

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

На правах рукописи

Гузанов Владимир Владимирович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЁХМЕРНЫХ ВОЛН НА ВЕРТИКАЛЬНО
СТЕКАЮЩИХ ПЛЁНКАХ ЖИДКОСТИ

1.1.9 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, академик РАН
Алексеев Сергей Владимирович

Новосибирск – 2022

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1 Обзор литературы.....	10
1.1 Гравитационное течение плёнок жидкости.....	10
1.1.1 Трёхмерное волновое движение на поверхности пленок.....	12
1.1.2 Трёхмерные волны при неизотермическом течении пленок.....	23
1.2 Методы исследования пленочных течений.....	28
1.2.1 Методы измерения толщины плёнки.....	28
1.2.2 Методы измерения температуры плёнки.....	31
1.3 Выводы.....	32
Глава 2 Экспериментальные установки и методы исследования.....	34
2.1 Свойства рабочих жидкостей и экспериментальные установки.....	34
2.1.1 Стенд для изучения свободно стекающей плёнки жидкости.....	34
2.1.2 Модификация стенда для изучения течения на большом расстоянии от распределителя.....	37
2.1.3 Установка по изучению течения жидкости в горизонтальном микроканале.....	37
2.2 Метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) для измерения толщины плёнки.....	38
2.2.1 Основные принципы метода.....	38
2.2.2 Измерительная система, определение параметров жидкости и калибровка системы.....	39
2.2.3 Погрешности измерений.....	41
2.3 Высокоскоростные измерения толщины жидкости ЛИФ методом.....	42
2.3.1 Измерения линейным датчиком.....	42
2.3.2 Система для измерений поля толщины.....	45
2.4 Одновременные измерения поля температуры и толщины.....	46
2.4.1 Использование метода ЛИФ при неизотермическом течении жидкости.....	46

2.4.2 Совместное использование ЛИФ и тепловизионного методов.....	48
2.5 Модифицированный метод теневой фотографии.....	49
2.6 Алгоритм расчетов по модели Шкадова.....	51
Глава 3 Трёхмерные волны.....	53
3.1 Эволюция уединённых трёхмерных волн.....	53
3.1.1 Методика проведения экспериментов.....	53
3.1.2 Результаты.....	54
3.1.3 Выводы по разделу 3.1.....	62
3.2 Взаимодействие трёхмерной волны с регулярными двумерными волнами.....	62
3.2.1 Методика проведения экспериментов.....	63
3.2.2 Результаты.....	64
3.2.3 Выводы по разделу 3.2.....	68
3.3 Выводы по главе 3.....	68
Глава 4 Переход к трёхмерным волновым режимам течения.....	70
4.1 Формирование системы трёхмерных волн из регулярных двумерных.....	70
4.1.1 Методика проведения экспериментов.....	70
4.1.2 Результаты.....	71
4.1.3 Выводы по разделу 4.1.....	76
4.2 Формирование струй при больших длинах пробега пленки.....	77
4.2.1 Методика проведения экспериментов.....	77
4.2.2 Результаты.....	78
4.2.3 Выводы по разделу 4.2.....	80
4.3 Выводы по главе 4.....	81
Заключение.....	82
Список публикаций по теме диссертации.....	84
Список литературы.....	89

Введение

Актуальность работы.

Интерес к изучению плёночных течений жидкости не угасает несколько десятилетий, что связано, в первую очередь, с их частым применением в различных технологических процессах в промышленных установках. Также исследование динамики волнового течения плёнки жидкости представляет исключительно научный интерес, поскольку плёнки представляют собой открытую систему, в которой проявляются различные неустойчивости, процессы диссипации и накачки энергии. При этом даже в случае свободного изотермического течения плёнки под действием гравитации некоторые особенности течения остаются не до конца изученными. Связано это в первую очередь с присутствием свободной деформируемой поверхности жидкость-воздух, на которой вследствие неустойчивости формируются волны.

Как известно, интенсивность процессов тепло- и массопереноса находится в прямой связи с волновой картиной на поверхности плёнки. Поэтому, очевидно, что для понимания механизмов процессов переноса необходимо исследовать волновую структуру течений. При этом ввиду сложности и разнообразия процессов, происходящих в плёнке, изучение волн в плёночных течениях является отдельной важной задачей.

Двумерное волновое движение на поверхности плёнки к настоящему времени достаточно хорошо изучено, а результаты многолетних исследований обобщены в ряде монографий. Современный уровень развития вычислительных технологий позволяет за приемлемое время производить численное моделирование плёночных течений с использованием полной системы уравнений Навье-Стокса в двумерной постановке. Как показывает прямое сравнение результатов моделирования полной системы уравнений с результатами, полученными с использованием модельных уравнений, упрощённые модели с достаточной точностью описывают процессы в таких течениях.

Однако, в большинстве случаев, в реальных течениях невозможно использовать двумерный подход из-за трёхмерности возникающих на поверхности плёнки структур. Необходимость учёта трёхмерных эффектов усложняет как моделирование, так и экспериментальное исследование. Использование локальных измерений в экспериментах усложняет интерпретацию полученных данных. Системы из локальных датчиков для одновременных измерений во многих близкорасположенных точках имеют достаточно низкое пространственное разрешение, а их изготовление – очень трудоёмкий процесс. Поэтому наиболее перспективными методами исследования плёночных течений считаются оптические

методы.

Моделирование трёхмерных режимов плёночного течения с использованием полной системы уравнений Навье-Стокса остаётся крайне трудоёмкой задачей, поэтому в основном для моделирования используется ряд упрощённых моделей. Получаемые моделированием волновые картины качественно схожи с наблюдаемыми в экспериментах. Однако данные, полученные в результате моделирования, нуждаются в дополнительной (количественной) проверке, в первую очередь, экспериментально. Прямое сравнение результатов моделирования с экспериментом во многих случаях затруднено из-за зависимости течения от начальных условий и хаотичности процессов эволюции волн.

Ряд авторов полагает, что наблюдаемые в развитых трёхмерных волновых режимах трёхмерные волны являются структурными элементами течения с определёнными характеристиками, с помощью суперпозиции которых можно описать данные режимы. Существенный прогресс в исследовании уединённых трёхмерных волн связан с регистрацией в экспериментах при малых числах Рейнольдса стационарных подковообразных волн, характеристики которых хорошо согласуются с теоретическими данными. Форма этих волн близка к форме волн наблюдаемых в развитых трёхмерных режимах. Однако, существующие экспериментальные данные по характеристикам уединённых стационарных подковообразных волн носят отрывочный характер.

Целью данной работы является экспериментальное исследование особенностей формирования и эволюции трёхмерных волн на вертикально стекающих плёнках жидкости в диапазоне малых и умеренных чисел Рейнольдса плёночного течения ($2 < Re < 100$) для жидкостей с различными физическими свойствами.

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

1. Реализовать систему, позволяющую проводить регистрацию толщины плёнки на плоскости с высоким пространственным разрешением при различных условиях течения.
2. Провести экспериментальное исследование эволюции волн, возбуждаемых точечным источником, для различных энергий возбуждения с использованием жидкостей с различными физическими свойствами.
3. Провести экспериментальное измерение характеристик стационарных уединённых подковообразных волн на участке безволновой плёнки для жидкостей с различными физическими свойствами.
4. Экспериментально изучить особенности взаимодействия искусственно возбуждаемых трёхмерных волн с возбужденными регулярными двумерными волнами.

5. Экспериментально изучить особенности формирования трёхмерных волн в результате распада возбужденных двумерных волн.

6. Экспериментально изучить особенности перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению на больших расстояниях от начала течения.

Научная новизна:

1. Для жидкостей с различными физическими свойствами экспериментально зарегистрированы стационарные трёхмерные волны, характеристики которых хорошо согласуются с результатами расчетов по модели Капицы-Шкадова вплоть до значений модифицированного числа Рейнольдса $\delta \approx 0,06$. При больших δ наблюдается отклонение измеренных характеристик (с расслоением в зависимости от свойств жидкости) от теоретических. Причем основные тенденции в изменении характеристик (включая форму волн) качественно согласуются с результатами моделирования.

2. Обнаружены режимы взаимодействия трёхмерных подковообразных волн с высокочастотными двумерными волнами, характеризующиеся повторением характеристик трёхмерной волны в одинаковых фазах каждого последующего акта взаимодействия. Характеристики трёхмерных волн в таких режимах хорошо обобщаются в безразмерных координатах, предложенных для описания характеристик стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке. При этом средние значения амплитуды трёхмерных волн в стабильных режимах взаимодействия оказываются существенно ниже значений амплитуды стационарных волн на гладкой плёнке.

3. Экспериментально в диапазоне $10 < Re < 70$ обнаружено, что образующиеся в процессе перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению трёхмерные волны отличаются от подковообразных волн: они имеют вытянутую в направлении течения форму с заполненным задним склоном. Характерные поперечные размеры трёхмерных волн слабо зависят от расхода жидкости и лежат в достаточно узком диапазоне значений. Впервые в процессе перехода от двумерного к трёхмерному волновому режиму течения обнаружено образование струй, что свидетельствует о перераспределении жидкости в поперечном направлении. Эволюция таких струй в зависимости от начальных условий может иметь как монотонный (затухание, рост), так и немонотонный характер.

4. В диапазоне $5 < Re < 100$ на основе экспериментально зарегистрированных волновых полей на больших расстояниях (до 140 см) от начала течения обобщены основные закономерности волновой эволюции при переходе от двумерного к трёхмерному волновому движению и выделены три сценария эволюции. Первый сценарий, наблюдаемый при $Re < Re_1$,

характеризуется отсутствием 2D-3D перехода. В интервале $Re_1 < Re < Re_2$, где для всех исследованных жидкостей $5 < Re_1 < 15$ и $40 < Re_2 < 60$, наблюдается второй сценарий эволюции с формированием хорошо различимых струй. Волновая картина течения в этом случае зависит от начальных условий. При превышении порогового значения $Re > Re_2$ наблюдается третий сценарий эволюции, характеризующийся быстрым формированием трёхмерных волн после непродолжительной эволюции в верхней части течения. В этом случае струи становятся менее выраженными, а волновая картина в нижней части течения слабо чувствительна к начальным условиям.

Теоретическая и практическая значимость.

Получены новые фундаментальные знания об эволюции подковообразных волн и их взаимодействии с регулярными двумерными волнами при различных условиях течения. В том числе, получены систематические экспериментальные данные о характеристиках стационарных подковообразных волн и о характеристиках одиночных трёхмерных волн в режимах взаимодействия с регулярными двумерными волнами, характеризующихся стабильным повторением характеристик трёхмерного волнового движения, для жидкостей с различными физическими свойствами. Также получены новые экспериментальные данные об особенностях формирования трёхмерных волн, возникающих из-за поперечной неустойчивости двумерных волн. Полученные экспериментальные данные позволяют сделать выводы об области применимости различных теоретических моделей, которые могут быть использованы в практических приложениях.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментального исследования особенностей эволюции возбуждаемых уединённых трёхмерных волн на безволновом участке течения плёнки, а также особенности взаимодействия таких волн с регулярными двумерными волнами для жидкостей с различными физическими свойствами.
2. Результаты экспериментального измерения характеристик стационарных уединённых трёхмерных волн на участке безволновой плёнки для жидкостей с различными физическими свойствами.
3. Результаты экспериментального измерения характеристик одиночных трёхмерных волн в режимах взаимодействия с регулярными двумерными волнами в условиях стабильного повторения характеристик трёхмерного волнового движения для жидкостей с различными физическими свойствами.
4. Результаты экспериментального исследования особенностей формирования трёхмерных

волн в процессе перехода от двумерного к трехмерному волновому движению как на начальном участке течения, так и на больших расстояниях от начала течения.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных методов измерений и их адаптацией под определённые экспериментальные условия, анализом погрешностей измерений, проведением калибровочных и тестовых измерений, а также сравнением результатов с теоретическими и экспериментальными данными других авторов.

Апробация работы.

Результаты работы докладывались и обсуждались на 19 международных и Российских конференциях: XLIII международная Научная Студенческая Конференция «Студент и научно-технический прогресс», Россия, Новосибирск, 12 – 14 апреля 2005; EFMС6 – 6th EUROMECH Fluid Mechanics Conference, Stockholm, Sweden, 26 – 30 June 2006; International Topical Team Workshop Two-phase Systems for Ground and Space Applications, Brussels, Belgium, 19-21 September 2006; IX Всероссийская школа-конференция молодых учёных «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», Россия, Новосибирск, 17 – 20 октября 2006; XLV Международная Научная Студенческая Конференция «Студент и научно-технический прогресс», Россия, Новосибирск, 10 – 12 апреля 2007; Школа-семинар молодых учёных «Физика неравновесных процессов в энергетике и наноиндустрии», Россия, Новосибирск, 8 – 12 октября 2007; 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007, Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007; X Всероссийская школа-конференция молодых учёных «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», Россия, Новосибирск, 18 – 21 ноября, 2008; VI Минский международный форум по тепло- и массообмену, Беларусь, Минск, 19 - 23 мая 2008; XXII International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, ICTAM-2008, Adelaide, Australia, 25 - 29 August 2008; EFMС7 – EUROMECH Fluid Mechanics Conference 7, Manchester, United Kingdom, 14 – 18 September 2008; International Berlin Workshop (IBW5) on transport Phenomena with Moving Boundaries, Berlin, Germany, 8 – 9 October 2009; XLVIII Международная Научная Студенческая Конференция «Студент и научно-технический прогресс», Россия, Новосибирск, 10 – 14 апреля 2010; Всероссийской молодёжной конференции «Устойчивость и турбулентность течений гомогенных и гетерогенных жидкостей», Россия, Новосибирск, 21 – 23 апреля 2010; 14th Workshop on Transport Phenomena in Two-Phase Flow, Bansko, Bulgaria, July 21 – 26, 2010; Fourth International Symposium “Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics”, BIFD 2011, 18 – 21 July 2011, Barcelona, Spain; IV Всероссийской конференции «Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий», Новосибирск, Россия, 6 – 8 июня 2012; VI-th International Conference “Solitons, Collapses and Turbulence: Achievements, Developments and Perspectives”, 4 –

8 June 2012, Russia, Novosibirsk; 9th European Fluid Mechanics Conference, Italy, Rome, September 9 – 13 2012; 13-ая международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков», 29 июня – 3 июля 2015, Москва, Россия; Всероссийская конференция "XXXII Сибирский теплофизический семинар", 19 – 20 ноября 2015, Новосибирск, Россия; Eight International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 15 – 18 September, 2015; International Symposium and School of Young Scientists Interfacial Phenomena and Heat Transfer, Novosibirsk, Russia, March 2 – 4 2016; Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», Ялта, Крым, 19 – 25 сентября, 2016; 11th European Fluid Mechanics Conference, EFMC11, Seville, Spain, September 12 – 16 2016; 24nd International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, Montreal, Canada, August 21 – 26, 2016; 9th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Iguazu Falls, Brazil, 12 – 15 June 2017; III Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых, Ялта, Республика Крым, 10-16 сентября 2018 г.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 42 работы, в том числе 17 статей в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих требованиям ВАК.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Работа представлена на 97 страницах, содержит 1 таблицу и 42 рисунка. Список литературы состоит из 104 наименований.

Личный вклад.

Серии экспериментов были проведены автором как самостоятельно, так и в составе научного коллектива. Автор принимал участие в разработке, изготовлении и сборке экспериментальных стендов. Самостоятельно автором проводилась настройка и подготовка экспериментальных стендов к проведению измерений, проведение большей части тестовых экспериментов, а также дальнейшая обработка экспериментальных данных, анализ погрешностей и интерпретация результатов. Научные результаты и выводы, послужившие основой диссертации, получены автором самостоятельно. Подготовка статей и докладов на конференциях проводилась автором самостоятельно или в составе научного коллектива.

Автор выражает глубокую благодарность к.ф.-м.н. Харламову Сергею Михайловичу за высококвалифицированную помощь и руководство «на месте», а также за оказанное доверие и поддержку во время совместной работы. Также за помощь, оказанную на разных этапах при подготовке данной диссертации, автор выражает благодарность к.т.н. Антипину В.А., к.ф.-м.н. Бобылеву А.В., к.ф.-м.н. Гейнц О.М., Квону А.З. и д.ф.-м.н. Черданцеву А.В.

Глава 1 Обзор литературы

1.1 Гравитационное течение плёнок жидкости

Пленочные течения жидкости активно исследуются на протяжении последних десятилетий. В первую очередь из-за того, что такие течения часто встречаются в различных технологических устройствах, таких как, например, теплообменники, охлаждающие колонны, ректификаторы и т.д. Также пленочные течения представляют исключительно научный интерес, поскольку представляют собой открытую систему, в которой проявляются различные неустойчивости, процессы диссипации и накачки энергии. При этом даже в случае свободного изотермического течения плёнки под действием гравитации некоторые особенности течения остаются не до конца изученными. Связано это в первую очередь с присутствием свободной деформируемой поверхности жидкость-воздух, на которой вследствие неустойчивости формируются волны.

В случае вертикального течения воды в зависимости от плёночного числа Рейнольдса $Re = q/\nu$ (где q – расход жидкости на единицу ширины течения, ν – кинематическая вязкость) выделяют несколько режимов течения в зависимости от реализующейся волновой картины на поверхности (детальное обсуждение можно найти, например, в [60]): первый режим течения – безволновое течение при $0 < Re < Re^{(1)}$, где $Re^{(1)} \approx 3 - 4$ согласно экспериментальным наблюдениям. В диапазоне $Re^{(1)} < Re < Re^{(2)}$, где $Re^{(2)} \approx 40$, на поверхности наблюдаются волны близкие по форме к двумерным. Результаты как теоретических так и экспериментальных исследований течения плёнок жидкости при малых $Re < Re^{(2)}$ широко представлены в литературе, начиная с основополагающих работ Капицы и Капицы [20, 21, 22] вплоть до обобщающих многолетние исследования работ в виде монографий: [1, 73, 50]. Таким образом, представленные в литературе данные о двумерном волновом движении на поверхности плёнок жидкости позволяют считать течение в данном диапазоне Re хорошо изученным.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса, в диапазоне $Re^{(2)} < Re < Re^{(3)}$, где $Re^{(3)} \approx 400$, после непродолжительной начальной эволюции на поверхности плёнки формируются многочисленные трёхмерные подковообразные волны, которые выглядят как отдельные независимые структурные элементы течения, хаотически взаимодействующие между собой. Поэтому в литературе такой режим иногда называют режимом «поверхностной турбулентности» или «солитонным газом» ([60, 61, 94]). Основной трудностью при изучении такого режима является необходимость учета трёхмерности формирующихся волн и их постоянное взаимодействие, что требует более сложных методов измерений, а при

моделировании требуется существенное увеличение необходимых для расчета ресурсов. Поэтому в литературе представлено ограниченное число работ по изучению характеристик течения в этом диапазоне Re .

Далее в диапазоне $Re^{(3)} < Re < Re^{(4)}$, где $Re^{(4)} \approx 800 - 1500$, трёхмерные волны преобразуются в крупные двумерные волны (более детальное описание можно найти, например, в [55, 56]). Как правило, в этом диапазоне для описания течения применяются статистические методы.

При превышении $Re > Re^{(4)}$ наблюдается переход к обычной турбулентности [55, 56, 95]. Течение в последних двух диапазонах зачастую представляет интерес с практической точки зрения, поэтому в литературе результаты исследования представлены достаточно широко (например, [1]). При этом, исследуются в основном интегральные характеристики, без детального рассмотрения структуры течения.

Такое разделение на режимы течения по волновой картине на поверхности хорошо согласуется с разделением режимов течения по интенсивности тепло- и массопереноса (наглядное сравнение можно, например, найти в работе [60], которое представлено здесь на рисунке 1.1). Таким образом, можно заключить, что интенсивность процессов тепло- и массопереноса определяются волновой картиной на поверхности плёнки. Поэтому для понимания (и правильного предсказания) происходящих при пленочном течении процессов необходимо, в первую очередь, изучать закономерности волнового движения на поверхности плёнки. Причем особый интерес представляют трёхмерные волновые режимы, как наименее изученные и наиболее часто реализуемые на практике режимы течения.

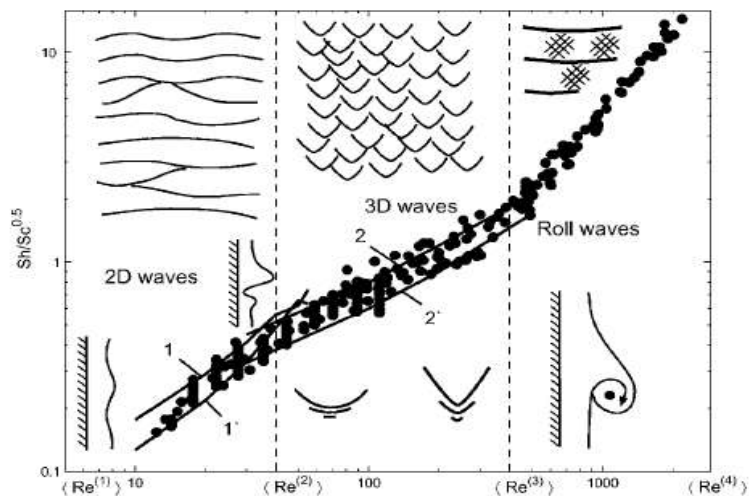


Рисунок 1.1 – Соответствие режимов массообмена и волновой картины течения плёнок жидкости [60]

1.1.1 Трёхмерное волновое движение на поверхности пленок

Развитый трёхмерный волновой режим течения является конечной стадией волновой эволюции в диапазоне $Re^{(2)} < Re < Re^{(3)}$. При этом течение проходит несколько основных стадий волновой эволюции (рисунок 1.2): после короткого участка гладкой плёнки в начале течения на поверхности возникают двумерные волны (стадия I на рисунке 1.2), которые быстро становятся нелинейными. Далее (стадия II на рисунке 1.2) вследствие поперечной неустойчивости фронты двумерных волн искривляются и волны распадаются на трёхмерные. После этой переходной стадии до конца течения наблюдается развитый трёхмерный волновой режим (III на рисунке 1.2). На этой стадии поверхность плёнки покрыта многочисленными взаимодействующими между собой трёхмерными волнами. Причем, наблюдаемая волновая картина выглядит хаотично и не является стационарной. Такой характер течения затрудняет как проведение непосредственно экспериментальных исследований и моделирования, так и сравнение их результатов между собой.

Анализ полной системы уравнений Навье-Стокса для трёхмерного течения достаточно сложная и трудоёмкая задача, поэтому зачастую для изучения течения используются упрощенные модельные уравнения. Особенностью плёночных течений при умеренных и малых значениях числа Рейнольдса является малая величина толщины плёнки (особенно в случае вертикального течения), достигающая сотен микрон, по отношению к характерному размеру волны в плоскости течения, который может достигать нескольких сантиметров. Малое отношение этих величин, позволяет упростить полную систему уравнений Навье-Стокса.

В литературе представлено несколько модельных уравнений для описания плёночных течений, главное отличие которых друг от друга заключается в том, что для вывода каждого из уравнений используются различные предположения о значениях некоторых величин (например, предположение об автомодельности профиля скорости), что, однако, может существенно сократить область применимости этих уравнений. Систематизированный детальный анализ различных моделей и области их применимости можно найти в работе [73].

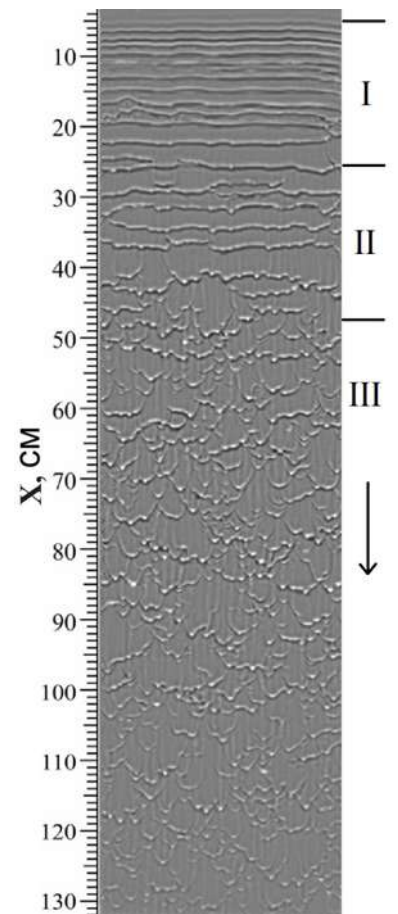


Рисунок 1.2 – Этапы естественной волновой эволюции для течения пленки воды по вертикальной пластине

Одним из важнейших результатов в области теоретического исследования трёхмерных волн является полученное в пределе малых чисел Рейнольдса в работе [25] численное решение уравнения Курамото-Сивашинского (КС) в виде стационарной бегущей уединённой трёхмерной волны. Полученная волна схожа с волнами наблюдаемыми в экспериментах: основной гребень имеет подковообразную форму, а впереди волны располагается капиллярный предвестник.

Обобщённое уравнение Курамото-Сивашинского (оКС), также упоминаемое как уравнение Кавахары, впервые представленное в работе [97], является модификацией уравнения КС. ОКС согласно [50] может быть записано в следующем виде:

$$-c \frac{\partial H}{\partial x} + 2 \frac{\partial H^2}{\partial x} + \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \delta \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 H + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H = 0 \quad (1.1)$$

Где $\delta = 3^{-7/9} 5^{-1} \gamma^{-1/3} Re^{11/9}$ – модифицированное число Рейнольдса, $\gamma = (\sigma/\rho) \nu^{-4/3} g^{-1/3}$ – число Капицы, H – безразмерная толщина пленки (ось y), σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность рабочей жидкости, g – ускорение свободного падения, ось x направлена вдоль течения, ось z — поперек. Область применимости обобщенного уравнения располагается в области конечных значений Re , а в пределе бесконечно малых Re оно сводится к уравнению Курамото-Сивашинского. Повышенный интерес к данному уравнению обусловлен тем, что оно (как отмечается, например, в [88, 96, 97]) может быть применено не только к описанию волн на поверхности плёнки, но и, например, для описания уединённых волн в плазме, волн Россби, процессов сегрегации магмы в мантии Земли и локализованных возмущений в жидких кристаллах.

В работе [96] в результате численного моделирования плёночного течения с использованием оКС были получены трехмерные волновые поля, на которых можно выделить отдельные подковообразные волны. В этом случае в качестве начальных условий задавался случайный шум на гладкой плёнке. Также в работе отмечается, что в пределе бесконечно малых Re (когда уравнение переходит в КС) волновая картина хаотична и не состоит, как это ожидалось, из отдельных солитонов, полученных в работе [25]. Следует отметить, что в этом случае в качестве начальных условий использовалась двумерная волна, модулированная случайным шумом.

Решение в виде стационарной подковообразной волны на основе обобщенного уравнения Курамото-Сивашинского было получено существенно позже в работе [88], где представлены данные по значениям амплитуды, скорости и формы волн. Показано, что полученные значения амплитуды и скорости асимптотически совпадают с их аналитической оценкой на основе уравнения Кортевега-де-Вриза. Также получена форма волны в пределе

больших Re . Отмечается, что у стационарной трёхмерной волны с увеличением Re уменьшается капиллярный предвестник, возрастает амплитуда, и форма волны становится более симметричной – волна перестаёт быть подковообразной и приобретает конусообразную форму. При этом след за волной в виде полосы с пониженной толщиной плёнки остаётся, хотя его глубина становится меньше, чем при более низких значениях Re .

Дальнейшее исследование полученного решения в виде солитона проведено в работах [89], [90], где путем численного моделирования исследовалось взаимодействие этих солитонов между собой. Обнаружено, что их взаимодействие нелинейно и волны самоорганизуются с формированием V-образной структуры.

Однако наиболее известной и широко применяемой упрощённой моделью является система уравнений, полученная в работе [43], упоминающаяся в литературе как система уравнений Капицы-Шкадова или модель Шкадова (1.2) – (1.4), а в иностранной литературе может встречаться как «integral boundary layer approximation» (интегральное приближение пограничного слоя). Несмотря на известные неточности в определении критического числа Рейнольдса, популярность данной модели обусловлена относительной простотой исследуемых уравнений и широкой областью применимости, распространяющейся на диапазон умеренных чисел Рейнольдса. Эту систему в безразмерном виде можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \frac{q^2}{h} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \frac{qp}{h} = \frac{1}{5\delta} \left(h \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 h + h - \frac{q}{h^2} \right), \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \frac{qp}{h} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \frac{p^2}{h} = \frac{1}{5\delta} \left(h \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 h - \frac{p}{h^2} \right), \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad (1.4)$$

Где $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ – оператор Лапласа в плоскости (x, z) , q и p расходы в направлениях x и z , соответственно, а h – толщина плёнки. К удобствам использования данной модели можно отнести то, что её решения описываются с использованием одного параметра: модифицированного числа Рейнольдса $\delta = 3^{-7/9} 5^{-1} \gamma^{-1/3} Re^{11/9}$. Данная модель даёт хорошо согласующиеся с экспериментами результаты для двумерных волн [1, 43, 102]. Детальный обзор особенностей этой модели и её применимость к различным задачам можно найти в работе [45].

В работах [45, 60, 18] исследовались особенности перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению с использованием модели Шкадова. Показано, что двумерная волна неустойчива к трёхмерным возмущениям и определена наиболее опасная длина волны таких возмущений. Обнаружены различные сценарии эволюции возмущённой

двумерной волны. Например, может наблюдаться полный развал двумерной волны с формированием трёхмерного солитона или формирование регулярной волновой картины в зависимости от начальных условий.

С использованием модели Шкадова в работах [19] и [61] было получено и детально исследовано решение в виде стационарного трёхмерного солитона. Полученная волна имеет характерную подковообразную форму с располагающимся перед волной капиллярным предвестником. Авторы этих работ предполагают, что в развитом трёхмерном режиме такие солитоны являются основными структурными элементами течения на поверхности плёнки и называют их квазичастицами поверхностной турбулентности. В работах приведены значения скорости и амплитуды стационарного трёхмерного солитона в широком диапазоне δ в сравнении со значениями этих величин для уединённой двумерной волны (рисунок 1.3).

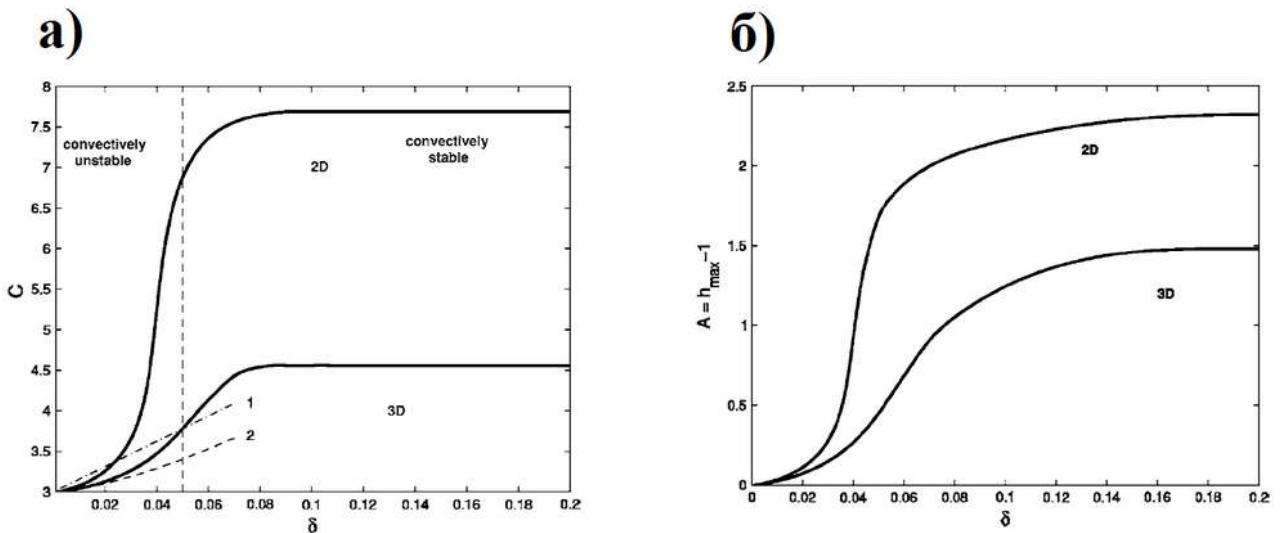


Рисунок 1.3 – Характеристики стационарных волн, полученные в результате численных расчетов по модели Шкадова [61]. а) Безразмерная скорость, б) безразмерная амплитуда волн

Показано, что скорость и амплитуда двумерной стационарной волны выше, чем трёхмерной (рисунок 1.3). Также показано, что скорость стационарного солитона, полученного в работе [25] на основе КС, совпадает с полученными с помощью модели Шкадова значениями в области малых δ . Изменение формы стационарной волны с изменением δ исследовано в работе [61]. В отличие от формы стационарного решения оКС [90], форма волны остаётся близка к подковообразной с увеличением δ , но боковые хвосты волны удлиняются и немного расходятся при удалении от переднего фронта, растет капиллярный предвестник, а также увеличивается глубина впадины, формирующаяся за основным гребнем (рисунок 1.4). При этом передняя часть становится более заострённой, и форма волны становится схожей с греческой буквой Λ . Поэтому авторы в [61] предлагают называть эти волны Λ – структурами. Также в [19]

и [61] были получены значения объёма жидкости переносимого стационарным солитоном в зависимости от δ . Отмечается, что решение в виде трёхмерного солитона устойчиво в диапазоне $0,054 < \delta < 0,51$.

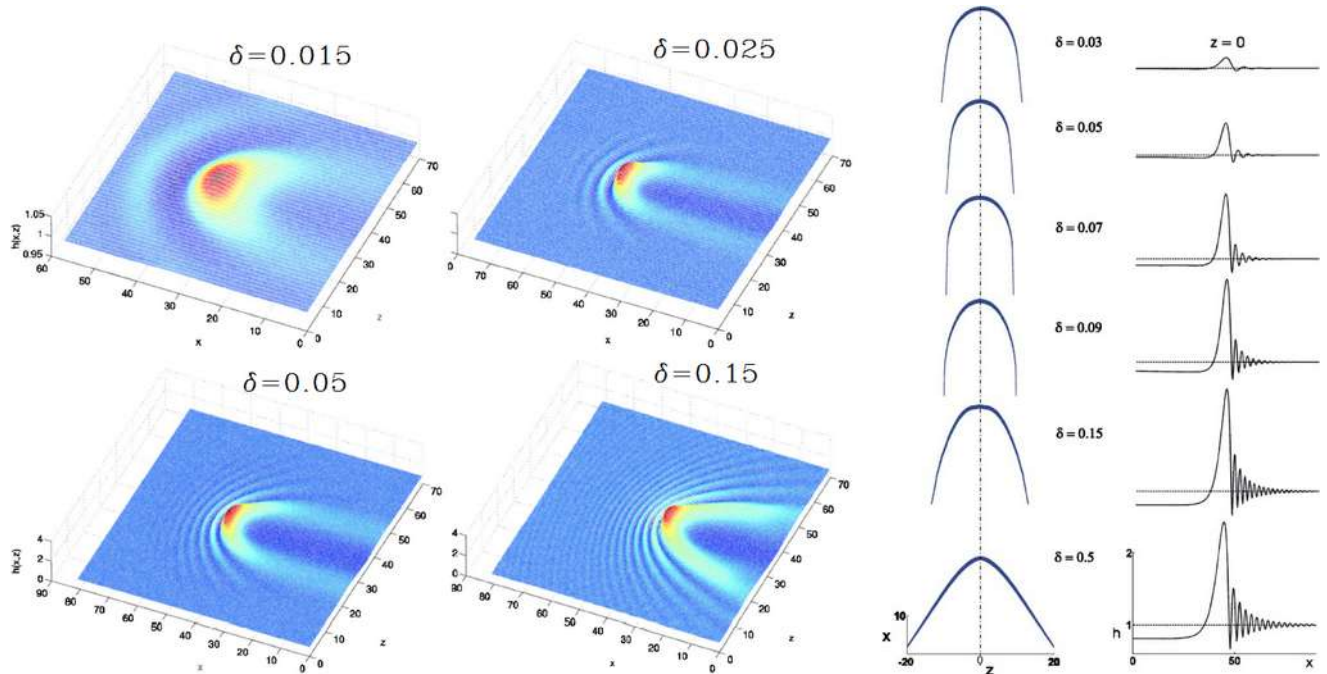


Рисунок 1.4 – Форма лямбда-солитонов при различных δ [61]

В дальнейшем вопросы устойчивости стационарных трехмерных солитонов с использованием модели Шкадова исследовались более подробно в работах [14] и [15]. Показано, что устойчивость солитонов связана с формированием стохастических волновых пятен: волна устойчива, если она покидает это волновое пятно. И, наоборот, если формирующийся солитон остаётся внутри пятна, то он разрушается возмущениями в этом пятне. Уточнено, что солитоны устойчивы в диапазоне $0,054 < \delta < 0,312$.

В работе [16] исследовался вопрос о многогорбых солитонах. На основе решений уравнения Курамото-Сивашинского в виде многогорбого солитона получены многогорбые солитоны для модели Шкадова.

Особенности взаимодействия устойчивого солитона с одиночным возмущением на плёнке исследовались в работах [15] и [62]. Установлено, что равновесный для заданного значения δ солитон при взаимодействии с малым возмущением целиком поглощает его, соответственно увеличиваясь в размерах и ускоряясь. Затем происходит сброс излишней массы через боковые хвосты и солитон быстро возвращается к равновесному состоянию. Из избытка массы, сброшенной через хвосты, с каждой стороны формируется дополнительная трёхмерная

волна, которая постепенно отстаёт от основной. Это приводит к формированию на поверхности шахматной структуры из солитонов.

Дальнейший прогресс в моделировании плёночных течений в области умеренных Re связан с предложенным в работах [85, 86, 87] подходе к получению модельных систем различной точности, которые предложено называть «weighted residuals models» [73] (модели взвешенных невязок). В простейшем случае данный метод позволяет получить «модель первого порядка» схожую с моделью Шкадова, но с немного отличающимися коэффициентами перед некоторыми членами. Это отличие приводит к тому, что модель правильно предсказывает пороговое значение числа Рейнольдса, выше которого течение становится неустойчивым, для всех углов наклона течения. Следующая по сложности модель – «модель второго порядка» получается достаточно громоздкой, поэтому авторы предложили «упрощенную модель», полученную из «модели второго порядка» путем исключения некоторых членов, связанных с силами инерции. В этих работах показано, что отличие между «упрощенной моделью» и «моделью второго порядка» незначительно, тогда как их отличие от модели «первого порядка» достаточно велико.

Результаты численного моделирования трёхмерных волновых режимов с использованием этих моделей [92, 73] (рисунок 1.5) хорошо согласуются с экспериментальными наблюдениями. Сравнение этих трёх моделей проводилось с экспериментальными наблюдениями других авторов, как для случаев развала искусственно возбужденных двумерных волн, так и для случая естественной волновой эволюции, когда в качестве начального условия используется возмущение в виде белого шума. При этом для каждого случая проведено сравнение полученных моделей между собой. Показано, что лучшее соответствие с экспериментами получается при использовании «модели второго порядка» и «упрощённой модели», причём результаты моделирования с использованием этих двух моделей почти полностью совпадают между собой. При этом «упрощённая модель» является более удобной в обращении, поскольку содержит меньше уравнений и слагаемых в них.

Дальнейшее повышение точности моделей с использованием упомянутого выше подхода «weighted residuals» приведёт к ещё более громоздким выражениям, что помимо неудобства обращения приведёт и к увеличению потребности в вычислительных мощностях. При этом, как показано в работах [92, 98, 99, 100] при различных условиях для двумерного случая результаты прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса (Н-С) и с использованием «упрощённой модели» хорошо согласуются между собой.

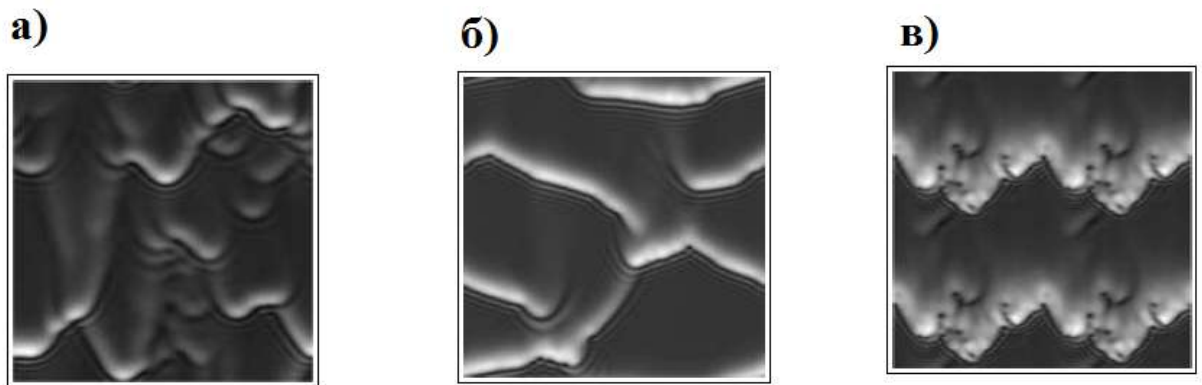


Рисунок 1.5 – Результаты моделирования течения пленки воды [92]. В качестве начального возмущения использовался белый шум. а) $Re = 8$, расстояние от начала течения $x \approx 110$ см; б) $Re = 16$, $x \approx 91$ см; в) $Re = 16$, $x \approx 51$ см

В случае необходимости повышения точности моделирования целесообразно сразу переходить к прямому численному моделированию системы уравнений Навье-Стокса, однако для этого требуются большие вычислительные мощности. Поэтому к настоящему времени в литературе представлено малое количество работ по прямому численному моделированию трёхмерного течения пленок жидкости. Так, например, в работе [76] численным моделированием уравнений Навье-Стокса исследовалось вертикальное течение плёнки для одного числа Рейнольдса $Re = 75$ без наложения внешних возмущений, то есть исследовались процессы, происходящие при естественной волновой эволюции. Представленная волновая картина схожа с экспериментально наблюдаемой, особенно в области перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению. Наглядно продемонстрировано влияние волн на величины локальных тепловых потоков и трения на стенке. Однако вопросы волновой эволюции в трёхмерном случае остались без детального рассмотрения.

Детальное исследование возникающих волновых структур и связанных с ними полей скорости проведено в работе [64]. Часть работы посвящена экспериментальному исследованию распределения скорости в вертикально стекающей плёнке при возбуждении регулярных двумерных волн и сравнению результатов с прямым численным моделированием Н-С в двумерном случае. Обсуждается возникновение возвратного течения в области капиллярного предвестника и его влияние на процессы переноса. Дальнейшее исследование областей возвратного течения проведено путем прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса в трёхмерном случае методом объема жидкости (VoF – volume of fluid) с адаптивной сеткой. Отмечается, что в результате эволюции исходно двумерная волна деформируется с образованием регулярной структуры, состоящей из нескольких подковообразных волн, что

хорошо согласуется с теневыми картинками течения, полученными экспериментально в работе [83]. Однако формирующиеся трёхмерные волны имеют заполненный задний склон, что отличает их от подковообразных волн, полученных в [19] и [61]. Особое внимание в работе уделено формированию и взаимодействию капиллярных волн, как к ключевому структурному элементу течения, с которым связано возникновение областей возвратного течения. Так, например, обнаружено несколько областей возвратного течения в капиллярной структуре, возникающей при взаимодействии капиллярных предвестников двух трехмерных волн.

Дальнейшее исследование таких капиллярных структур проведено в работе [65] путем прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса для нескольких случаев, в которых свойства жидкостей и Re близки к известным экспериментальным данным, что позволило провести сравнение между экспериментом и моделированием. Также показано, что результаты моделирования с использованием «упрощенной модели» для трёхмерного случая (полученной в работах [86, 87, 92] и называемой в [65] WRIBL – weighted residual integral boundary layer) хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования. Поэтому для моделирования продолжительной волновой эволюции в [65] использовалась модель WRIBL. Для случаев формирования системы трёхмерных волн из двумерной волны, обнаружено формирование вихрей, как в области основного гребня формирующихся трёхмерных волн, так и в области пересечения капиллярных предвестников соседних трёхмерных волн вблизи отстающих элементов течения, называемых «стенки». Подробно обсуждается влияние различных сил в различных частях формирующихся волн. Установлено, что возникающие капиллярные структуры и связанные с ними вихри играют ключевую роль в процессах переноса.

Эти результаты относятся к области перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению. В то же время развитый трёхмерный режим с четко сформировавшимися трёхмерными волнами взаимодействующими между собой случайным образом, которые не являются жёстко связанными одной структурой, так и не был смоделирован.

Результаты моделирования в трёхмерном случае в основном сравнивают с несколькими экспериментальными исследованиями, что связано с малым количеством экспериментальных работ по изучению трёхмерных волн. Наиболее часто при сравнении используются результаты работы [83], часть которой посвящена исследованию зависимости коэффициента массообмена от числа Рейнольдса в диапазоне $20 < Re < 1000$ при течении плёнки воды по внутренней поверхности вертикальной трубы. Подтверждено существование переходных точек с изменением зависимости коэффициента массоотдачи от Re в области $Re \approx 40$ и $Re \approx 400$,

показана связь этих переходных областей со сменой волнового режима течения пленки. Однако наиболее интересной и чаще упоминаемой частью работы является исследование волновой эволюции течения плёнки воды по вертикальной пластине в диапазоне $10 < Re < 100$. Используемый авторами метод теневой визуализации не позволяет определять амплитудные характеристики волн, и, соответственно, определить полностью форму возникающих трёхмерных волн, в частности форму заднего склона. Однако поперечные размеры волн и общая волновая картина определяются хорошо (рисунок 1.6). Помимо рассмотрения естественной волновой эволюции с формированием трёхмерного режима течения, в работе изучался вынужденный переход от двумерного к трёхмерному волновому движению. Для этого, с помощью наложения перед входом на рабочий участок регулярных возмущений на поток жидкости, формировались двумерные волны на поверхности плёнки. При помощи игл, касающихся поверхности плёнки в верхней части течения, вносились локальные возмущения, приводящие к искривлению двумерной волны. Расстоянием между соседними иглами, расположенными в один ряд поперек направления течения, могло изменяться в широком диапазоне. Установлено, что в зависимости от Re вносимые локальные возмущения могут приводить к формированию, как затухающих, так и развивающихся возмущений, с формированием регулярных структур из трёхмерных волн (рисунок 1.6).

Обнаружено, что при $Re < 40$ двумерные солитообразные волны устойчивы к трёхмерным возмущениям с малой (менее 2 см) поперечной длиной волны, но неустойчивы к возмущениям с длиной волны более 2 см, что приводит к искривлению фронта, величина которого тем больше, чем выше Re . При $Re > 40$ фронты двумерных волн неустойчивы к трёхмерным возмущениям, что приводит к быстрому нарастающему искривлению фронта двумерной волны с формированием регулярной структуры из трёхмерных волн с поперечным расстоянием между волнами около 2 см независимо от длины волны начальных возмущений. Таким образом, показано, что длина волны в поперечном направлении наиболее быстро растущих возмущений составляет около 2 см.

Дополнительно в работе [83] исследовалось одиночное возмущение, как положительное, когда в области касания иглой локально увеличивается расход жидкости, так и отрицательное, когда расход наоборот уменьшается. Обнаружено постепенное формирование дополнительных трёхмерных волн по обе стороны от исходной трёхмерной волны, образованной положительным одиночным возмущением для $Re > 20$ и затухание трёхмерного возмущения для $Re < 20$. Аналогично, одиночное отрицательное возмущение развивается с формированием с обеих сторон от него новых трёхмерных волн при $Re > 20$ и затухание для меньших Re . При

этом скорость изменения характеристик формирующихся волн тем ниже, чем ближе число Рейнольдса к 20.

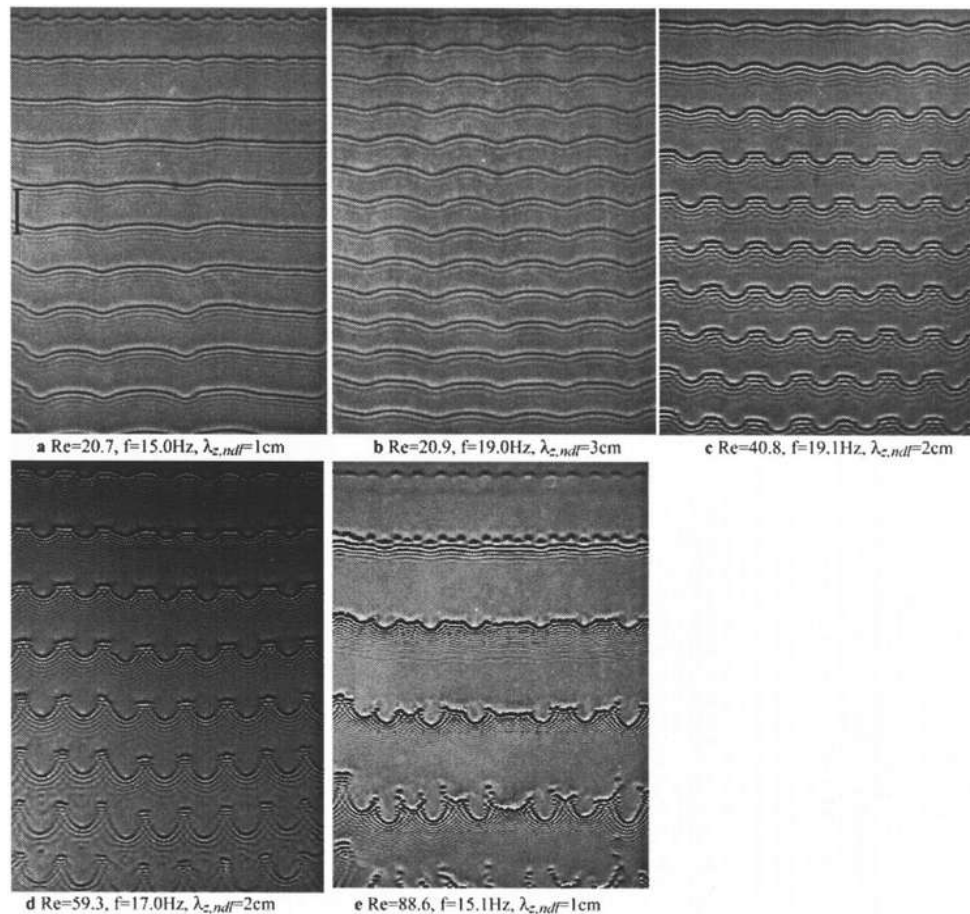


Рисунок 1.6 – Теневые изображения волновой картины из работы [83] при различных Re , частоте модуляции двумерных волн f и расстояниях между иглами в поперечном направлении $\lambda_{z,ndl}$

Популярность работы [83] при сравнении с результатами моделирования обусловлена в первую очередь тем, что в результате внесения контролируемых возмущений формируется регулярная воспроизводимая волновая картина, в отличие от случаев естественной волновой эволюции, когда волновая картина хаотична и не регулярна и в общем случае не может быть воспроизведена. При этом наблюдаемые волновые картины сходны с картинами, наблюдаемыми на стадии перехода от двумерного к трехмерному волновому движению при естественной волновой эволюции.

Экспериментальное исследование формирования трёхмерных волн из возбужденных двумерных вследствие естественной неустойчивости, было проведено в работе [81], но только для течений с малым углом наклона к горизонту. Показано существование двух типов неустойчивости, приводящих к регулярным в поперечном направлении структурам, которые

универсальны, то есть наблюдаются на жидкостях с различными свойствами. Причем, названный синхронным тип неустойчивости приводит к формированию на поверхности волновых полей, которые схожи с исследованными в работе [83] волновыми полями для случаев с искусственным разрушением двумерных волн. Отмечается, что в результате длительной эволюции наступает режим с преобладанием трёхмерных волн на поверхности. Причем, как показано в работе [80] спектр на достаточно больших расстояниях от начала течения, где реализуется трехмерный режим, оказывается нечувствительным к спектру начальных возмущений.

Как известно, для достижения развитого трёхмерного режима течения, особенно при небольших значениях Re , необходимы достаточно большие расстояния от начала течения. Так, например, в работе [46] для достижения трёхмерного режима течения для случая вертикального стекания плёнки область измерений располагалась на расстоянии около 1,4 м от начала течения. В этой работе для исследования волновой картины течения на внутренней стороне трубы в диапазоне $Re = 27 - 200$ использовался метод флуоресцентной визуализации, позволяющий получать мгновенные поля толщины плёнки. Это позволило детально исследовать возникающие в результате естественной эволюции трёхмерные волны. Отмечается, что во всем исследованном диапазоне параметров наблюдаемые волны трёхмерные и искажены взаимодействиями с другими волнами. Если при малых $Re \approx 30$ акты взаимодействия волн достаточно редки и волны близки по своим размерам и амплитуде и имеют тенденцию к разъединению после взаимодействий, то при $Re > 75$ из-за частых последовательных взаимодействий происходит формирование крупных сильно удлинённых волн. На таких волнах были зарегистрированы области, приводящие к появлению оптических засветок на регистрируемых изображениях, которые авторы называли «пятнами турбулентности». Отмечается, что таких пятен становится больше с увеличением Re , что позволило авторам предположить о связи этих пятен с переходом к турбулентному режиму течения. Дополнительно методом Particle Image Velocimetry (PIV) проводилось исследование профилей скорости в различных частях возникающих трёхмерных волн. Отмечается, что все полученные профили имеют параболический вид, однако для правильного понимания структуры течения необходима привязка профилей скорости к структуре поверхности, для чего необходимо проводить одновременные измерения скорости и формы поверхности. Также отмечается необходимость в дальнейшем исследовании и наборе статистической информации относительно формы, длины пробега и скорости волн, поскольку в результате частых взаимодействий образующиеся волны имеют существенно различающиеся характеристики.

Таким образом, в экспериментальных исследованиях трёхмерные волны, формирующиеся как в результате естественной эволюции, так и в результате искусственного разрушения возбуждённых двумерных волн, оказываются искажены влиянием других волн. Получить в экспериментах уединённые трёхмерные волны удаётся ударом капли рабочей жидкости в начальной части течения, где естественные волны ещё не наблюдаются. Таким способом в работах [2, 48] впервые были экспериментально зарегистрированы стационарные подковообразные трёхмерные волны на вертикально стекающей пленке водно-спиртового раствора в диапазоне $2 < Re < 5$. Амплитуда и скорость этих волн близки к предсказанным на основе уравнения Курамото-Сивашинского значениям. Отмечается, что форма стационарной волны при $Re < 3$ близка к форме волны полученной в работе [25]. Тогда как при больших Re волна имеет более длинные боковые гребни и её форма ближе к результатам расчёта по модели Шкадова [14]. Также в [14] показано, что измеренные в [2] и [48] характеристики стационарных волн хорошо согласуются с результатами расчета.

В работах [2, 48] показано, что при определённых условиях возбуждения формируются двугорбые волны, после чего в работе [16] было показано существование решений в виде двугорбых солитонов, а также и более сложных структур, для уравнения КС и для модели Шкадова.

В дальнейшем экспериментальное исследование стационарных волн было проведено в работе [62] с использованием воды в качестве рабочей жидкости. В этой работе авторы использовали данные по объёму стационарного солитона, полученные в результате моделирования на основе модели Шкадова [61], для внесения в поток капли вычисленного объёма. В результате были зарегистрированы стационарные волны в диапазоне $6 < Re < 18$, характеристики которых оказались близки к расчётным по модели Шкадова значениям. Отмечается, что при используемом методе возбуждения трёхмерной волны, когда капля объём которой соответствует вычисленному объёму стационарной волны, касается поверхности плёнки после чего отрывается от формирующей иглы и уносится течением, формирующееся возмущение быстро трансформируется в стационарную подковообразную волну. При этом время эволюции почти не отличается для случаев, когда объём капли строго соответствует вычисленному объёму стационарной волны и при небольших отклонениях от этой величины.

1.1.2 Трёхмерные волны при неизотермическом течении пленок

Неизотермическое течение плёнки жидкости (даже для случая, когда испарением можно пренебречь) является более сложным объектом исследования, поскольку в отличие от

изотермического случая помимо гидродинамических эффектов необходимо дополнительно учитывать зависимость физических свойств жидкости от температуры. Наиболее сильное воздействие на пленочное течение связано с так называемыми силами Марангони или термокапиллярными силами, возникновение которых обусловлено зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры. Это приводит к возникновению дополнительных сил действующих на свободную поверхность, которые в зависимости от условий могут как стабилизировать, так и дестабилизировать течение.

Повышенный интерес к неизотермическим плёночным течениям обуславливается их активным практическим применением. Поэтому в литературе представлено множество работ по исследованию таких течений, а обобщения полученных результатов можно найти, например, в монографиях [10, 11, 74]. Детальный обзор работ касающихся неизотермического плёночного течения жидкостей можно найти, например, в работах [58] и [59]. Следует отметить, что в большом количестве работ рассматриваются течения плёнки по трубам, что связано с их частым использованием в технологических установках. При этом в основном изучаются интегральные или статистические характеристики течения при достаточно больших $Re > 100$. Тогда как течения при меньших значениях Re остаются недостаточно изученными, хотя при этом скорость протекающих процессов ниже и, следовательно, есть возможности для более детального исследования происходящих процессов, и выявления лежащих в их основе механизмов. Для этого необходимо проводить детальное исследование волновой картины на поверхности плёнки.

При изучении явлений на свободной поверхности при неизотермическом течении плёнок основное внимание уделяется изучению возникающих термокапиллярных структур, тогда как волновая динамика (особенно в трехмерных режимах течения) остается слабо изученной. Согласно экспериментальным наблюдениям в диапазоне $Re < 100$ наличие термокапиллярных сил может приводить к образованию различных трёхмерных структур на поверхности в зависимости от образующихся градиентов температуры.

Так, например, в [71] экспериментально показано формирование устойчивой структуры, состоящей из расположенного поперёк течения в области переднего края нагревателя вала, и регулярно расположенных струй с тонкой плёнкой между ними, находящихся в области нагревателя (рисунок 1.7 а)). Этот тип структур, получивший название «структуры типа А», реализуется в достаточно узком диапазоне параметров, а их характеристики хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования [66]. В гораздо более широком диапазоне параметров реализуется течение, с так называемыми «структурами типа Б» [34]

(рисунок 1.7 б)), представляющими собой регулярно расположенные вдоль течения струи. Данные структуры в настоящее время являются наиболее изученными.

Присутствие структур в виде продольных струй приводит к изменению волновой картины на поверхности плёнки, что связано, как с перераспределением жидкости в поперечном направлении, так и с взаимодействием возникающих волн со струями. В результате такого влияния наблюдаются такие режимы течения, в которых волны двигаются исключительно по струям, а в межструйной области происходит полное подавление волнового движения [34]. Несмотря на столь существенное влияние возникающих структур на волны, результаты измерения характеристик волн в струйных режимах течения представлены в немногочисленных работах.

Так, например, в работах [17, 104], наряду с изучением процессов разрыва нагреваемой плёнки, проводились измерения амплитуды волн в межструйной области локальными волоконно-оптическими датчиками отражательного типа. Аналогичное исследование волновых характеристик проводилось в работах [37, 35] с помощью системы емкостных датчиков. Представленные в этих работах данные свидетельствуют о росте амплитуды волн на струях с ростом величины теплового потока с одновременным уменьшением амплитуды волн в межструйной области. Дальнейшее исследование волн в области струйного течения, проведённое с использованием полевых методик измерений [36, 77], показало, что в межструйной области наблюдается рост относительной амплитуды волн с увеличением плотности теплового потока, при этом относительная амплитуда волн на гребнях струй убывает.

Пониженные значения толщины плёнки и амплитуды волн в межструйной области при высоких тепловых потоках, как известно [17, 104], являются причиной разрыва плёнки. Для

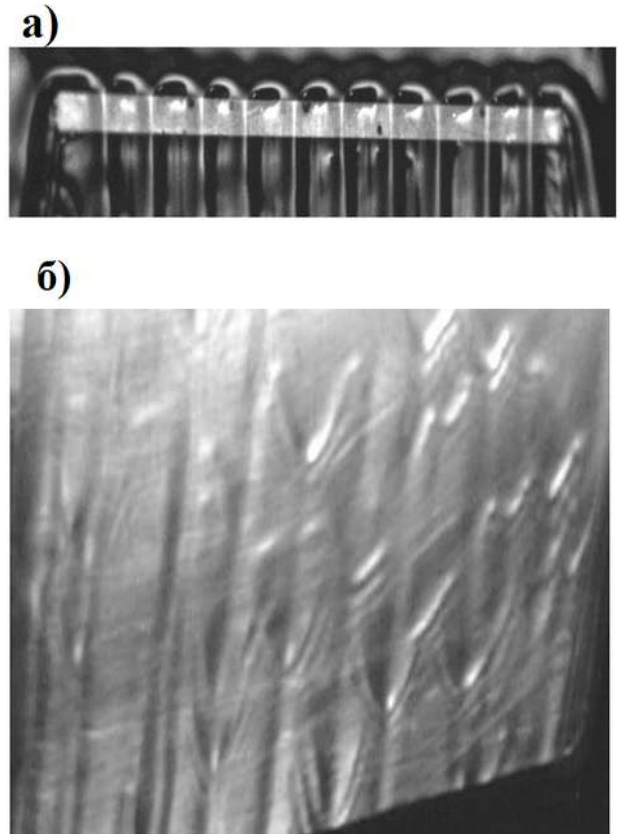


Рисунок 1.7 – Регулярные структуры на нагревателе. а) «Структура типа А», 10% водно-спиртовой раствор, $Re = 0,5$, $q_h = 2,5$ Вт/см² [66]; б) «структуры типа Б», вода, $Re = 22$, $q_h = 0,9$ Вт/см² [34]

увеличения амплитуды отдельных волн и замыкания сухих пятен, в работе [30] использовался генератор капель, позволяющий генерировать волны, которые превосходили естественные волны в межструйной области по амплитуде более чем на 50%. В области струй амплитуда генерируемых волн превышала амплитуду естественных волн не более чем на 20%. Для исследованного наклонного течения плёнки по нагревателю для $Re = 38$ такое воздействие приводило к замыканию образующихся сухих пятен. Однако при $Re \sim 10$ удар капли мог приводить к образованию сухих пятен в области удара. Поэтому для достижения положительного воздействия необходимо для каждого режима подбирать условия возбуждения. Также отмечается, что воздействие генерируемых волн не приводит к изменению положения струй, а волновые возмущения наблюдаются только в межструйной области, куда попадали капли, и на смежных с ней струях.

Влияние волн на картину струйного течения исследовалась не только в области развитого струйного течения, но и в области формирования струй. Так, например, в работе [28] выделено 4 зоны влияния длины пробега плёнки до нагревателя на особенности формирования струйного течения, как для случая постоянного теплового потока ($q_h \sim \text{const}$), так и для условия постоянства температуры нагревателя ($T \sim \text{const}$). То есть, показано, что особенности формирования струйных режимов зависят от типа волн поступающих на нагреватель. Так, например, при малых расстояниях от начала течения до нагревателя ($X < 10\text{см}$) волны не наблюдаются и формирование струй происходит на гладкой плёнке. Тогда как при больших длинах пробега (около 40см) для $10 < Re < 40$ на поверхности плёнки формируются трёхмерные волны, и формирование струй связано с искривлением фронтов трёхмерных волн и преобразованием их в продолговатые структуры.

Дальнейшее исследование процессов формирования струй и их связи с волновой картиной при больших длинах пробега плёнки (40 и 65 см) для $Re < 50$ проводилась в работах [26, 39]. Показано, что при высоких плотностях теплового потока, в верхней части нагревателя происходило искривление фронтов естественных трёхмерных волн, что приводило в дальнейшем к формированию продолговатых структур, из которых, в свою очередь, формировались струи. Анализ термограмм, полученных с высоким временным разрешением, позволил определить, что искривление фронтов волн связано с возникновением термокапиллярных возмущений.

Детальный анализ возникающих напряжений на естественно развивающихся трёхмерных волнах, при формировании струйного течения приведен в работах [40, 41], при длинах пробега плёнки до нагревателя более 50см для $Re = 10,5$. Построена карта

термокапиллярных напряжений на поверхности и проанализировано её изменение в динамике с привязкой к форме поверхности плёнки. Показано, что искривление фронтов волн связано с воздействием как термокапиллярных, так и инерционных эффектов. Отмечается важная роль в процессах деформации волн наличия температурных деформаций в остаточном слое плёнки, которые связаны с прохождением крупных волн.

Формирование регулярных температурных неоднородностей (более горячих областей) в остаточном слое после прохождения крупных волн отмечалось ранее, например, в работах [77] и [78], где исследовалось взаимодействие трёхмерных волн, формирующихся как естественным образом, так и из возбужденных регулярных двумерных волн, с указанными термокапиллярными структурами. Показано, что уровень уменьшения значения локальной средней толщины плёнки зависит как от величины теплового потока, так и от положения относительно таких структур. Так, например, наибольшее уменьшение средней толщины плёнки наблюдается в области, где существуют такие термокапиллярные структуры. Использование локальных измерений толщины плёнки конфокальным методом не позволило исследовать изменение волновой картины при взаимодействии волн с термокапиллярными структурами в динамике. Предположения о форме волн были сделаны на основе термограмм поверхности, полученных с достаточно высоким пространственно-временным разрешением.

В дальнейшем взаимодействие естественных волн с регулярными термокапиллярными структурами в остаточном слое изучалось в [42] при $Re = 15$ и в [52] при $Re = 50$. При этих условиях на нагреватель, реализующий условие $T \sim \text{const}$, расположенный на расстоянии 26 см от начала течения, поступали естественные волны, форма которых близка к двумерной при $Re = 15$, а при $Re = 50$ форма волн была трёхмерной. Мгновенные поля температуры поверхности и толщины плёнки регистрировались, соответственно, методами инфракрасной термографии и лазерно-индуцированной флуоресценции. Показано, что термокапиллярные структуры, формирующиеся в остаточном слое возле передней кромки нагревателя, являются основным источником деформации набегающих на нагреватель волн. Также в [42] отмечается, что набегающие двумерные волны, имеющие достаточно большую амплитуду, оказывают существенное влияние на положение формирующихся струй – наблюдается перемещение положения струй в поперечном направлении. Указано, что этот эффект способствует предотвращению разрыва плёнки.

Для теоретического описания волнового движения при неизотермическом течении используются те же модельные уравнения, что и в изотермическом случае, дополненные уравнением на температуру жидкости с соответствующими граничными условиями. Как и для

изотермического случая, наиболее приближенные к экспериментальным наблюдениям результаты получаются при использовании модельных уравнений получаемых способом, описанным в работах [86, 87]. Подробное обсуждение и вывод модельных уравнений представлены в монографии [73]. Результаты моделирования плёночного течения по нагреваемой поверхности с использованием упрощённой модели второго порядка представлены в работе [91]. В работе выделено 4 режима течения связанных с взаимодействием волн и термокапиллярных структур – продольных струй. Показано, что при малых Re на поверхности плёнки наблюдаются струи с полным подавлением волнового движения. При более высоких Re наблюдаются два режима, для которых характерно наличие волн, распространяющихся по струям. При ещё более высоких Re в результате моделирования не обнаружено существенного влияния термокапиллярных сил на волны, и на поверхности не наблюдается формирование струй. Показано, что за формирование различных режимов ответственны два механизма. Первый связан со стабилизирующим эффектом поверхностного натяжения в областях между волнами. Второй – с инерционными силами, приводящими к увеличению амплитуды волн (в связи с ростом локального числа Рейнольдса).

Таким образом, в большинстве работ, касающихся неизотермического течения пленок при условии малой интенсивности испарения в диапазоне $Re < 100$, представлена либо качественная, либо статистическая информация об изменении характеристик трёхмерных волн. Это связано, в первую очередь, с исследованием естественных волн, чьи характеристики не могут быть заранее определены, что, соответственно, осложняет получение количественных данных о степени взаимного влияния температуры поверхности и характеристик отдельной волны при течении по нагревателю.

1.2 Методы исследования плёночных течений

1.2.1 Методы измерения толщины плёнки

В литературе представлены описания различных методов измерения толщины плёнки жидкости. Наиболее известные из них – это метод касания, метод электропроводности, емкостной метод, теневой, метод поглощения света, метод рассеивания света, флуоресцентно-спектрографический. Достаточно детальное описание данных методов приведено в монографии [1].

Основным недостатком большинства методов измерений является сложность реализации одновременных измерений толщины плёнки во многих близкорасположенных точках течения,

что особенно актуально при исследовании трёхмерных волновых режимов. Один из хороших примеров создания такой измерительной системы описан в работе [57], где авторами была изготовлена и протестирована панель с датчиками проводимости специальной формы и применены алгоритмы и технологии сбора данных с датчиков, позволяющие минимизировать взаимное влияние датчиков. Это позволило достигнуть пространственного разрешения 3 мм для панели, представляющей собой регулярную решетку из 1024 (16×64) датчиков, при скорости опроса 10 кГц.

Несмотря на имеющиеся успешные реализации измерительных систем из наборов датчиков, наиболее перспективными для изучения мгновенных полей толщин в трехмерных волновых режимах являются не вносящие возмущения в поток оптические методы измерений. Однако в этом случае для успешного проведения измерений требуется хороший оптический доступ.

Одним из наиболее популярных оптических методов является теневой метод, который имеет несколько модификаций. Так, например, используемая в работе [22] схема, в которой освещение течения и регистрация тени производятся сбоку, позволяет измерять толщину плёнки, текущей по внешней поверхности цилиндра, но только в одном сечении вдоль потока. При этом информация о трехмерной форме волны остаётся неизвестной.

При другой модификации метода, применимой для течений по прозрачным поверхностям, освещается плоскость течения, при этом на экране формируется светотеневая картина, связанная с преломлением (фокусировками) света на криволинейной свободной границе. При этом на экране наиболее отчетливо наблюдается светотеневая картина, оставляемая капиллярным предвестником, поскольку он имеет наибольшую кривизну поверхности. Остальные элементы течения, имеющие меньшую кривизну поверхности, оставляют менее выраженный след. Такая светотеневая картина позволяет судить только о форме волны, без данных об её амплитуде. Данная модификация была использована, например, в работе [83], для исследования волновой эволюции на вертикально стекающей пленке.

Одним из перспективных оптических методов для исследования плёночных течений является метод флуоресцентной визуализации, который позволяет регистрировать мгновенные поля толщины и, соответственно, форму волн вместе с их амплитудой. Метод основан на зависимости яркости свечения слоя жидкости, в которой растворен флуоресцентный краситель (флуорофор), от толщины этого слоя. При этом освещающее излучение и переизлученный флуорофором свет имеют различный спектральный состав [23, 24]. Таким образом, при правильном подборе светофильтров возбуждающее излучение можно отделить от полезного

переизлученного. Особенностью флуоресцентного свечения является то, что флуорофор переизлучает свет во все стороны независимо от направления возбуждающего излучения. Поэтому возможна схема с освещением и регистрацией с одной стороны, что дает возможность исследовать течения на непрозрачных основаниях.

Метод флуоресцентной визуализации успешно использовался, например, для исследования нелинейной эволюции и трехмерной неустойчивости двумерных волн [80], процессов взаимодействия двумерных волн [79, 102], структуры течения по гофрированным поверхностям [101], а также для исследования динамики образования ривулетов при стекании плёнки по наклонной пластине [70]. В указанных работах в качестве флуоресцентного красителя использовался флуоресцеин натрия, спектр свечения которого расположен в видимой области, а возбуждение производится при помощи ультрафиолетовых ламп. Использование в этих работах набора протяжённых ламп существенно осложняет анализ оптических искажений, связанных с криволинейностью свободной границы волновой плёнки, поскольку в одну точку приходит свет от различных источников под разными углами. Данная схема также затрудняет проведение калибровки. Анализ особенностей метода и его применимости к диагностике различных течений обсуждается в работе [69].

Более простой для анализа оптической схемы ситуацией является схема с использованием единственного источника возбуждающего излучения, как, например, в работе [46]. При достаточном удалении излучателя и малом угле раскрытия конуса излучения, пучок возбуждающего излучения можно считать параллельным. При этом анализ оптических искажений становится проще.

Аналогичная схема с единственным источником освещения применялась в работах [2, 48] для исследования трёхмерных волн на вертикальных плёнках. В отличие от упомянутых выше работ в [2, 48] использовался другой флуорофор – Родамин 6Ж, спектры поглощения и излучения которого располагаются в видимой области, что облегчает настройку измерительной системы и контроль равномерности освещения. В качестве источника возбуждающего излучения применялся Nd:YAG лазер, длина волны излучения которого близка к максимуму в спектре поглощения Родамина 6Ж. Из-за использования лазера этот метод получил название «метод лазерно-индуцированной флуоресценции» (ЛИФ).

Проведённое в работе [36] сравнение характеристик течения, полученных методом лазерно-индуцированной флуоресценции и емкостным методом, показало возможность применения метода ЛИФ для исследования полей толщин неизотермического плёночного течения.

1.2.2 Методы измерения температуры плёнки

Для оперативного измерения температуры жидкости в ходе экспериментов наиболее популярными датчиками являются термопары и термосопротивления. Принцип действия термопары основан на термоэлектрическом эффекте (эффекте Зеебека). При помещении спая из двух определённых проводников между ними возникает разность потенциалов из-за различий в величине коэффициента термо-ЭДС. В основе принципа действия термосопротивления лежит зависимость электрического сопротивления определённых полупроводников от температуры.

В обоих случаях измерительная часть датчиков имеет достаточно большой размер и некоторую теплоёмкость, что увеличивает их инерционность и ограничивает применение в потоке из-за возмущающего влияния. Обычно, чтобы избежать возмущающего влияния на течение, датчики заделываются заподлицо в рабочий участок. Таким образом, производятся измерения температуры рабочего участка, при этом температура поверхности плёнки остаётся неизвестной. Несмотря на все недостатки термопары и термосопротивления до сих пор остаются востребованными средствами измерения температуры ввиду их простоты, дешевизны, надежности и высокой точности. Особенно актуально их применение для контроля температуры жидкости на входе и выходе с рабочего участка, а также самого рабочего участка в различных точках (как, например, в [28, 41]).

Для измерения температуры поверхности жидкости успешно применяется метод инфракрасной термографии. Принцип действия применяемых инфракрасных (ИК) сканеров основывается на зависимости спектра излучения тела от температуры. За последнее десятилетие в литературе всё чаще встречается упоминание о применении метода инфракрасной термографии для измерения поля температуры плёнки жидкости. Связано это, в первую очередь, с технологическим развитием, позволившим увеличить доступность ИК сканеров способных обеспечить высокоточные измерения поля температуры с высоким пространственным и временным разрешением. Так, например, использование современных ИК сканеров для измерения поля температуры поверхности стекающих плёнок жидкости позволило авторам [77, 78] обнаружить области с температурными отклонениями, возникающие на остаточном слое после прохождения крупных волн. Исследования термограмм, проведённые в работах [26, 39, 40, 41, 84], позволили выявить связь между деформацией фронтов волн с возникновением таких областей в остаточном слое.

Лежащие в основе ИК термографии принципы позволяют использовать её как дополнительную к уже существующей системе диагностики, без необходимости вносить

дополнительные изменения в объект исследования. Достаточно только обеспечить прозрачную для инфракрасного диапазона среду между объектом исследования и приемником, а также изолировать камеру от постороннего ИК излучения. Это обуславливает большие перспективы по совместному использованию термографии с другими (в первую очередь оптическими) методами измерений. Наиболее перспективным представляется совмещение полевых измерений температуры поверхности ИК термографией с полевыми измерениями толщины плёнки методом ЛИФ, как, например, в работах [42, 52]. Дополнение таких измерений измерениями полей скорости в плёнке предоставит почти полную информацию о плёночном течении [51].

1.3 Выводы

Анализ приведённых в литературе данных позволяет сделать вывод о том, что, несмотря на активное исследование плёночных течений на протяжении последних десятилетий, трёхмерное волновое движение на поверхности плёнки остается недостаточно изученным. Тогда как в широком диапазоне Re развитый трёхмерный волновой режим является конечной стадией волновой эволюции при плёночном течении.

Результаты математического моделирования на основе представленных в литературе моделей хорошо согласуются с экспериментальными результатами для двумерных волновых режимов. Получаемые в результате моделирования трёхмерные волновые поля напоминают волновые поля, наблюдаемые в экспериментах, однако для оценки применимости моделей требуются дополнительные количественные сравнения с экспериментальными данными.

Основными трудностями для прямого сравнения результатов моделирования с экспериментами являются: нестационарность происходящих на поверхности плёнки процессов (включая частые межволновые взаимодействия), а также существенная зависимость волновой картины от начальных условий. Однако, как было показано ранее в [2] и [48] для малых Re , в экспериментах удаётся зарегистрировать уединённые стационарные трёхмерные волны, характеристики которых хорошо согласуются с теоретическими результатами. Стоит отметить, что форма этих волн близка к форме волн, наблюдаемых в экспериментах в развитых трёхмерных волновых режимах. Таким образом, представленные в литературе экспериментальные данные по стационарным трёхмерным волнам представлены в небольшом количестве работ и носят отрывочный характер. Можно заключить, что в целом, в литературе не представлено данных о систематическом изучении стационарных трёхмерных волн: отсутствуют экспериментальные данные о характеристиках стационарных волн для различных

жидкостей, а для случая неизотермического плёночного течения отсутствуют и теоретические данные, также остаётся неизученным вопрос о взаимодействии таких волн с регулярными двумерными волнами.

В то же время остаётся недостаточно изученным процесс перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению. Несмотря на ранее проведённые экспериментальные исследования этого перехода, представленные в литературе данные не содержат достаточной информации о толщине плёнки и, соответственно, о форме волн.

Очевидно, что для получения полной достоверной информации о трёхмерном волновом движении необходимо применять полевые методы измерения толщины плёнки. При наличии свободного оптического доступа, одним из наиболее перспективных методов исследования является метод лазерно-индуцированной флуоресценции, который позволяет получать мгновенные поля толщины с высоким пространственным и временным разрешением. При неизотермическом течении плёнок информация о пространственном распределении температуры на поверхности плёнки может быть получена методом инфракрасной термографии. Причём использование ИК термографии позволяет не вносить изменения в существующий экспериментальный стенд.

Глава 2 Экспериментальные установки и методы исследования

2.1 Свойства рабочих жидкостей и экспериментальные установки

В данной работе эксперименты проводились с использованием в качестве рабочих жидкостей воды и трёх водоглицериновых растворов. Свойства рабочих жидкостей приведены в таблице 2.1. Также в таблице приведены физические свойства водно-спиртового раствора, для которого ранее были получены данные по стационарным трёхмерным волнам (для полноты картины приводятся в соответствующей главе на обобщённых графиках).

Таблица 2.1 Свойства рабочих жидкостей

Жидкость	Свойства жидкости			
	$\nu \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$\sigma, \text{ кг/с}^2$	γ
Вода	0,994	998	0,073	3660
Водоглицериновый раствор (ВГР1)	2,1	1070	0,072	1170
ВГР2	3,7	1110	0,071	520
ВГР3	7,1	1140	0,07	210
ВГР4	1,6	1049	0,072	1730
Водно-спиртовой раствор (ВСП)	2,7	931	0,03	400

2.1.1 Стенд для изучения свободно стекающей плёнки жидкости

Общая схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.1. Установка состоит из замкнутого гидродинамического контура (включающего рабочий участок 1), регистрирующей аппаратуры 10 и источника локальных возмущений 2. Рабочая жидкость из накопительного бака 6 насосом 7 перекачивается в бак постоянного уровня 5, далее через регулирующий кран 11 и ротаметр 4 подаётся на рабочий участок 1 и далее обратно в накопительный бак 6. На расход рабочей жидкости могут быть наложены гармонические возмущения при помощи генератора возмущений расхода 3, который управляется низкочастотным генератором сигналов 8. При помощи генератора 3 на пленке можно возбуждать периодические двумерные волны.

Регистрация картины течения проводилась методом лазерно-индуцированной флуоресценции при помощи регистрирующей аппаратуры 10, данные с которой поступали на компьютер 12.

Основной элемент рабочего участка – вертикально закреплённая прозрачная стеклянная пластина 14 размером 20 см в горизонтальном и 30 см в вертикальном направлениях. Пленка жидкости 15 формировалась в верхней части пластины при помощи щелевого распределителя 13. Толщина зазора плёнкоформователя составляла 0,2 – 0,3 мм в различных экспериментах. При помощи

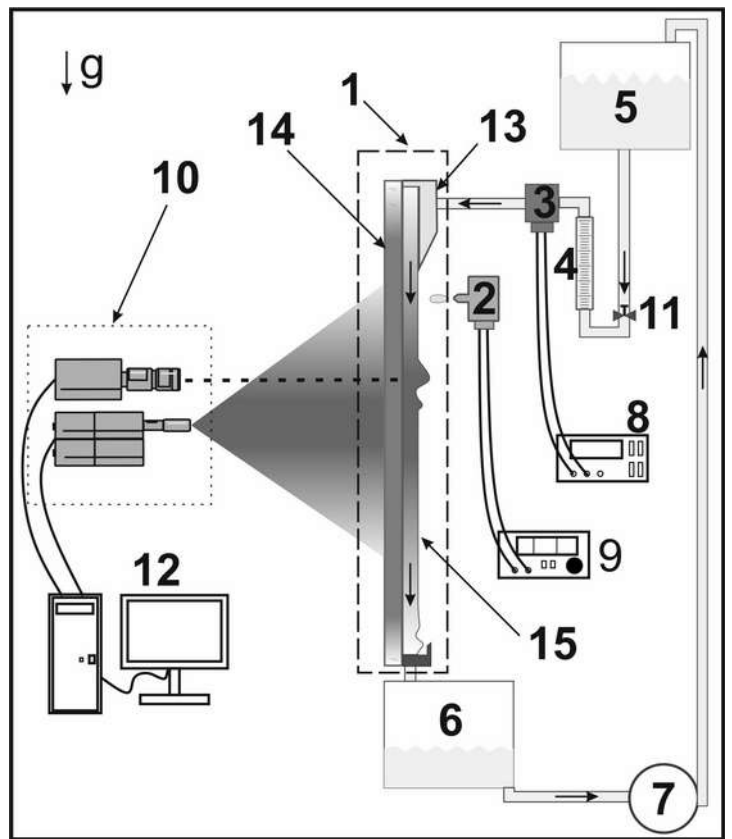


Рисунок 2.1 – Общая схема экспериментальной установки

регулирующих винтов толщина зазора распределителя изменялась в небольших пределах для более точной настройки равномерности орошения пластины в поперечном направлении. Выполнение такой тонкой настройки распределителя требовалось перед проведением каждой серии экспериментов. Контроль равномерности орошения проводился при помощи искусственно возбужденных гармоническими модуляциями расхода (при помощи генератора возмущений 3) двумерных волн. Для фиксированной частоты возбуждения скорость этих волн линейно связана с расходом жидкости. Таким образом, различия в скорости в отдельных частях фронта двумерной волны, приводящие к её искривлению, связаны с отличием в этих частях локальных расходов жидкости. Учитывая, что локальный расход $q \sim h^3$, где h – локальная толщина плёнки, можно оценить различия в толщине пленки, а соответственно и толщине зазора распределителя, в различных продольных сечениях течения вблизи выхода из распределителя. Например, на рисунке 2.2 отличие в скорости волн, а соответственно и в

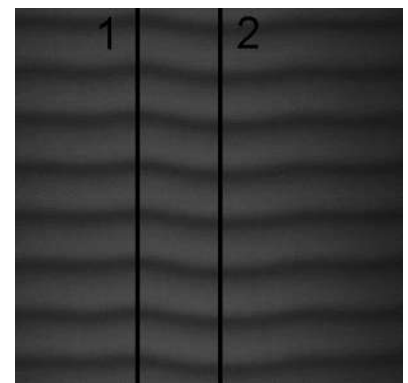


Рисунок 2.2 – Искривление фронта двумерных волн из-за разности локальных расходов

локальных расходах, в указанных сечениях не превышает 1,5%. Это означает, что отличия в толщине зазора в указанных местах не превышают 0,5%. Для всех представленных в работе данных в верхней части течения определяемая таким способом неоднородность в толщине зазора не превышала 0,5%.

Возбуждение уединённых трёхмерных волн производилось ударом капли рабочей жидкости в верхней части течения при помощи электромагнитного генератора капле (рисунок 2.3) со сменными соплами с диаметрами выходных отверстий от 0,15мм до 0,5мм. Устройство работает следующим образом: от источника напряжения 5 приходит короткий импульс, приводящий в движение шток 1, который отклоняет мембрану 2, что приводит к выталкиванию жидкости из сопла 4, после чего мембрана

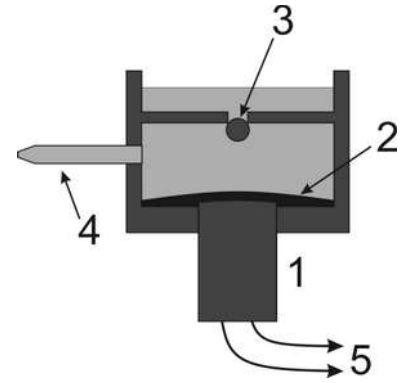


Рисунок 2.3 – Схема генератора капле

отклоняется обратно и жидкость поступает в камеру через шариковый клапан 3, который сразу после этого всплывает и закрывает отверстие. После этого устройство готово к следующему выбросу капли. Изменение амплитуды импульса позволяет изменять энергию возбуждения (скорость и массу капле) в широком диапазоне. Также для ускорения начальной эволюции опытным путем для каждого режима подбирался угол удара капли.

При использовании этого генератора капле наблюдается высокая воспроизводимость образующихся капле при условии сохранения амплитуды импульса и угла удара капли. Это приводит к тому, что при каждом акте возбуждения при одинаковых условиях, формирующаяся от удара капли, волна на поверхности плёнки имеет одинаковые характеристики. Это означает,

что при одинаковой временной задержке между моментами возбуждения и регистрации трёхмерные волны будут зарегистрированы в одной и той же точке и будут иметь одинаковые характеристики (рисунок 2.4). Поэтому для описания эволюции волны вдоль течения и измерения её

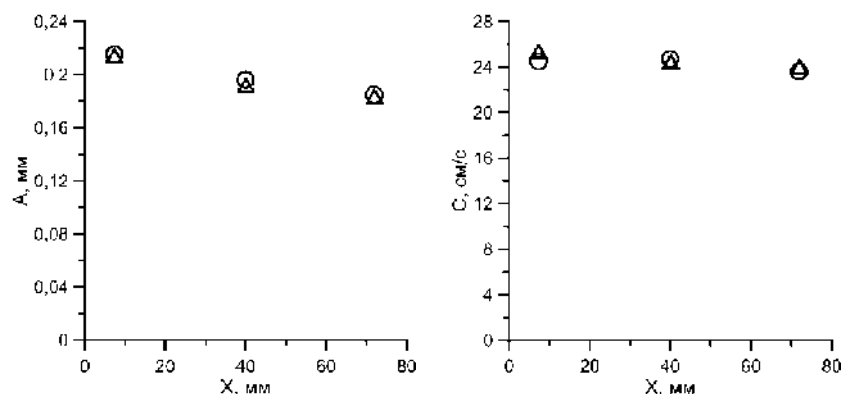


Рисунок 2.4 – Зарегистрированные характеристики (амплитуда слева и скорость справа) двух независимо возбуждённых волн при одинаковых условиях возбуждения.

ВГР2, $Re=3,9$. Круглыми символами обозначены характеристики одной волны, треугольными – другой

характеристик на всём протяжении рабочей области регистрация и возбуждение волны осуществлялись многократно с различной величиной задержки между ними.

Для формирования регулярной системы трёхмерных волн из двумерных использовалась гребенка из игл, касавшихся поверхности пленки в верхней части течения. Иглы располагались перпендикулярно пластине в одну линию поперек направления течения на расстоянии около 1 см от нижнего края распределителя. Гребенка перемещалась и крепилась к рабочему участку целиком, что обеспечивало одинаковую глубину погружения игл в плёнку. Возмущающее влияние игл приводило к увеличению локального расхода жидкости вдоль направления течения непосредственно за каждой иглой. Таким образом, поперечная координата создаваемого иглой возмущения совпадала с поперечной координатой этой иглы. Положение игл в поперечном направлении изменялось с шагом 0,5 см. Возмущающее влияние игл слабо зависело от глубины погружения. Однако, максимальный возмущающий эффект достигался, когда иглы слегка касались поверхности плёнки, при этом капиллярные силы приводили к локальному увеличению толщины плёнки возле каждой иглы.

2.1.2 Модификация стенда для изучения течения на большом расстоянии от распределителя

Для проведения экспериментального исследования изотермического течения плёнки жидкости на больших расстояниях от начала течения использовался другой рабочий участок (1 на рисунке 2.1), размеры которого составляют 50 см в горизонтальном и 150 см в вертикальном направлениях. Размер области регистрации течения при этом составлял 50×140 см. Параллельно стеклянной пластине располагался белый матовый экран на котором формировалась светотеневая картина методом теневой фотографии, который будет описан в данной главе далее. Экран располагался с сухой (неорошаемой) стороны пластины, при этом расстояние между экраном и пластиной могло изменяться в широком диапазоне. Поскольку экран не прозрачный, освещение и регистрация теневым методом осуществлялась со стороны плёночного течения.

2.1.3 Установка по изучению течения жидкости в горизонтальном микроканале

Основной частью рабочего участка являлась пластина из нержавеющей стали длиной 135 мм и шириной 60 мм, которая устанавливалась в основание из текстолита. Сверху пластина закрывалась крышкой из оптического стекла. Плоские направляющие вдоль течения создавали канал (1) шириной 30 мм и высотой 0,2 или 0,44 мм, рисунок 2.5. Стенд включал два

циркуляционных контура по жидкости и газу, которые управлялись компьютером.

Жидкость с помощью высокоточного перистальтического насоса подавалась в канал через плоское сопло с зазором 300 мкм (2). Сопло располагалось в пластине из нержавеющей стали в нижней части рабочего участка. Газ подавался в центральную часть канала через входное отверстие 3, расположенное на расстоянии 40 мм от входа жидкости.

Используемый газ (азот или воздух) насыщался парами воды перед входом в рабочий участок.

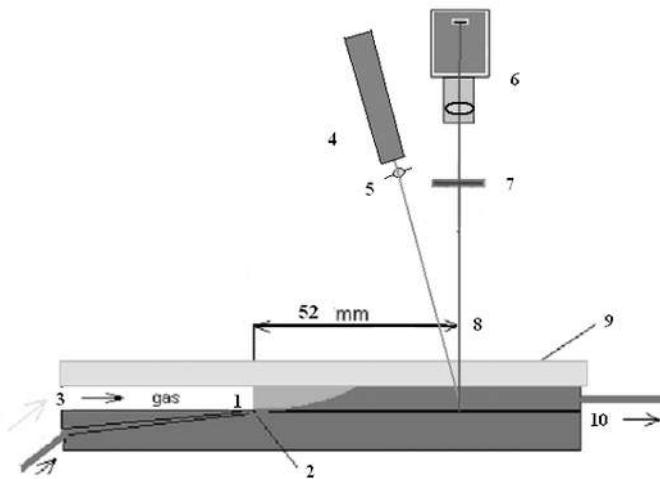


Рисунок 2.5 – Схема рабочего участка для изучения течения в горизонтальном микроканале.

1 – канал, 2 – плоское сопло для подачи жидкости, 3 – ввод газа в канал, 4 – лазер, 5 – цилиндрическая линза, 6 – цифровая камера, 7 – светофильтр, 8 – зона измерения, 9 – стекло, закрывающее канал, 10 – выход газожидкостной смеси

2.2 Метод лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) для измерения толщины плёнки

2.2.1 Основные принципы метода

Метод измерений основан на флуоресценции специальных красителей, называемых флуорофорами. Такие вещества поглощают излучение в определённом диапазоне длин волн, и за короткий промежуток времени ($10^{-6} - 10^{-9}$ с) переизлучают свет с отличным от возбуждающего спектральным составом (сдвинутым в сторону более длинных волн). Причём отношение количества испущенных фотонов к числу поглощённых, называемое квантовый выход, для некоторых веществ может достигать 1.

Интенсивность возбуждающего излучения $I(x)$ при прохождении через слой поглощающего вещества толщиной x описывается законом Бугера-Ламберта-Бера (для случая освещения по нормали к границе слоя): $I(x) = I_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot x)$, где I_0 – интенсивность излучения на входе в вещество ($x = 0$), α – коэффициент поглощения. Проинтегрировав данное выражение по толщине слоя h , учитывая отражение как возбуждающего, так и переизлученного света от дальней границы (коэффициент отражения k), получается следующее соотношение

связывающее толщину исследуемого слоя h и яркость изображения регистрируемого приемником со светофильтром, который пропускает только переизлученный флуороформ свет и отсекающим возбуждающее излучение:

$$I(h) = C \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot h}) \cdot (1 + k \cdot e^{-\alpha \cdot h}) \cdot (1 + k) + D \quad (2.1)$$

Где D – темновой уровень приемника, то есть уровень сигнала в отсутствие флуоресценции (является внутренней характеристикой приемника), а C – передаточная функция приемника излучения, которая в общем случае зависит от свойств самого приемника, источника возбуждающего излучения, геометрических параметров, а также от свойств флуорофора. Коэффициент поглощения α – зависит только от свойств флуорофора в этом слое. Так, например, для растворов коэффициент поглощения будет зависеть от концентрации флуорофора в данной жидкости.

Для определения толщины слоя по интенсивности изображения необходимо определить коэффициенты в соотношении (2.1). Коэффициент поглощения – характеристика раствора и определяется независимо. Темновой уровень приёмника D определяется независимо от объекта исследований. Таким образом, для установления связи яркости изображения и толщины слоя необходимо определить передаточную функцию C . Это можно сделать при помощи процедуры калибровки непосредственно в условиях проведения измерений по яркости изображения слоя известной толщины.

При использовании в качестве приемника цифровой камеры соотношение (2.1) справедливо для каждого пикселя изображения. Соответственно для каждого пикселя изображения ставятся в соответствие собственные коэффициенты.

В качестве флуорофора в экспериментах использовался Родамин 6Ж, который равномерно растворяется в рабочей жидкости, имеет высокий квантовый выход и не является поверхностно-активным веществом. При этом максимум в спектре поглощения близок к длине волны излучения твердотельного Nd:YAG лазера (532 нм), широко используемого для PIV измерений.

2.2.2 Измерительная система, определение параметров жидкости и калибровка системы

Для проведения экспериментов по измерению мгновенных полей толщины плёнки методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) был адаптирован стандартный набор оборудования для проведения PIV измерений (10 на рисунке 2.1): сдвоенный импульсный Nd:YAG лазер и CCD камера (1008x1024 пикселей) работающая в режиме двойного кадра. Это оборудование позволяет регистрировать два последовательных кадра с экспозицией

соответствующей длительности импульса лазера (10 мс) с контролируемой малой временной задержкой между кадрами, при этом частота регистрации таких двойных кадров не превышает 7,5 Гц. Для возбуждения флуоресценции площадка с диаметром от 18 до 30 см освещалась лазерным лучом, растянутым при помощи насадки с линзой и рассеивателем, которые позволяют подавить крупномасштабные спекловые структуры. Камера с установленным перед объективом ступенчатым светофильтром, отсекающим лазерное излучение, регистрировала интенсивность переизлучённого флуорофором света на площадке от $13 \times 13 \text{ см}^2$ до $20 \times 20 \text{ см}^2$ в зависимости от условий эксперимента, что соответствовало пространственному разрешению от 0,13 до 0,2 мм на пиксель.

В исследованном диапазоне параметров, возбуждаемая одиночным ударом капли, волна имела характерную скорость в диапазоне 10 – 60 см/сек, и покидала область измерений за время менее 1 сек. Это означает, что волна регистрировалась измерительной системой всего в нескольких точках в пределах рабочей области. Ввиду высокой воспроизводимости возбуждаемых трёхмерных волн при одинаковых условиях возбуждения (см. рисунок 2.4) для описания эволюции волны вдоль течения и измерения её характеристик на всём протяжении рабочей области регистрация и возбуждение волны осуществлялись многократно с различной величиной задержки между ними. Для режимов с малыми скоростями трёхмерных волн достаточно было контролировать задержку «вручную». Однако с ростом скорости волн для детального описания их эволюции возникла необходимость использовать контролируемую временную задержку с шагом регулировки не более 10 мс. Для синхронизации возбуждения волны и запуска измерительной системы использовался АЦП-ЦАП фирмы L-Card, управляемый программой, написанной на языке Си, что позволило регулировать задержку в широком диапазоне значений с шагом 1 мс. В момент нажатия кнопки генератора для возбуждения волны формировался управляющий сигнал, который по цифровой линии поступал в ЦАП. Далее после регулируемой программно задержки формировался цифровой сигнал, который поступал на измерительную систему и запускал регистрацию.

Перед каждой серией экспериментов производилась калибровка по слою рабочей жидкости известной толщины. Такой слой мог формироваться двумя способами: первый – с использованием тонкого стекла, которое прижималось к рабочей области через подкладки фиксированной толщины; второй – менее трудоёмкий, когда при известном расходе жидкости толщина слоя вычисляется по формуле Нуссельта. Существенным ограничением последнего способа является невозможность его применения в области с развитым волновым движением. Тогда как в случае прижимной пластины с заполнением зазора рабочей жидкостью таких

ограничений нет. Для дополнительной проверки калибровка проводилась по двум слоям с различной толщиной, как перед проведением экспериментов, так и сразу после. Регистрация темнового уровня камеры производилась непосредственно перед проведением измерений и для контроля сразу после экспериментов.

Для определения коэффициента поглощения рабочей жидкости проводились дополнительные измерения. Для этого регистрировалась яркость свечения жидкости в двух оптических кюветах толщиной 1 и 3 мм при одинаковых условиях освещения. Таким образом, из соотношения (2.1) получается, что отношение яркостей изображений этих кювет (за вычетом зарегистрированного темнового уровня) содержит только одну неизвестную – коэффициент поглощения α . Определение значения α из отношения яркостей осуществлялось с помощью программы, написанной на MATLAB.

Восстановление полей толщин из исходных изображений, производилась при помощи программ написанных на MATLAB. Определив предварительно коэффициент поглощения, из калибровки для каждой точки изображения определяется передаточная функция системы, которая учитывает также неоднородность освещённости. Затем полученные коэффициенты используются для определения локальной толщины по яркости изображения этой области. После чего все восстановленные мгновенные поля толщины плёнки сохраняются на диске для дальнейшей обработки.

2.2.3 Погрешности измерений

Основные ошибки восстановления толщины плёнки связаны в первую очередь с характеристиками измерительной системы: шумами камеры и нестабильностью лазерного излучения во времени. Влияние последнего фактора можно существенно уменьшить, если учитывать относительное изменение яркости излучения от вспышки к вспышке. Для этого используется запаянная заполненная флуоресцентным раствором компенсационная кювета, которая располагается в границах кадра. Яркость изображения такой кюветы будет зависеть только от интенсивности излучения лазера, что позволяет учесть относительное изменение яркости излучения со временем. В итоге влияние этих факторов приводит к ошибкам в определении толщины плёнки не более 2 – 3%.

Дополнительные погрешности связаны с неточностями определения толщины плёнки при калибровке. В первую очередь её необходимо учитывать при калибровке по толщине невозмущённой плёнки. В этом случае ошибки в определении толщины связаны с погрешностями определения расхода жидкости и вязкости рабочего раствора. Типичная

погрешность измерения расхода жидкости составляет не более 2%, а вязкости не более 3%. Таким образом, используя формулу Нуссельта, суммарная погрешность определения толщины не превышает 2%. Для случая калибровки по прижимной пластине неточность выставления зазора меньше 1%. Таким образом, суммарные ошибки в определении толщины плёнки не превышают 4 – 5%.

2.3 Высокоскоростные измерения толщины жидкости ЛИФ методом

Как известно для плёночных течений при $Re < 100$ характерные частоты изменения толщины плёнки могут достигать несколько сотен герц. Поэтому высокоскоростными измерениями для плёночных течений называют измерения с частотой регистрации около 100 Гц и выше. Однако стандартная аппаратура PIV системы не позволяет проводить измерения с такой частотой. Поэтому для проведения высокоскоростных измерений методом ЛИФ должна использоваться другая аппаратура: как камера, так и лазер. Выходом является использование непрерывного лазера и скоростных регистрирующих камер.

2.3.1 Измерения линейным датчиком

Высокой частотой регистрации (при высокой степени доступности) обладают камеры с линейной ПЗС матрицей. Поскольку область регистрации такой матрицей представляет собой узкую полосу, возбуждение флуоресценции можно производить также в узкой полосе слегка превышающей по размерам область регистрации. Это позволяет использовать в качестве источника возбуждающего излучения непрерывный лазер со сравнительно небольшой мощностью.

Для реализации высокоскоростных измерений методом ЛИФ использовалась 10-битная камера {производства НПО «Видеоскан»} с матрицей размером 1×2048 пикселей с максимальной частотой регистрации 2,1 кГц. Для возбуждения флуоресценции использовался диодный лазер с длиной волны излучения 532 нм мощностью 50 мВт. Камера и лазер располагались каждый на своей специальной регулируемой при помощи винтов площадке, что позволяло аккуратно совмещать области регистрации и освещения. Перед объективом камеры также располагался ступенчатый светофильтр для подавления излучения лазера.

Апробация этой измерительной системы производилась на случае взаимодействия возбужденной трёхмерной волны с регулярными двумерными волнами на вертикально стекающей плёнке жидкости (экспериментальный стенд описан в главе 2.1.1). Для этого область измерений размером $0,15 \times 14$ см располагалась вдоль потока и совпадала с линией,

вдоль которой располагается максимум трёхмерной волны при её прохождении. Для компенсации изменения яркости лазерного излучения со временем в области измерений располагалась запаянная компенсационная кювета с рабочим раствором. Разрешение по пространству составляло 0,145 мм/пиксель, а по времени – 0,5 мс.

В результате обработки исходных данных (рисунок 2.6 а)) получается распределение толщины плёнки в плоскости (x , T) (рисунок 2.6 б)). В нижней части исходного изображения (рисунок 2.6 а)) располагается изображение компенсационной кюветы. В дальнейшем можно анализировать как изменение толщины во времени для фиксированной точки пространства (рисунок 2.6 в)), так и значения толщины вдоль линии измерений в определённые моменты времени (рисунок 2.6 г)). Так, например, для представленного случая видно, что трёхмерная волна устойчива относительно взаимодействия с двумерными высокочастотными волнами, а также происходит периодическое изменение амплитуды волны, связанное со взаимодействием, при этом имеется общий тренд изменения амплитуды трёхмерной волны.

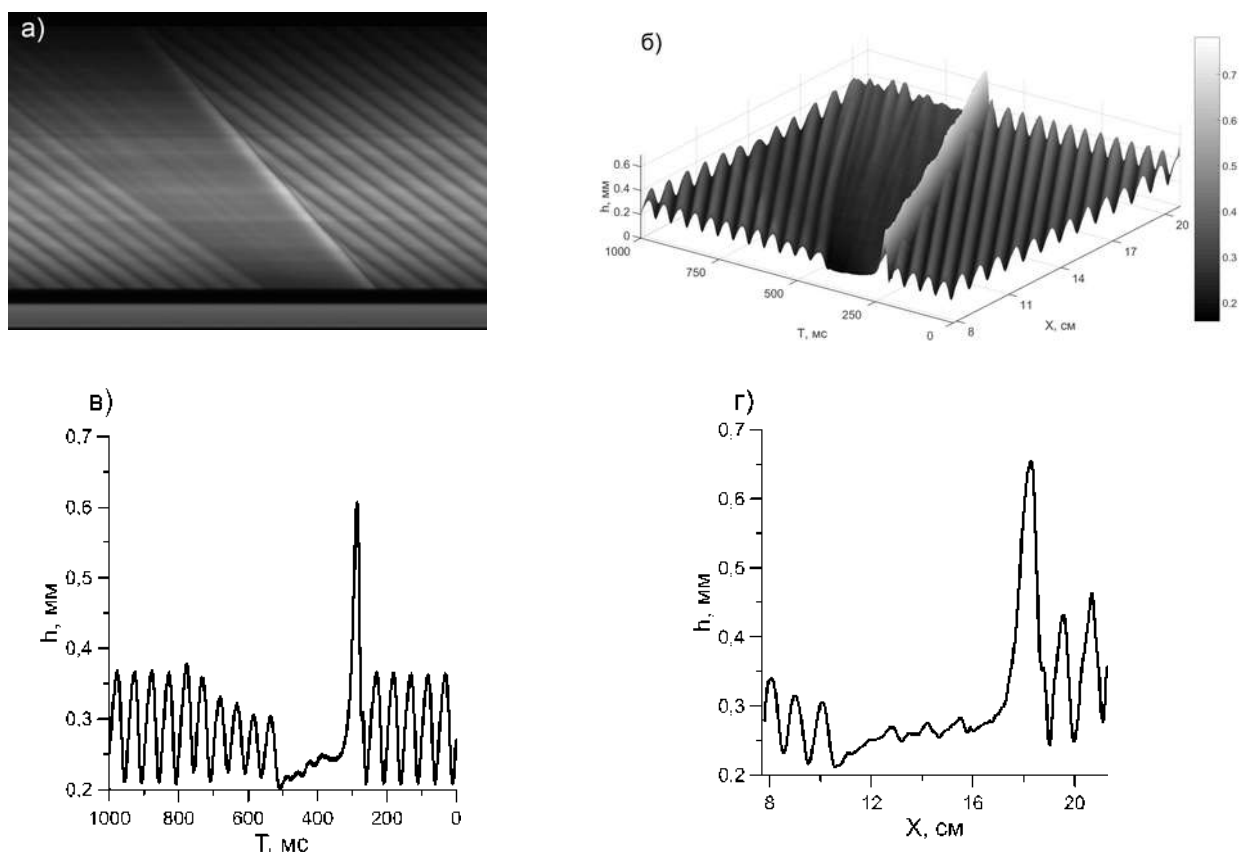


Рисунок 2.6 – Экспериментальные данные для ВГР2 при $Re = 7,3$ и частоте возбуждения двумерных волн $F = 22$ Гц. а) Исходное изображение полученное камерой; б) результат восстановления толщины; в) значения толщины плёнки в различные моменты времени для фиксированной точки пространства $X = 10$ см; г) значения толщины плёнки в момент времени $T = 540$ мс

В дальнейшем данная измерительная система была приспособлена для проведения измерений в прямоугольном горизонтальном микроканале (описанном в главе 2.1.3) шириной 30 мм и высотой канала 0,2 и 0,44 мм. В этом случае линия, вдоль которой производились измерения, располагалась поперёк направления течения на расстоянии 52 мм от входа в канал. Такое расположение позволяет определять распределение жидкой фазы в канале в данном сечении (рисунок 2.7) с высоким пространственным (0,09 мм/пиксель) и временным разрешением (0,5 мс).

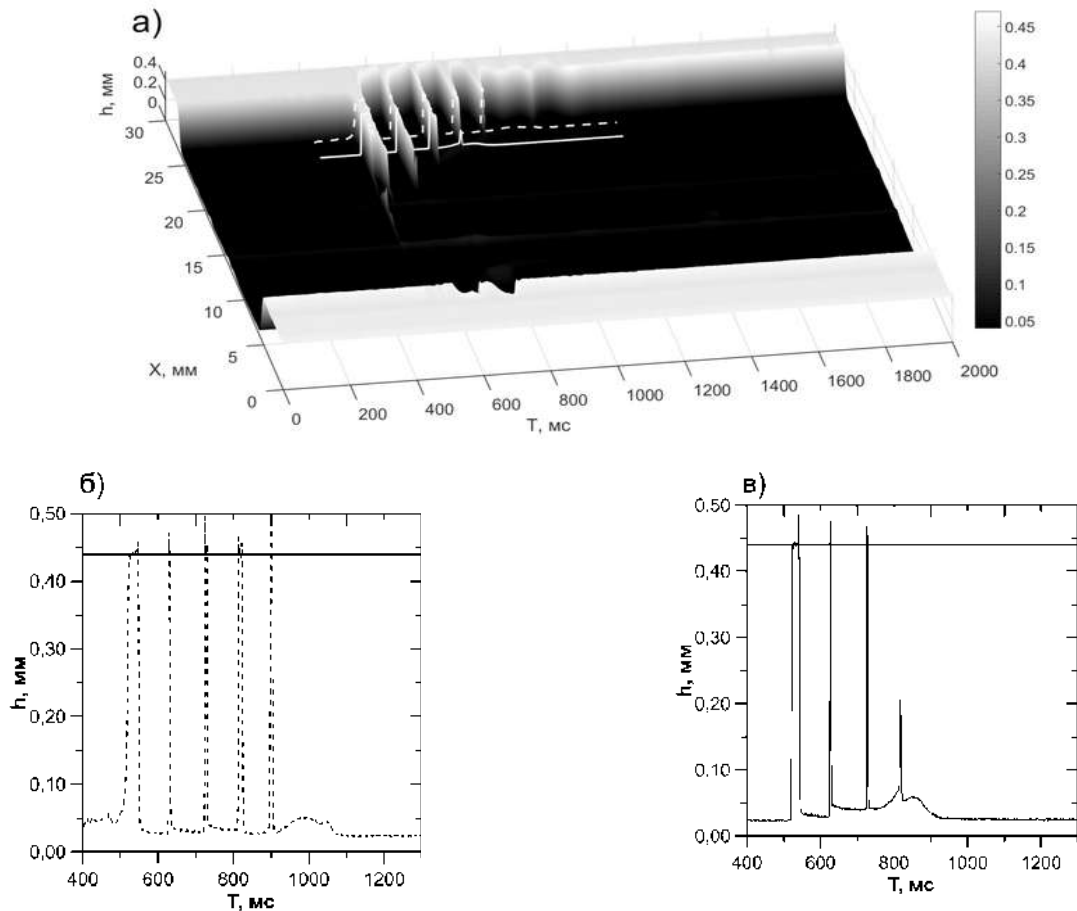


Рисунок 2.7 – Изменение толщины жидкости во времени в поперечном сечении канала при скорости жидкости $U_{SL} = 6,4$ м/с и скорости газа $U_{SG} = 0,042$ м/с: а) для всей ширины канала, б) в сечении $X = 25,4$ мм, в) – в сечении $X = 23,6$ мм. Сплошной линией отмечена высота канала

Данные измерения позволили уточнить карту режимов и более наглядно показать отличия режимов между собой. Также из анализа картин течения можно заключить, что определяющее влияние на переход между различными режимами двухфазного течения в коротких прямоугольных каналах оказывает неустойчивость течения жидкости в окрестности боковых стенок. [32, 38, 53]

Следует отметить, что, при прохождении жидкости в канале регистрируются точечные яркие пятна, которые вызваны с оптическими искажениями из-за высокой кривизны межфазной

границы. Такие области легко идентифицируются, и данные о толщине в их окрестности должны рассматриваться с учетом возможных искажений. Присутствие таких оптических искажений накладывает существенные ограничения на применение данной методики и интерпретацию части количественных результатов в такого рода течениях.

2.3.2 Система для измерений поля толщины

Не смотря на высокие пространственно-временные разрешающие способности измерительной системы с линейным датчиком, измерения вдоль одной линии существенно ограничивают область применения и повышают трудоемкость экспериментов при необходимости одновременного исследования течения в других сечениях. Поэтому дальнейшее развитие метода измерений связано с применением высокоскоростных регистрирующих камер и лазеров. Одной из основных трудностей при реализации высокоскоростных измерений является малое время экспозиции кадра, что приводит к малой яркости регистрируемого изображения. Поэтому необходимо использовать достаточно мощный лазер и камеру с высокочувствительной матрицей. Достаточной для проведения измерений толщины методом ЛИФ для плёночных течений оказалась описанная ниже аппаратура.

Для возбуждения флуоресценции использовался непрерывный твердотельный лазер с диодной накачкой с длиной волны излучения 532 нм мощностью 2 Вт. С помощью системы линз и специального рассеивателя, позволяющего подавить крупномасштабные спекловые структуры, луч лазера растягивался и в виде круглого пятна освещал плёнку.

Для регистрации флуоресценции использовалась высокоскоростная камера «Видеоспринт/G4» с матрицей размером 1280×1024 пикселя с максимальной частотой регистрации в режиме полного кадра 500 Гц. Увеличение частоты регистрации возможно при уменьшении размера регистрируемого изображения и достигает максимального значения 250 кГц для изображения размером 1280×2. Особенностью камеры (как и других скоростных камер) является наличие интегрированного буфера типа FIFO для хранения изображений поступающих с матрицы. Соответственно длительность непрерывной съемки ограничена размером этого буфера. Так, например, при съемке на максимальной частоте с полным разрешением длительность записи не превышает 5,36 сек. Содержащиеся в буфере изображения при помощи поставляемого с камерой программного обеспечения можно просмотреть, выбрать и сохранить выбранные на компьютере для последующей обработки.

При проведении экспериментов размер освещаемой области подбирался индивидуально с таким расчетом, чтобы регистрируемое с необходимой частотой изображение имело

достаточную для восстановления яркость.

Дополнительным способом повышения яркости является увеличение концентрации Родамина 6Ж в рабочем растворе. Однако такой способ имеет существенные ограничения, так, например, при высоком коэффициенте поглощения (в области, где связь яркости и толщины сильно нелинейная) шумы приводят к высокому уровню погрешности. Также уменьшается оптическая прозрачность, что приводит к неразрешимости больших толщин. При превышении определённой концентрации возникает такое явление, как концентрационное тушение, что приводит к уменьшению светимости при повышении концентрации флуорофора. Поэтому концентрация флуорофора выбиралась минимальной так, чтобы связь яркости и толщины оказывалась наиболее близкой к линейной.

2.4 Одновременные измерения поля температуры и толщины

2.4.1 Использование метода ЛИФ при неизотермическом течении жидкости

Для реализации метода ЛИФ при неизотермическом течении плёнок жидкости необходимо, чтобы изменения температуры не влияли на измерения толщины. Но, как известно, интенсивность флуоресценции имеет связь с температурой. Однако для некоторых веществ, как, например, для Родамина 6Ж, при определённых концентрациях наблюдается слабая чувствительность яркости флуоресценции к изменению температуры раствора. Для установления степени влияния температуры были проведены дополнительные эксперименты для растворов Родамина 6Ж в воде в диапазоне концентраций $C = 10 - 40$ мг/л, который перекрывает диапазон концентраций, используемых в экспериментах по измерению толщины. Для этого запаянная кювета, заполненная раствором Родамина 6Ж в воде, помещалась в термостатируемый объём. Внутри кюветы располагалось термосопротивление, по показаниям которого определялась температура флуоресцирующего раствора. После каждого изменения температуры жидкости в термостате измерения яркости свечения кюветы производилось после выравнивания температуры в кювете и термостате. Результаты измерений приведены на рисунке 2.8. Относительное изменение яркости свечения в диапазоне температур, которые наблюдаются в экспериментах с течением плёнки по нагреваемым поверхностям, не превышает 1,5 – 2% для концентрации флуорофора в воде до 20 мг/л. Однако, с увеличением концентрации зависимость яркости от температуры возрастает, хотя и не превышает суммарно 4% для концентрации 40 мг/л.

Также следует отметить, что изменением концентрации флуорофора в воде связанным с

испарением можно пренебречь как ввиду малости испарения, так и из-за слабой зависимости величины коэффициента поглощения от концентрации в области рабочей концентраций (20 мг/л). Таким образом, растворы Родамина 6Ж в воде могут быть использованы для применения метода ЛИФ для изучения плёночных течений по нагревателям.

При исследовании неизотермических плёночных течений используются нагревательные элементы из металла, что приводит к тому, что на рабочем участке в области границ нагревателя возникают скачкообразные изменения коэффициента отражения. В дополнительных экспериментах было показано, что задание соответствующего коэффициента отражения для различных областей позволяет получать при восстановлении правильные значения толщины. Для иллюстрации этого факта на прозрачное стекло была прикреплена пластина из нержавеющей стали (рисунок 2.9 а)). Таким образом, возникает перепад коэффициента отражения более 50%. При проведении процедур калибровки и восстановления с заданием коэффициентов отражения 5% и 60% для соответствующих областей, толщина плёнки восстанавливается без заметных искажений, что продемонстрировано на рисунке 2.9 б) для случая стационарных двумерных волн.

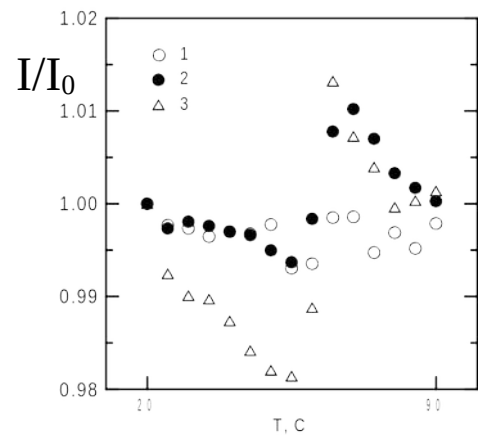


Рисунок 2.8 – Зависимость относительной яркости свечения растворов от температуры для различных концентраций Родамина 6Ж в воде: 1 – 10 мг/л, 2 – 20 мг/л, 3 – 40 мг/л

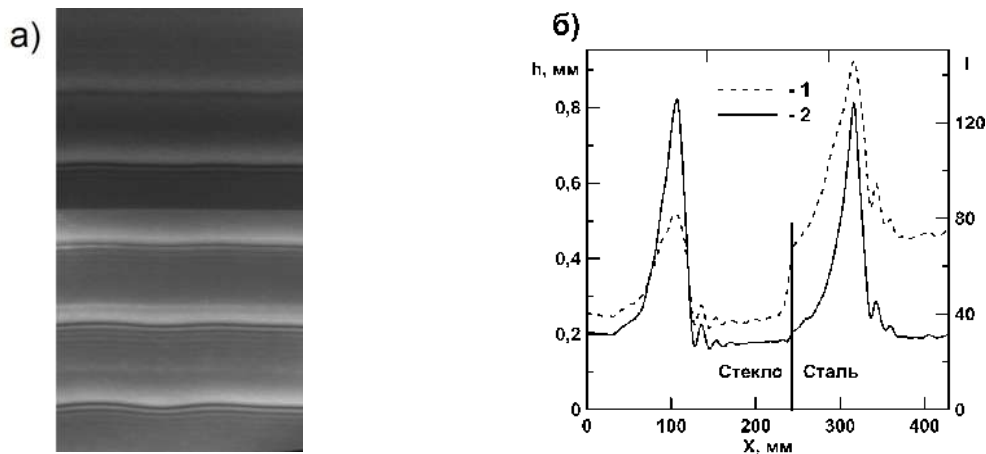


Рисунок 2.9 – Пример восстановления толщины на рабочем участке с резким изменением коэффициента отражения. Рабочая жидкость – вода, $Re = 13$, $F = 15$ Гц. а) исходное изображение; б) результат обработки вблизи границы стекло – сталь: 1 – значения яркости в центральном сечении с рисунка а), 2 – восстановленная толщина в данном сечении

Таким образом, метод ЛИФ может применяться для измерения толщины в случае

неизотермического течения плёнки.

2.4.2 Совместное использование ЛИФ и тепловизионного методов

При проведении экспериментальных исследований неизотермических течений пленок возникает необходимость в измерении температуры жидкости в рабочей области. Наиболее распространенными для измерения температуры стенки или жидкости в объеме являются термопары, а для измерения температуры поверхности – инфракрасные тепловизоры. Современные тепловизоры позволяют проводить высокоточные измерения температуры поверхности с высоким пространственным и временным разрешением.

Для проведения тестовых экспериментов по исследованию неизотермического течения плёнки жидкости при условии постоянства теплового потока от стенки рабочий участок (1 на рисунке 2.1) был модифицирован. На стеклянную пластину на расстоянии 5 см от выхода из плёнкоформирователя был установлен нагреватель из фольги из нержавеющей стали с малым коэффициентом температурного электрического сопротивления ($0,12 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$) толщиной 40 мкм размером 15 см вдоль и 18 см поперек потока. Задняя (нерабочая) поверхность пластины была теплоизолирована. Для обеспечения условия постоянства теплового потока q_n через нагреватель пропусклся постоянный ток от стабилизированного источника. Потенциометрические измерения в различных точках нагревателя показали, что неравномерность распределения плотности электрического тока, а значит и плотности тепловыделения вдоль его поверхности, не превышала 0,5%.

Для исключения возмущающего эффекта области стыка верхнего края нагревателя и поверхности пластины поверх нагревателя и основной пластины устанавливалось тонкое (0,55 мм) стекло таким образом, чтобы формирование и течение плёнки происходило на поверхности этого стекла.

Перед подачей на рабочий участок рабочая жидкость термостатировалась. Таким образом, для всех режимов начальная температура жидкости была одинаковая и составляла 24 °С.

Для регистрации поля температуры на поверхности пленки в области нагревателя использовался высокоскоростной (до 115 Гц в режиме полного кадра) ИК-сканер Titamium ATR-570M с чувствительностью 25 мК с матрицей 640×512 пикселей, регистрирующий инфракрасное излучение в диапазоне длин волн 3,7 – 4,8 мкм. В этом диапазоне длин волн вода имеет коэффициент излучения 0,95 – 0,98, то есть почти как абсолютно черное тело. Съемка термограмм осуществлялась с частотой 100 Гц с разрешением 0,47 мм/пиксель. Погрешность

измерений температуры с учетом шумов не превышала 0,05 К.

Регистрация термограмм осуществлялась одновременно с регистрацией ЛИФ изображений также с частотой 100 Гц (отсутствие взаимного влияния данных было установлено в предварительных экспериментах). Для синхронизации данных ЛИФ и данных с тепловизора в области регистрации была установлена лампа накаливания, на которую в определённый момент на короткое время подавалось напряжение. Это обеспечивало точность синхронизации 10 мс. Также подача сигнала на лампу позволяет синхронизировать её включение с моментом возбуждения трёхмерной волны (электромагнитный генератор капель для возбуждения трёхмерных волн описан в разделе 2.1.1).

Эксперименты по изучению особенностей эволюции уединённой трёхмерной волны при наличии постоянного теплового потока q_h от стенки с использованием описанной выше системы, позволяющей проводить одновременную регистрацию поля толщины и поля температур, были проведены в диапазоне $Re \leq 11$ и плотностях теплового потока $q_h \leq 0,6$ Вт/см² на воде. Результаты исследования представлены в работе [7]. Отмечается, что основным отличием эволюции в неизотермическом случае от изотермического заключается во взаимодействии возбужденной трёхмерной волны со струями, возникающими из-за термокапиллярных сил.

2.5 Модифицированный метод теневой фотографии

При изучении течения на больших расстояниях, когда размеры рабочего участка составляют 50×140 см (раздел 2.1.2), для регистрации волновой картины на всей рабочей области использовался метод теневой фотографии (схема рабочего участка приведена на рисунке 2.10). Для его реализации позади стеклянной пластины 1 (с неорошаемой её части) параллельно ей на регулируемом расстоянии L располагался белый матовый экран 2. Поверхность пленки 3 равномерно освещалась галогеновым источником света 4 мощностью 1 кВт. Теневое изображение на экране регистрировалось CCD камерой 5, расположенной со стороны осветителя. То есть освещение и регистрация изображений осуществлялись со стороны плёнки жидкости.

Существенным отличием применяемой схемы теневого метода от других исследователей является отдаление экрана на заданные расстояния $4 \text{ мм} < L < 70 \text{ мм}$ от течения. Это позволяет сделать различимыми на регистрируемом изображении элементы волновой структуры имеющие различную кривизну поверхности. Примеры характерных теневых изображений сделанные для одного и того же режима течения, но при разном удалении экрана, представлены

на рисунке 2.11. На рисунке 2.11 а) наблюдается характерная форма трехмерной волны с отчетливой структурой капиллярного предвестника перед крупными волнами. Данная картина схожа с теневыми картинками представляемыми другими авторами [83, 103]. В этом случае хорошо различимы элементы течения с большой кривизной поверхности. При удалении экрана от пластины ($L = 70$ мм, рисунок 2.11 б) на теневом изображении становятся различимы элементы волн с существенно меньшей кривизной поверхности. При таком расстоянии структура капиллярного предвестника видна менее четко, но становятся видны главные гребни волн и остальные элементы течения с малой кривизной поверхности.

При проведении исследований положение экрана подбиралось в каждой серии экспериментов таким образом, чтобы на изображениях были видны элементы течения как с малой, так и большой кривизной поверхности.

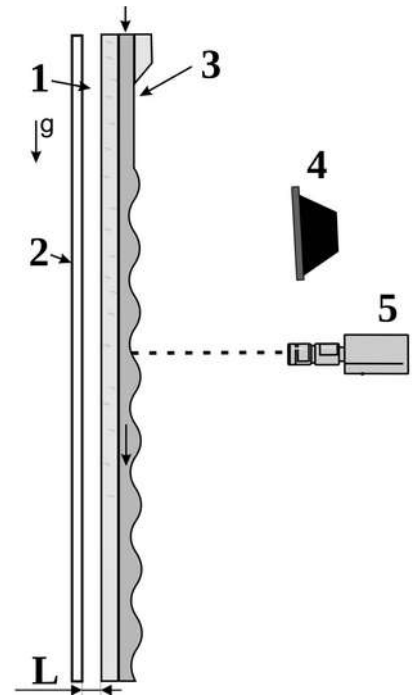


Рисунок 2.10 – Схема рабочего участка большой длины. 1 — стеклянная пластина, 2 — экран, 3 — плёнка, 4 — галогеновый прожектор, 5 — камера. L — расстояние между пластиной и экраном

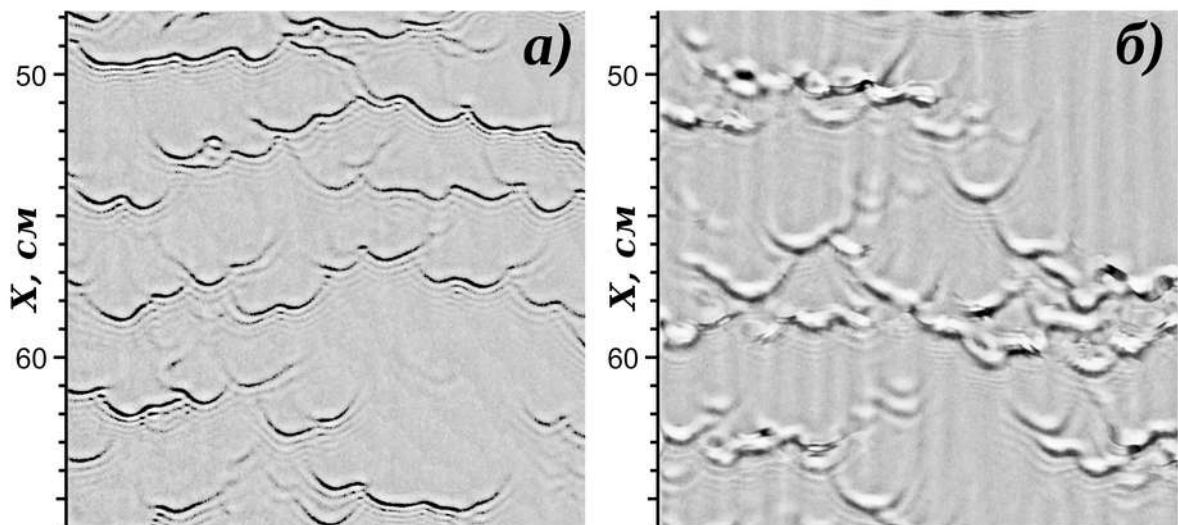


Рисунок 2.11 – Пример теневых изображений части рабочей области при различных расстояниях L между экраном и плёнкой. $Re=14$, вода. а) $L = 4$ мм, б) $L = 70$ мм

2.6 Алгоритм расчетов по модели Шкадова

Для проведения расчетов эволюции волн на плёнке по модели Шкадова (Капицы-Шкадова) использовался программный комплекс предоставленный его разработчиком Д. Г. Архиповым (консультации по работе с программой проводил И. С. Вожаков). Для целей исследования в программу перед запуском расчётов вносились изменения в следующие условия: физические свойства жидкости, Re и начальная форма поверхности (исходное возмущение на поверхности плёнки).

Для моделирования течения тонкой плёнки жидкости использовалась трёхмерная модель Шкадова, которую можно представить в следующем виде (детальнее можно посмотреть в [1, 14, 45]):

$$\begin{aligned} h_t + q_x + w_z &= 0, \\ q_t + \frac{6}{5} \left(\frac{q^2}{h} \right)_x + \frac{6}{5} \left(\frac{qw}{h} \right)_z &= \frac{3h}{\varepsilon Re} - \frac{3q}{\varepsilon Re h^2} + We \varepsilon^2 h (h_{xxx} + h_{zzx}), \\ w_t + \frac{6}{5} \left(\frac{w^2}{h} \right)_z + \frac{6}{5} \left(\frac{qw}{h} \right)_x &= -\frac{3w}{\varepsilon Re h^2} + We \varepsilon^2 h (h_{zzz} + h_{xxz}). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Где h — локальная толщина плёнки, q — расход жидкости вдоль течения (ось x), w — расход жидкости в поперечном направлении (ось z), $Re = \frac{gh^3}{3\nu^2}$ — число Рейнольдса Re (h_N — Нуссельтовская толщина, то есть толщина невозмущенной плёнки), $We = 3^{1/3} \gamma Re^{-5/3}$ — число Вебера и ε — параметр длинноволновости.

Для нахождения решения системы уравнений Шкадова (2.2), функции h , q и w представляются в виде временного ряда Фурье, что соответствует периодическим по x и z решениям:

$$\begin{aligned} h(x, z, t) &= \sum_n \sum_m h_{n,m}(t) e^{iknx} e^{ikmz}, \\ q(x, z, t) &= \sum_n \sum_m q_{n,m}(t) e^{iknx} e^{ikmz}, \\ w(x, z, t) &= \sum_n \sum_m w_{n,m}(t) e^{iknx} e^{ikmz}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

После подстановки (2.3) в систему уравнений (2.2) получается бесконечная система обыкновенных дифференциальных уравнений на Фурье гармоники $h_{n,m}(t)$, $q_{n,m}(t)$ и $w_{n,m}(t)$. Предполагая, что все $h_{n,m}(t)$, $q_{n,m}(t)$ и $w_{n,m}(t)$ с индексами $n > N$ и $m > M$ равняются нулю получаем его конечномерный аналог. Полученная система обычных дифференциальных уравнений решается методом Рунге-Кутты 4-го порядка на каждом временном шаге. Таким образом вычисляется эволюция заданного начального возмущения во времени.

Размер пространственной области выбирался таким, чтобы для данных свойств жидкости и Re наименьшие из возможных (согласно теореме отчетов) длины волн лежали в области отрицательных значений инкремента, то есть располагались в области быстрого затухания. Для ускорения работы алгоритма, область расчетов была квадратной и имела размер кратный степени числа 2. Обычно в расчетах использовался размер области 256×256 или 512×512 точек. В пространственных координатах реализовывалось периодическое граничное условие. Временной шаг выбирался также чтобы не превышать максимальные временные частоты, то есть чтобы разрешались все быстропротекающие процессы. Проверка выполнения указанных условий производится в программе в автоматическом режиме перед началом расчетов. В случае несоответствия выдаётся предупреждение.

В качестве начального возмущения использовалось помещённое в центр области локальное симметричное возмущение относительно невозмущенной безразмерной толщины ($h = 1$) задаваемое функцией Гаусса в виде $\delta h = A \cdot \exp(-a \cdot (x^2 + z^2))$. Форма данного импульса, то есть ширина и амплитуда (параметры A и a), варьировались в широком диапазоне значений.

Глава 3 Трёхмерные волны

3.1 Эволюция уединённых трёхмерных волн

3.1.1 Методика проведения экспериментов

Эксперименты по исследованию уединённых трёхмерных волн на вертикально стекающей плёнке жидкости проводились на установке, описанной в разделе 2.1.1. Возбуждение уединённых трёхмерных волн производилось ударом капли рабочей жидкости в верхней части течения при помощи электромагнитного генератора капель (раздел 2.1.1). Энергия возбуждения варьировалась в широком диапазоне.

Областью наблюдения эволюции начального возмущения являлся начальный участок течения плёнки, где уровень начальных возмущений мал и плёнку можно считать гладкой. Таким образом, исследуется уединённая трёхмерная волна, не искажённая влиянием других волн.

Для регистрации мгновенных полей толщины плёнки использовался метод ЛИФ (раздел 2.2.1), с расположением аппаратуры (раздел 2.2.2) с сухой стороны пластины для уменьшения влияния оптических искажений. Время задержки между кадрами подбиралось в условиях эксперимента таким, чтобы смещение исследуемой волны составляло несколько пикселей, и её форма при этом оставалась неизменной. Таким образом, по величине смещения волны между кадрами определялась её мгновенная скорость. Величина смещения определялась по максимуму кросс-корреляционной функции. Пространственное разрешение составляло в экспериментах от 0,13 до 0,2 мм на пиксель.

Для описания эволюции трёхмерной волны из восстановленных полей толщины определялись её следующие мгновенные характеристики: амплитуда A , характерные размеры вдоль D_x и поперёк течения D_y . А по двум кадрам с известной малой временной задержкой (по максимуму кросс-корреляционной функции) скорость волны C . Более подробно определение указанных характеристик описано ниже (также см. рисунок 3.1):

1. Амплитуда волны $A = h_{\max} - h_0$, где $h_{\max}$ – максимальная толщина плёнки, а h_0 –

толщина невозмущённой плёнки вычисляется по формуле

$$h_0 = \sqrt[3]{\frac{3\nu^2 \text{Re}}{g}}.$$

2. полуширина волны вдоль направления течения D_x , которая определялась как максимальное расстояние между передним и задним фронтом волны на высоте равной $A/2$,

3. полуширина волны в поперечном направлении Dy , которая определялась как максимальное расстояние между боковыми стенками гребня волны на высоте равной $A/2$,

4. скорость волны C , которая определялась по кросскорреляционной функции для двух последовательных положений волны в сечении zx , проходящем через максимум волны.

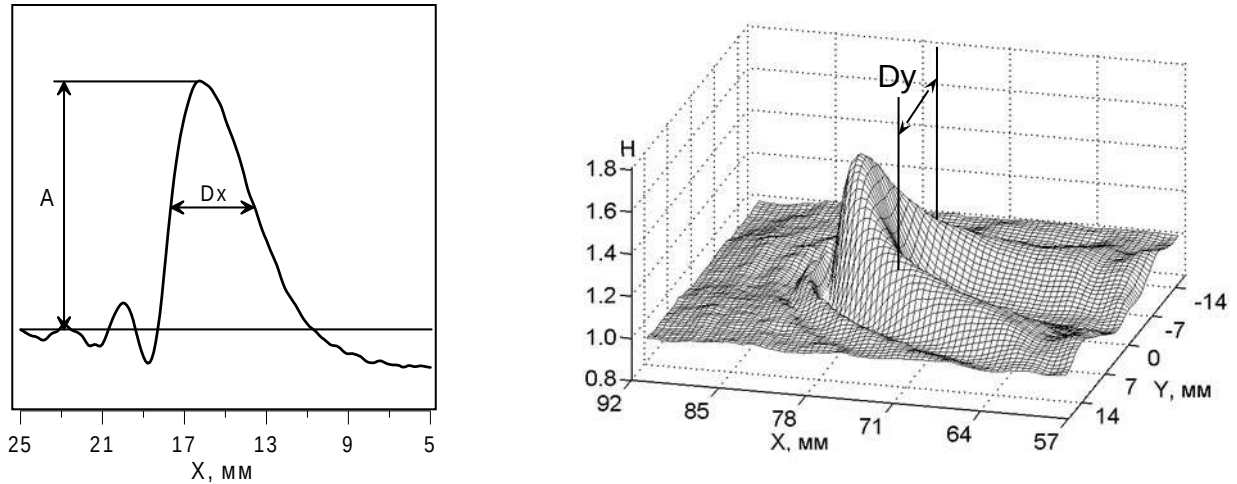


Рисунок 3.1 – Параметры, описывающие форму волны. Волна движется справа налево. Слева – сечение вдоль течения в плоскости zx , проведённое через максимум основного гребня

3.1.2 Результаты

Эксперименты проводились с использованием в качестве рабочей жидкости трёх водоглицериновых растворов. Для полноты картины данные по стационарным трёхмерным волнам полученные ранее на водно-спиртовом растворе приводятся на обобщённых графиках. Свойства рабочих жидкостей (включая водно-спиртовой раствор) приведены в таблице 2.1.

Исследования проводились в диапазоне чисел Рейнольдса плёночного течения

$1 < Re = \frac{gh_0^3}{3\nu^2} < 40$. Для каждого исследованного режима энергия возбуждения варьировалась в широком диапазоне. При малых энергиях возбуждения начальное возмущение развивается в виде цуга волн (рисунок 3.2 а) — в)) [13, 68]. Однако, при превышении некоторого порогового значения энергии возбуждения начальное возмущение эволюционирует в виде уединённой (зачастую нестационарной) подковообразной волны (рисунок 3.3 а) — в)) [13, 68]. Здесь и далее $H=h/h_0$ – безразмерная толщина плёнки.

Процесс формирования волнового цуга сводится к следующему: с ростом амплитуды начального возмущения происходит развитие впадины за главным максимумом волны. На противоположной стороне впадины развивается гребень, рост которого сопровождается развитием новой впадины за ним, что приводит к возникновению очередного гребня на противоположной стороне новой впадины и т.д. Одновременно с развитием системы гребней

происходит быстрое нарастание амплитуды предвестника перед главным максимумом. Это связано с тем, что скорость основного максимума, возрастающая по мере его развития, остается меньше утроенной скорости среднего течения, и, следовательно, предвестник находится в частотном диапазоне волн с положительным инкрементом. При достаточной длине безволнового участка рост предвестника (а значит и формирование пакета) продолжается и после того, как основной максимум прекращает расти и выходит на насыщение (рисунок 3.2 в)) [68].

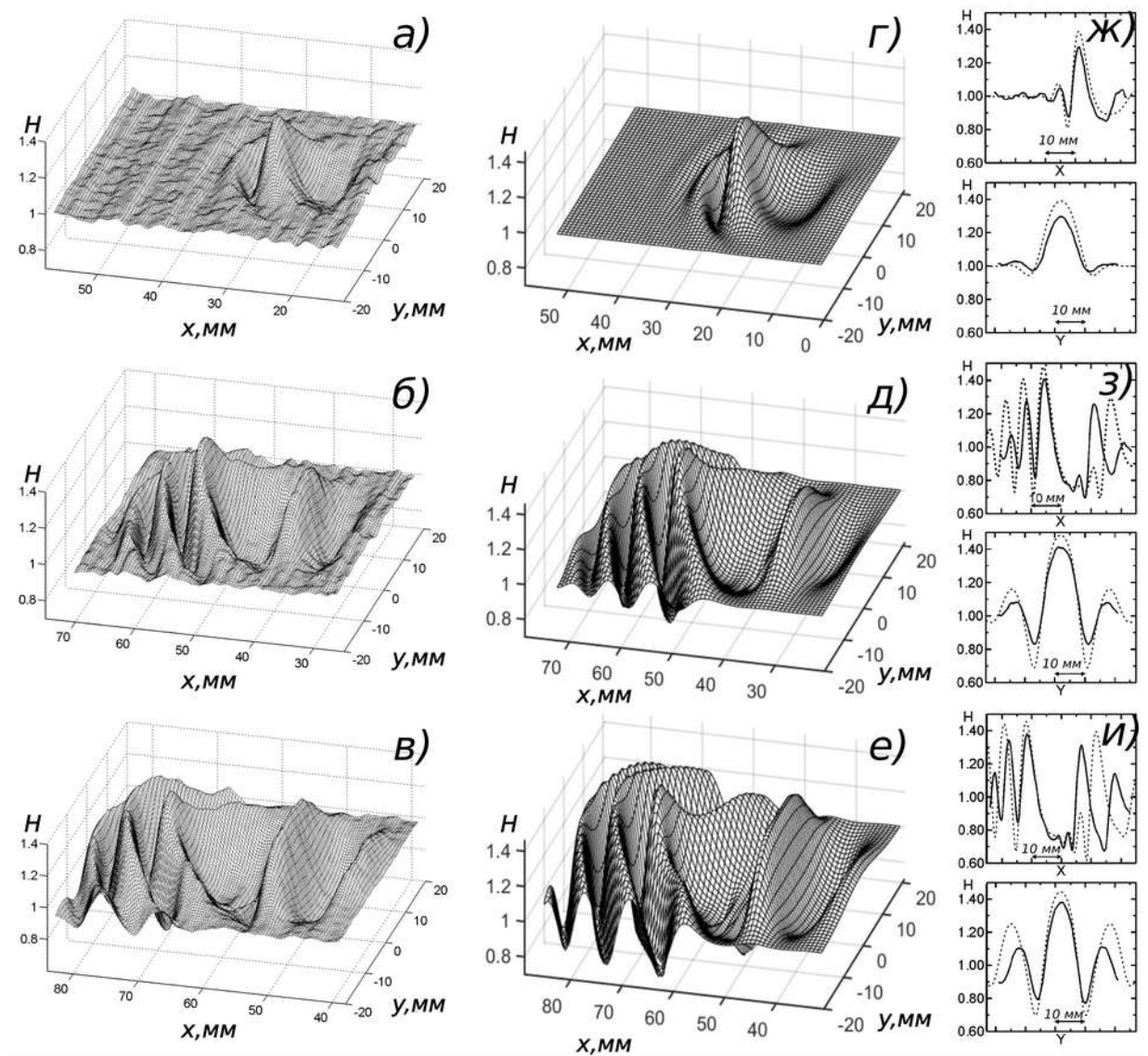


Рисунок 3.2 – Формирование цуга волн для ВГР1 при $Re=10$. Волна движется справа налево. а), б), в) — экспериментально зарегистрированные формы волн. г), д), е) — формы волн полученные в результате моделирования по модели Шкадова. ж), з), и) — сечения вдоль и поперек течения, проведённые через максимум основного гребня, сплошная линия — экспериментальные, пунктирная — расчетные значения

Сравнение экспериментальных данных по эволюции волн с результатами моделирования затруднено, поскольку для корректного сопоставления необходимо точное соответствие начальных условий в эксперименте и расчете. Однако для некоторых случаев, как, например, для приведенного на рисунке 3.2, путем перебора параметров (ширины и высоты) формы начального симметричного возмущения гауссовой формы удастся подобрать начальные условия такие, чтобы на некотором шаге эволюции волновые картины совпадали (алгоритм проведения вычислений описан в разделе 2.6). Причем расстояние, которое проходит волна от начальной точки в расчете, до момента совпадения волновых картин (рисунок 3.2 а) и г)), отличается от расстояния, пройденного волной от точки удара в эксперименте. Это связано с различием начальных условий в эксперименте (удар капли) и расчетах (симметричное возмущение),

что приводит к разной продолжительности эволюции. Данное несоответствие компенсируется однократным смещением координаты x (вдоль течения) для результатов моделирования на фиксированную величину. Расчетные данные на рисунке 3.2 представлены в таких смещённых координатах. Как видно, результаты моделирования эволюции хорошо совпадают с экспериментальными наблюдениями. Причем соответствие наблюдается как в форме волнового пакета и его скорости, так и в этапах его эволюции. Наибольшим отличием является длина

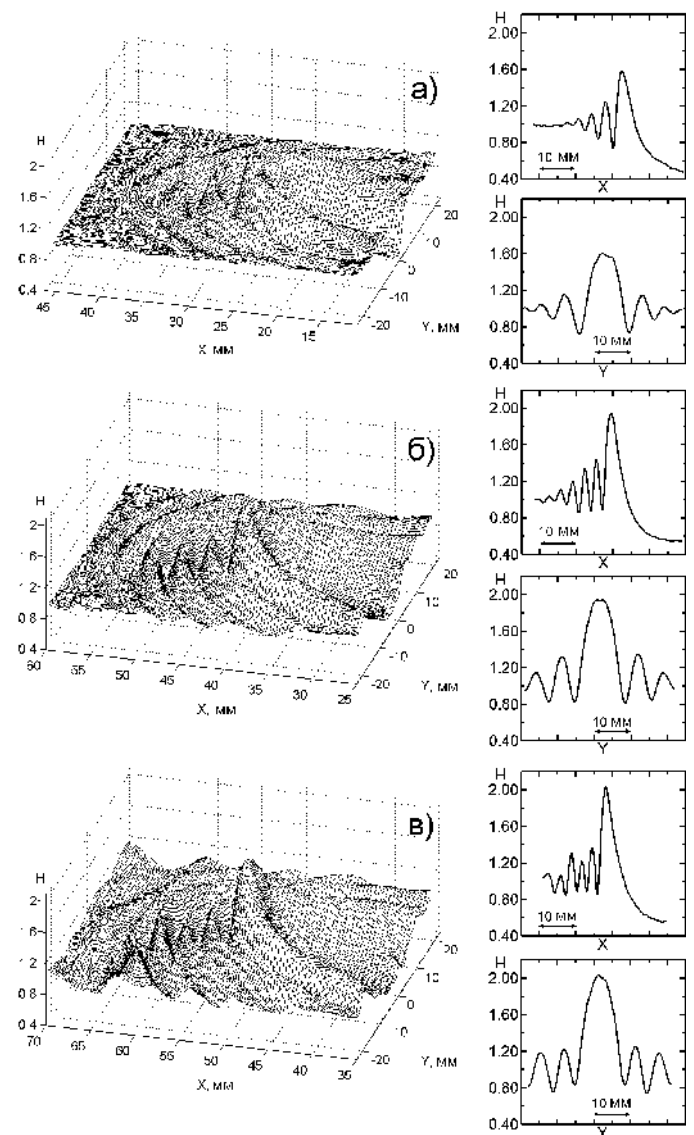


Рисунок 3.3 – Пример эволюции начального возмущения в виде нестационарной подковообразной волны вниз по потоку в различные моменты времени. Справа приведены сечения волны, проходящие через максимум основного гребня в продольном и поперечном направлениях. ВГР1, $Re=25$

впадины за основным горбом. По всей видимости это также связано с небольшими, но систематическими отличиями в амплитуде и длинах волн. Более детально различия можно рассмотреть на сечениях, представленных на рисунке 3.2 ж), з) и и) [68].

Также как и в экспериментах при моделировании наблюдается второй сценарий эволюции начального возмущения — распространение в виде уединённой волны. Это происходит при увеличении ширины начального импульса, то есть когда в пространственном спектре начального возмущения присутствуют более низкие волновые числа (большие длины волн). Тогда как для реализации эволюции в виде цуга в спектре должны присутствовать большие волновые числа (малые длины волн). Как известно (см., например, [1]), на поверхности плёнки могут развиваться только возмущения с длиной волны располагающейся в определённом диапазоне, который зависит от режимных параметров. Все возмущения длина которых располагается вне данного диапазона имеют отрицательное значение пространственного инкремента роста и поэтому затухают. Следует отметить, что для всех исследованных случаев при моделировании спектр начальных возмущений не выходил за пределы области незатухающих длин волн.

Поскольку перебор параметров формы начального импульса достаточно трудоёмкий процесс, осуществляемый вручную, более детального изучения эволюции и сравнения параметров волн не проводилось. В целом можно сделать вывод, что моделирование эволюции с использованием модели Капицы-Шкадова хорошо описывает эволюцию волн, включая основные сценарии эволюции и форму волн [68].

Основные усилия в ходе экспериментов были направлены на поиск стационарных подковообразных волн, поэтому энергия возбуждения выбиралась достаточно высокой, чтобы происходило формирование уединённых волн. Волна считалась стационарной, если все 4 выбранных параметра (амплитуда, скорость, характерные продольный и поперечный масштабы волны) оставались неизменными в нижней части рабочей области на длине не менее трёх характерных продольных размеров. Пример поведения параметров волны вышедшей на стационарный режим в пределах рабочей области приведён на рисунке 3.4 и рисунке 3.5 (символы 2). При отклонении энергии возбуждения в меньшую сторону (рисунок 3.5 символы 3) или в большую (рисунок 3.5 символы 1) наблюдается стремление характеристик волн к значениям характеристик стационарной волны. Таким образом, существует некоторая область притяжения к стационарному состоянию [4].

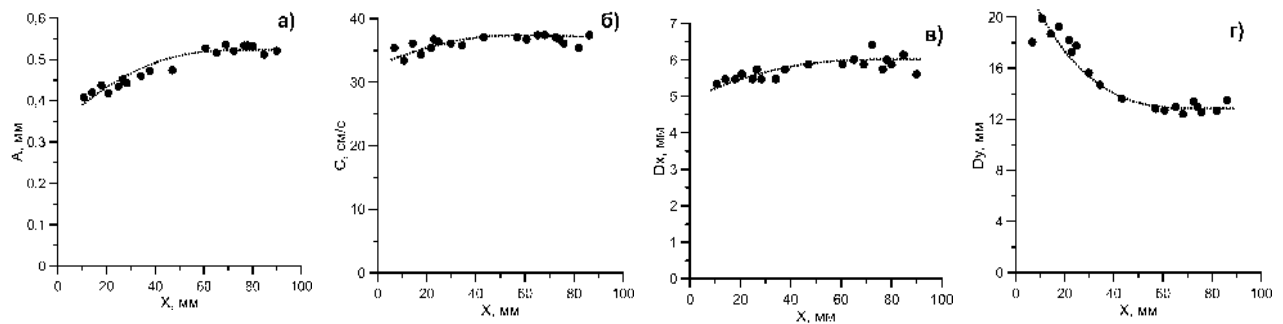


Рисунок 3.4 – Пример поведения параметров волны вышедшей на стационарный режим в пределах рабочей области. ВГР2, $Re=7$

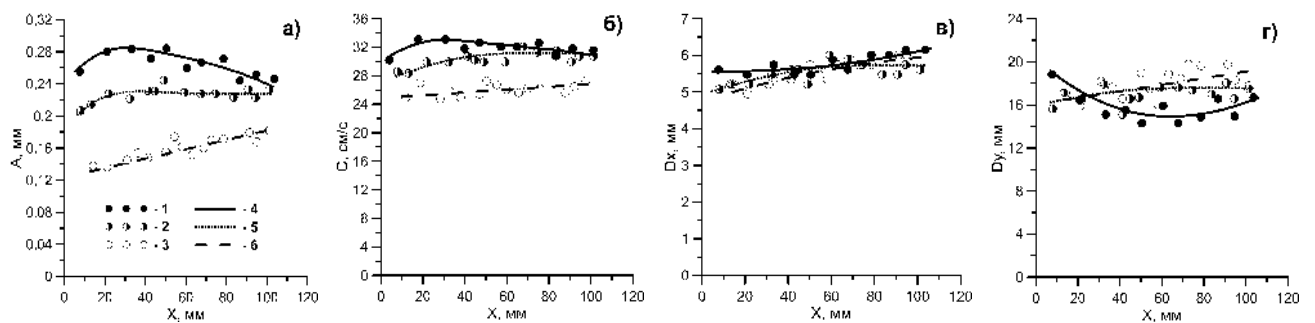


Рисунок 3.5 – Пример изменения параметров волны при различных энергиях возбуждения. ВГР1, $Re = 8$. Символы 1 соответствуют наибольшей энергии возбуждения (из трёх, приведённых здесь), 2 – средней и 3 – самой низкой. Линии 4, 5, 6 (для соответствующих энергий возбуждения) представлены для наглядности изменения характеристик

Амплитуда и скорость зарегистрированных стационарных трёхмерных волн приведена на рисунке 3.6. Несмотря на широкий диапазон исследованных Re , стационарные волны были зарегистрированы только для

$Re < 10$. Связано это, в первую очередь, с малой длиной гладкой зоны (являющейся рабочей областью) при больших Re , а также с увеличением скорости волны. Что приводит, в конечном итоге, к тому, что волна не успевает достигнуть стационарного состояния в границах рабочей области.

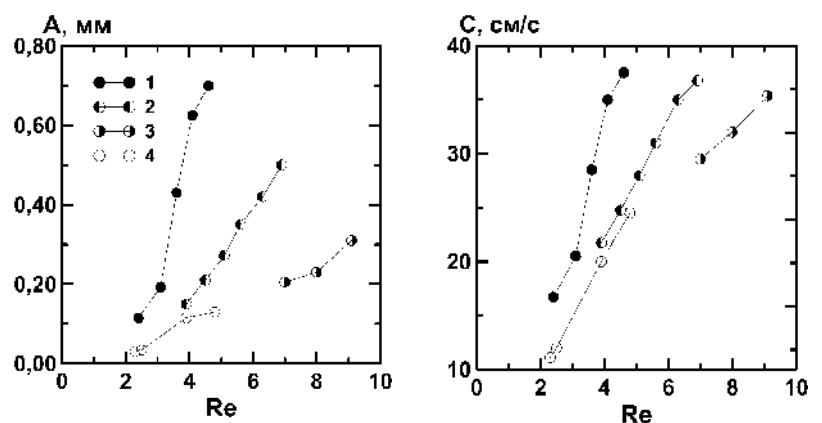


Рисунок 3.6 – Амплитуда (слева) и скорость (справа) зарегистрированных стационарных волн. Символы 1 – данные полученные с использованием ВГР3, 2 – ВГР2, 3 – ВГР1, 4 – ВСР

Для сравнения с теоретическими моделями на рисунке 3.7 приведены измеренные значения амплитуды и скорости стационарных волн обезразмеренные соответственно на толщину невозмущенной плёнки h_0 и среднерасходную скорость течения $u_0 = \frac{gh_0^2}{3\nu}$ в зависимости от модифицированного числа Рейнольдса $\delta = \frac{Re^{11/9}}{3^{7/9} 5\gamma^{1/3}}$, где $\gamma = \frac{\sigma}{\rho\nu^{4/3}g^{1/3}}$ - число Капицы. Для полноты картины на рисунке 3.7 представлены данные полученные ранее с использованием водно-спиртового раствора [2, 48] (символы 4). Также на рисунке 3.7 приведены теоретические значения величин, полученные из уравнений Капицы-Шкадова[61] (КШ). Из рисунка 3.7 видно, что вплоть до $\delta \approx 0,06$ экспериментальные данные хорошо обобщаются и согласуются с теоретическими значениями. Тогда как для более высоких значений $\delta > 0,06$ наблюдается расслоение данных в зависимости от физических свойств жидкости (более заметное на графике для амплитуды волн рисунок 3.7 слева) с отклонением от теоретических зависимостей. При этом основной тренд зависимости от δ сохраняется[4].

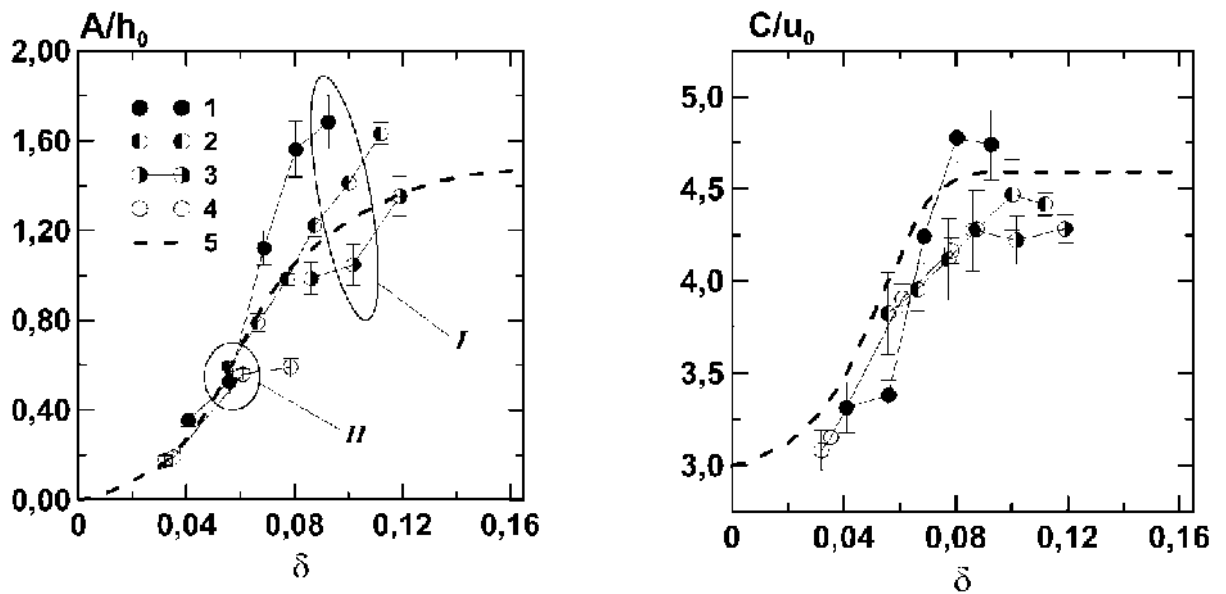


Рисунок 3.7 – Характеристики зарегистрированных стационарных волн (значки). Рабочие жидкости 1 – ВГРЗ, 2 – ВГР2, 3 – ВГР1, 4 – ВСП. Линия 5 – теоретические значения, полученные из уравнений Капицы-Шкадова

Указанное расслоение хорошо заметно и по форме волн, например, для $\delta \approx 0,1$ (см. сечения, приведённые на рисунке 3.8 а) и б)) [4]. Тогда как для $\delta \approx 0,06$ (рисунок 3.8 в) и г)) отличие характеристик волн не существенно. Поскольку экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими значениями, полученными из уравнений Капицы-Шкадова, то для представления и сравнения формы волн координаты X и Y обезразмерны на величину $L =$

$Reh_0/15\delta$, которая используется для обезразмеривания координат самого уравнения КШ.

Все зарегистрированные стационарные волны имеют подковообразную форму, причём при малых δ форма близка к полученной в [25] (рисунок 3.9 а, б), а при больших δ форма хорошо согласуется с формой волн полученной в [61, 14] (рисунок 3.9 в – е). При этом также хорошо согласуется изменение формы волн с увеличением δ (рисунок 3.9): боковые гребни удлиняются и позади волны образуется узкая желобообразная впадина (рисунок 3.9 в, г), а с дальнейшим увеличением δ передний фронт волны становится более острым (рисунок 3.9 д, е).

На основании представленных экспериментальных результатов, полученных для жидкостей с разными физическими свойствами, можно сделать вывод, что в случае описания стационарных трехмерных волн область применимости существующих теоретических моделей, по-видимому, ограничена значениями $\delta < 0.1$ [4].

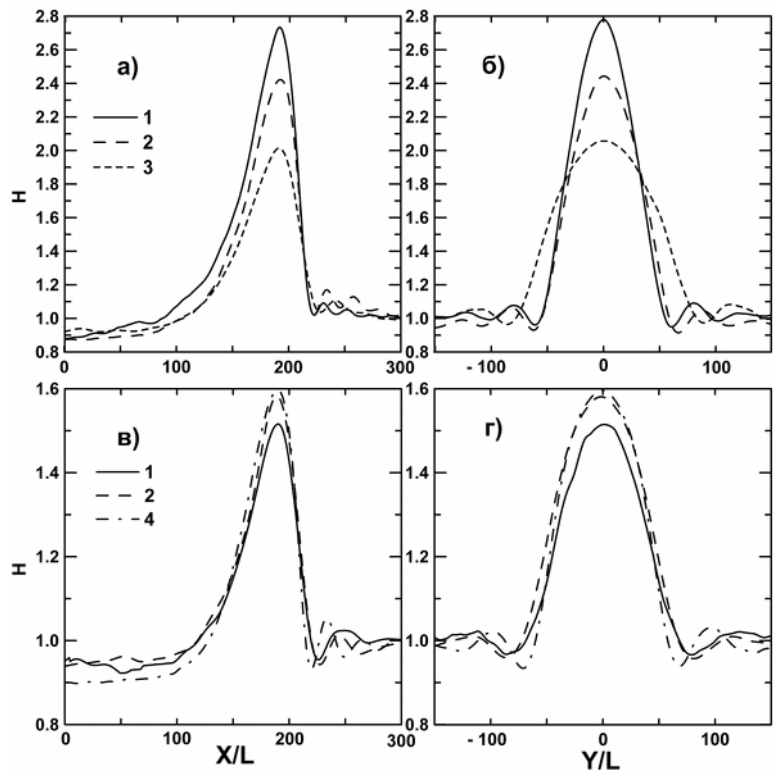


Рисунок 3.8 – Продольные (слева) и поперечные (справа) сечения через вершину уединенной волны. а), б) – для случая $\delta \approx 0,1$ (область I на рисунке 3.7); в), г) – для случая $\delta \approx 0,06$ (область II на рисунке 3.7). Рабочие жидкости 1 – ВГР3; 2 – ВГР2; 3 – ВГР1; 4 – Водно-спиртовой раствор

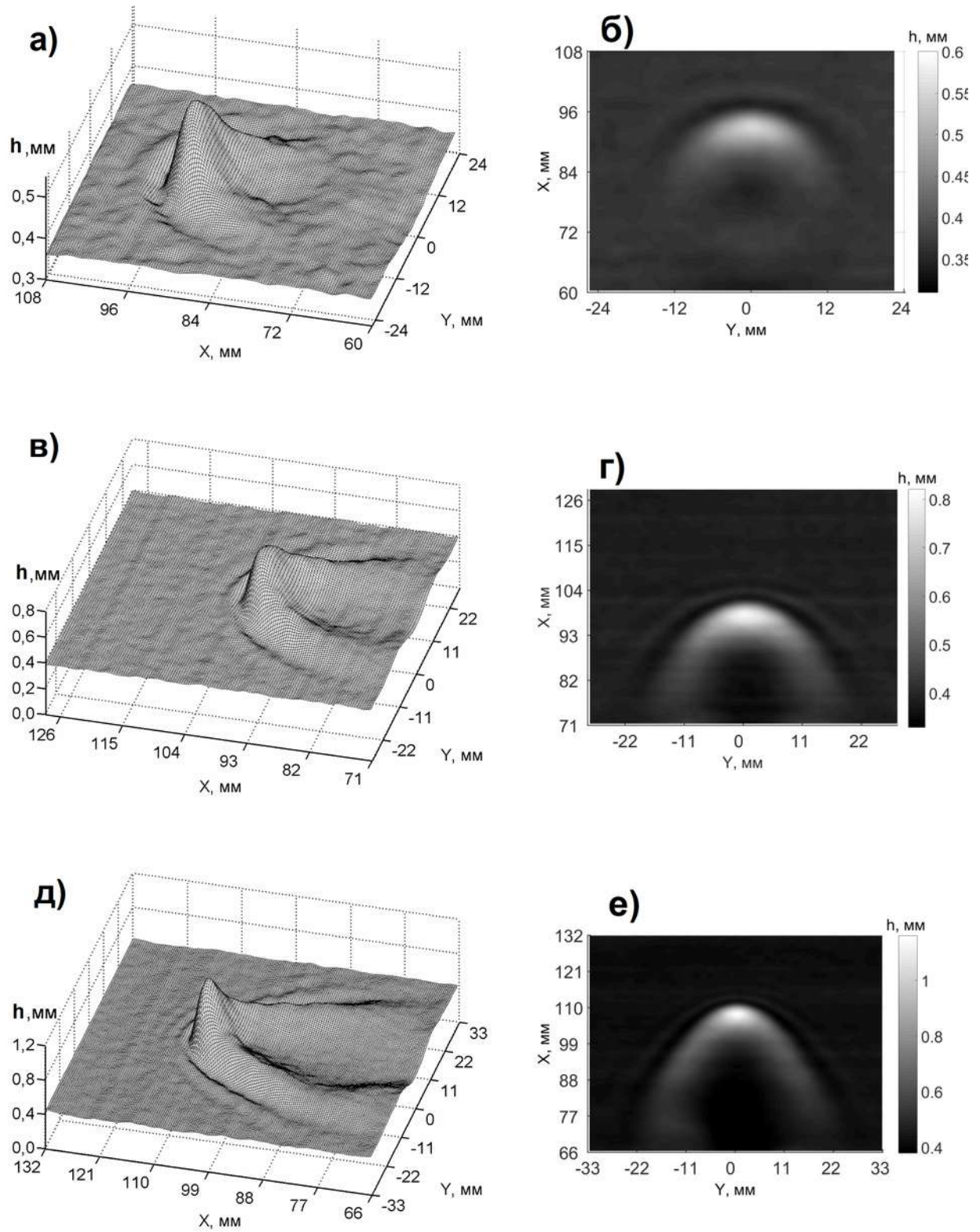


Рисунок 3.9 – Изменение формы волн с ростом числа Рейнольдса. ВГРЗ. а), б) $Re=3,1$ ($\delta \approx 0,06$); в), г) $Re=3,6$ ($\delta \approx 0,07$); д), е) $Re=4,6$ ($\delta \approx 0,1$). Приведенные справа изображения (б, г, е) — вид сверху для соответствующих волн слева

3.1.3 Выводы по разделу 3.1

Для жидкостей с различными физическими свойствами экспериментально и численно исследована эволюция локального возмущения, производимого в экспериментах ударом капли рабочей жидкости, в области безволнового течения пленки. Зарегистрированы два сценария эволюции: формирование цуга волн и эволюция в виде уединённой волны. Расчеты с использованием модели Капицы-Шкадова хорошо согласуются с экспериментальными данными по эволюции таких волн. Зарегистрированы уединённые стационарные трёхмерные волны. Измеренные характеристики этих волн хорошо согласуются с результатами моделирования на основе уравнений Капицы-Шкадова вплоть до значений модифицированного числа Рейнольдса $\delta \approx 0,06$. С увеличением δ наблюдается расслоение характеристик волн в зависимости от свойств жидкости с отклонением от теоретических значений. Причём основные закономерности изменения характеристик (включая форму волн) согласуются с результатами моделирования. Таким образом, область применимости существующих теоретических моделей для описания стационарных трёхмерных волн, по-видимому, ограничена значениями $\delta < 0.1$.

3.2 Взаимодействие трёхмерной волны с регулярными двумерными волнами

Стационарные уединённые трёхмерные волны были зарегистрированы при достаточно малых значениях числа Рейнольдса. Связано это со сложностями при проведении экспериментов при больших Re : в первую очередь это малая длина безволнового участка пленки, являющегося рабочей областью, а также увеличение скорости волн. Это всё приводит к тому, что возбужденная уединённая волна не успевает достичь стационарного состояния в пределах области измерений и начинает взаимодействовать с естественными волнами. Таким образом, для проведения экспериментов при больших Re необходимо увеличивать область измерений. Очевидным расширением области измерений является её продление на область начального развития естественных волн, поскольку при взаимодействии с такими волнами, как показали предыдущие эксперименты, трёхмерная волна сохраняет характерную подковообразную форму.

Как известно, естественные волны близки по форме к двумерным на достаточно продолжительных расстояниях, однако их характеристики априори неизвестны и подвержены случайным флуктуациям. Тогда как искусственно возбуждённые периодическими модуляциями расхода двумерные волны имеют контролируемые характеристики и более продолжительную область существования.

Таким образом, в данном разделе представлены результаты экспериментального

исследования закономерностей взаимодействия уединенных трехмерных волн с регулярными двумерными волнами на вертикально стекающих пленках жидкости. Такая постановка обусловлена как отсутствием количественной информации о характере межволнового взаимодействия, так и необходимостью расширения области исследования характеристик трёхмерных подковообразных волн в область высоких Re .

3.2.1 Методика проведения экспериментов

Двумерные волны различной частоты F возбуждались гармонической модуляцией расхода жидкости на входе в распределительную секцию рабочего участка, описанного в разделе 2.1.1. Для регистрации мгновенной волновой картины использовалась скоростная реализация метода ЛИФ (раздел 2.3.2). Во время экспериментов частота съёмки составляла 400 кадров в секунду, пространственное разрешение – 0.17 мм/пиксель вдоль поверхности пластины. Для уменьшения уровня оптических искажений, лазер и камера располагались с неорошаемой стороны рабочего участка.

Для описания основных характеристик волновой картины в стабильных режимах взаимодействия использовались следующие характеристики (рисунок 3.10): средняя амплитуда трехмерной волны $\langle A_{3d} \rangle$, полученная осреднением амплитуды трехмерной волны A по периоду ее колебаний, размах колебаний амплитуды трехмерной волны в процессе взаимодействия S_{3d} , размах колебаний невозмущенных двумерных волн S_{2d} .

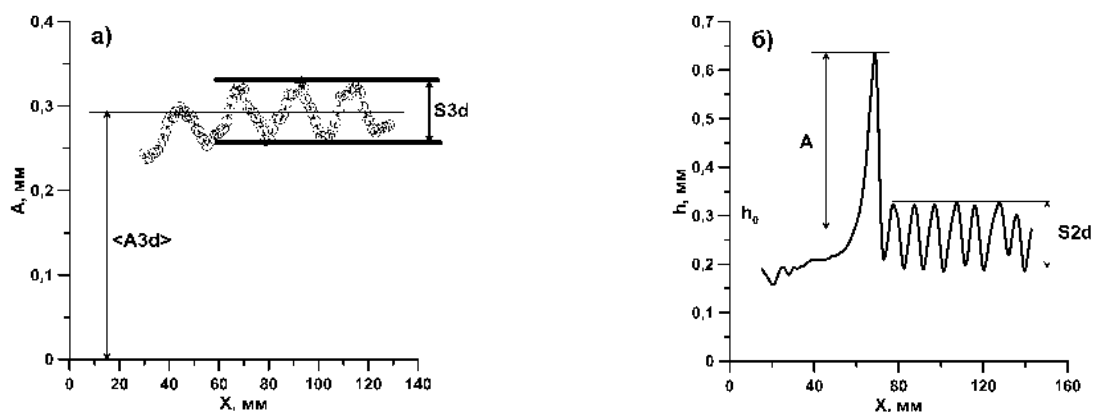


Рисунок 3.10 – Основные характеристики волн. (а) Изменение амплитуды трехмерной волны в процессе взаимодействия с двумерными, (б) продольное сечение, проходящее через центр трехмерной волны

3.2.2 Результаты

Эксперименты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса плёночного течения $3 < Re < 40$. Результаты обобщались с использованием масштаба h_0 по толщине пленки и модифицированного числа Рейнольдса δ , используемого для описания трехмерных волновых режимов пленочного течения. Для указанного диапазона Re диапазон изменения δ составлял $0,05 < \delta < 0,4$. Свойства рабочих жидкостей приведены в Таблице 2.1.

Во всём исследованном диапазоне режимных параметров основные закономерности взаимодействия между одиночными трёхмерными волнами и регулярными двумерными волнами определяются, в первую очередь, частотой последних.

При взаимодействии с низкочастотными двумерными волнами, разделенными большими промежутками гладкой пленки, процесс взаимодействия происходит следующим образом (рисунок 3.11). При каждом слиянии трехмерной волны с двумерной амплитуда трехмерной волны возрастает. Одновременно с этим ее передняя часть уплощается, а высота боковых стенок быстро уменьшается до их полного исчезновения, т.е. трехмерная волна теряет

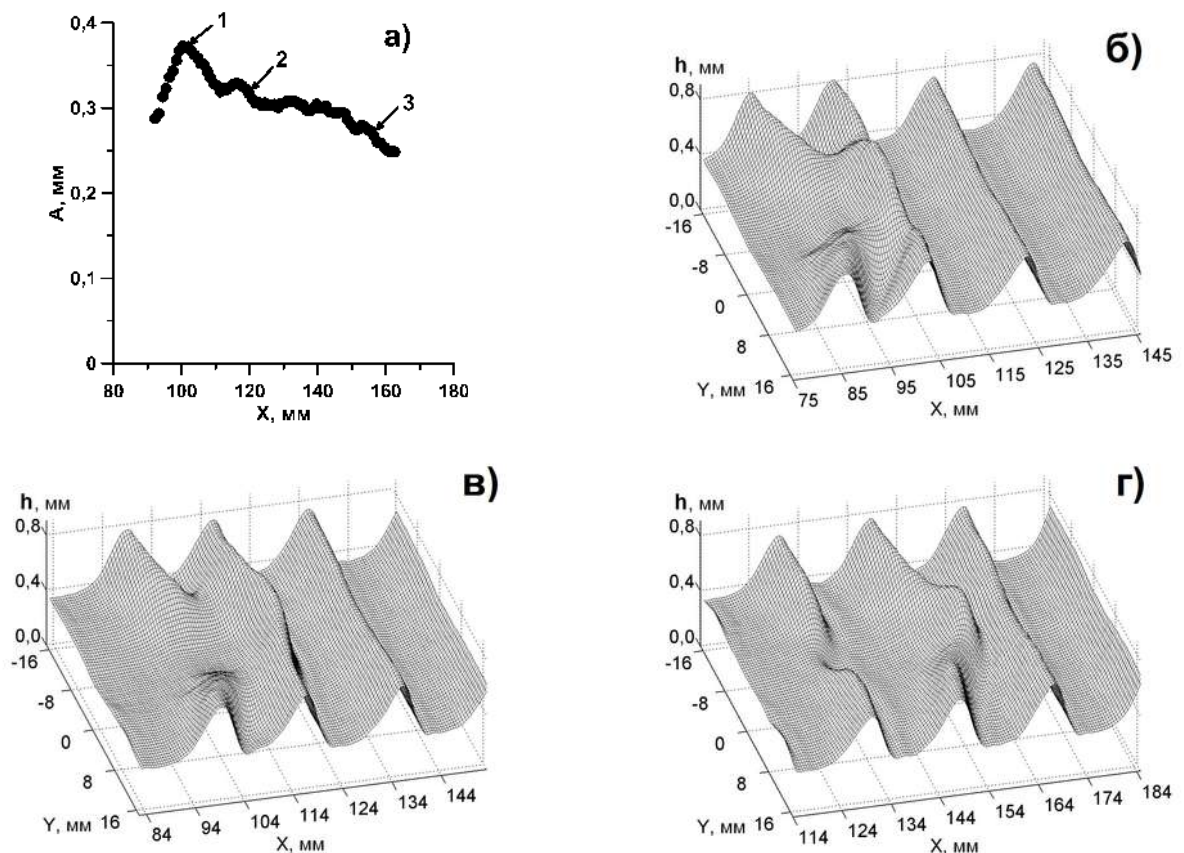


Рисунок 3.11 – Затухание трёхмерной волны в процессе взаимодействия с низкочастотными двумерными. Рабочая жидкость ВГРЗ, $Re=8,3$, $\delta = 0,19$, $F=15\text{Гц}$. а) – амплитуда трёхмерной волны, б), в), г) – мгновенные поля толщины в моменты указанные цифрами 1, 2, 3 (соответственно) на рисунке а)

подковообразную форму. При дальнейшем развитии процесса взаимодействия головная часть трехмерной волны начинает обгонять двумерную волну и отделяться от нее. В процессе отделения головная часть трехмерной волны искривляется и вновь принимает подковообразную форму. Распространение трехмерной волны по гладкой пленке между двумерными волнами после разделения сопровождается ее затуханием. При следующем акте взаимодействия амплитуда трехмерной волны вновь возрастает, но остается меньше, чем при предыдущем акте взаимодействия. В остальном, сценарий взаимодействия повторяется. При слиянии волн происходит уплощение трехмерной волны, при разделении вновь образуется подковообразная трехмерная волна, затухающая на гладкой пленке между двумерными волнами. Описанные выше этапы взаимодействия повторяются, завершаясь либо поглощением трёхмерной волны двумерной, либо достижением конца рабочего участка с последовательным уменьшением амплитуды трёхмерной волны [5].

При взаимодействии с высокочастотными двумерными волнами наблюдается эволюция трёхмерной волны с сохранением характерной для нее подковообразной формы (рисунок 3.12) [5].

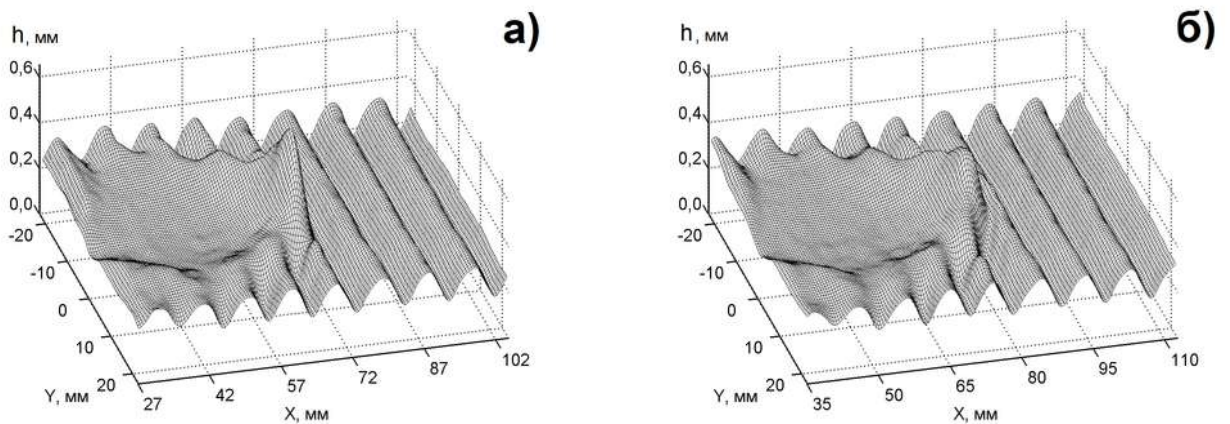


Рисунок 3.12 – Взаимодействие трехмерной волны с высокочастотной двумерной волной. Рабочая жидкость ВГР1, $Re = 14$, $\delta = 0.2$, $F = 25$ Гц. а), б) – мгновенное распределение толщины в фазах взаимодействия обозначенных цифрами 1 и 3 (соответственно) на рисунке 3.13 а)

В этом случае форма и амплитуда трёхмерной волны в процессе взаимодействия совершают малые периодические колебания (рисунок 3.13 (а)). В случае взаимодействия с высокочастотными двумерными волнами, направление эволюции трехмерной волны зависит от энергии ее возбуждения. При определенных энергиях возбуждения характер взаимодействия принимает стабильный характер, когда, после непродолжительной начальной эволюции,

волновая картина начинает полностью повторяться в одинаковых фазах каждого последующего акта взаимодействия (рисунок 3.13) [5].

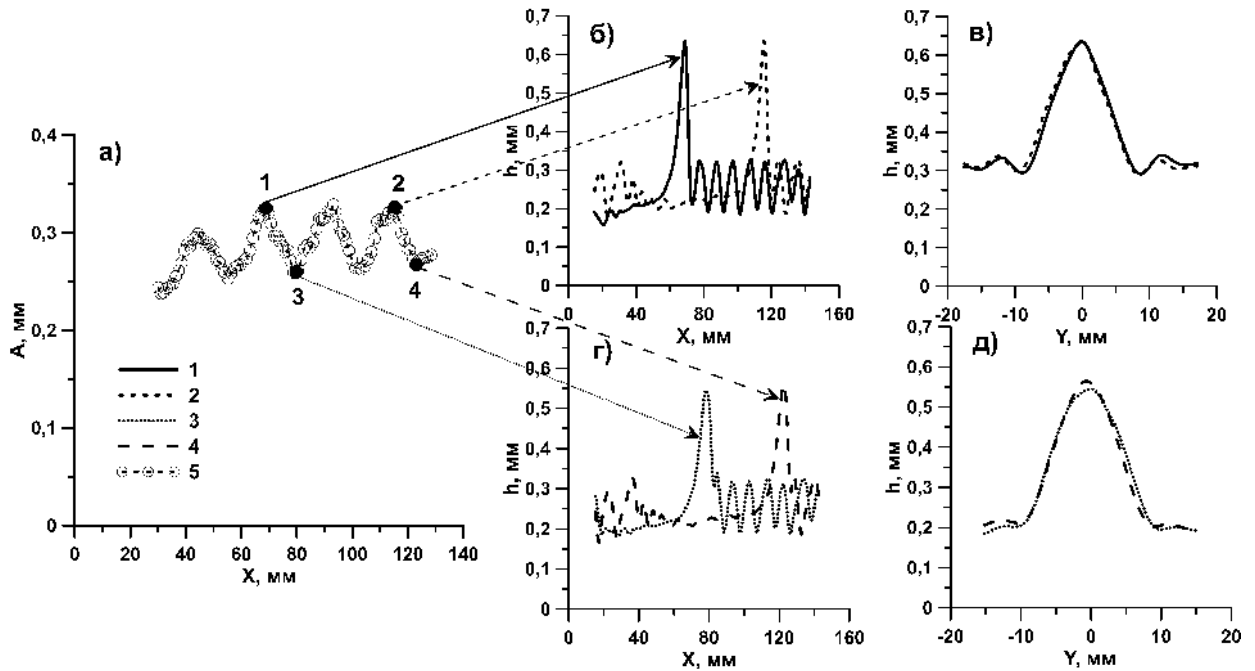


Рисунок 3.13 – Стабильный режим взаимодействия. а) Изменение амплитуды трехмерной волны в процессе взаимодействия (линия 5), продольные б), г) и поперечные в), д) сечения волновой картины в двух одинаковых фазах взаимодействия (точки 1, 2 и 3, 4). Рабочая жидкость ВГР1, $Re=14$, $\delta=0,2$, $F=25$ Гц

При энергиях возбуждения трехмерной волны, отличных от энергии возбуждения стабильного режима, характеристики трехмерной волны при ее распространении стремятся к значениям, наблюдаемым в стабильном режиме (рисунок 3.14). Так, при меньших энергиях возбуждения (рисунок 3.14 символы 3), наблюдается рост амплитуды трёхмерной волны, а при больших энергиях возбуждения (рисунок 3.14 символы 1) – уменьшение амплитуды по направлению к ее величине в стабильном режиме (рисунок 3.14 символы 2). Таким образом, в окрестностях стабильных режимов взаимодействия, существует некоторая область притяжения, в пределах которой характеристики трёхмерных уединённых волн в процессе их взаимодействия с регулярными двумерными волнами стремятся к выделенным значениям, полностью повторяющимся во времени при последовательных актах взаимодействия.

Следует отметить, что, в зависимости от частоты возбуждения, в экспериментах реализуются регулярные двумерные волны, принадлежащие к одному из двух семейств [1]. Волны второго семейства, часто обозначаемые как γ_2 , наблюдаются при низких частотах возбуждения и существуют в достаточно широком частотном диапазоне. Волны первого семейства, γ_1 , наблюдаются в узком частотном диапазоне при высоких частотах возбуждения.

Внутри наблюдаемого частотного диапазона существования волн γ_1 их амплитудные характеристики практически не зависят от частоты. Поэтому изменение частоты возбуждения волн γ_1 , при фиксированном Re и энергии возбуждения трёхмерных волн, приводит только к небольшому изменению частоты актов взаимодействия между трёхмерными и двумерными волнами, не влияя на характеристики трёхмерных волн, как в стабильных режимах взаимодействия, так и при их эволюции. Иными словами, выбранные для описания стабильных режимов характеристики оказываются независимыми от частоты возбуждения при фиксированных Re и δ для случая взаимодействия

трехмерной волны с волнами γ_1 . Ниже приводятся результаты, полученные для этого случая, поскольку большая часть стабильных режимов была зарегистрирована при взаимодействии трехмерных волн с волнами γ_1 [5].

Результаты исследования стабильных режимов взаимодействия приведены на рисунке 3.15. На основании приведенных результатов можно сделать вывод, что размах колебаний амплитуды трёхмерных волны всегда меньше размаха колебаний двумерных волн, с которыми происходит взаимодействие. Кроме того, размах колебаний амплитуды трехмерных волн практически не зависит от их амплитуды и определяется в первую очередь размахом колебаний двумерных волн и свойствами жидкости [5].

Сравнение средней амплитуды трёхмерных волн в стабильных режимах взаимодействия с амплитудами стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке показало существенное отличие двух типов стационаров (рисунок 3.15). Несмотря на то, что значения амплитуды волн

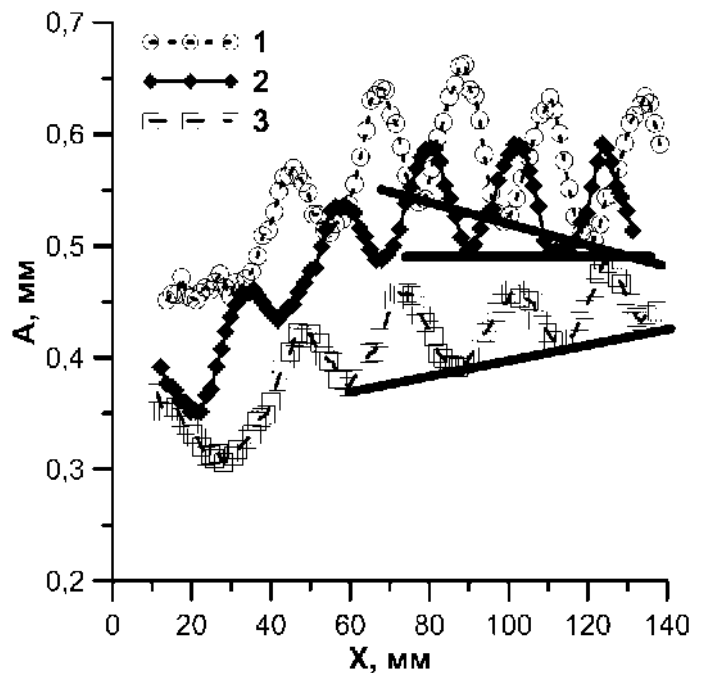


Рисунок 3.14 – Стремление амплитуды к значениям при стабильном режиме взаимодействия. Рабочая жидкость ВГР2, $Re = 13$, $\delta = 0,26$, $F = 27$ Гц. Символы 1 – амплитуда трёхмерной волны при наибольшей энергии возбуждения, 2 – при средней энергии (стабильный режим взаимодействия), 3 – при меньшей энергии возбуждения. Направление тренда для наглядности показано сплошными линиями

в стабильных режимах взаимодействия располагаются ниже, они хорошо обобщаются в предложенных для описания стационарных волн на гладкой плёнке безразмерных координатах [5].

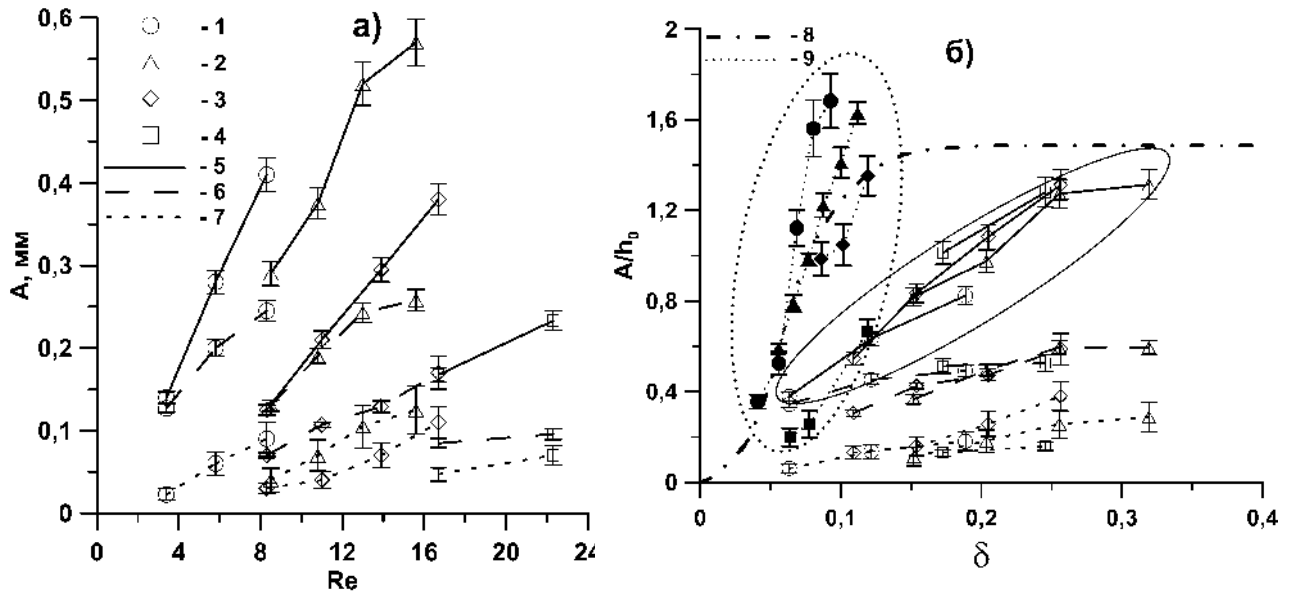


Рисунок 3.15 – Характеристики стабильных режимов взаимодействия. а) измеренные значения. б) результаты обобщения и сравнение с характеристиками уединенных трехмерных волн: 1 – ВГР3, 2 – ВГР2, 3 – ВГР1, 4 – вода. 5 и область, выделенная 5 – $\langle A3d \rangle$, 6 – S2d, 7 – S3d. 8 – численный расчёт амплитуды стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке [61]. Закрашенные символы в области, выделенной линией 9 – амплитуды стационарных трёхмерных волн на гладкой пленке [4]

3.2.3 Выводы по разделу 3.2

Зарегистрированы стабильные режимы взаимодействия трёхмерных подковообразных волн с высокочастотными двумерными. Характеристики трёхмерных волн в таких режимах хорошо обобщаются в безразмерных координатах, предложенных для описания характеристик стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке. При этом средние значения амплитуды трёхмерных волн в стабильных режимах взаимодействия оказываются существенно ниже значений амплитуды стационарных волн на гладкой плёнке.

3.3 Выводы по главе 3

Проведено экспериментальное исследование особенностей эволюции возбуждаемых точечным источником трёхмерных подковообразных волн при различных условиях течения.

Для течения жидкостей с различными физическими свойствами зарегистрированы два сценария эволюции начального возмущения: формирование цуга волн и эволюция в виде уединённой волны. Расчёты с использованием модели Капицы-Шкадова хорошо согласуются с

экспериментальными данными по эволюции таких волн. Экспериментально зарегистрированы уединённые стационарные трёхмерные волны. Для всех жидкостей измеренные характеристики этих волн хорошо согласуются с результатами моделирования на основе уравнений Капицы-Шкадова вплоть до значений модифицированного числа Рейнольдса $\delta \approx 0,06$. С увеличением δ наблюдается расслоение характеристик волн в зависимости от свойств жидкости с отклонением от теоретических значений. Причём основные закономерности изменения характеристик (включая форму волн) согласуется с результатами моделирования. Таким образом, область применимости существующих теоретических моделей для описания стационарных трёхмерных волн, по-видимому, ограничена значениями $\delta < 0,1$.

Зарегистрированы стабильные режимы взаимодействия трёхмерных подковообразных волн с высокочастотными двумерными. Характеристики трёхмерных волн в таких режимах хорошо обобщаются в безразмерных координатах, предложенных для описания характеристик стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке. При этом средние значения амплитуды трёхмерных волн в стабильных режимах взаимодействия оказываются существенно ниже значений амплитуды стационарных волн на гладкой плёнке.

Глава 4 Переход к трёхмерным волновым режимам течения

Естественное формирование трёхмерных волн на поверхности стекающих плёнок жидкости – сложный и длительный стохастический процесс. Ускорить эволюционные процессы возможно при возбуждении на поверхности пленки регулярных двумерных волн, причём при внесении дополнительных статических возмущений искривляющих фронты двумерных волн, формирующиеся из-за этого трёхмерные волны, будут периодическими во времени и будут иметь одинаковую поперечную координату. Такой подход, например, использовался в работе [83], но использование авторами теневого метода не позволило получить полную информацию о форме волн.

В настоящей главе представлены экспериментальные результаты, восполняющие нехватку информации о характерных особенностях перехода от двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости как в начальной части течения, так и на больших расстояниях (до 140 см) от распределителя.

4.1 Формирование системы трёхмерных волн из регулярных двумерных

4.1.1 Методика проведения экспериментов

Эксперименты проводились на рабочем участке описанным в разделе 2.1.1. Волновая картина регистрировалась методом ЛИФ (раздел 2.2) на расстояниях $10 \text{ см} \leq X \leq 22 \text{ см}$ от распределителя на площадке размерами $12 \times 12 \text{ см}^2$ с разрешением 0,125 мм на пиксель. Закономерности перехода к трехмерным волновым режимам исследовались только для периодических двумерных волн при условии сохранения периодичности волновой картины во всей области наблюдения. Периодические двумерные волны с частотой F возбуждались гармонической модуляцией расхода жидкости на входе в распределитель. Измерения проводились с использованием стробоскопического эффекта, позволяющего повысить частоту дискретизации по времени t при исследовании периодических процессов: Для каждой F подбиралась частота регистрации, при которой смещение элементов волновой структуры за время между двумя последовательными измерениями не превышало 0.5 длины волны капиллярного предвестника, определяющей максимальную частоту в спектре волн. Результаты последовательных измерений для каждой точки поверхности интерпретировались как результат дискретизации по t поля толщин пленки $h(x, z, t)$ с частотой, удовлетворяющей теореме отсчетов.

В экспериментах использовались вода и водоглицериновый раствор ВГР2 (физические

свойства приведены в таблице 2.1). Измерения проводились в диапазоне $18 < Re < 70$ для воды и $10 < Re < 50$ для ВГР2. Исследовались переходы от двумерного к трехмерному волновому движению, как вследствие естественной поперечной неустойчивости двумерных волн, так и вследствие их принудительного разрушения. Для разрушения двумерных волн использовались регулярные гребенки из игл, касавшихся поверхности пленки в верхней части течения на расстоянии около 1 см от нижнего края распределителя (раздел 2.1.1).

4.1.2 Результаты

Естественное формирование трехмерных структур наблюдалось при $Re > 30$ для воды и $Re > 12$ для ВГР2. Пример волновой картины при естественном развитии трехмерных структур приведен на рисунке 4.1. Как видно, искривление гребня двумерной волны приводит к образованию убегающих вперед выступов. Участки волны между выступами, которые будем называть «стенками», имеют существенно меньшую, чем выступы, кривизну переднего фронта. Во всех случаях наблюдался синхронный сценарий [81] развития трехмерных структур – их поперечные координаты (вдоль оси z) оставались постоянными во времени для всех гребней двумерных волн. По мере формирования выступов, за ними образуется след в виде дорожки, толщина пленки в которой больше толщины остаточного слоя, остающегося за «стенками». Дорожка хорошо видна на рисунке 4.1 в) [6].

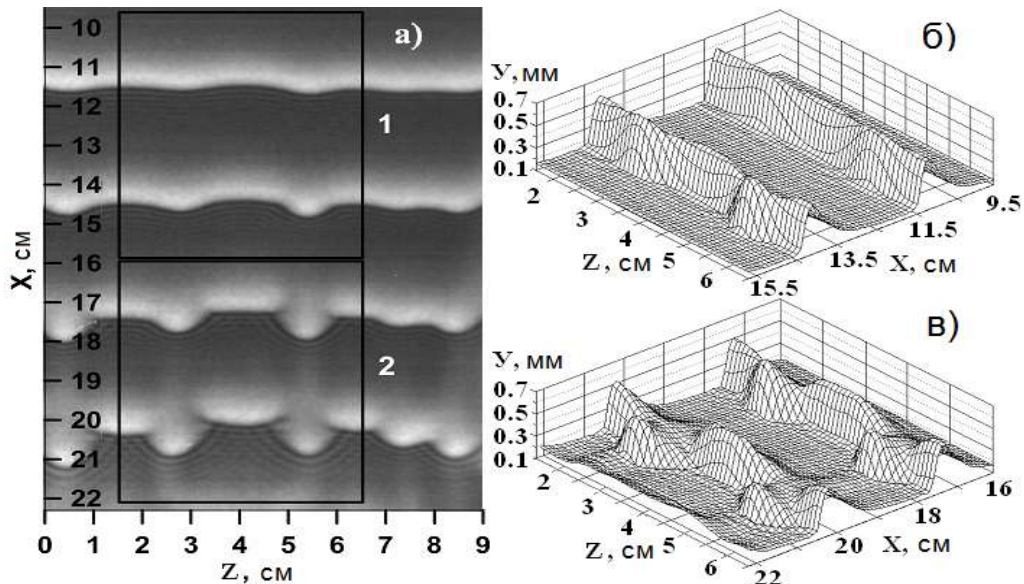


Рисунок 4.1 – Естественное развитие трехмерных структур. а – ЛИФ изображение течения. б) и в) – поле толщин пленки для областей 1 и 2 соответственно. Вода, $Re = 50$, $F = 17$ Гц

Образование дорожки за формирующимися выступами может способствовать реализации синхронного сценария развития неустойчивости: Несмотря на малую, не более 5 – 10 мкм, амплитуду, дорожка, остающаяся за выступом, оказывает возмущающее действие на следующий гребень двумерной волны, в результате чего поперечные координаты развивающихся выступов остаются постоянными. Отметим, что синхронный характер развития трехмерных структур наблюдается и у других авторов, например, на рис. 4 в [103] и рис. 6 в [82], а в [46] отмечается, что трехмерные волны преимущественно следуют друг за другом, выстроившись в цепочки.

При развитии трехмерных структур вниз по течению наблюдается постепенное уменьшение амплитуды «стенок» в областях, прилегающих к выступам (рисунок 4.1 в), что может указывать на наличие поперечных перетоков жидкости. На осредненных по времени полях толщины пленки (рисунок 4.2 а) видно, что перераспределение жидкости в горизонтальном направлении действительно происходит. При таком представлении наблюдается формирование «струй» - средняя по времени толщина пленки

$$\langle h(x, z) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{i=N-1} h(x, z, t + i \Delta t) \quad (\text{где } N\Delta t = 1/F, N - \text{количество отсчетов на период})$$

нарастает вниз по течению в областях, по которым проходят центральные части выступов и «стенок», и убывает между ними [6, 75].

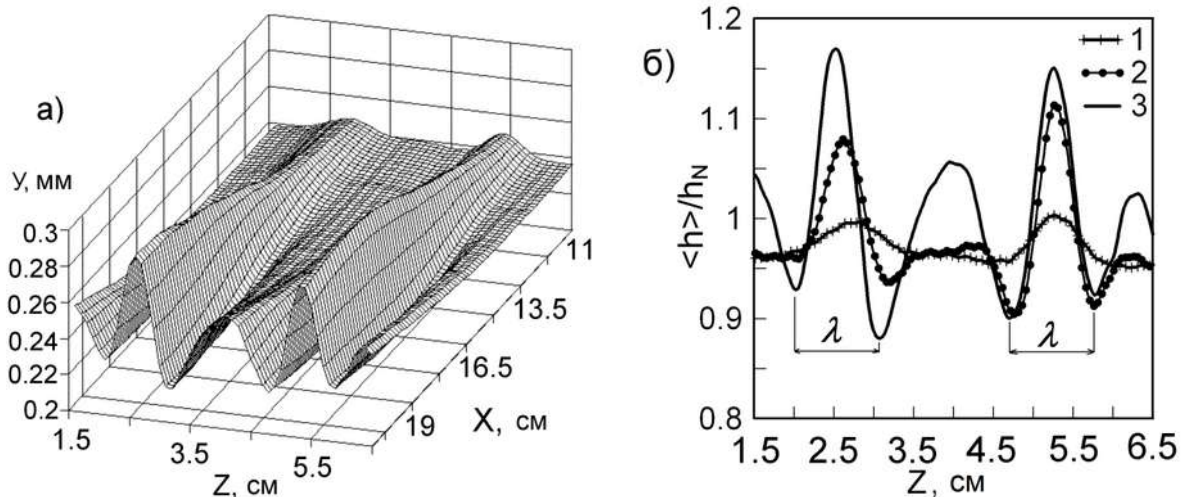


Рисунок 4.2 – Осредненная по времени форма поверхности пленки. а) – поле толщин $\langle h \rangle$ для случая течения, представленного на рисунке 4.1. б) – поперечные разрезы для а) на расстояниях 1 – 11 см, 2 – 16 см, 3 – 21,5 см от распределителя. Левые и правые границы такие же, как для областей 1 и 2 на рисунке 4.1 а)

Для исследованных режимов $\langle h \rangle$ может отличаться на 30% - 40% на расстояниях, сравнимых с поперечным размером «струй» λ (рисунок 4.2 б). Этот размер не зависит от F и Re

и составляет 10.5 ± 0.5 mm для воды и 13 ± 1 mm для ВГР2. Одновременно происходит и перераспределение средних по времени локальных удельных расходов $\langle q(x, z) \rangle$. Грубая оценка в предположении $\langle q(x, z) \rangle \sim \langle h(x, z) \rangle^3$ показывает, что $\langle q \rangle$ в максимуме «струи» может превосходить $\langle q \rangle$ на ее периферии в несколько раз.

При искусственном разрушении двумерных волн регулярной гребенкой трёхмерные структуры, так же состоящие из выступов и «стенок», образуются на начальном участке пленочного течения, при этом поперечные координаты центров выступов совпадают с положением игл, а осредненное по времени распределение жидкости всегда имеет струйный характер сразу за гребенкой.

Для Re , при которых наблюдается естественное формирование трёхмерной волновой картины, было исследовано влияние расстояния между иглами на формирующиеся трёхмерные волны. В этих экспериментах расстояние между соседними иглами L_n варьировалось в диапазоне от 0,5 до 5,5 см с шагом 0,5 см. Для воды при $L_n \leq 1,0$ см не было зарегистрировано влияния игл на формирование трёхмерной волновой картины, что совпадает с наблюдениями [83, 62, 63]. При $L_n \geq 1,5$ см влияние расстояния L_n на волновую картину приведено на рисунке 4.3 [75].

С увеличением расстояния между иглами L_n между соседними выступами формируется дополнительный выступ таким образом, что поперечное расстояние между формирующимися выступами λ_z не зависит от расстояния между иглами и лежит в диапазоне $1,1 < \lambda_z < 2,1$ см для воды. В случае ВГР2 дополнительные выступы формируются аналогично, а поперечное расстояние λ_z лежит в диапазоне от 1,5 до 2,5 см. Согласно уравнению 20 в [60], полученному в

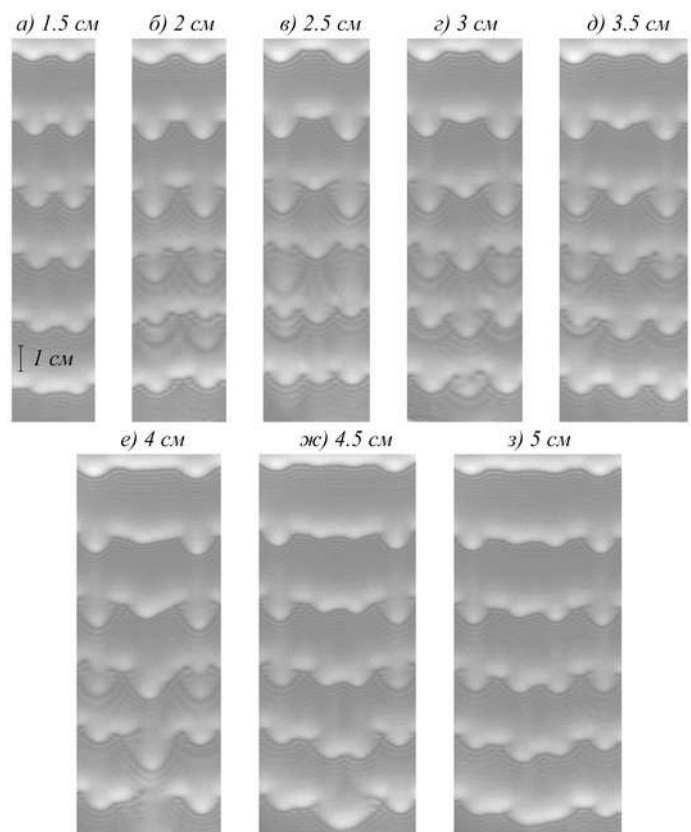


Рисунок 4.3 – Влияние расстояния между соседними иглами L_n на трёхмерную волновую картину. Рабочая жидкость – вода, $Re = 50$, $F = 17$ Гц. Крайний левый и крайний правый выступы сгенерированы воздействием соседних игл. Для каждого случая сверху указано расстояние между иглами L_n

асимптотическом приближении, для поперечных возмущений наиболее опасная длина волны и нейтральная длина волны составляют соответственно $\lambda_m \approx 1,9$ см и $\lambda_0 \approx 0,8$ см для воды и $\lambda_m \approx 2,3$ и $\lambda_0 \approx 1,0$ см для ВГР2. Таким образом, характерные поперечные размеры в формирующейся трёхмерной волновой картине не зависят от поперечных размеров начальных возмущений двумерных волн и лежат в узком диапазоне между значением чуть больше λ_m и величиной приблизительно в 1,5 раза превышающей λ_0 [75].

При малых Re , для которых не наблюдалось естественного перехода к трехмерным волновым режимам, в процессе последующей эволюции «стенки» постепенно догоняют выступы, а поперечные перегородки направлены в сторону выравнивания распределения жидкости по пластине – «струи» затухают вниз по течению (рисунок 4.4) [75].

Отдельно следует отметить случаи, когда «выступы» и «стенки» движутся с одинаковой скоростью, что приводит к неизменному с расстоянием перераспределению жидкости – формирующиеся струи не нарастают и не затухают (рисунок 4.5). Волновая картина при этом одинакова во всей области измерений [75].

При $30 < Re < 50$ для воды и $12 < Re < 25$ для ВГР2 последующая эволюция носит более сложный характер и, в

зависимости от F и Re , происходит по одному из двух сценариев (рисунок 4.6) [47, 75]. При низких частотах возбуждения выступы вначале убегают от стенок, при этом их скорость и амплитуда падают, после чего «стенки», движущиеся примерно с постоянной скоростью, начинают догонять выступы. По мере приближения «стенок» к выступам, амплитуда последних начинает восстанавливаться, в результате чего, в нижней части рабочего участка трехмерная волновая структура оказывается близкой по характеристикам к структуре на начальном участке течения. При высоких частотах возбуждения место между «стенок», покинутое убежавшим

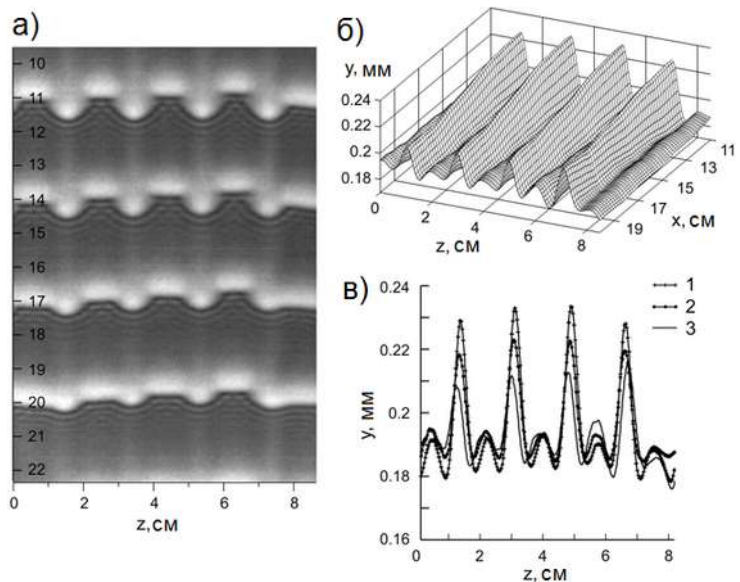


Рисунок 4.4 – Эволюция волновой картины на воде при $Re=30$, $L_n = 2$ см, $F = 13$ Гц. а) ЛИФ изображение, б) – $\langle h(x, z) \rangle_t$ в области измерений, в) поперечные y - z сечения для б) в верхней (линия 1), средней (2) и нижней (3) частях области измерений

выступом, заполняется другим выступом, приходящим сверху, при этом волновая структура в нижней части рабочего участка так же оказывается похожей на структуру на начальном участке. При $Re \geq 50$ для воды $Re \geq 25$ для ВГР2 для всех F наблюдается прохождение выступов через систему стенок. Еще раз следует отметить, что в случае больших Re при любом из сценариев эволюции,

волновая структура проходит через сложную перестройку с почти полным восстановлением начального состояния через несколько пространственных периодов [47, 75].

Независимо от сценария эволюции, на тех участках течения, где выступы убегают от «стенок», наблюдается преимущественное перераспределение жидкости в сторону выступов. Обратные перетоки, от выступов к стенкам, наблюдаются там, где стенки догоняют выступы или вновь приходящие выступы

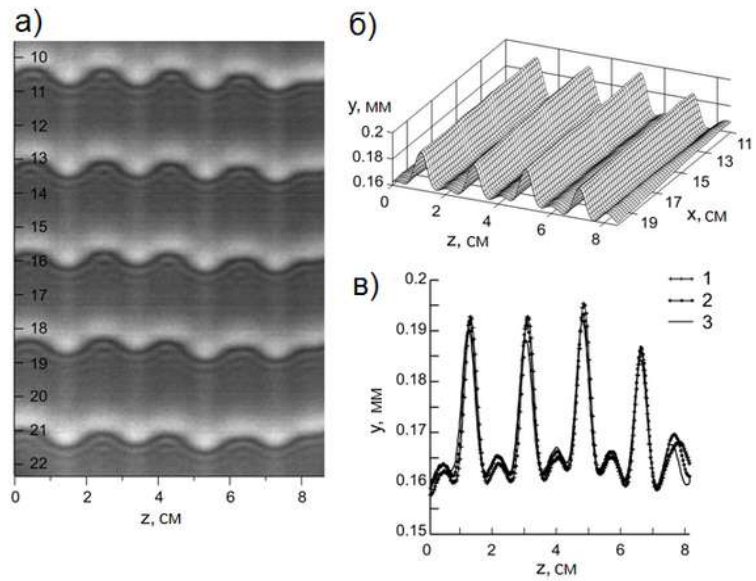


Рисунок 4.5 – Эволюция волновой картины для пленки воды при $Re = 19$, $L_n = 2$ см и $F = 11,5$ Гц. а) ЛИФ изображение, б) - $\langle h(x, z) \rangle_t$ в области измерений, в) поперечные y-z сечения для б) в верхней (линия 1), средней (2) и нижней (3) частях области измерений

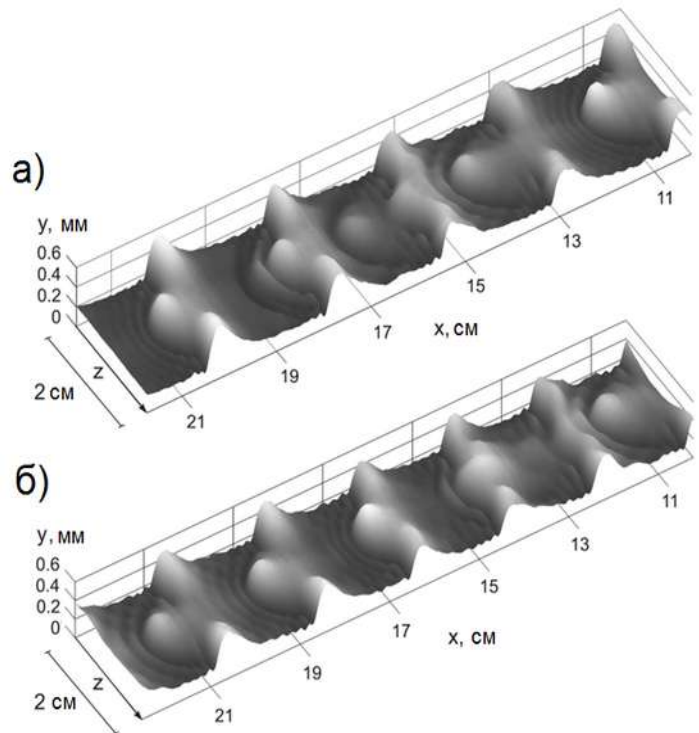


Рисунок 4.6 – Сценарии эволюции 3D волновой картины. Вода, $Re = 50$ и $L_n = 2$ см. а) $F = 17$ Гц, осциллирующий сценарий, б) $F = 20$ Гц, сценарий прохождения выступов

заполняют пространство между стенками. Как следствие, чаще всего наблюдается немонотонное развитие «струй» вниз по течению.

Для всех исследованных случаев форма наблюдавшихся трехмерных структур не является подковообразной [6, 75]. По своим характеристикам они больше похожи на удлинённые трехмерные волны, наблюдавшиеся в [46]. На рисунке 4.7 приведен фрагмент волновой картины для условий, близких к условиям расчета [64]. Полученная в эксперименте форма трехмерных структур

хорошо совпадает, в том числе и по ряду мелкомасштабных деталей топологии свободной поверхности пленки, с результатами расчета, приведенными на рис.18 в [64]. Следует отметить, что структуры, представленные на рисунке 4.7, быстро изменяются в процессе эволюции и в другие моменты времени их форма существенно отличается от расчетной, что, по всей видимости, связано с использованием в [64] периодических граничных условий по X .

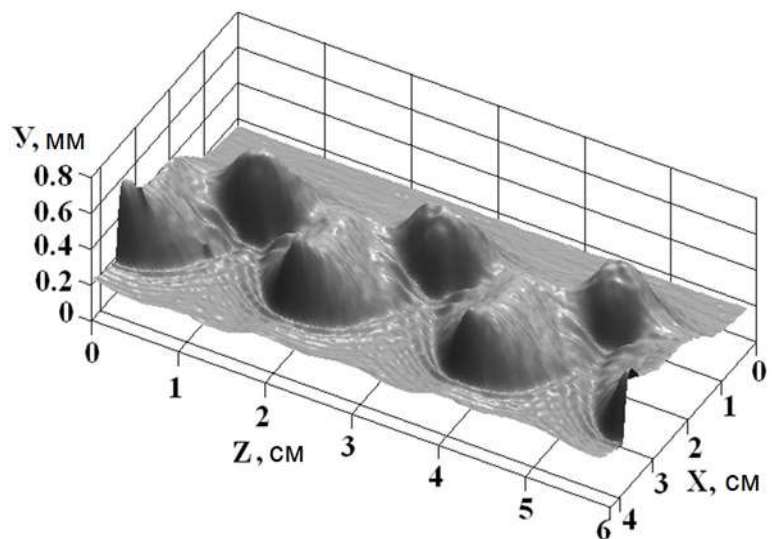


Рисунок 4.7 – Форма поверхности пленки при разрушении двумерных волн регулярной гребенкой с шагом 2 см. Вода, $Re = 65$, $F = 16$ Гц

Следует отметить, что явление поперечного перераспределения жидкости в процессе формирования трехмерных волновых структур при изотермическом течении пленок жидкости обнаружено впервые и имеет важное прикладное значение для объяснения влияния волн на тепломассообмен в технологических аппаратах, использующих пленочное течение. В частности, наличие такого перераспределения может объяснять ряд особенностей термокапиллярно-волнового режима течения неизотермических пленок жидкости [27].

4.1.3 Выводы по разделу 4.1

Экспериментально исследованы режимы перехода от регулярного двумерного к трёхмерному волновому режиму, как в случае естественной эволюции, так и в случае искусственного разрушения двумерных волн регулярной гребенкой из игл в диапазоне

$10 < Re < 70$. Образующиеся в процессе перехода трёхмерные волны отличаются от подковообразных волн: они имеют вытянутую в направлении течения форму с заполненным задним склоном. Обнаружено, что характерные размеры трёхмерных волн не зависят от размеров начальных возмущений и лежат в достаточно узком диапазоне значений. Впервые в процессе перехода от двумерного к трехмерному волновому режиму течения обнаружено образование струй, что свидетельствует о перераспределении жидкости в поперечном направлении. Эволюция таких струй в зависимости от начальных условий может иметь как монотонный (затухание, рост), так и немонотонный характер.

4.2 Формирование струй при больших длинах пробега пленки

4.2.1 Методика проведения экспериментов

Для более детального изучения формирования струй экспериментальное исследование эволюции плёночного течения проводилось на большом расстоянии от распределителя. Эксперименты проводились на экспериментальном стенде с длиной рабочего участка 140 см (некоторые детали установки описаны в разделе 2.1.3). Для регистрации волновой картины на всей области течения использовался метод теневой фотографии, детали реализации которого описаны в разделе 2.5. Этот метод был выбран, поскольку реализация ЛИФ метода на такой области затруднительна. Так, например, для реализации метода ЛИФ необходимо использовать более мощный лазер или камеру с повышенной светочувствительностью, чтобы переизлучённый флуорофором свет имел достаточную интенсивность для обеспечения приемлемого уровня разрешения по толщине и удовлетворительного соотношения сигнал-шум. Также для детального исследования структуры течения необходимо использовать камеру с большим пространственным разрешением. Помимо более высокой стоимости такого оборудования, использование более мощного лазера связано с повышенной опасностью и, соответственно, более высокими требованиями к установке, помещению и персоналу.

Частота съёмки составляла от 100 до 500 кадров в секунду. Такая частота позволяет детально проследить динамику волновых процессов в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса $5 < Re < 100$. В качестве рабочих жидкостей использовались вода, ВГР1 и ВГР4 (свойства представлены в таблице 2.1). В данном разделе, в отличие от предыдущего, рассматриваются только случаи естественного формирования трёхмерных волн (без искусственно вносимых локальных возмущений поверхности гребёнкой из игл) как при естественной эволюции волн, так и при возбуждении двумерных волн модуляцией расхода

жидкости. В последнем случае возбуждение двумерных волн проводилось путем модуляции расхода в диапазоне частот $6 \leq F \leq 20$ Гц, поскольку именно в этом диапазоне наиболее сильно проявляется влияние модуляции на волновые процессы, что приводит к формированию регулярных двумерных волн на начальном участке течения.

4.2.2 Результаты

Исследование волновых полей на больших расстояниях от распределителя позволило обобщить основные закономерности волновой эволюции. Так, например, в исследованном диапазоне параметров в зависимости от Re наблюдаются три сценария волновой эволюции. Первый сценарий реализуется при низких значениях $Re < Re_1$, в котором перехода от двумерного к трёхмерному волновому режиму не наблюдается на всём протяжении области измерений (140 см) (рисунок 4.8 а) и б)) и волны остаются близкими по форме к двумерным (характерные поперечные размеры волн намного больше их продольных размеров). Более того, наблюдается небольшое уменьшение амплитуды волн к концу рабочего участка. Для различных жидкостей значение Re_1 располагается в диапазоне $5 < Re_1 < 15$. Более точное определение этого и последующих граничных значений Re вряд ли возможно, поскольку волновая картина поверхности в этом диапазоне чисел Рейнольдса существенно зависит от начальных условий [3, 12, 67].

При превышении порогового значения Re_1 на поверхности плёнки наблюдается переход от двумерного (2D) к трёхмерному (3D) волновому движению, при котором исходно двумерные волны (как естественные, так и возбужденные) распадаются на трёхмерные, характерные продольные и поперечные размеры которых составляют 1 — 2 см. В интервале $Re_1 < Re < Re_2$, где для всех жидкостей $40 < Re_2 < 60$, реализуется второй сценарий эволюции с формированием хорошо различимых струй [3, 67]. Характерной особенностью течения в этом интервале Re является заметное различие в этапах волновой эволюции естественно возникающих и принудительно возбуждаемых волн (рисунок 4.8 в) и г)) [8, 9, 12]. При этом основные характеристики сходны: трёхмерные волны имеют одинаковую форму и движутся преимущественно по формирующимся струям, образуя цепочки, а волновое движение между струями подавлено. При этом расстояние между струями сравнимо с размерами трёхмерных волн [49, 67].

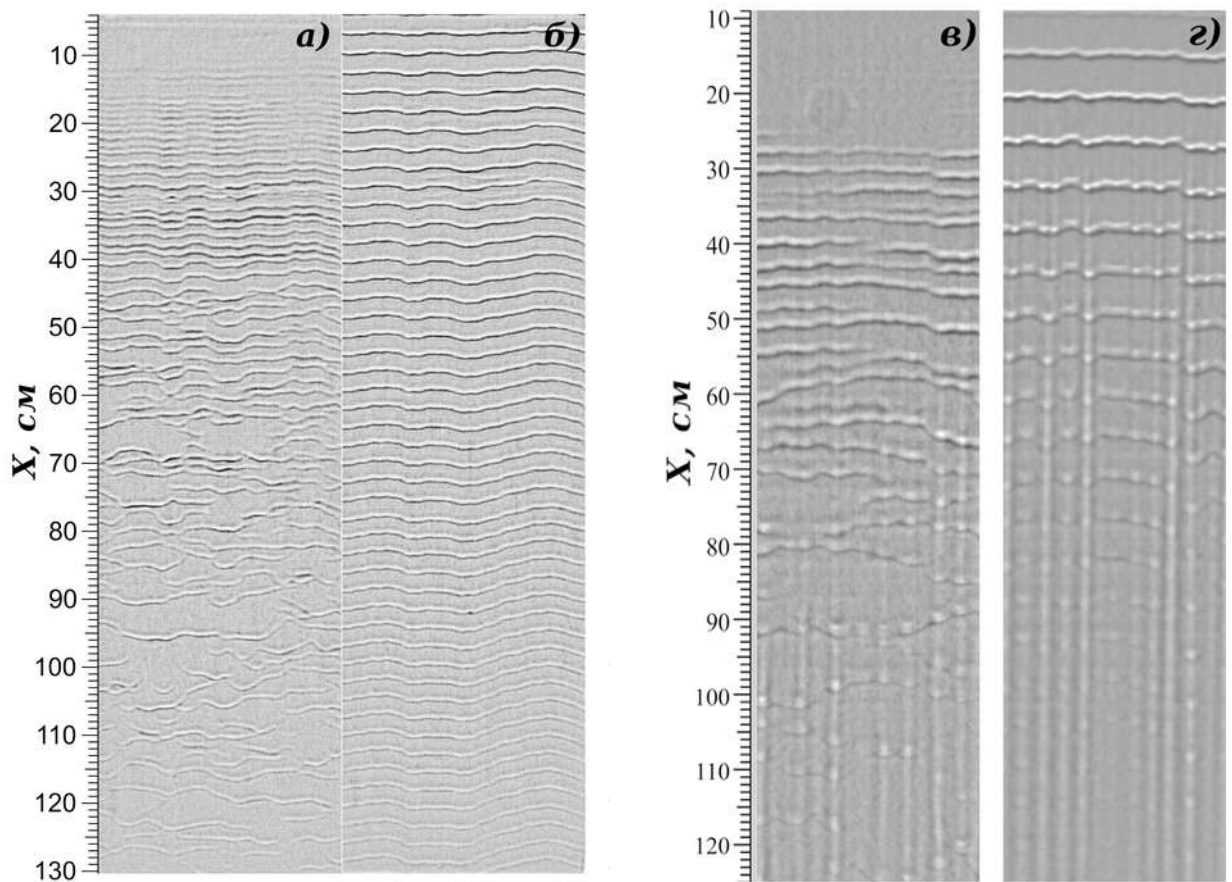


Рисунок 4.8 – Теневые изображения течения на больших расстояниях от распределителя. а) и б) $Re = 5,6$, вода: а) без возбуждения, б) $F = 7$ Гц. в) и г) ВГР4, $Re = 25$: в) без возбуждения, г) $F = 8$ Гц

Последовательность эволюции при реализации этого сценария выглядит следующим образом: в процессе разрушения двумерной волны позади трёхмерной волны образуется след в виде дорожки с повышенной толщиной пленки. Этот след приводит к возмущению последующей двумерной волны, из-за этого происходит формирование 3D волны именно в этом месте. Таким образом формируются цепочки трёхмерных волн и струй, по которым они движутся. В ходе дальнейшей эволюции может наблюдаться (в зависимости от режимов течения) небольшое перемещение струй в поперечном направлении, что при некоторых условиях приводит к слиянию струй с формированием более интенсивной струи [3, 67].

Основные отличия между случаями естественной эволюции и эволюции возбужденных двумерных волн заключаются в том, что в последнем случае положение струй более стабильно в поперечном направлении и переход от двумерного к трёхмерному волновому движению, и, соответственно, формирование струй начинается раньше (рисунок 4.8 в) и г)) [3, 67].

При повышении Re область 2D-3D перехода укорачивается, оставаясь при этом в верхней части течения. И при превышении порогового значения $Re > Re_2$ реализуется третий

сценарий эволюции, характеризующийся быстрым формированием трёхмерных волн после непродолжительной эволюции в верхней части течения (рисунок 4.9). Причем волновые картины течения при возбуждении двумерных волн (рисунок 4.9 б)) и в случае эволюции естественных волн (рисунок 4.9 а)) почти полностью совпадают. Различия наблюдаются только в верхней части течения, тогда как после области 2D-3D перехода волновые картины идентичны [3, 12, 67].

В этом режиме течения положение струй в поперечном направлении становится менее стабильным во времени – наблюдается перемещение струй со слияниями и распадами. При возбуждении двумерных волн регулярность положения струй сохраняется на большем расстоянии, однако, и в этом случае хаотические поперечные перемещения струй приводят к

тому, что струи становятся незаметны или слабо выражены. Таким образом этот сценарий эволюции характеризуется тем, что после непродолжительной эволюции волновая картина не зависит от начальных условий течения [3, 12, 67].

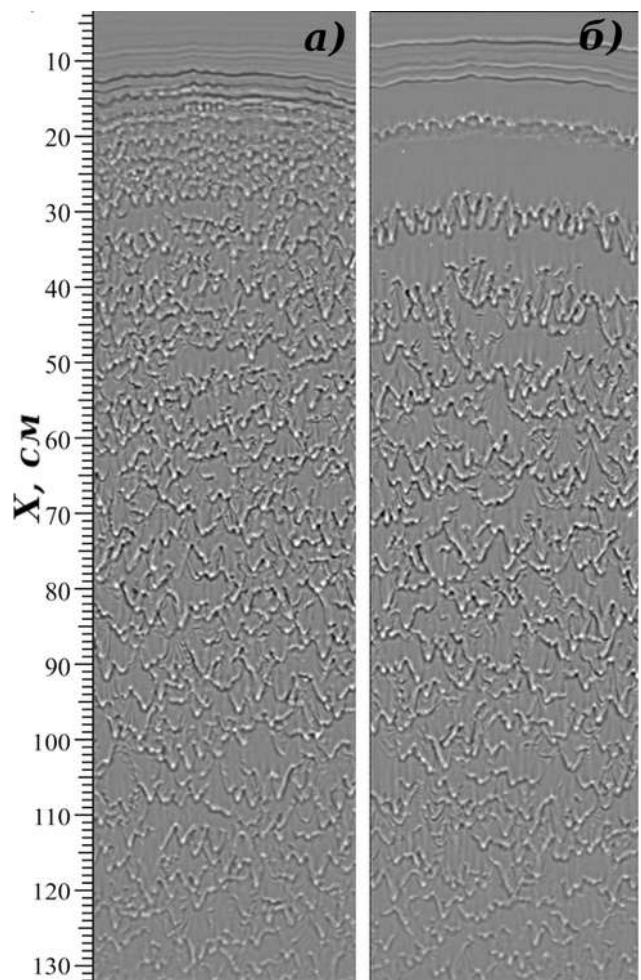


Рисунок 4.9 – Теневые изображения течения воды при $Re = 91$. а) без возбуждения, б) $F = 8$ Гц

4.2.3 Выводы по разделу 4.2

Исследование волновой картины на больших расстояниях (до 140 см) от распределителя позволило обобщить основные закономерности волновой эволюции при переходе от двумерного к трёхмерному волновому движению в диапазоне $5 < Re < 100$. Выделено три сценария эволюции. Первый сценарий, наблюдаемый при $Re < Re_1$, где $5 < Re_1 < 15$ для всех исследованных жидкостей, характеризуется отсутствием 2D-3D перехода. При превышении порогового значения Re_1 на поверхности плёнки наблюдается 2D-3D переход, при котором исходно двумерные волны (как естественные, так и возбужденные) распадаются на трёхмерные

с характерными продольными и поперечными размерами 1 — 2 см. В интервале $Re_1 < Re < Re_2$, где для всех жидкостей $40 < Re_2 < 60$, наблюдается второй сценарий эволюции с формированием хорошо различимых струй. Волновая картина течения для случаев эволюции естественных и возбужденных волн в данном сценарии имеет заметные различия. При превышении порогового значения $Re > Re_2$ наблюдается третий сценарий эволюции, характеризующийся быстрым формированием трёхмерных волн после непродолжительной эволюции в верхней части течения. В этом случае струи становятся менее выраженными, а волновая картина в нижней части течения практически не чувствительна к начальным условиям.

4.3 Выводы по главе 4

Экспериментально исследованы режимы перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению на вертикально стекающих плёнках жидкости в диапазоне $5 < Re < 100$.

Формирование струй в процессе 2D-3D перехода детально исследовано в начальной части течения для случаев как естественного, так и искусственного (регулярной гребенкой из игл) разрушения возбужденных двумерных волн. Образующиеся в процессе перехода трёхмерные волны отличаются от подковообразных волн: они имеют вытянутую в направлении течения форму с заполненным задним склоном. Обнаружено, что характерные размеры трёхмерных волн не зависят от размеров начальных возмущений и лежат в достаточно узком диапазоне значений.

Исследование волновой картины на больших расстояниях (до 140 см) от распределителя позволило обобщить основные закономерности волновой эволюции при переходе от двумерного к трёхмерному волновому движению и выделить три сценария эволюции. Первый сценарий, наблюдаемый при $Re < Re_1$, где $5 < Re_1 < 15$ для всех исследованных жидкостей, характеризуется отсутствием 2D-3D перехода. В интервале $Re_1 < Re < Re_2$, где для всех жидкостей $40 < Re_2 < 60$, наблюдается второй сценарий эволюции с формированием хорошо различимых струй. Волновая картина течения для случаев эволюции естественных и возбужденных волн в данном сценарии имеет заметные различия. При превышении порогового значения $Re > Re_2$ наблюдается третий сценарий эволюции, характеризующийся быстрым формированием трёхмерных волн после непродолжительной эволюции в верхней части течения. В этом случае струи становятся менее выраженными, а волновая картина в нижней части течения практически не чувствительна к начальным условиям.

Заключение

Основными результатами работы являются:

1. Проведено экспериментальное исследование особенностей эволюции уединённых (возбуждаемых точечным источником) трёхмерных волн на вертикально стекающей плёнке в диапазоне $1 < Re < 40$. Для жидкостей с различными физическими свойствами экспериментально исследована эволюция начального возмущения в области безволнового течения пленки. Для всех жидкостей зарегистрированы два сценария эволюции: формирование цуга волн и эволюция в виде уединённой волны. Расчеты с использованием модели Капицы-Шкадова хорошо согласуются с экспериментальными данными по эволюции таких волн. Экспериментально зарегистрированы стационарные трёхмерные волны, характеристики которых хорошо согласуются с результатами расчетов по модели Капицы-Шкадова. Отклонение измеренных характеристик (с расслоением в зависимости от свойств жидкости) от теоретических наблюдается при значениях модифицированного числа Рейнольдса $\delta > 0,06$. Причем основные закономерности изменения характеристик (включая форму волн) согласуются с результатами моделирования. Таким образом, область применимости существующих теоретических моделей для описания стационарных трёхмерных волн, по-видимому, ограничена значениями $\delta < 0,1$.
2. Проведенное экспериментальное исследование особенностей взаимодействия трёхмерных волн с регулярными двумерными показало наличие стабильных режимов взаимодействия трёхмерных подковообразных волн с высокочастотными двумерными. Характеристики трёхмерных волн в таких режимах хорошо обобщаются в безразмерных координатах, предложенных для описания характеристик стационарных трёхмерных волн на гладкой плёнке. При этом средние значения амплитуды трёхмерных волн в стабильных режимах взаимодействия оказываются существенно ниже значений амплитуды стационарных волн на гладкой плёнке.
3. Экспериментально исследованы режимы перехода от двумерного к трёхмерному волновому движению на вертикально стекающих плёнках жидкости в диапазоне $5 < Re < 100$. Образующиеся в процессе перехода трёхмерные волны отличаются от подковообразных волн: они имеют вытянутую в направлении течения форму с заполненным задним склоном, а их характерные размеры не зависят от размеров начальных возмущений и лежат в достаточно узком диапазоне значений. Впервые в процессе перехода от двумерного к трёхмерному волновому режиму течения

обнаружено образование струй, что свидетельствует о перераспределении жидкости в поперечном направлении.

4. Исследование волновых полей на больших расстояниях (до 140 см) от распределителя позволило установить основные закономерности волновой эволюции при переходе от двумерного к трёхмерному волновому движению и выделить три сценария эволюции. Первый сценарий, наблюдаемый при $Re < Re_1$, характеризуется отсутствием 2D-3D перехода. В интервале $Re_1 < Re < Re_2$, где для всех жидкостей $5 < Re_1 < 15$ и $40 < Re_2 < 60$, наблюдается второй сценарий эволюции с формированием хорошо различимых струй. Волновая картина течения в этом случае зависит от начальных условий. При превышении порогового значения $Re > Re_2$ наблюдается третий сценарий эволюции, характеризующийся быстрым формированием трёхмерных волн после непродолжительной эволюции в верхней части течения. В этом случае струи становятся менее выраженными, а волновая картина в нижней части течения практически не чувствительна к начальным условиям.

Список публикаций по теме диссертации

1. Kharlamov S., Guzanov V., Crey D. On applicability of LIF method for field measurement of local thickness of liquid films// Book of abstracts of The International Topical Team Workshop Two-phase Systems for Ground and Space Applications. – Brussels, Belgium, 19-21 September, 2006. – P.100-101.
2. Гузанов В.В. Экспериментальное исследование трёхмерных волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости// Сборник тезисов докладов IX Всероссийской школы-конференции молодых учёных «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики». – Россия, Новосибирск, 17 – 20 октября 2006. – С. 34.
3. (БАК) Гузанов В.В., Харламов С.М. Экспериментальное исследование эволюции трёхмерных волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости// Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2007. – Т. 2. – вып. 3. – С. 3-7.
4. Гузанов В.В. Экспериментальное исследование эволюции трёхмерных волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости// Материалы XLV Международной Научной Студенческой Конференции «Студент и научно-технический прогресс». – Россия, Новосибирск, 10 – 12 апреля, 2007. – С. 22 – 23.
5. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Evolution of solitary three-dimensional waves on vertically falling liquid films// Book of abstracts of the 6th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2007. – Leipzig, Germany, July 9 – 13, 2007. – P. 331.
6. Гузанов В.В.. Экспериментальное исследование эволюции трёхмерных уединённых волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости// Тезисы докладов X Всероссийской школы-конференции молодых учёных «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», Новосибирск, 18 – 21 ноября, 2008, – С.48 – 49.
7. Alekseenko S., Antipin V., Guzanov V., Kharlamov S., Markovich D. Evolution of solitary one-humped three-dimensional waves on vertically falling liquid films// Тезисы докладов VI Минского международного форума по тепло- и массообмену, Минск, Беларусь, 19 - 23 мая, 2008. – Т.2. – С. 5-6.
8. Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. 3-D waves on liquid films and rivulets flowing down vertical plate// Proceedings of XXII International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, ICTAM-2008. – Adelaide, Australia, 25 - 29 August, 2008. – № 12145. – ISBN 978-09805142-1-6

9. Guzanov V.V., Alekseenko S.V., Kharlamov S.M. and Markovich D. M. Solitary 3-D waves on free falling liquid films// Abstracts of EFMC7 – EUROMECH Fluid Mechanics Conference 7. – Manchester, United Kingdom, 14 – 18 September 2008. – P. 131.
10. (БАК) Чиннов Е.А., Гузанов В.В., Кабов О.А. Неустойчивость двухфазного течения в прямоугольном микроканале// Письма в журнал технической физики. – 2009. – Т. 35. – №. 14. – С. 32-39.
11. (БАК) Chinnov E.A., Guzanov V.V., Cheverda V., Markovich D.M., Kabov O.A. Regimes of two-phase flow in short rectangular channel// Microgravity Science and Technology. – 2009. – Т. 21. – №. 1. – С. 199-205.
12. Alekseenko S., Antipin V., Guzanov V., Kharlamov S., Markovich D. Experimental study of solitary 3D waves on vertically falling liquid films// Proceedings of 5th International Berlin Workshop (IBW5) on transport Phenomena with Moving Boundaries. – Berlin, Germany, 8 – 9 October 2009. – P. 201 – 209.
13. Гузанов В.В., Квон А.З. Взаимодействие трехмерных и двумерных волн при пленочном течении жидкости// Материалы XLVIII Международной Научной Студенческой Конференции «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, Россия, 10 – 14 апреля 2010, – С. 38.
14. Гузанов В.В., Квон А.З., Харламов С.М. Экспериментальное исследование взаимодействия трехмерных и двумерных волн при пленочном течении жидкости// Доклады Всероссийской молодежной конференции «Устойчивость и турбулентность течений гомогенных и гетерогенных жидкостей». Вып. XII, Новосибирск, Россия, 21 – 23 апреля 2010, – С. 107 – 110.
15. Alekseenko S., Antipin V., Guzanov V., Kharlamov S., Kvon A., Markovich D. Experimental study of interaction between three-dimensional and two-dimensional waves on the falling liquid films// Proceedings of 14th Workshop on Transport Phenomena in Two-Phase Flow. – Bansko, Bulgaria, July 21 – 26, 2010. – P. 61 – 64.
16. (БАК) Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Характеристики уединенных трехмерных волн на вертикально стекающих пленках жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – №. 22. – С. 1-8.
17. Alekseenko S.V., Guzanov V.V., Kharlamov S.M. and Markovich D.M. Interaction Between Three-dimensional and Two-dimensional Waves on Falling Liquid Films// Electronic abstracts of Fourth International Symposium “Bifurcations and Instabilities in Fluid Dynamics”, BIFD 2011. – Barcelona, Spain, 18 – 21 July 2011.

18. (ВАК) Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. О взаимодействии трехмерных и двумерных волн на вертикально стекающих пленках жидкости// Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 441. – №. 5. – С. 616-620.
19. Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Экспериментальное исследование перехода от регулярного двумерного к трёхмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости// Сборник докладов IV Всероссийской конференции «Фундаментальные основы МЭМС- и нанотехнологий». – Новосибирск, Россия, 6 – 8 июня, 2012г. – С. 21 – 23.
20. Alekseenko S.V., Guzanov V.V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. Typical peculiarities of transition from regular two-dimensional to three-dimensional wave motion on vertically falling liquid films// Proceedings of VI-th International Conference “Solitons, Collapses and Turbulence: Achievements, Developments and Perspectives”. – Novosibirsk, Russia, 4 – 8 June, 2012. – P. 75 – 76.
21. Alekseenko S.V., Guzanov V.V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. Regularities of transition from regular two-dimensional to three-dimensional wave motion on vertically falling liquid films// Electronic book of abstracts of 9th European Fluid Mechanics Conference. – Italy, Rome, September 9 – 13, 2012.
22. (ВАК) Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Особенности перехода от регулярного двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2012. – Т. 38. – №. 16. – С. 16-24.
23. (ВАК) Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Экспериментальное исследование особенностей эволюции уединенных трехмерных волн на поверхности нагреваемой пленки жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2014. – Т. 40. – №. 6. – С. 19-27.
24. (ВАК) Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению// Письма в Журнал технической физики. – 2014. – Т. 40. – №. 22. – С. 97-104.
25. (ВАК) Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Кабов О.А. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале// Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52. – №. 5. – С. 710-717.
26. (ВАК) Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М.

- Формирование струй при волновом течении изотермических пленок жидкости// Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – Т. 6. – №. 2015_1 (16). – С. 139-142.
27. (БАК) Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Статистические характеристики волн на поверхности стекающей пленки жидкости // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – Т. 6. – №. 2015_1 (16). – С. 232-235.
28. (БАК) Kharlamov S.M., Guzanov V.V., Bobylev A.V., Alekseenko S.V., Markovich D.M. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates// Physics of Fluids (1994-present). – 2015. – Т. 27. – №. 11. – С. 114106.
29. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Исследование трехмерных волновых режимов пленочного течения оптическими методами// Электронный сборник трудов 13-ой международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков». – Москва, Россия, 29 июня – 3 июля 2015г.
30. Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Об особенностях развития трехмерных волновых режимов пленочного течения по вертикальной пластине// Электронный сборник трудов Всероссийской конференции "XXXII Сибирский теплофизический семинар". – Новосибирск, Россия, 19 – 20 ноября, 2015г.
31. Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., Kvon A.Z. and Markovich D.M. Rivulets formation on a falling liquid film// Proceedings of the Eight International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer. – Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, 15-18 September, 2015, – P. 653 – 656.
32. (БАК) Гузанов, В.В., Бобылев А.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Особенности установления трехмерных волновых режимов в вертикально стекающей пленке жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. – № 5. – С. 24-31.
33. (БАК) Bobylev A., Guzanov V., Kvon A., Kharlamov S. Characteristics of film flow during transition to three-dimensional wave regimes// Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754, – N. 3. – P. 032003.
34. (БАК) Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., Guzanov V., Kharlamov S.,

- Markovich D. 3D instability of liquid films and rivulets// MATEC Web of Conferences. – 2016. – Vol. 84, – N. 00002.
35. Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Харламов С.М., Маркович Д.М. Характеристики пленочного течения при переходе к трехмерным волновым режимам// Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика». – Ялта, 19 – 25 сентября, 2016. – С. 15.
 36. Kvon A., Bobylev A., Guzanov V., Kharlamov S., Markovich D. Three-dimensional wave regimes on vertically falling liquid films: Downstream evolution of statistical characteristics// Proc. of the 11th European Fluid Mechanics Conference, EFMC11. – Seville, Spain, September 12 – 16 2016. – P. 0319.
 37. Kvon A., Bobylev A., Guzanov V., Kharlamov S., Markovich D. Statistical characteristics of 3D waves & stationary 3D wave regimes for falling liquid films// Proc. of the 24nd Int. Congress of Theoretical and Applied Mechanics. – Montreal, Canada, August 21 – 26, 2016. – P. 1072-1073. ISBN: NR16-127/2016E-EPUB.
 38. Guzanov V., Bobylev A., Kvon A., Markovich D., Alekseenko S., Kharlamov S. Rivulet formation during transition to 3D wave regime in isothermal liquid film// Proc. of the 24nd Int. Congress of Theoretical and Applied Mechanics. – Montreal, Canada, August 21 – 26, 2016. – P. 1070-1071. ISBN: NR16-127/2016E-EPUB.
 39. Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., Guzanov V.V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. 3D instability of liquid films and rivulets// Proc. of the Int. Symposium and School of Young Scientists “Interfacial Phenomena and Heat Transfer”. – Novosibirsk, Russia, March 2 – 4, 2016. – P. 97 – 98.
 40. Alekseenko S.V., Kharlamov S.M., Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kvon A.Z. Characterisation of 3-D wave flow regimes on falling liquid films // Proc. of the 9th World Conf. on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. – Iguazu Falls, Brazil, 2017. – P. OC001 6.
 41. (BAK) Guzanov V.V., Bobylev A.V., Heinz O.M., Kharlamov S.M., Kvon A.Z., Markovich D.M. Characterization of 3-D wave flow regimes on falling liquid films// International Journal of Multiphase Flow. – 2018. – T. 99. – C. 474-484.
 42. (BAK) Heinz O.M., Arkhipov D.G., Vozhakov I.S., Guzanov V.V.. Evolution of three-dimensional waves on vertically falling liquid films. Comparison between calculations and experiment// Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2018. – T. 1128. – №. 1. – C. 012010.

Список литературы

- 1 Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. – Наука, 1992.
- 2 Алексеенко С.В., Антипин В.А., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Стационарные уединенные трехмерные волны на вертикально стекающей пленке жидкости// Доклады Академии наук. – 2005. – Т. 405. – №. 2. – С. 193-195.
- 3 Алексеенко С.В., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению// Письма в Журнал технической физики. – 2014. – Т. 40. – №. 22. – С. 97-104.
- 4 Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Характеристики уединенных трехмерных волн на вертикально стекающих пленках жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – №. 22. – С. 1-8.
- 5 Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. О взаимодействии трехмерных и двумерных волн на вертикально стекающих пленках жидкости// Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 441. – №. 5. – С. 616-620.
- 6 Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Особенности перехода от регулярного двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2012. – Т. 38. – №. 16. – С. 16-24.
- 7 Алексеенко С.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Харламов С.М. Экспериментальное исследование особенностей эволюции уединенных трехмерных волн на поверхности нагреваемой пленки жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2014. – Т. 40. – №. 6. – С. 19-27.
- 8 Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Формирование струй при волновом течении изотермических пленок жидкости// Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – Т. 6. – №. 2015_1 (16). – С. 139-142.
- 9 Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Статистические характеристики волн на поверхности стекающей пленки жидкости // Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. – 2015. – Т. 6. – №. 2015_1 (16). – С. 232-235.
- 10 Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М. Теплообмен в жидкостных пленках// Киев: Техника. –

1972.

- 11 Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости// Вильнюс: Мокслас. – 1988.
- 12 Гузанов, В.В., Бобылев А.В., Квон А.З., Маркович Д.М., Харламов С.М. Особенности установления трехмерных волновых режимов в вертикально стекающей пленке жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. - № 5. - С. 24-31. DOI: 10.1134/S1063785016030068.
- 13 Гузанов В.В., Харламов С.М. Экспериментальное исследование эволюции трёхмерных волн на поверхности вертикально стекающих плёнок жидкости// Вестник НГУ. Серия: Физика. – 2007. – Т. 2. – вып. 3. – С. 3-7.
- 14 Демёхин Е.А., Калайдин Е.Н., Шапарь С.М., Шелистов В.С. Устойчивость трехмерных солитонов в вертикально стекающих пленках жидкости// Доклады Академии наук. – 2007. – Т. 413. – №. 2. – С. 193-197.
- 15 Демехин Е.А., Шапарь С.М., Калайдин Е.Н. Трехмерные нестационарные процессы в вертикально стекающей пленке вязкой жидкости// Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15. – №. 3.
- 16 Демехин Е.А., Калайдин Е.Н., Шапарь С.М., Шелистов В.С. К теории трёхмерных многогорбых солитонов в активно-диссипативных средах// Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 2009. – №. 2. – С. 186-192.
- 17 Зайцев Д.В., Чиннов Е.А., Кабов О.А., Марчук И.В. Экспериментальное исследование волнового течения пленки жидкости по нагреваемой поверхности// Письма в Журнал технической физики. – 2004. – Т. 30. – №. 6. – С. 31.
- 18 Калайдин Е.Н., Власкин С.Ю., Демехин Е.А., Каллиадасис С. Об устойчивости двумерных солитонов и двумерно-трехмерном переходе в стекающем вязком слое// Доклады Академии наук. – 2005. – Т. 405. – №. 6. – С. 765-767.
- 19 Калайдин Е.Н., Власкин С.Ю., Демехин Е.А., Каллиадасис С. О трехмерных солитонах в стекающей пленке жидкости// Доклады Академии наук. – 2006. – Т. 406. – №. 1. – С. 44-46.
- 20 Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. I Свободное течение// ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – №. 1. – С. 3 – 18.
- 21 Капица П.Л. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. II Течение в соприкосновении с потоком газа и теплопередача// ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – №. 1. – С. 19-28.

- 22 Капица П.П., Капица С.П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости// Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1949. – Т. 19. – №. 2. – С. 105-120.
- 23 Лакович Д. Основы флуоресцентной спектроскопии. – Мир, 1986.
- 24 Паркер С. Фотолюминесценция растворов: Пер. с англ. – мир, 1972.
- 25 Петвиашвили В.И., Цвелодуб О.Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости// Доклады Академии наук. – 1978. – Т. 238. – №. 6. – С. 1321-1323.
- 26 Чиннов Е.А. Деформация подковообразных волн при нагреве пленки жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2008. – Т. 34. – №. 14. – С. 40-47.
- 27 Чиннов Е.А. Термокапиллярные эффекты в нагреваемой пленке жидкости при высоких числах Рейнольдса// Письма в Журнал технической физики. – 2008. – Т. 34. – №. 19. – С. 27-33.
- 28 Чиннов Е.А. Влияние условий волнообразования на формирование струйного течения в нагреваемых пленках жидкости// Теплофизика и аэромеханика. – 2009. – Т. 16. – №. 1. – С. 69.
- 29 Чиннов Е.А. Нестационарное воздействие искусственных возмущений на нагреваемую пленку жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2009. – Т. 35. – №. 1. – С. 83-89.
- 30 Чиннов Е.А. Взаимодействие капель с нагреваемой пленкой жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – №. 6. – С. 22-29.
- 31 Чиннов Е.А., Абдуракипов С.С. Амплитуды трехмерных волн в неизотермической пленке жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39. – №. 5. – С. 41-47.
- 32 Чиннов Е.А., Гузанов В.В., Кабов О.А. Неустойчивость двухфазного течения в прямоугольном микроканале// Письма в журнал технической физики. – 2009. – Т. 35. – №. 14. – С. 32-39.
- 33 Чиннов Е.А., Жуковская О.В. Влияние искусственных возмущений на формирование структур в неизотермической пленке жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2006. – Т. 32. – №. 9. – С. 87.
- 34 Чиннов Е.А., Кабов О.А. Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости// Прикладная механика и техническая физика. – 2003. – Т. 44. – №. 5. – С. 128-137.
- 35 Чиннов Е.А., Назаров А.Д., Кабов О.А. и Серов А.Ф. Измерение волновых характеристик неизотермической пленки жидкости емкостным методом// Теплофизика и

- аэромеханика. – 2004. – Т. 11. – №. 3. – С. 441-447.
- 36 Чиннов Е.А., Харламов С.М., Назаров А.Д., Соколов Е.Э., Маркович Д.М., Серов А.Ф., Кабов О.А. Комплексное измерение волновых характеристик нагреваемой пленки жидкости емкостным и флуоресцентным методами// Теплофизика высоких температур. – 2008. – Т. 46. – №. 5. – С. 709-716.
 - 37 Чиннов Е.А., Назаров А.Д., Сапрыкина А.В., Жуковская О.В., Серов А.Ф. Волновые характеристики неизотермической пленки жидкости при формировании струй на ее поверхности// Теплофизика высоких температур. – 2007. – Т. 45. – №. 5. – С. 725-732.
 - 38 Чиннов Е.А., Роньшин Ф.В., Гузанов В.В., Маркович Д.М., Кабов О.А. Двухфазное течение в горизонтальном прямоугольном микроканале// Теплофизика высоких температур. – 2014. – Т. 52. – №. 5. – С. 710-717.
 - 39 Чиннов Е.А., Шатский Е.Н. Воздействие термокапиллярных возмущений на волновое движение нагреваемой пленки жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – №. 2. – С. 7-16.
 - 40 Чиннов Е.А., Шатский Е.Н., Кабов О.А. Эволюция температурного поля на фронте трехмерной волны в нагреваемой пленке жидкости// Теплофизика высоких температур. – 2012. – Т. 50. – №. 1. – С. 104-111.
 - 41 Чиннов Е.А., Шатский Е.Н. Распад крупных естественно образующихся волн в нагреваемой пленке жидкости// Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42. – №. 19. – С. 46-54.
 - 42 Шатский Е.Н., Чиннов Е.А. Синхронное измерение полей толщин и температур в стекающей нагреваемой пленке жидкости// Теплофизика высоких температур. – 2016. – Т. 54. – №. 6. – С. 965-968.
 - 43 Шкадов В.Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести// Изв. АН СССР. МЖГ. – 1967. – Т. 1. – С. 29-34.
 - 44 Шкадов В.Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости// Изв. АН СССР. МЖГ. – 1977. – №. 1. – С. 63-66.
 - 45 Шкадов В.Я., Демехин Е.А. Волновые движения пленок жидкости на вертикальной поверхности (теория для истолкования экспериментов)// Успехи механики. – 2006. – Т. 4. – №. 2. – С. 3-65.
 - 46 Adomeit P., Renz U. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films// Int. J. Multiphase Flow. – 2000. – Vol. 26 – P.1183 – 1208.
 - 47 Alekseenko S.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., Guzanov V., Kharlamov S., Markovich D.

- 3D instability of liquid films and rivulets// MATEC Web of Conferences. - 2016. - Vol. 84, - N. 00002. DOI:10.1051/matecconf/20168400002.
- 48 Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V.V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers// Physics of Fluids. – 2005. – T. 17. – №. 12. – C. 121704.
 - 49 Bobylev A., Guzanov V., Kvon A., Kharlamov S. Characteristics of film flow during transition to three-dimensional wave regimes// Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754, – N. 3. – P. 032003. DOI:10.1088/1742-6596/754/3/032003.
 - 50 Chang H. C., Demekhin E. A. Complex wave dynamics on thin films. – Elsevier, 2002.
 - 51 Charogiannis A., Markides C.N. Spatiotemporally resolved heat transfer measurements in falling liquid-films by simultaneous application of planar laser-induced fluorescence (PLIF), particle tracking velocimetry (PTV) and infrared (IR) thermography //Experimental Thermal and Fluid Science. – 2019. – T. 107. – C. 169-191.
 - 52 Chinnov E.A. Formation of the unsteady thermocapillary structures in the residual layer of three-dimensional waves// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – T. 108. – C. 2053-2059.
 - 53 Chinnov E.A., Guzanov V.V., Cheverda V., Markovich D.M., Kabov O.A. Regimes of two-phase flow in short rectangular channel// Microgravity Science and Technology. – 2009. – T. 21. – №. 1. – C. 199-205.
 - 54 Chinnov E.A., Kabov O.A. Marangoni effect on wave structure in liquid films// Microgravity Science and Technology. – 2007. – T. 19. – №. 3-4. – C. 18-22.
 - 55 Chu K.J., Dukler A.E. Statistical characteristics of thin, wavy films: Part II. Studies of the substrate and its wave structure// AIChE Journal. – 1974. – T. 20. – №. 4. – C. 695-706.
 - 56 Chu K.J., Dukler A.E. Statistical characteristics of thin, wavy films III. Structure of the large waves and their resistance to gas flow// AIChE journal. – 1975. – T. 21. – №. 3. – C. 583-593.
 - 57 Damsohn M., Prasser H.M. High-speed liquid film sensor for two-phase flows with high spatial resolution based on electrical conductance// Flow Measurement and instrumentation. – 2009. – T. 20. – №. 1. – C. 1-14.
 - 58 Dávalos-Orozco L.A. Stability of thin liquid films falling down isothermal and nonisothermal walls// Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2013. – T. 1. – №. 2.
 - 59 Dávalos-Orozco L.A. Thin liquid films flowing down heated walls: a review of recent results// Interfacial Phenomena and Heat Transfer. – 2016. – T. 4. – №. 2-3.
 - 60 Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadas S., Vlaskin S.Y. Three-dimensional localized

- coherent structures of surface turbulence. I. Scenarios of two-dimensional–three-dimensional transition// *Physics of fluids*. – 2007. – T. 19. – №. 11. – C. 114103.
- 61 Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadasis S., Vlaskin S.Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. II. A solitons// *Physics of fluids*. – 2007. – T. 19. – №. 11. – C. 114104.
- 62 Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Selin A. S. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. III. Experiment and model validation// *Physics of Fluids*. – 2010. – T. 22. – №. 9. – C. 092103.
- 63 Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadasis S., Vlaskin S.Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence: Model validation with experiments and further computations// *Physical Review E*. – 2010. – T. 82. – №. 3. – C. 036322.
- 64 Dietze G., Kneer R. Flow separation in falling liquid films// *Frontiers in Heat and Mass Transfer (FHMT)*. – 2011. – T. 2. – №. 3.
- 65 Dietze G.F., Rohlf W., Nährich K., Kneer R., Scheid B. Three-dimensional flow structures in laminar falling liquid films// *Journal of Fluid Mechanics*. – 2014. – T. 743. – C. 75-123.
- 66 Frank A. M., Kabov O. A. Thermocapillary structure formation in a falling film: experiment and calculations// *Physics of fluids*. – 2006. – T. 18. – №. 3. – C. 032107.
- 67 Guzanov V.V., Bobylev A.V., Heinz O.M., Kharlamov S.M., Kvon A.Z., Markovich D.M. Characterization of 3-D wave flow regimes on falling liquid films// *International Journal of Multiphase Flow*. – 2018. – T. 99. – C. 474-484.
- 68 Heinz O.M., Arkhipov D.G., Vozhakov I.S., Guzanov V.V.. Evolution of three-dimensional waves on vertically falling liquid films. Comparison between calculations and experiment// *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2018. – T. 1128. – №. 1. – C. 012010.
- 69 Johnson M.F.G., Schluter R.A., Bankoff S.G. Fluorescent imaging system for global measurement of liquid film thickness and dynamic contact angle in free surface flows// *Review of scientific instruments*. – 1997. – T. 68. – №. 11. – C. 4097-4102.
- 70 Johnson M.F.G., Schluter R.A., Miksis M.J., Bankoff S.G. Experimental study of rivulet formation on an inclined plate by fluorescent imaging// *Journal of Fluid Mechanics*. – 1999. – T. 394. – C. 339-354.
- 71 Kabov O.A. Heat transfer from a small heater to a falling liquid film// *Heat Transfer Research*. – 1996. – T. 27. – №. 1. – C. 221-226.
- 72 Kabov O.A., Chinnov E.A. Heat transfer from a local heat source to a subcooled falling liquid film evaporating in a vapor-gas medium// *Russ. J. Eng. Thermophys.* – 1997. – T. 7. – №. 1-2.

- C. 1-34.
- 73 Kalliadasis S., Ruyer-Quil C., Scheid B., Velarde M.G. Falling liquid films. – Springer Science & Business Media, 2011. – T. 176.
 - 74 Kandlikar S. G. Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation. — Philadelphia: CRC Press LLC, 1999. — 784 p.
 - 75 Kharlamov S.M., Guzanov V.V., Bobylev A.V., Alekseenko S.V., Markovich D.M. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates// *Physics of Fluids* (1994-present). – 2015. – T. 27. – №. 11. – C. 114106.
 - 76 Kunugi T., Kino C. DNS of falling film structure and heat transfer via MARS method// *Computers & structures*. – 2005. – T. 83. – №. 6-7. – C. 455-462.
 - 77 Lel V., Stadler H., Pavlenko A., Kneer R. Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wavy liquid films// *Heat and Mass transfer*. – 2007. – T. 43. – №. 11. – C. 1121-1132.
 - 78 Lel V.V., Kellermann A., Dietze G., Kneer R., Pavlenko A.N. Investigations of the Marangoni effect on the regular structures in heated wavy liquid films// *Experiments in Fluids*. – 2008. – T. 44. – №. 2. – C. 341-354.
 - 79 Liu J., Gollub J.P. Solitary wave dynamics of film flows// *Physics of Fluids*. – 1994. – T. 6. – №. 5. – C. 1702-1712.
 - 80 Liu J., Paul J.D., Gollub J.P. Measurements of the primary instabilities of film flows// *Journal of Fluid Mechanics*. – 1993. – T. 250. – C. 69-101.
 - 81 Liu J., Schneider J.B., Gollub J.P. Three-dimensional instabilities of film flows// *Physics of Fluids*. – 1995. – T. 7. – №. 1. – C. 55-67.
 - 82 Nosoko T., Yoshimura P.N., Nagata T., Oyakawa K. Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film// *Chemical Engineering Science*. – 1996. – T. 51. – №. 5. – C. 725-732.
 - 83 Park C. D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer// *AIChE Journal*. – 2003. – T. 49. – №. 11. – C. 2715-2727.
 - 84 Rietz M., Rohlf W., Kneer R., Scheid B. Experimental investigation of thermal structures in regular three-dimensional falling films// *The European Physical Journal Special Topics*. – 2015. – T. 224. – №. 2. – C. 355-368.
 - 85 Ruyer-Quil C., Manneville P. Modeling film flows down inclined planes// *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*. – 1998. – T. 6. – №. 2. – C. 277-292.
 - 86 Ruyer-Quil C., Manneville P. Improved modeling of flows down inclined planes// *The*

- European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems. – 2000. – T. 15. – №. 2. – C. 357-369.
- 87 Ruyer-Quil C., Manneville P. Further accuracy and convergence results on the modeling of flows down inclined planes by weighted-residual approximations// *Physics of Fluids*. – 2002. – T. 14. – №. 1. – C. 170-183.
- 88 Saprykin S., Demekhin E.A., Kalliadas S. Two-dimensional wave dynamics in thin films. I. Stationary solitary pulses// *Physics of fluids*. – 2005. – T. 17. – №. 11. – C. 117105.
- 89 Saprykin S., Demekhin E.A., Kalliadas S. Self-organization of two-dimensional waves in an active dispersive-dissipative nonlinear medium// *Physical review letters*. – 2005. – T. 94. – №. 22. – C. 224101.
- 90 Saprykin S., Demekhin E.A., Kalliadas S. Two-dimensional wave dynamics in thin films. II. Formation of lattices of interacting stationary solitary pulses// *Physics of fluids*. – 2005. – T. 17. – №. 11. – C. 117106.
- 91 Scheid B., Kalliadas S., Ruyer-Quil C., Colinet P. Interaction of three-dimensional hydrodynamic and thermocapillary instabilities in film flows// *Physical Review E*. – 2008. – T. 78. – №. 6. – C. 066311.
- 92 Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P. Wave patterns in film flows: modelling and three-dimensional waves// *Journal of Fluid Mechanics*. – 2006. – T. 562. – C. 183-222.
- 93 Seno K., Ishioka T., Harata A., Hatano Y. Photoionization of rhodamine dyes adsorbed at the aqueous solution surfaces investigated by synchrotron radiation// *Analytical Sciences/Supplements Proceedings of IUPAC International Congress on Analytical Sciences 2001 (ICAS 2001)*. – The Japan Society for Analytical Chemistry, 2002. – C. i1177-i1179.
- 94 Tailby S.R., Portalski S. The hydrodynamics of liquid films flowing on a vertical surface// *Trans. Inst. Chem. Eng.* – 1960. – T. 38. – C. 324.
- 95 Telles A.S., Dukler A.E. Statistical characteristics of thin, vertical, wavy, liquid films// *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*. – 1970. – T. 9. – №. 3. – C. 412-421.
- 96 Toh S., Iwasaki H., Kawahara T. Two-dimensionally localized pulses of a nonlinear equation with dissipation and dispersion// *Physical Review A*. – 1989. – T. 40. – №. 9. – C. 5472.
- 97 Topper J., Kawahara T. Approximate equations for long nonlinear waves on a viscous fluid// *Journal of the Physical society of Japan*. – 1978. – T. 44. – №. 2. – C. 663-666.
- 98 Trifonov Y.Y. Stability of a viscous liquid film flowing down a periodic surface// *International Journal of Multiphase Flow*. – 2007. – T. 33. – №. 11. – C. 1186-1204.
- 99 Trifonov Y.Y. Wavy film flow down a vertical plate: comparisons between the results of

- integral approaches and full-scale computations// Journal of Engineering Thermophysics. – 2008. – T. 17. – №. 1. – C. 30-52.
- 100 Trifonov Y.Y. Stability and bifurcations of the wavy film flow down a vertical plate: the results of integral approaches and full-scale computations// Fluid dynamics research. – 2012. – T. 44. – №. 3. – C. 031418.
- 101 Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Experiments on laminar film flow along a periodic wall// Journal of Fluid Mechanics. – 2002. – T. 457. – C. 133-156.
- 102 Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Observations of solitary wave dynamics of film flows// Journal of Fluid Mechanics. – 2001. – T. 435. – C. 191-215.
- 103 Yoshimura P.N., Nosoko T., Nagata T. Enhancement of mass transfer into a falling laminar liquid film by two-dimensional surface waves—some experimental observations and modeling// Chemical Engineering Science. – 1996. – T. 51. – №. 8. – C. 1231-1240.
- 104 Zaitsev D.V., Kabov O.A. Study of the thermocapillary effect on a wavy falling film using a fiber optical thickness probe// Experiments in fluids. – 2005. – T. 39. – №. 4. – C. 712-721.