChE J.* — 1955. — T. 1. — C. 289–295.
93. *Calderbank P.H.* Physical rate processes in industrial fermentation: Part I-The interfacial area in gas-fluid contacting with mechanical agitation // *Trans. Inst. Chem. Eng.* — 1958. — T. 36. — C. 443–463.
94. *Levich V.G.* Physicochemical hydrodynamics. — NJ: Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1962.
95. *Radovicich N.A., R. Moissis.* The transition from two-phase bubble flow to slug flow // *MIT Report 7-7673-22*.
96. *Harmathy T.Z.* Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent // *AIChE J.* — 1960. — T. 6. — C. 281–288.

97. *Bendiksen K.H.* An experimental investigation of the motion of long bubbles in inclined tubes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1984. — T. 10. — C. 467–483.
98. Gas-liquid flow in inclined tubes: flow pattern transition for upward flow / *D. Barnea, O. Shoham, Y. Taitel, A.E. Dukler* // *Chem. Eng. Sci.* — 1985. — T. 40. — C. 131–136.
99. *Weisman J., Kang Y.* Flow pattern transition in vertical and upwardly inclined lines // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1981. — T. 7. — C. 271–291.
100. *Crawford T.J., Weinberger C.B., Weisman J.* Two-phase flow patterns and void fractions in downward flow Part I: steady-state flow patterns // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1985. — T. 11. — C. 761–782.
101. *Andritsos N., Hanratty T.J.* Interfacial instabilities for horizontal gas-liquid flows in pipelines // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1987. — T. 13. — C. 583–603.
102. *Zukoski E.E.* Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes // *J. Fluid Mech.* — 1966. — T. 25. — C. 821–837.
103. *Ullmann A., Brauner N.* Closure relations for the shear stresses two-fluid models for core-annular flow // *Multiphase Sci. Technol.* — 2004. — T. 16. — C. 355–387.
104. *Brauner N., Moalem Maron D.* Analysis of stratified/non-stratified transitional boundaries in horizontal gas-liquid flows // *Chem. Eng. Sci.* — 1991. — T. 46. — C. 1849–1859.
105. *Brauner N., Moalem Maron D.* The role of interfacial shear modeling in predicting the stability of stratified two-phase flow // *Chem. Eng. Sci.* — 1993. — T. 8. — C. 2867–2879.
106. *Brauner N., Moalem Maron D.* Identification of the range of small diameter conduits regarding two-phase flow patterns transitions // *Int. Commn. Heat Mass Transfer*. — 1992. — T. 19. — C. 29–39.
107. *Brodkey R.S.* The phenomena of fluid motions. — MA: Addison-Wesley, Reading, 1969.

108. *Plich M., Erdman C.A.* Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration induced breakup of liquid drop // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1987. — T. 13. — C. 741–757.
109. *Brauner N.* Liquid-liquid two-phase flow systems, in modeling and experimentation in two-phase flow phenomena. — New York: V. Bertola (ed.), Springer, 2003.
110. *Lu Y., Kovalchuk N.M., Simmons M.J.H.* Residual film thickness following immiscible fluid displacement in noncircular microchannels at large capillary number // *AIChE Journal*. — 2018.
111. *Fairbrother F., Stubbs A.E.* Studies in electro-endosmosis. Part VI. The “bubble-tube” method of measurement // *Journal of the Chemical Society*. — 1935. — C. 527–529.
112. *Taylor G.I.* Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1961. — T. 10, № 2. — C. 161–165.
113. *Irandoust S., Andersson B.* Liquid film in Taylor flow through a capillary // *Industrial & engineering chemistry research*. — 1989. — T. 28, № 11. — C. 1684–1688.
114. *Ratulowski J., Chang H.-C.* Transport of gas bubbles in capillaries // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. — 1989. — T. 1, № 10. — C. 1642–1655.
115. *Aussillous P., Quéré D.* Quick deposition of a fluid on the wall of a tube // *Physics of fluids*. — 2000. — T. 12, № 10. — C. 2367–2371.
116. *Bartkus German V, Kuznetsov Vladimir V.* Film thickness measurement for elongated bubble flow in microchannel using LIF // *MATEC Web of Conferences*. — T. 84. — 2016. — C. 00005.
117. *Han Y., Shikazono N.* Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2009. — T. 30, № 5. — C. 842–853.
118. *Kolb W.B., Cerro R.L.* Coating the inside of a capillary of square cross section // *Chemical Engineering Science*. — 1991. — T. 46, № 9. — C. 2181–2195.

119. *Han Y., Shikazono N.* Measurement of liquid film thickness in micro square channel // *International Journal of Multiphase Flow*. — 2009. — T. 35, № 10. — C. 896–903.
120. Measurement of liquid film thickness in micro tube annular flow / H. Kanno, Y. Han, Y. Saito, N. Shikazono // Proceedings of the 14th Int. Heat Transfer Conference / ASME. — 2010. — C. 1–8.
121. Conditions of liquid film dryout during saturated flow boiling in microchannels / R. Revellin, P. Haberschill, J. Bonjour, J.R. Thome // *Chemical Engineering Science*. — 2008. — T. 63, № 24. — C. 5795–5801.
122. *Haaland S.E.* Simple and explicit formulas for the friction factor in turbulent pipe flow // *Journal of Fluids Engineering*. — 1983. — T. 105, № 1. — C. 89–90.
123. *Chang S.D., Ro S.T.* Pressure drop of pure HFC refrigerants and their mixtures flowing in capillary tubes // *Int. J. Multiphase Flow*. — 1996. — T. 22, № 3. — C. 551–561.
124. *Kakaç S., Shah R.K., Aung W.* Handbook of single-phase convective heat transfer. — 1987.
125. *Shah R.K., London A.L.* Laminar flow forced convection in ducts: a source book for compact heat exchanger analytical data. — Academic press, 2014.
126. *Bahrami M., Yovanovich M.M., Culham J.R.* Pressure drop of fully-developed, laminar flow in microchannels of arbitrary cross-section // ASME 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels / American Society of Mechanical Engineers. — 2005. — C. 269–280.
127. *Bao Z.Y., Bosnich M.G., Haynes B.S.* Estimation of void fraction and pressure-drop for 2-phase flow in fine passages // *Chemical engineering research & design*. — 1994. — T. 72, № 5. — C. 625–632.
128. *Owens W.L.* Two-phase pressure gradient // *Int. Dev. in heat transfer*. — 1961.
129. *McAdams W.H.* Vaporization inside horizontal tubes-II, Benzene oil mixtures // *Trans. ASME*. — 1942. — T. 64. — C. 193–200.

130. Two-phase cooling experiments: pressure drop, heat transfer and burnout measurements: Tech. Rep. CISE-71 / A. Cicchitti, C. Lombardi, M. Silvestri et al.: Centro Informazioni Studi Esperienze, Milan, 1959.
131. *Beattie D.R.H., Whalley P.B.* A simple two-phase frictional pressure drop calculation method // *International Journal of Multiphase Flow*. — 1982. — T. 8, № 1. — C. 83–87.
132. Local frictional pressure drop during vaporization of R-12 through capillary tubes / S. Lin, C.C.K. Kwok, R.-Y. Li и др. // *International Journal of Multiphase Flow*. — 1991. — T. 17, № 1. — C. 95–102.
133. *Awad M.M., Muzychka Y.S.* Effective property models for homogeneous two-phase flows // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2008. — T. 33, № 1. — C. 106–113.
134. *Lockhart R.W., Martinelli R.C.* Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes // *Chem. Eng. Prog.* — 1949. — T. 45, № 1. — C. 39–48.
135. *Chisholm D.* A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 1967. — T. 10, № 12. — C. 1767–1778.
136. *Ali M.I., Sadatomi M., Kawaji M.* Adiabatic two-phase flow in narrow channels between two flat plates // *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. — 1993. — T. 71, № 5. — C. 657–666.
137. *Awad M.M., Muzychka Y.S.* Bounds on two-phase frictional pressure gradient in minichannels and microchannels // *Heat Transfer Engineering*. — 2007. — T. 28, № 8-9. — C. 720–729.
138. *Choi C., Kim M.* Flow pattern based correlations of two-phase pressure drop in rectangular microchannels // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2011. — T. 32, № 6. — C. 1199–1207.
139. *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. — T. 27, № 5. — C. 783–796.

140. *Qu W., Mudawar I.* Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2003. — Т. 46, № 15. — С. 2737–2753.
141. *Lee J., Mudawar I.* Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2005. — Т. 48, № 5. — С. 941–955.
142. *Sun L., Mishima K.* Evaluation analysis of prediction methods for two-phase flow pressure drop in mini-channels // 16th International Conference on Nuclear Engineering / American Society of Mechanical Engineers. — 2008. — С. 649–658.
143. *Li Wei, Wu Zan.* A general correlation for adiabatic two-phase pressure drop in micro/mini-channels // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2010. — Т. 53, № 13-14. — С. 2732–2739.
144. *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. — Т. 53, № 1-3. — С. 453–465.
145. *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. — Т. 55, № 11-12. — С. 3246–3261.
146. *Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Кабов О.А.* Исследование газо-водяного течения в горизонтальных прямоугольных каналах // *Теплофизика и Аэромеханика*. — 2015. — Т. 22, № 5. — С. 546–653.
147. *Chinnov E.A., Ron'shin F.V., O.A. Kabov.* Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2016. — Т. 80. — С. 57–68.
148. *Ron'shin F.* Two-phase flow patterns in horizontal rectangular minichannel // MATEC Web of Conferences. — Т. 84. — 2016. — С. 00033.

149. *Ron'shin F., Cheverda V.* Investigation of two-phase flow in short horizontal mini channel height of 1 mm // *MATEC Web of Conferences*. — 2016. — Т. 72, № 01023. — С. 1–4.
150. *Brauner N., Ullmann A.* Modeling of gas entrainment from Taylor bubbles: slug flow // *Int. J. Multiphase Flow*. — 2004. — Т. 30. — С. 273–290.
151. *Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Кабов О.А.* Двухфазное течение в коротких горизонтальных прямоугольных микроканалах высотой $300\mu\text{m}$ // *Письма в ЖТФ*. — 2015. — Т. 41, № 17.
152. *Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Кабов О.А.* Особенности течения двухфазного потока в прямоугольном микроканале высотой 300 мкм // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2014. — Т. 21, № 6. — С. 791–794.
153. *Ron'shin F., Cheverda V.* Investigation of Two-Phase Flow in Short Horizontal Mini Channel Height of 1 MM // *MATEC Web of Conferences*. — Т. 72. — 2016. — С. 01023.