

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

На правах рукописи

Квон Александр Зедонович

СТРУКТУРА И ЭВОЛЮЦИЯ ТРЁХМЕРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ  
СТЕКАЮЩИХ ПЛЁНОК ЖИДКОСТИ

1.1.9. – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Черданцев Андрей Викторович

Новосибирск — 2026

## Оглавление

Введение .....	4
Глава 1 Обзор литературы .....	10
1.1 Гравитационное течение плёнок жидкости .....	10
1.1.1 Современные теоретические модели трехмерного волнового пленочного течения .....	12
1.1.2 Трехмерные волновые режимы течения.....	17
1.2 Современные методы экспериментального исследования пленочного течения жидкости.....	28
1.2.1 Современные оптические полевые метода измерения толщины пленки жидкости .....	29
1.2.2 Современные оптические полевые методы измерения скорости в волновых пленках жидкости .....	31
1.3 Выводы к главе 1 .....	34
Глава 2 Описание методов измерения и экспериментальных установок .....	35
2.1 Экспериментальные установки.....	35
2.1.1 Экспериментальный стенд для изучения свободно стекающей пленки жидкости на большой длине пробега. ....	35
2.1.2 Экспериментальный стенд для изучения структуры потоков в трехмерных волнах на стекающей пленке жидкости.....	37
2.2 Полевые измерения толщины пленки методом лазер индуцированной флуоресценции.....	38
2.2.1 Основной принцип метода ЛИФ и измерительная система. ....	38
2.2.2 Стандартная и высокоскоростная конфигурация системы ЛИФ.....	40
2.2.3 Калибровка измерительной системы ЛИФ, определение коэффициента поглощения $\alpha$ и реконструкция полей толщин. ....	41
2.2.4 Погрешности ЛИФ измерений. ....	43
2.3 Одновременное измерение поля толщины и получение полей скорости в трехмерных волнах методами ЛИФ и PTV с помощью камеры светового поля.....	44
2.3.1 Основной принцип метода одновременного измерения LF LIF-PTV и измерительная система. ....	44
2.3.2 Калибровка измерительной системы .....	48
2.3.3 Обработка данных при построении полей скорости. ....	50
2.3.4 Тестовые эксперименты на гладкой пленке и регулярных двумерных волнах. ....	52

2.3.5 Тестовые измерения на границе раздела двух вращающихся несмешивающихся жидкостей. ....	55
2.3.6 Погрешности при 3D-2C измерениях скорости методом LF LIF-PTV.....	56
Глава 3 Эволюция статистических характеристик трехмерных волновых режимов течения пленки жидкости .....	57
3.1 Методика проведения экспериментов.....	58
3.2 Волновая картина и осредненные поля толщин.....	59
3.3 Эволюция статистических характеристик пленочного течения.....	67
3.4 Выводы к главе 3 .....	76
Глава 4 Особенности структуры течений в трехмерных волнах .....	77
4.1 Методика проведения экспериментов.....	77
4.2 Структура течения в трехмерной волне .....	79
4.3 Перемещение жидкости при проходе трехмерной волны.....	85
4.4 Выводы к главе 4 .....	87
Заключение .....	89
Список сокращений и условных обозначений.....	91
Публикации по теме диссертации.....	93
Список литературы .....	95

## Введение

### **Актуальность темы диссертации.**

Пленка жидкости, свободно стекающая под действием силы тяжести по вертикальной поверхности, представляет собой конвективно-неустойчивое течение со свободной границей. Вследствие неустойчивости пленочного течения на межфазной границе формируются поверхностные волны различных конфигураций: от линейных двумерных (2D) до сильно нелинейных трехмерных (3D) волн. Помимо фундаментального интереса к исследованию волновых явлений, процессов формирования и взаимодействия волн при пленочном течении, активное изучение стекающих пленок жидкости обусловлено их широким применением в промышленных приложениях, связанных с процессами теплопереноса.

В настоящее время существует большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению двумерных и трехмерных волновых режимов на поверхности стекающих пленок жидкости. Более простая форма межфазной поверхности, использование наложенных внешних возмущений с известными характеристиками при изучении двумерных волновых режимов течения вязких пленок жидкости, и, как следствие, обилие экспериментальных данных для двумерных волн позволили достаточно полно разработать адекватные теоретические модели. Несмотря на то, что трехмерные волновые режимы являются конечной стадией волновой эволюции при гравитационном пленочном течении при умеренных числах Рейнольдса, они изучены не так подробно, как двухмерные режимы. Наблюдается недостаток экспериментальных данных, необходимых для верификации имеющихся и разрабатываемых теоретических моделей. В частности, отсутствуют экспериментальные данные по трехмерным полям скорости жидкости в пленке и структуре течения в волнах при трехмерных волновых режимах. Кроме того, на данный момент отсутствуют детальные трехмерные измерения пленочного течения на протяженных участках, вследствие чего остаются до конца не определены закономерности развития полностью развитого трехмерного волнового режима, а также границы области режимных параметров, при которых такой режим реализуется. Данные обстоятельства затрудняют корректное сравнение теории и

эксперимента, которое желательно проводить в области установившегося трехмерного волнового режима. Классификация волновых режимов и описание структуры течения в отдельной трехмерной волне являются актуальными задачами при исследовании процессов эволюции трехмерных волн.

**Целью работы** является установление закономерностей эволюции волнового движения и определение структуры течений в волнах на вертикально стекающих пленках вязкой жидкости при умеренных числах Рейнольдса. Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

-Экспериментальное исследование эволюции формы свободной поверхности пленочного течения на больших длинах пробега с высоким пространственным и временным разрешением для жидкостей с различными физическими свойствами.

-Разработка алгоритмов для статистического анализа больших массивов данных о форме поверхности волновой пленки.

-Обобщение и классификация волновых режимов течения на основе анализа закономерностей эволюции полученных статистических характеристик поверхности.

-Разработка, тестирование и применение измерительной системы для одновременного определения формы свободной поверхности и объемного измерения скорости жидкости при течении волновых пленок жидкости.

-Анализ структуры течения в формирующихся регулярных трехмерных волнах.

-Проведение прямого сравнения экспериментальных результатов по регулярной трехмерной волне с результатами расчета интегральной моделью пограничного слоя методом взвешенных невязок «weighted residual integral boundary layer» (WRIBL).

### **Научная новизна.**

1. С использованием высокоскоростной ЛИФ системы осуществлены измерения полей толщины волновой пленки на больших длинах пробега от начала течения для жидкостей с различными физическими свойствами в широком диапазоне  $Re$ , что позволило проследить полную эволюцию вплоть до установившегося трехмерного волнового режима.

2. На основе статистического анализа пространственно-временных данных по толщине пленки существенно уточнено имеющееся на данный момент описание закономерностей волновой эволюции при переходе от двумерного к трехмерному волновому движению в диапазоне чисел Рейнольдса ( $5 < Re < 100$ ) и определены границы

режимов пленочного течения. Впервые экспериментально обнаружен и охарактеризован полностью установившийся трехмерный волновой режим пленочного течения.

3. Разработан и реализован принципиально новый комбинированный метод диагностики пленочных течений, впервые обеспечивающий одновременное измерение формы свободной поверхности и объемных полей скорости в волновых пленках жидкости.

4. Впервые экспериментально получены объемные распределения скорости ( $U, W$  компоненты) жидкости в трехмерных регулярных волнах, что позволило выявить ключевые элементы структуры течения: области возвратного течения, поперечных потоков в трехмерной волне, а также сложную структуру течения в капиллярной ряби.

5. Впервые проведено прямое количественное сравнение экспериментально измеренных полей скорости и толщины в трехмерной волне с результатами расчетов по полной и упрощенной WRIBL-моделям, что позволило оценить границы применимости и выявить ограничения упрощенной модели.

#### **Теоретическая и практическая значимость.**

Статистические характеристики, полученные в результате экспериментов по исследованию эволюции волнового движения на поверхности пленок, позволяют детализировать классификацию волновых режимов и дополнить результаты качественных наблюдений. Обнаруженные установившиеся режимы течения могут быть использованы для валидации теоретических моделей.

Представленный в рамках данной работы метод, разработанный для исследования течения жидкости в трехмерных волнах, также может быть применен во всех случаях, когда пленочное течение имеет трехмерный характер. Например, при изучении ручейкового течения, при обтекании пленкой препятствия, или когда наличие объемных или поверхностных сил приводит к неоднородному течению пленок. Предложенный метод одновременного объемного измерения скорости и толщины в волновых пленках жидкости может быть использован для широкого класса задач не только для исследования структуры течений при пленочных течениях, но и в случаях, когда требуются объемные измерения скорости.

Результаты проведенных в работе исследований с использованием описанной выше методики существенно дополнили понимание о процессе эволюции трехмерных

волн на поверхности пленки, а результаты прямого сравнения данных, полученных с помощью упрощенной и полной моделей и в ходе экспериментального исследования, позволяют определить область применимости теоретических моделей.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Результаты экспериментального определения закономерностей эволюции волнового движения на поверхности свободно стекающих пленок жидкости на больших длинах пробега, основанные на измерениях формы поверхности с высоким пространственным и временным разрешением с использованием жидкостей с различными физическими свойствами.
2. Результаты анализа статистических характеристик волнового движения, построенных на основе временных последовательностей мгновенных полей толщин для различных режимов течения и свойств жидкости на больших длинах пробега.
3. Принципы экспериментального исследования пленочных течений с использованием камеры светового поля для одновременного получения полей толщин и объемных полей скорости.
4. Результаты экспериментального исследования структуры течений в трехмерных волнах на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости.
5. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетами по упрощенной и полной WRIBL моделям.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается использованием современных методов измерений, отработанных на близких к исследуемым типам течений; оценкой погрешностей измерений; проведением специальных тестовых и калибровочных экспериментов; тестированием новой методики на хорошо изученных типах течений; соответствием полей скорости геометрии волновых структур; сопоставлением полученных результатов с теоретическими и экспериментальными результатами других авторов.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались и обсуждались на 16 международных и российских конференциях: 13-ая международная научно-техническая конференция "Оптические методы исследования потоков", 29 июня – 3 июля 2015, Москва, Россия; 13-ю научную международную конференцию "Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики", 21 – 27 сентября 2015, Алушта, 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; Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых ученых «Теплофизика и физическая гидродинамика», 19 – 25 сентября, 2016, Ялта, Россия; 11<sup>th</sup> European Fluid Mechanics Conference, EFMC11, Seville, Spain, September 12 – 16 2016; 24<sup>nd</sup> International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, Montreal, Canada, August 21 – 26, 2016; 9<sup>th</sup> World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Iguazu Falls, Brazil, 12 – 15 June 2017; 12<sup>th</sup> International Symposium on Particle Image Velocimetry June 19 – 21, 2017, Busan, Korea; II Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых, Ялта, Республика Крым, 11-18 сентября 2017 г; III Всероссийская научная конференция "Теплофизика и физическая гидродинамика" с элементами школы молодых ученых, Ялта, Республика Крым, 10-16 сентября 2018 г; 13<sup>th</sup> International Symposium on Particle Image Velocimetry July 22 – 24, 2019, Munich, Germany; Всероссийская конференция "XXXV Сибирский теплофизический семинар", 27 – 29 августа 2019, Новосибирск, Россия; Всероссийская конференция "XXXVI Сибирский теплофизический семинар", 5 – 7 октября 2020, Новосибирск, Россия; XVI Всероссийской школе-конференции молодых ученых с международным участием "Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики", 24 – 27 ноября 2020, Новосибирск, Россия; Всероссийская конференция "XXXVII Сибирский теплофизический семинар", 14 – 16 сентября 2021, Новосибирск, Россия; Всероссийская конференция "XXXVIII Сибирский теплофизический семинар", 29 – 31 августа 2022, Новосибирск, Россия;

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 23 работ, в том числе 12 статей в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих требованиям ВАК.

#### **Объем и структура работы.**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Работа представлена на 100 страницах, содержащих 3 таблицы и 58 рисунков. Список литературы состоит из 82 наименований.

#### **Личный вклад.**

Создание экспериментальных установок и проведение экспериментов осуществлялось автором самостоятельно и в составе научного коллектива. Личный вклад

соискателя включает: разработка метода одновременного измерения скорости и толщины, проведение тестовых экспериментов, организация и проведение всех представленных в работе исследований, обработка, анализ полученных данных и интерпретация результатов. Моделирование по WRIBL в программном пакете WaveMaker осуществлялось к.ф.-м.н Бобылевым А.В. Подготовка научных публикаций и докладов на конференциях осуществлялась автором самостоятельно или в составе научного коллектива. Научные результаты и выводы, которые легли в основу данной диссертации были получены автором самостоятельно.

Автор выражает особую благодарность к.ф.-м.н. Харламову Сергею Михайловичу, за неоценимую помощь, и постоянную поддержку в ходе проведения исследования. Также за ценные советы и содействие, оказанное на всех этапах выполнения диссертации автор выражает благодарность к.ф.-м.н. Бобылеву А.В., к.ф.-м.н. Гузанову В.В., к.т.н. Токареву М.П., д.ф.-м.н. Актершеву С.П., к.ф.-м.н. Литвинову И.В.

## Глава 1 Обзор литературы

### 1.1 Гравитационное течение плёнок жидкости

Пленки жидкости, свободно стекающие под действием силы тяжести по вертикальной поверхности, представляют собой конвективно-неустойчивое течение со свободной границей.

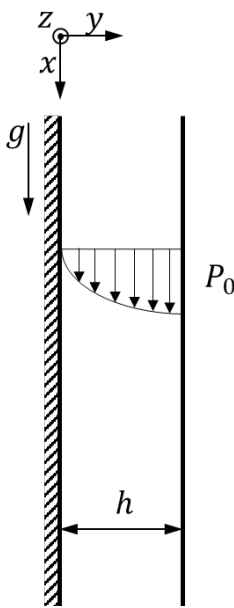


Рисунок 1.1 –  
Течение гладкой  
пленки  
жидкости

В простейшем случае стекания ламинарной безволновой пленки жидкости сила вязкого трения уравновешивается силой тяжести  $g$  (рисунок 1.1). В эксперименте такой характер течения реализуется, например, при очень низких числах Рейнольдса, меньше нескольких единиц или на начальном участке течения вблизи распределителя. Система уравнений Навье-Стокса для установившегося плоского течения принимает простой вид (вертикально стекающая пленка) [1]:

$$\nu \frac{d^2 u}{dy^2} + g = 0 \quad (1.1)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} = 0 \quad (1.2)$$

Граничные условия на стенке определяются прилипанием  $u = 0$  при  $y = 0$ , а на свободной поверхности отсутствием касательных напряжений  $du/dy = 0$  при  $y = h$ ,  $p = P_0$  при  $y = h$ . Интегрирование

уравнений 1.1 и 1.2 дает выражение для профиля скорости и давления:

$$u = \frac{g}{\nu} \left( yh - \frac{y^2}{2} \right) \quad (1.3)$$

$$p = P_0 \quad (1.4)$$

Расход при установившемся течение не меняется, следовательно:

$$q = \int_0^h u dy = const \quad (1.5)$$

$$q = \frac{gh^3}{3\nu} \quad (1.6)$$

$$Re = \frac{q}{\nu} = \frac{gh^3}{3\nu^2} \quad (1.7)$$

где  $q$  – объемный расход жидкости на единицу длины,  $\rho$  – плотность жидкости,  $\nu$  – кинематическая вязкость. Таким образом толщина невозмущенной пленки, или толщина по Нуссельту  $h_N$  выражается как:

$$h_N = \sqrt[3]{\frac{3\nu^2 Re}{g}} \quad (1.8)$$

Толщина пленки  $h_N$  по Нуссельту, профиль скорости (1.3) и число Рейнольдса  $Re$ , будут активно использоваться в дальнейшем и для волновых пленок жидкости. Длина области гидродинамической стабилизации течения  $L_{in}$  определяется расстоянием, на котором величина трения на стенке достигает значений, отклоняющихся от равновесных не более чем на 10%. Теория и эксперимент по стабилизации толщины и трения даёт  $L_{in} \approx 0,4 \cdot h_N \cdot Re$  [1].

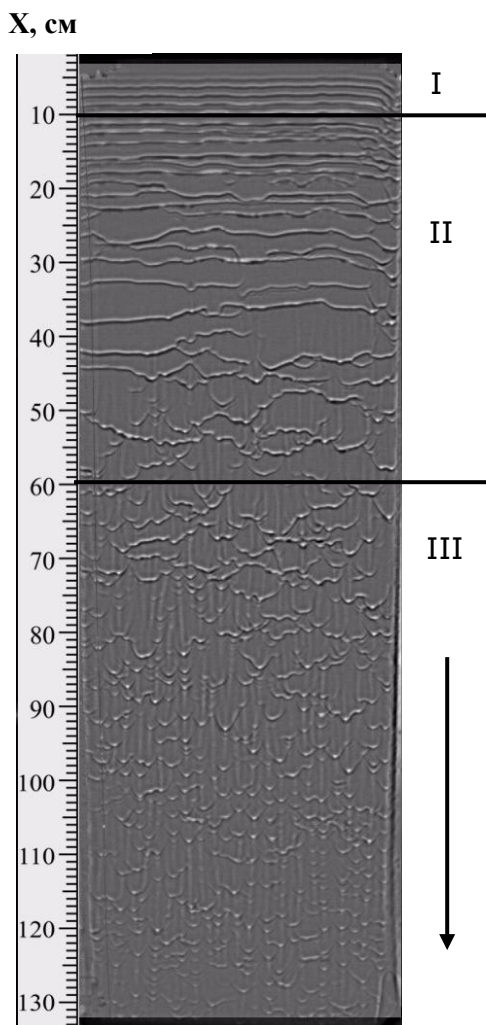


Рисунок 1.2 – Естественная волновая эволюция на поверхности вертикально стекающей пленки воды.  $Re = 14$ . Теневая фотография, полученная автором.

Вследствие неустойчивости пленочного течения на межфазной границе формируются поверхностные волны различных конфигураций: от линейных двумерных (2D) до сильно нелинейных трехмерных (3D) волн [2; 3]. В зависимости от удельного расхода и физических свойств жидкости для вертикально стекающих пленок выделяется ламинарный и турбулентный режимы движения. При этом область ламинарно-турбулентного перехода достаточно обширна по числу Рейнольдса и характеризуется наличием волн большой амплитуды [4]. Эту область выделяют в отдельный волновой или ламинарно-волновой режим, который для воды реализуется в диапазоне от  $Re \approx 6$  до  $Re \approx 400$  [1]. Поскольку переход между режимами течения происходит плавно, границы определены достаточно условно.

Внутри волнового режима течения пленки жидкости (т.е. при умеренных числах Рейнольдса) можно выделить несколько этапов

волновой эволюции [5–9]. Для воды, в промежутке удельных расходов жидкости соответствующих  $Re < 3$  реализуется чисто ламинарный, безволновой режим течения. При дальнейшем увеличении расхода до  $Re \approx 40$  волны развивающиеся на поверхности пленки близки по форме к 2D на всём протяжении течения. При достижении  $Re$  значений от 40 до 400 формирующиеся 2D волны распадаются с формированием трехмерных волн. Эволюция формы волновой поверхности вертикально стекающей пленки при таких удельных расходах имеет схожий характер для жидкостей с различающимися физическими свойствами [1]. На начальном этапе на поверхности изначально гладкой плёнки (непродолжительная область сразу за распределителем) формируются линейные 2D волны (область I на рисунке 1.2, далее вниз по потоку происходит нелинейная эволюция двумерных волн, рост амплитуды поперечных возмущений и распад на трехмерные нелинейные волны (область II на рисунке 1.2) [10]. Таким образом происходит переход к 3D волновому режиму – конечной стадии волновой эволюции при умеренных числах Рейнольдса (область III, на рисунке 1.2) [11].

В настоящее время сохраняется неопределенность в классификации волновых режимов даже для наиболее изученных случаев вертикально стекающих пленок жидкости при умеренных числах Рейнольдса. Эта проблема остается актуальной, несмотря на то что волновые характеристики и волновая эволюция вдоль течения исследовалась во многих экспериментальных работах с использованием различных рабочих участков (вертикальные и наклонные пластины, внутренняя и внешняя поверхность труб) и разных способов орошения жидкостью, как например в [12–15]. Обобщение и классификация волновых режимов при умеренных числах Рейнольдса на основе анализа закономерностей эволюции статистических характеристик поверхности волновой пленки жидкости являлось одной из задач данной работы.

### **1.1.1 Современные теоретические модели трехмерного волнового пленочного течения**

Решение системы уравнений Навье-Стокса, описывающей трехмерное волновое течение представляет собой сложную задачу, требующую значительных вычислительных мощностей. Основная трудность обусловлена необходимостью учета граничных условий

на свободной поверхности, конфигурация которой заранее не известна и должна определяться в ходе решения. Для облегчения задачи описания трехмерных волновых режимов при построении моделей широко используются различные модельные приближения. В частности, при моделировании пленочных течений в диапазоне малых и умеренных чисел Рейнольдса часто используется условие малой относительной толщины пленки  $\varepsilon = h/\lambda \ll 1$ , где  $h$  – толщина пленки,  $\lambda$  – характерная длина волны. При первом приближении это допущение позволяет существенно упростить систему уравнений Навье-Стокса. Еще одним распространенным упрощением при построении моделей пленочного течения является предположение о параболичности профиля скорости, характерного для сдвигового ламинарного течения вязкой жидкости. Естественно, что предлагаемые допущения могут ограничить область применения той или иной модели, поэтому их обоснованность должна тщательно проверяться в зависимости от конкретных условий течения.

На данный момент предложено большое количество теоретических моделей, описывающих особенности течения волновых пленок жидкости по вертикальным и наклонным поверхностям. Детальный исторический обзор развития низкоразмерных моделей начиная с работы [16] можно найти в монографиях [17; 18]. Среди них модели на основании интегральной системы уравнений Капицы-Шкадовы (К-Ш), в англоязычной литературе называемые «integral boundary layer» (IBL) считаются наиболее подходящими для моделирования волновой динамики при низких и умеренных расходах жидкости. Впервые, данная модель была предложена в работе [19; 20]. Построенные с помощью модели зависимость амплитуды, длины волны и фазовой скорости показали хорошее соответствие экспериментальным данным полученным в [16; 21] (рисунок 1.3).

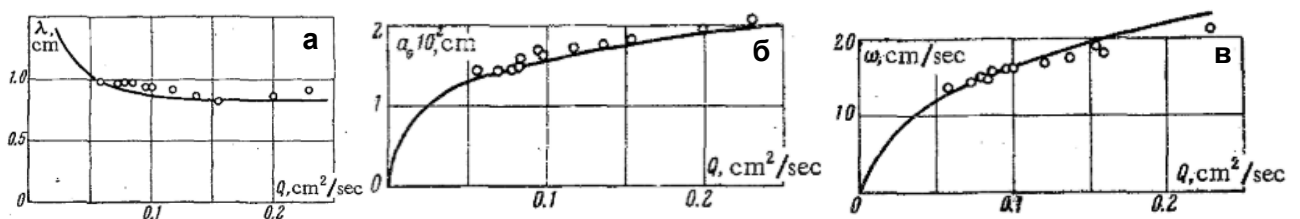


Рисунок 1.3 – Результаты моделирования моделью К-Ш в сравнение с экспериментом а) – длина волны, б) – амплитуда волны, в) фазовая скорость волны в зависимости от расхода [19].

Основные безразмерные параметры, используемые для описания пленочного течения: число  $Re$  и характеризующее физические свойства жидкости пленочное число

или число Капицы  $\gamma = \sigma \rho^{-1} \nu^{-4/3} g^{-1/3}$ , здесь  $\rho$  – плотность жидкости,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $g$  – ускорение свободного падения,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

При преобразовании координат  $x \rightarrow kx, z \rightarrow kz, t \rightarrow kt, v \rightarrow \frac{1}{k}v$ ,  $k = \frac{\gamma^{1/3}}{3^{2/9} Re^{2/9}}$ , где  $v$  –  $y$  компонента скорости [19; 20]. В итоге для вертикально стекающих пленок жидкости с относительно большим  $k$ , полученная система уравнений описывается одним безразмерным параметром, модифицированным числом Рейнольдса  $\delta$ :

$$\delta = \frac{Re^{11/9}}{3^{7/9} \gamma^{1/3}} \quad (1.9)$$

Система уравнений Капицы-Шкадова в безразмерном виде выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \frac{q^2}{h} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \frac{qp}{h} = \frac{1}{5\delta} \left( h \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 h + h - \frac{q}{h^2} \right) \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \frac{qp}{h} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \frac{p^2}{h} = \frac{1}{5\delta} \left( h \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 h - \frac{p}{h^2} \right) \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (1.12)$$

Основные допущения, используемые при построении данной модели: волны всегда являются длинными  $\varepsilon \ll l$ , а профиль скорости описывается автомодельной параболической функцией. Более подробно об основных допущениях, а также об основных результатах применения данной модели изложено в обзорной статье [22] и монографии [1]. Проведенное в данных работах сопоставление экспериментальных и теоретических данных показывает хорошее соответствие. В работах [9; 23–25] на основе модели Капицы-Шкадова смоделированы сценарии перехода от 2D к 3D волновым режимам, 3D волны в виде стационарных бегущих подковообразных солитонов, а также некоторые особенности взаимодействия таких волн. Кроме того, на основе системы уравнений К-Ш смоделированы нелинейные волны на наклонном ривулете [26; 27].

Сравнение характеристик уединенных 3D волн, полученных в результате моделирования [24] с экспериментальными данными [28; 29] показало хорошее совпадение (рисунок 1.4). Важно отметить, что впервые решение в виде уединенной нелинейной подковообразной волны, называемой также  $\Lambda$  - солитоном, было получено в работе [30] на основе решения слабонелинейного уравнения Курамото-Сивашинского для малых  $Re \sim 1$ . Экспериментально существование таких трехмерных подковообразных солитонов показано в работе [31].

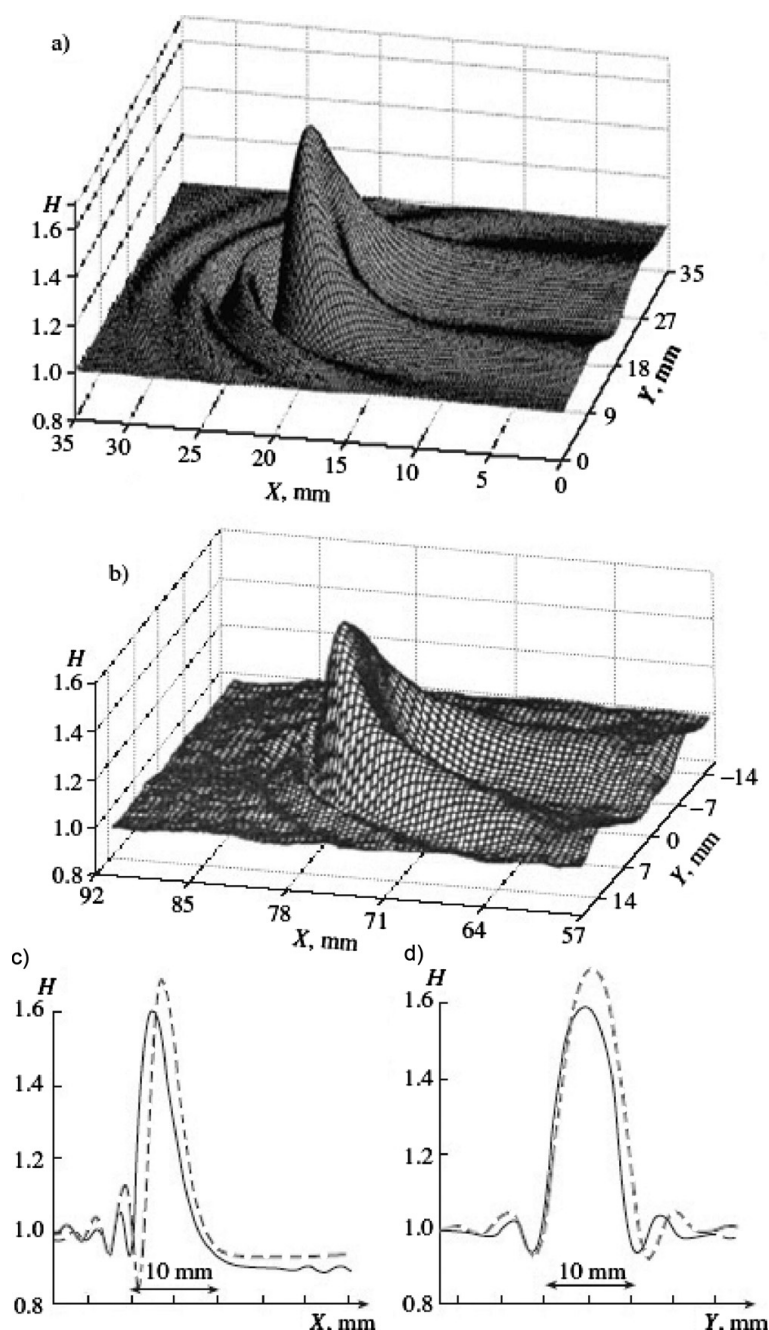


Рисунок 1.4 – Сравнение (а) - теоретического и (б) - экспериментального [29] профилей  $\Lambda$  - солитона [24] и (с) продольных и (d) поперечных сечений. Сплошная линия – эксперимент, пунктирная – теория.  $Re = 3,9$ ,  $\delta = 0,061$ ,  $\gamma = 404$ .

В работах [32–34] на основе того же интегрального подхода К-Ш была предложена модель weighted residual integral boundary layer (WRIBL), для описания волн при умеренных числах Рейнольдса. Модель первого порядка по  $\varepsilon$  включает два уравнения – для толщины плёнки  $h$  и локального расхода жидкости  $q$ , с аппроксимацией профиля скорости полиномом безразмерной координаты  $y/h$  до шестой степени. Модель второго порядка по  $\varepsilon$  помимо уравнений для  $h$  и  $q$  задается дополнительными 2 уравнениями, а для профиля скорости используется полином до четырнадцатой степени. В упрощенной

WRIBL модели в качестве профиля скорости берётся квадратичный полином. Характеристики рассчитанных с помощью модели WRIBL уединенных и периодических двумерных волн [35] совпали с результатами лабораторных [36] и численных экспериментов [37; 38] во всем диапазоне параметров, при котором наблюдалось двумерное движение. Причем результаты расчета по полной и упрощенной модели слабо отличались. Данная модель была также использована для описания трехмерного волнового движения. Наблюдаемые в лабораторных экспериментах [1; 8; 39] волновые структуры (рисунок 1.5, 1.8), качественно совпадали с результатами, построенными с помощью модели WRIBL [18; 35; 40]. В [35] отмечается, что синхронный сценарий развития поперечных неустойчивостей не предсказывается с помощью упрощенной WRIBL модели, тогда как полная модель даёт очень близкие к экспериментам результаты. Расчет динамики нелинейных волн моделью WRIBL и прямым численного моделирования, например для случая уединенных трехмерных волн при умеренных  $Re$ , показали хорошее совпадение [40].

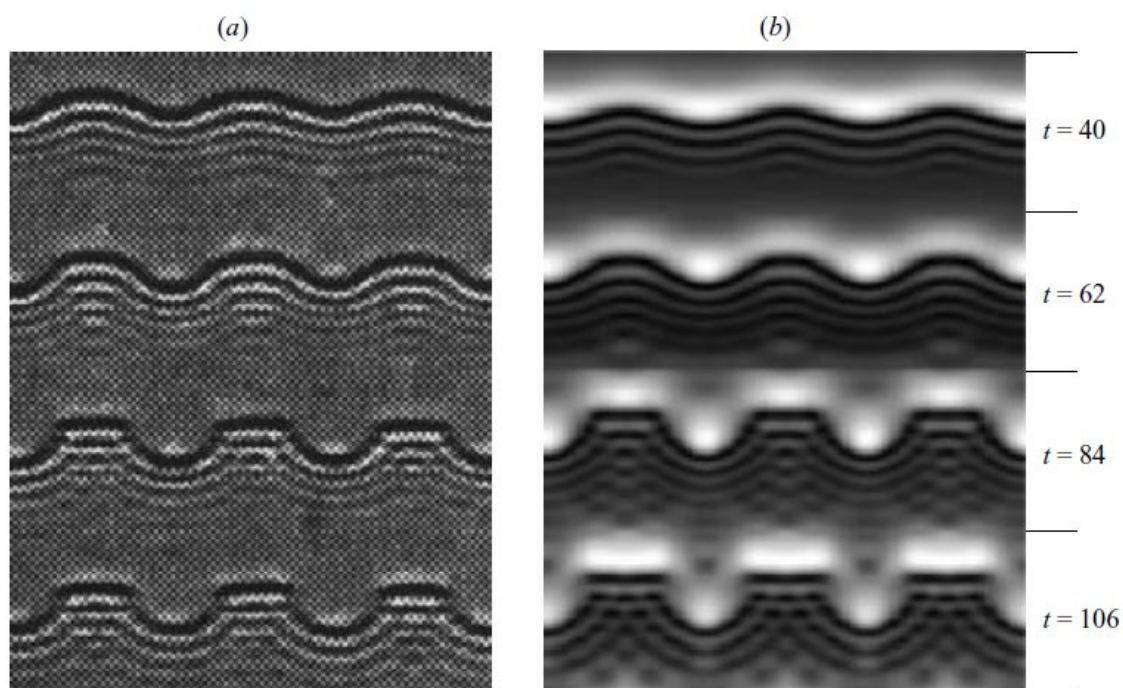


Рисунок 1.5 – Развитие локальных периодических поперечных возмущений на регулярных двумерных волнах [35]. (а) – теневая фотография 60 x 80 мм [8], (б) – результат моделирования, каждый из четырёх волновых фронтов получен для разных значений безразмерного времени, с шагом 22. Вода,  $Re = 40,8$ .

## 1.1.2 Трехмерные волновые режимы течения

Стоит отметить, что на данный момент 2D волны изучены достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально. Результаты прямого численного моделирования, расчетов по упрощенной и полной версиям модели WRIBL, а также экспериментальные данные демонстрируют хорошее количественное и качественное соответствие [18; 42–44].

За последнее время наблюдается значительный прогресс в изучении трехмерных волновых режимов. Тем не менее экспериментальные исследования в этой области остаются относительно редкими. В ряде работ отмечается, что трехмерный волновой режим представляет собой совокупность подковообразных волн, непрерывно взаимодействующих между собой [1; 9; 17; 18; 23]. При этом некоторые авторы [1; 23] полагают, что несмотря на непрерывный и случайный характер взаимодействия, 3D волны сохраняют свои характеристики, которые в свою очередь вместе с динамикой взаимодействия определяют трехмерный волновой режим. Таким образом, теоретическое моделирование волновых режимов течения возможно через описание взаимодействия уединенных 3D волн с теоретически предсказанными характеристиками [9].

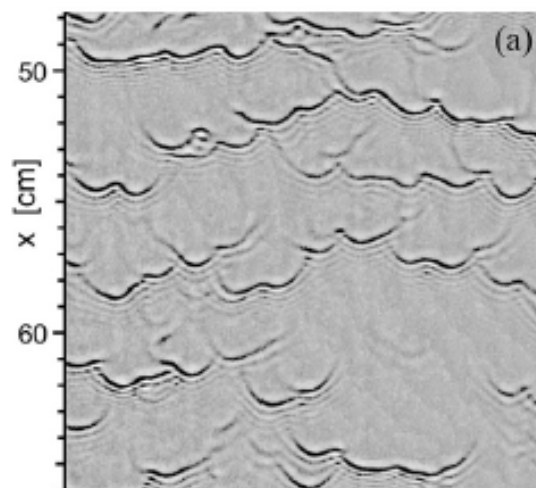


Рисунок 1.6 – Теневая фотография трехмерных волн [41]. Естественные волны, вода,  $Re = 40$ .

Полноценное исследование трехмерных волновых структур требует применения сложных экспериментальных методик, обеспечивающих достаточно высокое пространственное и временное разрешение. Ключевой проблемой также является выделение характеристик отдельных волн в условиях их непрерывного взаимодействия друг с другом. Анализ такой сложной динамической картины (рисунок 1.6) довольно затруднителен без современных методов обработки и специальных алгоритмов выделения детерминированных волновых структур. Дополнительным фактором, ограничивающим экспериментальные исследования, является характер эволюции

плёночных течений. Длительная эволюция нелинейных 2D волн и переход к развитым трехмерным волновым режимом обуславливает необходимость создания протяженных рабочих участков. В связи с этими объективными трудностями большинство экспериментальных исследований вынуждено ограничиваться качественным описанием общей картины течения, анализом статистических характеристик на основе локальных измерений или изучением искусственно возбужденных трехмерных волновых структур.

В работах [5; 6; 45] при помощи датчиков проводимости измерялась локальная толщина пленки воды, стекающей по внешней стенке вертикального цилиндра. На основе полученных данных проводился детальный анализ статистических характеристик высокоамплитудных волн, остаточного слоя и мелких волн. Для каждого типа волн были построены и определены средние значения, среднее и стандартное отклонение, функции плотности вероятности (рисунок 1.7) и спектральная плотность мощности толщины пленки. Поскольку в ходе работы напрямую не определялась форма волн, авторы на основе полученных данных построили упрощенный профиль межфазной границы.

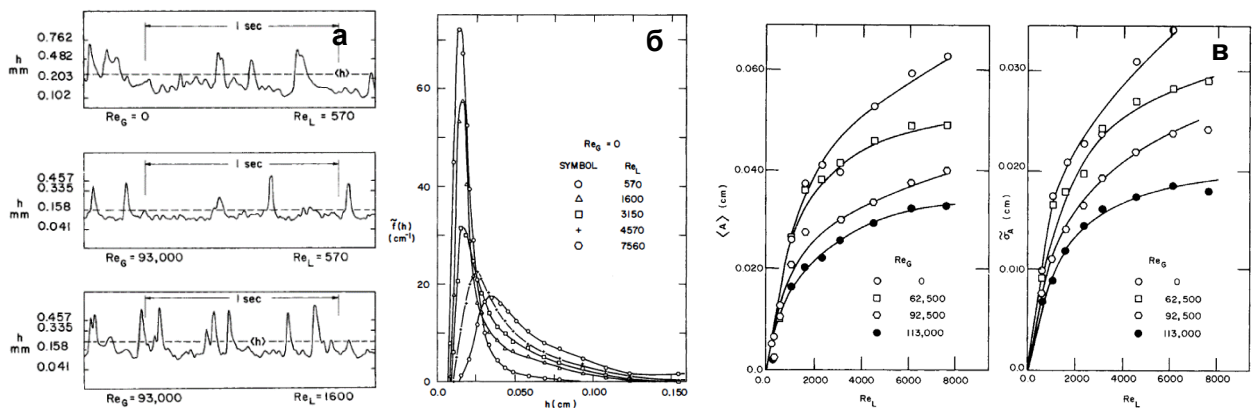


Рисунок 1.7 – Статистические характеристики волновой плёнки. а) – запись локальной толщины пленки, б) - Функция плотности вероятности толщины пленки. в) – среднее и стандартное отклонение амплитуды больших волн. [6].

В [46] исследовалась эволюция волнового течения пленки воды вниз по потоку на тестовом участке длиной 2 м. Измерения локальными емкостными датчиками и методом касания осуществлялись на различных расстояниях от распределителя. Показано, что амплитуда и интенсивность волн растёт как с расстоянием, так и с ростом числа Рейнольдса вплоть до достижения некоторых предельных значений. Процесс разрушения 2D волн под действием трехмерных возмущений и переход к трехмерным волновым режимам исследовался в [47] на наклонной пластине при помощи полевого оптического метода флуоресцентной визуализации [39]. Было показано, что далеко вниз по потоку

беспорядочные 3D уединенные волны становятся доминирующими, независимо от характера породившей их трехмерной неустойчивости (рисунок 1.8).

Стоит отметить, что цикл работ [39; 47] является первым, где было получено мгновенное поле толщин пленочного течения, в то время как большинство работ ограничивалось точечными измерениями или качественным описанием картины течения. Флуоресцентный метод также применялся в работе [7] для исследования ламинарной волновой пленки воды стекающей по внутренней стенку трубы при умеренных числах  $Re = 20$  до 200. Отмечено существенное влияние как трехмерности, так и взаимодействия волн на структуру течения, что в свою очередь не учитывается в теоретических моделях. В отдельных экспериментах авторами были проведены измерения скорости в потоке методом *particle image velocimetry* (PIV) и показано, что во всём диапазоне исследуемых чисел Рейнольдса профили скорости – параболического типа (рисунок 1.9). При  $Re > 75$  отмечается появление пятен волновой турбулентности. В виду технической сложности проводимых исследований авторам работы не представлялось возможным одновременно с измерениями скорости определение фазы волны, хотя и отмечается необходимость такого рода измерений.

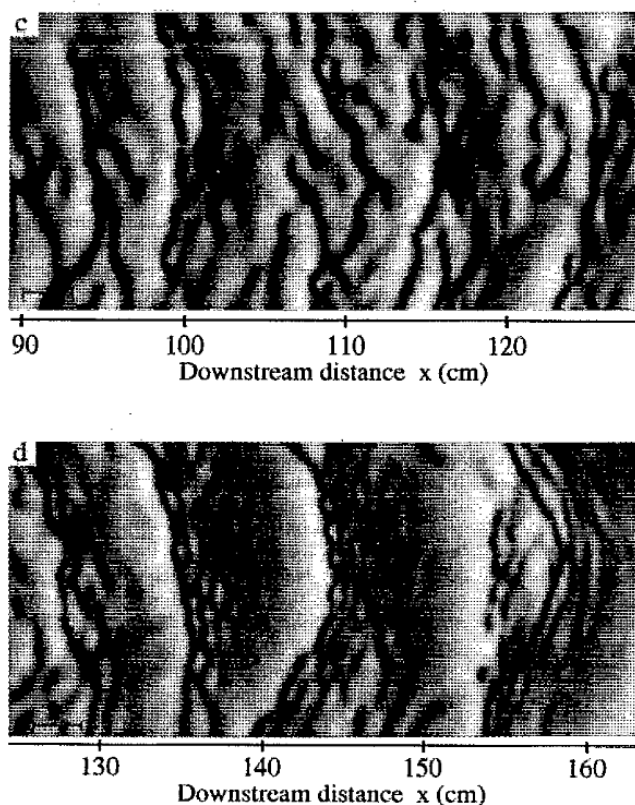


Рисунок 1.8 – Эволюция трехмерных волн после внесения синхронной трехмерной неустойчивости. [47]. Угол наклона  $\theta = 6,4^\circ$ ,  $Re = 72$ , частота возбуждения 2D волн  $F = 10$  Гц.

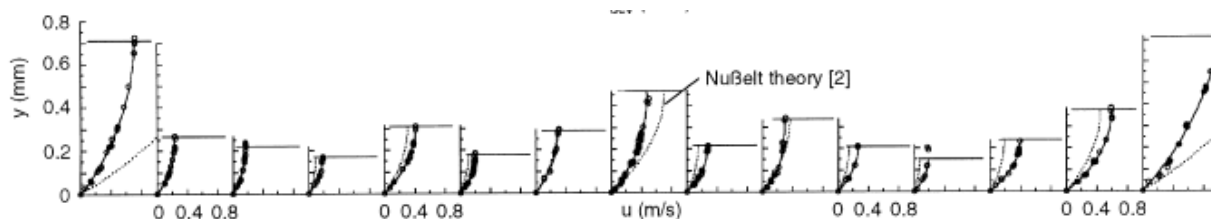


Рисунок 1.9 – Экспериментальные профили продольной компоненты скорости  $U$  в сравнении с профилем скорости по Нуссельту [7]. Диметилсульфоксид,  $Re = 77$ .

Подробное исследование динамики искусственно возбужденных периодических 2D нелинейных волн к локализованным трехмерным возмущениям проведено в [8] в сравнении с естественной волновой эволюцией. Регистрация волновой картина на поверхности пленки воды, стекающей по вертикальной пластине, осуществлялась методом теневой фотографии. Показано, что под внешним воздействием в виде касания кончиком иголки, 2D волны распадаются на подковообразные 3D волны. При этом характер динамики развития волн зависит от длины волны трехмерных возмущений и числа  $Re$ . Существенное изменение волновой картины и динамики эволюции 3D волн наблюдалось при  $Re = 40$ . 2D нелинейные волны при  $Re > 40$  оказались крайне неустойчивы к поперечным возмущениям с длиной волны 2 см. В то время как при  $Re < 40$ , 2D волны устойчивы к коротковолновым поперечным возмущениям, а при длинах волн поперечных возмущений больше 2 см наблюдается слабое искривление волнового фронта. При естественной волновой эволюции трехмерная волновая картина при  $Re > 40$  отличается от волновой картины  $Re < 40$  большим количеством подковообразных волн и впадин, что свидетельствует о сходстве их динамических характеристик с 3D волнами возбуждаемыми контролируруемыми внешними возмущениями. К сожалению, метод теневой фотографии не позволяет получить данные о толщине пленки, представляя лишь качественную визуализацию течения. Тем не менее остается возможным определить характерные размеры волновых структур и их фазовую скорость, в дальнейшем используемые для сравнения с расчетом.

Результаты моделирования с заданными периодическими граничными условиями [18; 35; 40; 48] хорошо согласуются с результатами экспериментов, полученных при строго контролируемых параметрах [8; 39] для случаев регулярных волновых структур, формируемых методом регулярного внешнего периодического возмущения потока на входе (рисунок 1.5). Результаты [40] показали сложную структуру течения жидкости в

разных частях формирующихся 3D волн, особенно в областях основного горба, где силы инерции преобладают над вязкостно-капиллярными (рисунок 1.10).

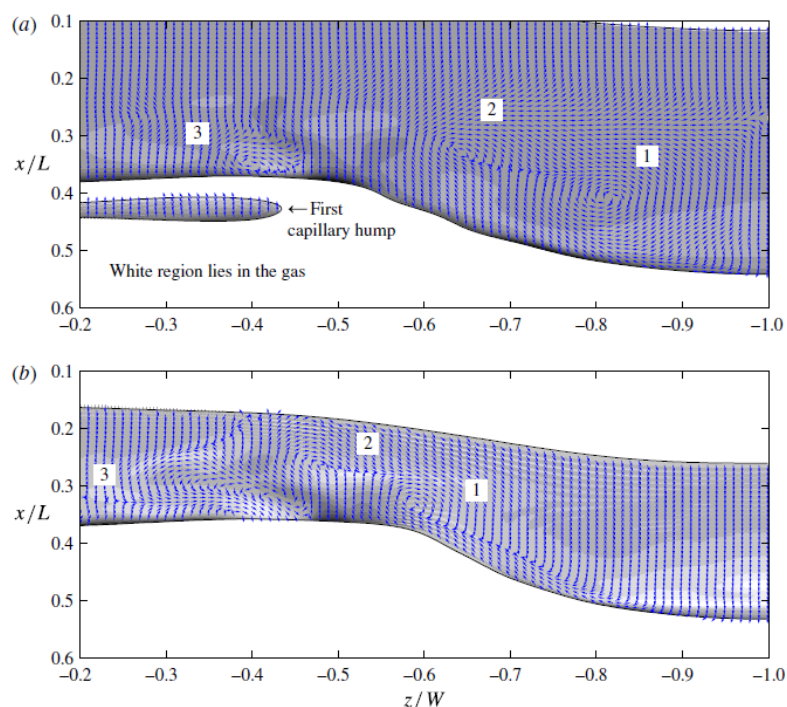


Рисунок 1.10 – Поля скорости в трехмерной волне на разных расстояниях от стенки (a)  $y = 0,2$  мм (b)  $y = 0,3$  мм. Модель WRIBL [40].

Закономерности длительной волновой эволюции и переход к развитым трехмерным волновым режимам, а также границы параметров течения, где такие развитые трехмерные режимы реализуются, до конца не ясны. Хотя волновые характеристики и волновая эволюция вдоль течения на стекающих пленках жидкости исследовалась во многих экспериментальных работах с использованием различных рабочих участков (вертикальные и наклонные пластины, внутренняя и внешняя поверхность труб) и разных способов орошения жидкостью, как например в [12–15], до сих пор существует неопределенность в классификации волновых режимов для большинства исследуемых случаев вертикально стекающих пленок жидкости. В работе [9] была предложена классификация режимов течения вертикально стекающих пленок в зависимости от числа Рейнольдса. Эта классификация основана на анализе экспериментальных данных, полученных в работах [5–8; 45]. Согласно их выводам, можно выделить пять возможных развитых волновых режимов. В частности, полностью развитый трехмерный волновой режим, часто называемый «поверхностной турбулентность», лежит в диапазоне  $Re_2 < Re < Re_3$  и граничит с режимом 2D

капиллярных волн, когда  $Re < Re_2$  и режимом катящихся волн, когда  $Re > Re_3$ . В случае пленок воды границы определены как  $Re_2 \approx 40$  и  $Re_3 \approx 400$ , что совпадает с результатами наблюдений за волновой эволюцией вдоль течения на относительно небольших расстояниях от распределителя (меньше 0,5 м) в [8]. Однако, как отмечают в [1], существует несколько различных систем классификации волновых режимов.

Что касается экспериментального изучения классификации пленочных режимов течения и возможных сценариев волновой эволюции вниз по потоку на больших расстояниях (как минимум 1 м или больше от распределителя), наблюдается некоторое расхождение в интерпретации результатов, полученных разными авторами на основе статистического анализа волновых характеристик. Так, в работе [49] было показано, что стабилизации волнового течения не происходит на расстоянии вплоть до 2 м от распределителя при  $Re > 75$ , тогда как в [50],[51], [52] было показано, что стабилизация волновых характеристик происходит на приблизительно равных или меньших расстояниях от распределителя при  $Re$  до 250 – 375 в случае течения пленки воды. Одно из возможных объяснений подобных расхождений может заключаться в том, что во всех упомянутых выше экспериментах использовались локальные датчики, не позволяющие однозначно идентифицировать тип волновых структур (двух- или трехмерных). А как отмечалось в работах, например [18; 35], процесс перехода от 2D волн к 3D существенно зависит от начальных условий, которые, скорее всего, были разными для экспериментальных стендов разных авторов. Другой возможной причиной расхождений в результатах локальных методов измерения, может служить недавно обнаруженное явление образования струй при переходе от 2D к 3D волнам [10; 53]. В указанных работах с помощью методов лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ или LIF) и высокоскоростного ЛИФ было показано, что локальные расходы жидкости и волновые характеристики могут существенно варьироваться в поперечном направлении на расстояниях около 1 см. Эти вариации возникают вследствие перехода от двухмерных к трехмерным волнам и связанным с этим процессом формированием струй (рисунок 1.11). Таким образом, в случае проведения измерений локальными датчиками, полученные характеристики пленочного течения могут зависеть не только от расстояния от входа, но и от поперечного положения датчика. Было экспериментально показано, что образующиеся волны не являются подковообразными, а имеют форму больше похожую на удлиненную 3D волну [7]. Авторами [10] было выдвинуто предположение, что след

такой удлиненной 3D волны возмущает последующую 2D волну и таким образом формируются упорядоченные цепочки 3D волн (рисунок 1.11d). Стоит отметить, что [51] по видимому были первыми, кто описал постепенное формирования струй на волновых пленках жидкости. Но в их работе формирование струй не связывалось с процессом перехода к трехмерным волновым режимам. Предыдущие попытки классификации режимов течения стекающих пленок жидкости не учитывали факт формирования струй в процессе перехода от 2D к 3D волнам. Кроме того, наличие струй никак не учитывалось при попытке моделирования трехмерных волновых режимов [54].

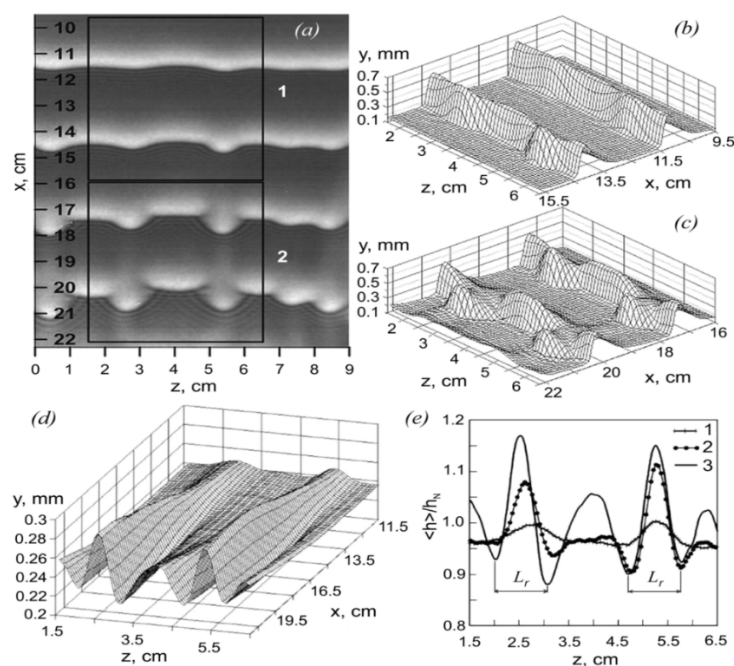


Рисунок 1.11 – Осредненная по времени форма поверхности пленки: (а) – ЛИФ изображение; (б) – поле толщин для области 1, (с) – поле толщин для области 2, (д) – осредненное по времени поле толщин, (е) – поперечные разрезы для а на расстояниях от распределителя: 1 – 11 см, 2 – 16 см, 3 – 21,5 см [10]

Особое значение имеет определение области существования установившихся волновых режимов, что существенно упрощает сопоставление экспериментальных данных с теоретическими моделями, поскольку в случае установившихся волновых режимов отпадает необходимость точного соответствия начальных условий в экспериментах и расчетах. Поэтому, одной из задач данной работы являлось представить классификацию режимов течения, раскрывающую новые особенности эволюции трехмерных волновых структур вниз по потоку.

Как уже отмечалось, существует предположение, что развитые трехмерные режимы пленочного течения при умеренных числах Рейнольдса можно представить в виде совокупности 3D подковообразных волн, взаимодействующих друг с другом

случайным образом. Причем одним из первых шагов к экспериментальному изучению особенностей такого трехмерного волнового движения на поверхности стекающих пленок жидкости является изучение детерминированных волновых структур. Впервые такое исследование было проведено в [28], где с помощью удара капли рабочей жидкости на начальном безволновом участке течения удалось получить уединенную 3D волну. Такой подход позволил исключить влияние межволнового взаимодействия.

Эксперименты проводились на вертикально стекающей пленке водно-спиртового раствора в диапазоне  $2 < Re < 5$  методом ЛИФ. В данной работе впервые была описана эволюция 3D уединенных волн и экспериментально показано существование ранее теоретически предсказанных [30] стационарных уединенных 3D подковообразных волн. Как было показано в [9] характеристики стационарных волн полученных в [28] хорошо согласуются с результатами расчета.

Взаимодействие стационарных 3D волн с двумерными экспериментально исследовалось в [55] для воды и водоглицериновых растворов (рисунок 1.12). Были зарегистрированы стабильные режимы взаимодействия подковообразных волн с высокочастотными 2D волнами. При этом амплитуда 3D волн в стабильных режимах взаимодействия оказывалась существенно ниже значений амплитуды стационарных волн на гладкой пленке.

Как следует из приведенного обзора, современные экспериментальные методы позволяют реконструировать форму поверхности стекающей пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. Тем не менее, очевидно, что задание профиля скорости жидкости в пленке оказывает существенное влияние на результаты моделирования. По этой причине, значительное число исследований посвящено экспериментальному

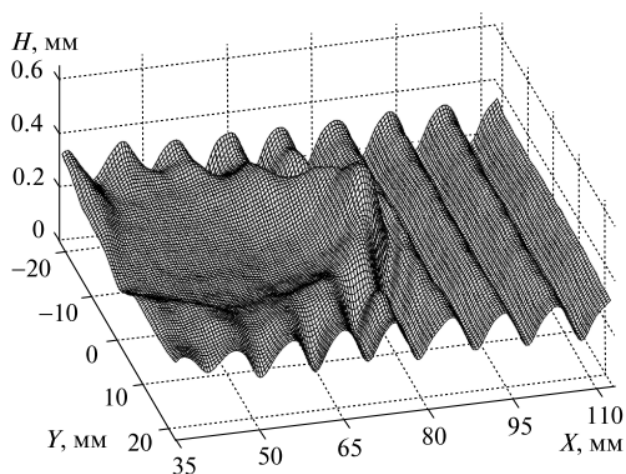


Рисунок 1.12 – Взаимодействие трехмерной волны с высокочастотной двумерной. Водоглицериновый раствор,  $Re = 14$ ,  $F = 25$  Гц [55].

определению скорости в волновой пленке жидкости. Однако эта задача является крайне сложной, поскольку требует одновременного измерения мгновенных полей скорости с

привязкой к определенной точке волны, что дополнительно усложняется градиентом скорости жидкости по толщине пленки. Также стоит отметить, что для многих жидкостей толщина пленки в волне варьируется от нескольких десятых миллиметра до нескольких миллиметров, и волновые структуры включают в себя элементы размером от нескольких миллиметров (капиллярный предвестник) до нескольких сантиметров (основной гребень волны), что на 1-2 порядка больше характерных значений толщин.

Мгновенные профили скорости в 2D волнах были получены, например, в работе [56] и позже некоторыми из соавторов в работе [57] с помощью метода стробоскопической визуализации алюминиевых частиц (рисунок 1.13). Одновременно с измерением скорости теневым методом определялась форма волны. Ввиду сложности данного эксперимента, исследовалось течение вязкого водоглицеринового раствора при  $Re < 15$ . Эти эксперименты показали, что профили скорости под 2D волнами хорошо описываются автомодельным параболическим профилем с отклонением под гребнем волны, не превышающим 15%, а профиль скорости в остаточном слое совпадает с профилем Нуссельта. Разброс данных в минимуме капиллярного предвестника не позволил построить профиль в этой области.

В работе [7] подход PIV применялся для измерения скорости в волновой пленке стекающей по внутренней стенке вертикальной трубы (рисунок 1.9). Параболические профили скорости наблюдались во всем диапазоне исследуемых чисел Рейнольдса ( $Re = 27 - 200$ ), хотя в экспериментах деления естественных волн на 2D и 3D не проводилось. Во всех случаях профиль Нуссельта, построенный на основе локальной толщины пленки, демонстрировал завышенные значения скорости жидкости под гребнями крупных волн. Аналогичный результат был получен в работе [58], с использованием метода активации фотохромного красителя (рисунок 1.14). В данном экспериментальном исследовании измерения проводились в волновой пленке, стекающей по наклонной пластине, в диапазоне чисел Рейнольдса от 11 до 220. Однако, как и в предыдущих работах, не проводилось определение типа волн. Кроме того, оставалась невозможной привязка профиля скорости к конкретным участкам волны.

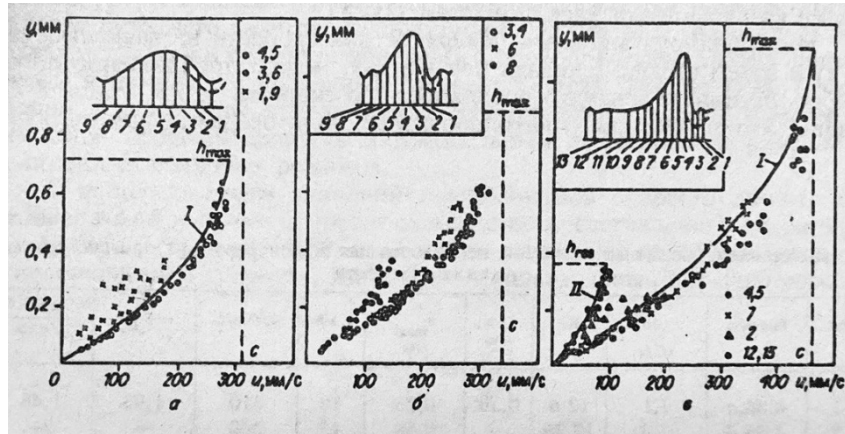


Рисунок 1.13 – Мгновенный профиль скорости в волновой пленке жидкости,  $Re = 12,4$  [56].

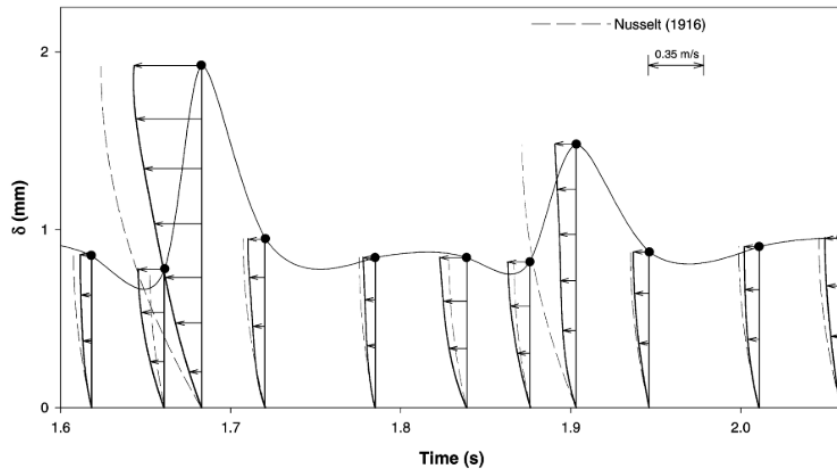


Рисунок 1.14 – Вариация мгновенного профиля скорости и толщины пленки,  $Re = 26$  [58].

Детальное экспериментальное исследование структуры течения в области минимума капиллярного предвестника было проведено в [59]. Авторы использовали комбинацию лазерной доплеровской анемометрии и конфокальной микроскопии для определения толщины пленки. Изучались регулярные 2D волны, искусственно возбужденные на поверхности пленки, стекающей по наклонной пластине. Впервые было экспериментально зарегистрировано возвратное течение. Авторы показали хорошее согласие экспериментальных данных с результатами прямого численного моделирования. Ряд соавторов данной работы позже провели подобные эксперименты, но уже с использованием метода PIV для построения профиля скорости [60]. В ходе экспериментов была детально исследована с высокой точностью структура потока в

области капиллярного предвестника 2D волны и наглядно показано существование возвратных течений и отрыва потока (рисунок 1.15).

Систематическое исследование структуры течения в различных областях регулярных искусственно возбужденных 2D волн на пленках, стекающих по наклонной пластине проведено в [61; 62]. Для измерения скорости, как и в работе [60] использовался метод PIV и, дополнительно, particle tracking velocimetry (PTV). Форма межфазной границы определялась методом плоскостного ЛИФ (рисунок 1.16). Несмотря на то, что пространственное разрешение в этом исследовании было на порядок ниже, чем в [60], авторам удалось представить профили скорости вдоль всей длины волны с шагом в 1 мм и продемонстрировать что скорость жидкости под гребнем волны может быть в два раза ниже значений, предсказываемых теорией Нуссельта.

В отличие от 2D волн, для 3D волн в литературе до недавнего времени отсутствовали результаты одновременного измерения формы волны и скорости в её различных частях. Первое подобное исследование было выполнено в серии работ [63–65], посвященных изучению 3D волн в стекающей пленке жидкости. В этих работах с помощью пленоптической камеры, также

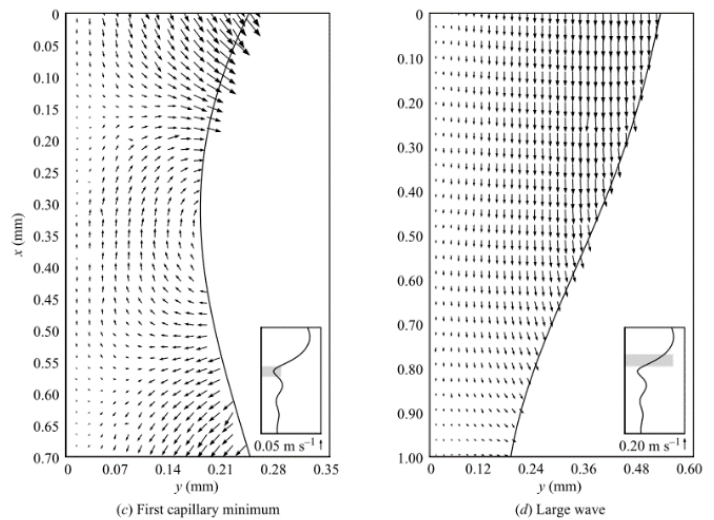


Рисунок 1.15 – Поля скорости, полученные с помощью PIV,  $Re = 15$ ,  $F = 16$  Гц [60].

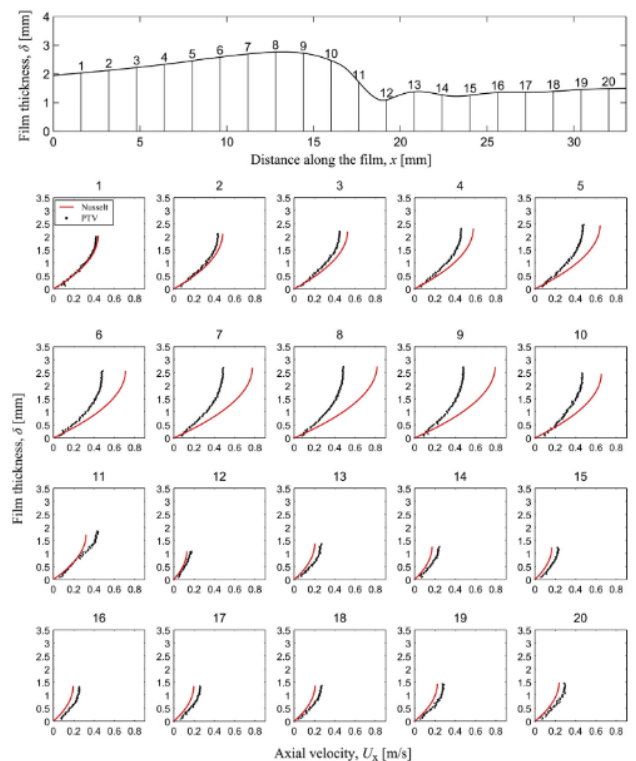


Рисунок 1.16 – Осредненные профили скорости в волновой пленке.  $Re = 27$ ,  $Ka = 85$ ,  $F = 10$  Гц [61].

известной как камера светового поля, были проведены одновременные измерения формы волны методом ЛИФ и мгновенных полей скорости методом PTV. В результате была построена структура течений в 3D волне, а также показано, что основные области поперечных потоков локализованы под гребнем 3D волны. Показано хорошее качественное соответствие между рассчитанными по полной WRIBL модели и экспериментально измеренными характеристиками трехмерной волны. Эти результаты представлены в главе 4.

## **1.2 Современные методы экспериментального исследования пленочного течения жидкости**

Основными физическими характеристиками, определяемыми при экспериментальном изучении волнового пленочного течения, являются, в первую очередь, толщина пленки жидкости, скорость жидкости в волне, касательное напряжение на стенке, а также амплитуда и фазовая скорость волн. Перечисленные характеристики волнового движения могут быть измерены как локальными, так и полевыми методами диагностики [66]. Поскольку в представленной работе измеряемые величины ограничивались толщиной пленки и скоростью жидкости, а также определением размеров и фазовой скорости волн, остановимся на обзоре методов измерений этих величин.

На данный момент известно довольно большое количество методов измерения толщины пленки жидкости. К ним относятся метод касания, емкостной метод, теневой метод, метод электропроводности, флуоресцентно спектроскопический метод и т.-д. Подробное описание большинства используемых методов, их преимуществ и недостатков можно найти в [1]. Стоит отметить, что часть из всего многочисленного набора существующих методов оказалась сложна в реализации, и их дальнейшее использование не получило распространения.

Наиболее перспективными оказались методы, основанные на электрических и оптических принципах. Помимо относительной простоты реализации их преимуществом является возможность создания диагностических систем, позволяющих проводить полевые измерения, особенно актуальные при изучении трехмерных волновых режимов. Тем не менее, размещение локальных датчиков (например датчиков электропроводности)

с высокой плотностью по всей исследуемой области с целью проведения полевых измерений всё еще остается весьма трудоемкой задачей, как при реализации, так и при сборе данных. Естественным ограничением для достижения высокого пространственного разрешения при такой компоновке является размер датчиков и их взаимное влияние друг на друга. Подобные измерительные системы применялись, например, в [67], где авторам удалось разместить 1064 датчика электропроводности с пространственным разрешением 3мм при изучении кольцевых двухфазных потоков. Несмотря на успешную реализацию измерительных систем с использованием группы локальных датчиков, оптические полевые методы исследования являются наиболее перспективными.

### **1.2.1 Современные оптические полевые метода измерения толщины пленки жидкости**

В настоящее время оптические методы исследования потока являются наиболее распространенными и развитыми полевыми методами измерения характеристик волнового пленочного течения, таких как толщина пленки, размеры и фазовые скорости поверхностных волн, скорость жидкости. Использование оптических методов позволяет получать данные с высоким пространственным и временным разрешением, при этом не оказывая воздействия на поток.

Метод теневой фотографии нашел широкое применение в исследованиях пленочных течений и был впервые применён в классической работе [21], где использовалась боковая схема освещения и регистрации теневой картины. Данная конфигурация позволяла определить толщину пленки и построить профиль волн в случае кольцевого течения, но только в одном сечении, без данных о полной пространственной волновой картине.

Наибольшее распространение получила конфигурация, при которой пленка жидкости стекает по прозрачной поверхности, освещение осуществляется со стороны свободной границы, а светотеневая картина формируется за прозрачной поверхностью на экране. Такая конфигурация позволяет зарегистрировать общую картину течения, определить характерные размеры и форму волн, а также фазовые скорости. Однако амплитуда наблюдаемых волн при этом остается недоступной для измерения. Описанная

модификация теневого метода применялась, к примеру, в работе [8] (рисунок 1.5) для исследования волновой эволюции на вертикально стекающих пленках жидкости, а также в ходе выполнения данной диссертации (рисунок 1.1). В некоторых случаях изменение расстояние между экраном и поверхностью, на которой формируется течение, позволяет выделить структуры с большей или меньшей кривизной поверхности, как например в работе [3]. Изменяя расстояние между экраном и поверхностью, автором данной работы удалось визуализировать процесс формирования струй при переходе к трехмерному волновому режиму в вертикально стекающей пленке жидкости.

Ключевой характеристикой при изучении пленочных течений является форма свободной поверхности, то есть толщина пленки жидкости. Одним из первых предложенных оптических методов, дающих количественную информацию о толщине пленки, является метод поглощения света, впервые предложенный в [68] для локальных измерений и развитый в [69] для полевых. В ходе измерений слой предварительно подкрашенной жидкости равномерно освещается, а толщина пленки определяется по ослаблению интенсивности проходящего через неё света. Недостатком метода является сложность учета преломления и перераспределения интенсивности света, связанных с влиянием искривленной свободной поверхности.

Метод флуоресцентной визуализации, впервые предложенный в работе [39] основан на измерения свечения флуоресцирующего вещества, растворенного в жидкости. Принцип данного метода, также называемого флуоресцентным, основан на связи интенсивность свечения жидкости и толщине плёнки. Чем толще слой жидкости, тем ярче будет её свечение. Ключевая особенность флуоресценции является разность спектра поглощения и спектра излучения вещества. Это позволяет с помощью светофильтра легко отделить полезный сигнал от помех, вызванных рассеянием и отражением возбуждающего света. Как правило, в качестве источника возбуждающего флуоресценцию использовались линейные ультрафиолетовые газоразрядные лампы. При такой компоновке свет падал на поверхность под широким диапазоном углов, что в свою очередь затрудняло оценку ошибок, связанных с преломлением света и оптическими искажениями на межфазной границе. Предложенный метод широко применялся для исследования неустойчивости тонких пленок жидкости стекающих по наклонной поверхности [39; 70], динамики солитонообразных волн [36], трехмерной неустойчивости 2D волн [47].

Значительным прогрессом стало появление метода ЛИФ. В данной модификации в качестве источника возбуждающего излучения использовался лазер, который в отличие от классического источника излучения, используемого в методе флуоресцентной визуализации, позволяет создать слаборасходящийся монохроматический пучок света. При такой компоновке значительно упрощается процесс калибровки системы и уменьшается ошибка, связанная с влиянием оптических искажений. В настоящее время метод ЛИФ обеспечивает очень высокое пространственное и временное разрешение, ограниченное в основном характеристиками используемых камер [66]. Метод ЛИФ использовался в данной работе для исследования трехмерной волновой эволюции и регулярных трехмерных волн и подробно описан в разделе 2.2 второй главы.

### **1.2.2 Современные оптические полевые методы измерения скорости в волновых пленках жидкости**

Измерение скорости в волновой пленке жидкости сопряжено со значительными техническими трудностями. Ключевыми проблемами является необходимость осуществлять регистрацию полей скорости с привязкой к конкретной области волновой структуры, то есть с одновременным определением толщины. Ситуацию также осложняет наличие градиентов скорости в перпендикулярном к стенке направлении, и малая (на 1-2 порядка меньше) толщина пленки по сравнению с характерным размером исследуемых волновых структур.

Ключевые экспериментальные работы, в которых были реализованы измерения скорости кратко освещались в разделе 1.1.1. Впервые в вертикально стекающей пленке мгновенные профили скорости были получены в работе [56] методом стробоскопической визуализации частиц и позже некоторыми из соавторов в работе [57] (рисунок 1.12).

Метод активации фотохромного красителя, применяющийся в работе [58], основан на регистрации перемещения в жидкости подкрашенного следа, сформированного воздействием импульсного ультрафиолетового лазерного луча на растворенный фотохромный краситель. Одновременно с получением профиля скорости определялась локальная толщина пленки. Однако, не проводилось определение типа волн и оставалась

невозможной привязка профиля скорости к конкретным участкам волны. Пространственное разрешение метода ограничивалось диаметром лазерного луча.

В последнее время широкое распространения получили методы, основанные на цифровой трассерной визуализации, такие как PIV и PTV. Идея используемых методов PIV и PTV основывается на измерении скорости групп частиц (PIV) или отдельных частиц (PTV), которыми предварительно засеивается поток. При этом поле скорости в исследуемой области определяется по смещению образов частиц на последовательных кадрах, сделанных с известным временным интервалом.

Метод PIV применялся в работе [7] для измерения компонент скорости  $U_x$  и  $V_y$  в 3D волнах при ламинарном пленочном течении. Параболические профили скорости наблюдались во всем диапазоне исследуемых чисел Рейнольдса ( $Re = 27 - 200$ ).

В работах [62; 71; 72] методы PIV и PTV применялись для получения мгновенных полей скорости  $U_x$ ,  $V_y$  совместно с методом ЛИФ для определения формы межфазной границы. При этом поток освещался лазерным ножом, направленным перпендикулярно стенке, а камерой регистрировался рассеянный или флуоресцентный свет от частиц. Определение смещения трассеров при таком варианте PIV системы было возможно только по координатам  $X$  и  $Y$ , и как следствие измерялись только две компоненты скорости  $U_x$  и  $V_y$  в освещаемой плоскости  $X - Y$ . Стоит отметить, что в упомянутых выше работах исследовались 2D волны. В 3D волнах потоки имеют более сложную структуру, где присутствуют области поперечных течений, связанные с формированием 3D волны. Очевидно, что при описании процессов перехода к трехмерным волновым режимам течения и эволюции 3D волн не обойтись без данных о поперечной компоненте скорости  $W_z$ . Однако, такие особенности пленочного течения как наличие свободной поверхности, характерная толщина пленки порядка сотен микрон и большие градиенты скорости крайне осложняют измерение компоненты  $W_z$ . Кроме того, дополнительным препятствием является необходимость измерения скорости одновременно с регистрацией толщины пленки, чтобы связать получаемые поля скорости с положением в волне.

Компоновки систем плоскостного PIV для двумерных двукомпонентных (2D–2C) измерений, используемые в упомянутых выше работах не подходят для измерения поперечной компоненты скорости  $W_z$ . Технически крайне сложно осветить в стекающей пленке очень тонкий слой жидкости, параллельный стенке. Основные препятствия –

преломление света на межфазной поверхности и необходимость довольно строго выдерживать толщину луча и его параллельность стенке.

В работе [73] для получения полей скорости в плоскости стенки при кольцевом газожидкостном пленочном течении использовался метод *micro-PIV*. Использование системы *micro-PIV* дает возможность уйти от необходимости применения лазерного ножа для выделения плоскости освещения. Вместо этого используется объемное освещение области, а плоскость, в которой проводится измерение, локализуется за счет маленькой глубины резкости оптической системы. Такой подход, однако, не эффективен при изучении трехмерного волнового движения, поскольку характерный размер волновых структур составляет 1-1,5 см, что на порядок больше характерного размера регистрируемой при *micro PIV* области. Попытка увеличить размеры видимой области неизбежно ведут к увеличению глубины резкости, и как следствие к падению разрешения вдоль оптической оси системы ( $Z$ ). Еще одним препятствием, как и в случае со стандартной *PIV* системой, является невозможность одновременного получения полей скорости на разном расстоянии от стенки, что обуславливает актуальность проведения объемных измерений скорости.

Как правило, в современных объемных методах *PIV* или *PTV* векторные поля скорости получают с помощью одновременного использования четырех или более цифровых камер, расположенных в разных позициях, что во многих случаях ограничивает применимость этих методов. В настоящее время появляется все больше работ, в которых объемные поля скорости измеряются с помощью одной единственной камеры светового поля («*light field*» или *LF*) [74–76]. В такой камере перед светочувствительной матрицей установлен специальный массив микролинз, что позволяет получать не только пространственную, но и угловую информацию о падающих лучах света. При использовании *LF* камеры для *PIV* или *PTV* измерений положение траксирующих частиц в измерительном объеме фиксируется мгновенно. В результате становится возможным построить объемные поля скорости по серии последовательных изображений. Именно такая модификация *PTV* метода использовалась в настоящей работе для одновременного измерений трехмерных полей скорости в регулярной трехмерной волне и толщины пленки жидкости методом ЛИФ. Подробное описание принципов работы камеры светового поля и метода измерений *LF – PTV* и ЛИФ представлено в разделе 2.3.

### 1.3 Выводы к главе 1

Активное изучение волновых структур в стекающих пленках жидкости обусловлено как фундаментальным интересом к механизмам формирования и взаимодействия волн, так и широким применением стекающих пленок жидкости в индустриальных приложениях.

Анализ литературы показывает, что на данный момент двумерные волны изучены достаточно подробно как теоретически, так и экспериментально. Результаты прямого численного моделирования, расчетов по упрощенной и полной версиям модели WRIBL и экспериментальные данные демонстрируют хорошее количественное и качественное соответствие.

Значительный прогресс наблюдается в изучении трехмерных волновых режимов, хотя они остаются изученными в гораздо меньшей степени. Несмотря на то, что развитый трехмерный волновой режим является конечной стадией волновой эволюции, в литературе отсутствует достаточное количество экспериментальных данных для верификации имеющихся теоретических моделей и развития новых. В частности, отсутствуют экспериментальные данные по скорости жидкости в пленке и структуре течения в волнах при трехмерных волновых режимах. Кроме того, до настоящего времени закономерности развития полностью развитого трехмерного волнового режима, а также границы области режимных параметров, при которых такие режимы реализуются, остаются до конца не определенными. Данные обстоятельства затрудняют корректное сравнение теории и эксперимента, которое желательно проводить в области установившегося трехмерного волнового режима.

Дефицит экспериментальных данных обусловлен тем, что изучение трехмерных волновых структур требует применения полевых измерительных систем с высоким пространственным и временным разрешением. Да недавнего времени такого рода измерения оставались технически сложно реализуемыми.

## Глава 2 Описание методов измерения и экспериментальных установок

### 2.1 Экспериментальные установки

#### 2.1.1 Экспериментальный стенд для изучения свободно стекающей пленки жидкости на большой длине пробега

Экспериментальный стенд состоит из замкнутого гидродинамического контура, измерительной аппаратуры и источника возмущений потока (рисунок 2.1). Рабочий участок является частью гидродинамического контура, и представляет собой вертикально закрепленную прозрачную стеклянную пластину, на поверхности которой с помощью щелевого распределителя формируется пленка жидкости. Размеры рабочего участка составляют  $S = 50$  см по горизонтали и  $L = 150$  см по вертикали ( $L/L_{in} \sim 88$  для  $Re = 100$ ). Рабочая жидкость поступает в щелевой распределитель самотеком из наполненного напорного бака. Расход жидкости устанавливается регулировочным краном, и контролируется поплавковым ротаметром. После прохождения рабочего участка жидкость собирается в накопительном баке, и по мере необходимости с помощью насоса перекачивается в напорный бак. Для возбуждения регулярных двумерных волн на поверхности стекающей пленки жидкости в гидродинамический контур перед щелевым распределителем встроен электромагнитный модулятор расхода жидкости. Модулятор представляет собой резиновую мембрану, закреплённую в стенке трубы и приводимую в движение электромагнитным вибратором. Управляющий гармонический сигнал подается от генератора сигналов низкой частоты ГЗ – 118 [41].

Величина зазора, задаваемая щелевым распределителем, регулируется с помощью микровинтов. Контроль равномерности орошения пластины осуществляется с помощью искусственно возбуждаемых модуляцией расхода жидкости двумерных волн. Изменение локального расхода жидкости приводит к искривлению фронта двумерной волны. Таким

образом, опираясь на форму возбужденных двумерных волн, с помощью микровинтов достигается равномерное орошение пластины по всей ширине.

Регистрация общей картины течения проводилась теневым методом. Пленка жидкости освещалась с орошаемой стороны пластины галогеновым прожектором, а светотеневая картина, сформированная на установленном за пластиной экране, регистрировалась высокоскоростной камерой (рисунок 2.1).

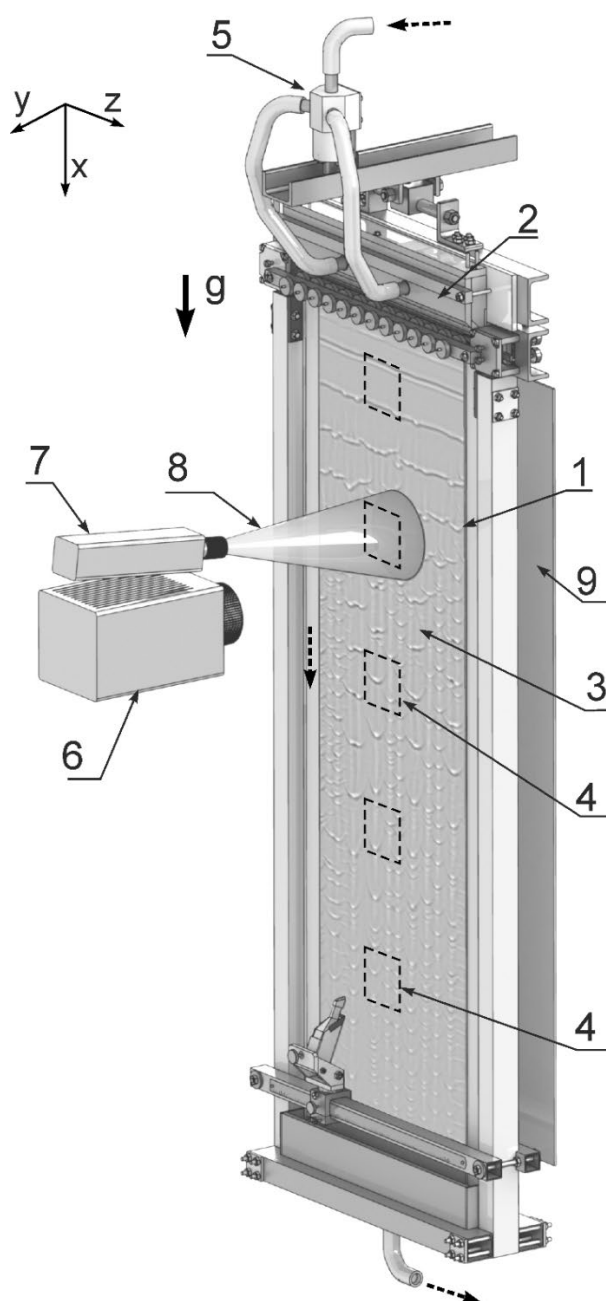


Рисунок 2.1 – Общая схема экспериментальной установки. 1 – стеклянная пластина, 2 – щелевой распределитель, 3 – волновая пленка жидкости, 4 – области измерений, 5 – модулятор расхода жидкости, 6 – высокоскоростная камера, 7 – Nd:Yag лазер, 8 – конический пучок света, 9 – белый экран для теневой съемки.

Для получения мгновенных полей толщин использовался метод высокоскоростной ЛИФ, который будет подробно описан в данной главе далее. Регистрация проводилась с орошаемой стороны пластины на 5 участках течения, находящихся на разном удалении от распределителя (рисунок 2.1).

### 2.1.2 Экспериментальный стенд для изучения структуры потоков в трехмерных волнах на стекающей пленке жидкости

Общая схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2.2. Основной принцип устройства экспериментального стенда аналогичен установке, описанной выше в разделе 2.1.1. Отличие заключается в размере рабочего участка, который значительно меньше и составляют 16 см в горизонтальном и 25 см в вертикальном направлениях.

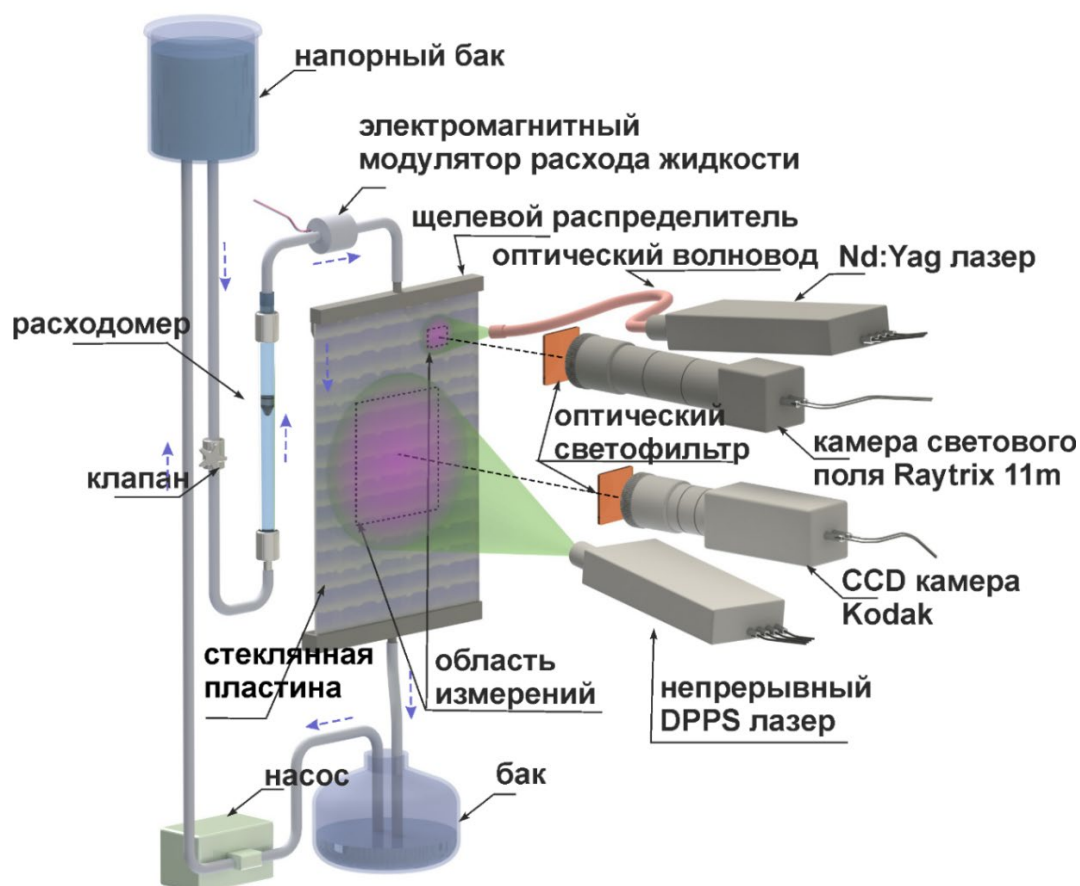


Рисунок 2.2 – Общая схема экспериментальной установки для изучения структуры потоков в трехмерных волнах на стекающей пленке жидкости.

Для каждого исследуемого режима измерения проводились в следующем порядке: на первом этапе проводились ЛИФ измерения общей картины течения на всей области,

далее проводились измерение полей скорости в пленке жидкости, а также определение формы поверхности оптическим методом LF LIF-PTV с неорошаемой стороны пластины в области размером 1,7 см в горизонтальном и 1.1 см в вертикальном направлении. Метод LF LIF-PTV будет описан далее в данной главе.

## **2.2 Полевые измерения толщины пленки методом лазер индуцированной флуоресценции**

### **2.2.1 Основной принцип метода ЛИФ и измерительная система**

Определение толщины пленки с помощью метода ЛИФ основано на измерении интенсивности флуоресценции слоя жидкости, в которую добавлен специальный краситель Родамин 6Ж. В ходе эксперимента исследуемую область освещают источником света, возбуждающим флуоресценцию и с помощью цифровой камеры регистрируют интенсивность её свечения (рисунок 2.3).

Проходя через слой жидкости толщиной  $h$  возбуждающее излучение поглощается растворённым в ней флуорофором и за короткий промежуток времени ( $10^{-6} - 10^{-9}$  с) переизлучается. Важной особенностью является то, что спектральный состав переизлученного света сдвинут в сторону больших длин волн по сравнению со спектральным составом возбуждающего излучения. Это позволяет отделить с помощью светофильтра возбуждающее излучение и регистрировать только переизлученный свет [2; 3].

За счет поглощения света флуорофором, интенсивность  $I(y)$  возбуждающего излучения снижается по мере прохождения в толщу жидкости для случая нормального падения возбуждающего света на плоский слой жидкости, и описывается законом Бугерта-Ламберта-Бера [66]:

$$I(y) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot y} \quad (2.1)$$

где  $I_0$  – интенсивность возбуждающего излучения на входе в жидкость ( $y = 0$ ), а  $\alpha$  – коэффициент поглощения, который зависит от свойств раствора (концентрация

флуорофора и состав рабочей жидкости). Суммарная интенсивность флуоресценции слоя жидкости толщиной  $h$  складывается из свечения, возникающего при прохождении прямого и отраженного от дальней границы возбуждающего света, а также отраженного переизлученного света. Проинтегрировав выражение 1, с учетом упомянутых выше условий, получаем соотношение, связывающее толщину слоя жидкости  $h$  и яркость регистрируемого камерой с установленным светофильтром изображения  $I$  [66]:

$$I(h) = C(1 - e^{-\alpha h}) \cdot (1 + K \cdot e^{-\alpha h})(1 + K) + D \quad (2.2)$$

Здесь  $K$  – коэффициент отражения от дальней границы слоя,  $D$  – темновой уровень светочувствительного элемента (цифровая матрица камеры), то есть уровень сигнала, который регистрируется в отсутствии флуоресценции, а  $C$  – передаточный коэффициент, зависящий от расположения камеры и источника возбуждающего света.

При полевых измерениях толщины слоя жидкости связь яркости  $J(x, z)$  и толщины  $h(x, z)$  выглядит следующим образом:

$$J(x, z) = C(x, z)(1 - \exp(-\alpha h(x, z))) \times (1 + K(x, z) \times \exp(-\alpha h(x, z))) \times (1 + K(x, z)) + D(x, z) \quad (2.3)$$

Для определения темнового уровня  $D(x, z)$ , передаточной функции  $C(x, z)$  проводятся вспомогательные измерения и калибровка измерительной системы. Коэффициент поглощения  $\alpha$ , используемого раствора определяется в ходе дополнительного эксперимента, подробно описанного в 2.2.3.

В качестве источника возбуждающего излучения для измерений ЛИФ как правило используется лазер с длиной волны 532 нм, а регистрация распределения яркости свечения пленки осуществляется цифровой камерой. Перед камерой устанавливается оранжевый светофильтр, с помощью которого возбуждающее излучение отделяется от флуоресценции жидкости. Для создания равномерно освещенной области используется полусферическая рассеивающая линза, через которую пропускается лазерный луч. В результате формируется конический пучок света с углом раскрытия 10-12 градусов. Размер освещаемой области задается изменением расстояния между линзой и пластиной, на которой формируется пленка жидкости. Для предотвращения возникновения спекловых структур, луч лазера рассеивается фторопластовой пленкой, устанавливаемой

перед линзой. В экспериментах по изучению структуры потоков в волнах для формирования светового конуса применяется жидкостный оптический волновод.

### 2.2.2 Стандартная и высокоскоростная конфигурация системы ЛИФ

Измерительная система ЛИФ схематически показана на рисунке 2.2 и более подробно на рисунке 2.3. В данной работе для возбуждения флуоресценции раствора используется импульсный Nd:YAG лазер New Wave Research Solo PIV с длиной волны излучения 532 нм и энергией импульса 50 мДж. Как было сказано выше, конический пучок света формируется рассеивающей линзой и освещает область измерения. Свечение пленки жидкости регистрируется цифровой камерой KODAK с размером матрицы 1008 на 1018 пикселей. Лазер и камера управляется и синхронизируется с помощью процессора Dantec и программного обеспечения FlowManager. Запись проводится в однокадровом или двухкадровом режиме. При этом во втором случае минимальная задержка между кадрами в паре может составлять несколько микросекунд. Максимальная частота съемки составляет 7.5 Гц.

Высокоскоростная ЛИФ съемка проводилась с помощью камеры Photron SA5 с частотой съемки 1 кГц и полнокадровой матрицей с разрешением 1024 x 1024 пикс. В

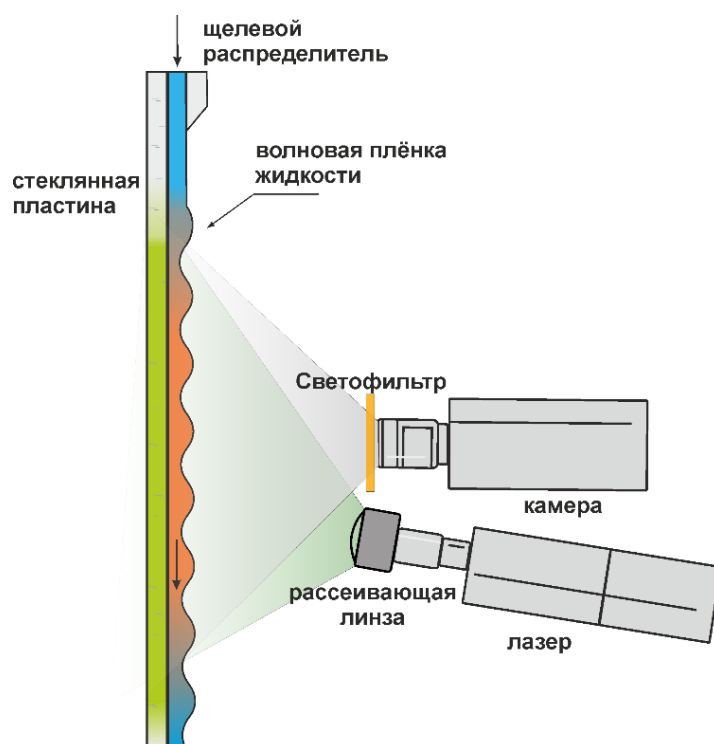


Рисунок 2.3 – Схема измерений методом ЛИФ волновой пленки жидкости

отличии от стандартной конфигурации системы ЛИФ для возбуждения флуоресценции использовался непрерывный твердотельный лазер с диодной накачкой мощностью 2 Вт.

В данной работе размер освещаемой области составляет от 16 см на 16 см до 25 см до 25 см. Съемка и освещение при работе со стандартной системой ЛИФ проводилась с неорошаемой стороны пластины. Такая конфигурация обеспечивает наименьшее влияние оптических искажений. В зависимости от условий эксперимента съемка может проводиться и с орошаемой стороны пластины, как, например, в данной работе при высокоскоростных ЛИФ измерениях (рисунок 2.3).

### **2.2.3 Калибровка измерительной системы ЛИФ, определение коэффициента поглощения $\alpha$ и реконструкция полей толщин**

Калибровка измерительной системы проводится перед каждым экспериментом. Во время калибровки пластина равномерно орошается при малых числах  $Re$ , в результате чего формируется гладкая плёнка рабочей жидкости равной толщины по всей области. Толщина пленки в таком случае определяется по формуле Нуссельта (уравнение 1.8). Яркость свечения пленки  $J(x,z)$  регистрируется камерой и в дальнейшем вычисляется передаточная функция  $C(x,z)$ . Отдельно, в отсутствии освещения записывается темновой уровень светочувствительной матрицы камеры  $D(x,z)$ . Для контроля, калибровочные измерения и измерения темнового уровня матрицы дополнительно проводятся после завершения измерений. Пример нахождения передаточной функции  $C(x,z)$  показан на рисунке 2.4.

Коэффициент поглощения  $\alpha$  является характеристикой используемого раствора. Для его определения используется ЛИФ система. Фотометрический кюветы заданной толщины 1 мм и 3 мм заполняются рабочим раствором и фотографируются ЛИФ системой при идентичных условиях освещенности. Для этого кюветы поочередно устанавливаются в одной и той же области как показано на рисунке 2.5. Компенсационная кювета используется для компенсации флуктуации мощности лазерного излучения. Далее, коэффициент поглощения вычисляется из отношения яркости свечения 1 мм и 3 мм кюветы, с использованием формулы 2.3.

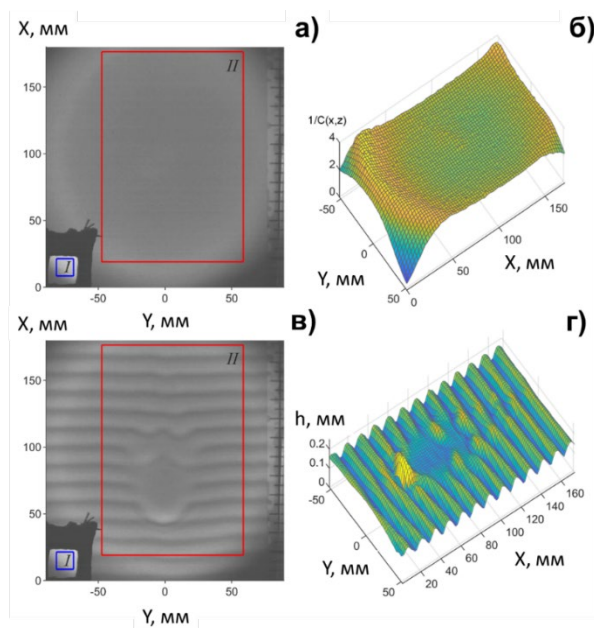


Рисунок 2.4 – Пример ЛИФ измерений толщины для пленок жидкости, стекающих по вертикальной пластине. *I* – компенсационная кювета, *II* – область измерений. а) – ЛИФ изображение безволнового плоского слоя жидкости, используемого для получения компенсационной матрицы. Вода,  $Re = 7.5$ , б) – обратная компенсационная матрица для области *I* рис.2.4 а), в) – ЛИФ изображение волновой поверхности пленки воды,  $Re = 11,2$ ,  $F = 19,5$  Гц, г) – восстановленная толщина пленки в области *II* рис. 2.4в [66].

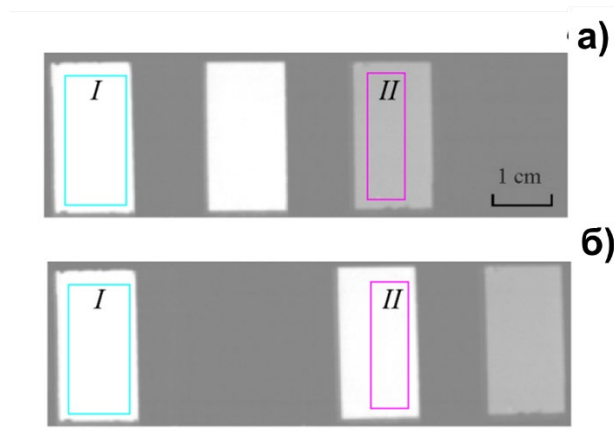


Рисунок 2.5 Изображение фотометрических кювет разной толщины, заполненных водным раствором Родамина бЖ и освещенных расходящимся лазерным лучом для определения коэффициента поглощения  $\alpha$ . а) - измерения в области с толщиной слоя жидкости 1 мм; б) - измерения в области с толщиной слоя жидкости 3 мм. *I* – область компенсационной кюветы, *II* – область измерения [66].

Восстановление мгновенных полей толщин из полученных в ходе эксперимента изображений проводилось с помощью специально разработанных алгоритмов в MATLAB. При этом использовались предварительно определенная в ходе калибровки

передаточная функция  $C(x,z)$  и коэффициент поглощения  $\alpha$ . Пример исходного изображения и восстановленного из него поля толщины показан на рисунке 2.4.

### 2.2.4 Погрешности ЛИФ измерений

Основные погрешности измерений толщины пленки жидкости методом ЛИФ в первую очередь связаны с характеристиками используемых лазера и камеры. Тепловой шум светочувствительной матрицы камеры учитывается при регистрации темнового уровня  $D(x,z)$  до и после эксперимента, что снижает его вклад в ошибку определения толщины до 0,5 – 1%. Флуктуация мощности лазерного излучения компенсируется с помощью герметичной оптической кюветы, заполненной флуоресцентным раствором. Яркость свечения компенсационной кюветы зависит только от мощности лазерного излучения, возбуждающего флуоресценцию. При нормировке распределения яркости свечения плёнки на сигнал кюветы, погрешность восстановления толщина, обусловленная нестабильностью лазера, не превышает 0,3%.

Дополнительная погрешность измерений обусловлена оптическими искажениями на межфазной поверхности, вызванными отражением и фокусировкой лазерного излучения. Эти источники погрешности становятся существенными при больших расходах и амплитудах волн, когда угол между межфазной поверхностью и лазерным лучом приближается к условиям полного внутреннего отражения. В условиях данной работы, при умеренных  $Re$ , полного внутреннего отражения не наблюдалось.

Погрешность в определении расхода и вязкости рабочего раствора приводит к погрешности определения толщины безволновой пленки жидкости, по которой проводится калибровка ЛИФ системы. Погрешность при этом не превышает 2%.

Суммарная погрешность определения толщины пленки жидкости методом ЛИФ не превышала 5%.

## 2.3 Одновременное измерение поля толщины и получение полей скорости в трехмерных волнах методами ЛИФ и РТВ с помощью камеры светового поля

### 2.3.1 Основной принцип метода одновременного измерения LF LIF-PTV и измерительная система

Для одновременного измерения толщины пленки и получения 3D-2С полей скорости в 2D и 3D волнах была разработана измерительная система на основе камеры светового поля Raytrix-11m. Схема расположения компонентов измерительной системы показана на рисунке 2.6. Используемая в данной работе камера светового поля это однолинзовая цифровая фотокамера, отличительной особенностью которой является микролинзовый массив установленный перед светочувствительной матрицей.

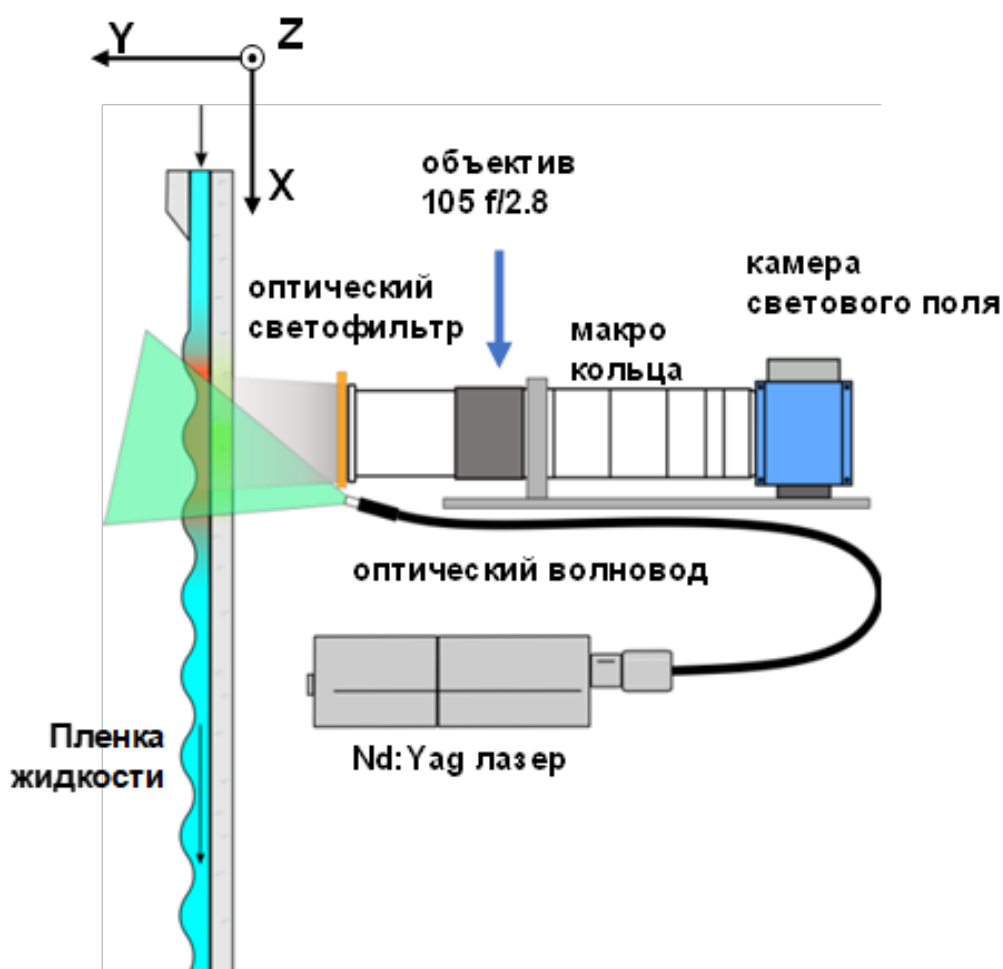


Рисунок 2.6 – Схема расположения компонентов измерительной системы LF LIF-PTV

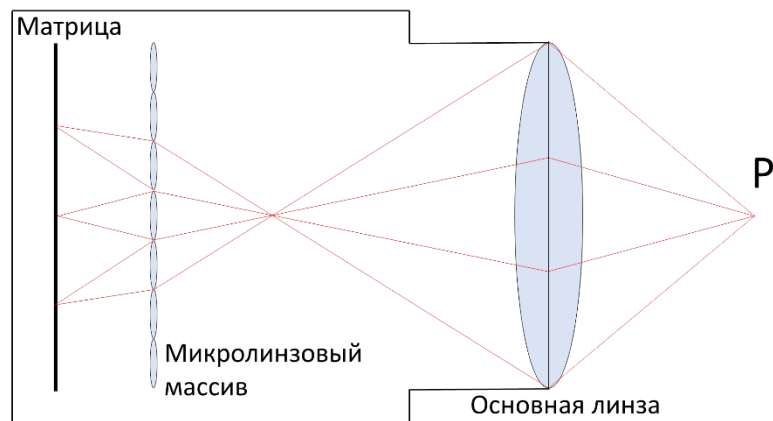


Рисунок 2.7 – Оптическая схема камеры светового поля

Оптическая схема камеры светового поля представлена на рисунке 2.7. Помимо пространственного распределения яркости, полученные изображения содержат информацию о направлении падающих световых лучей, что в свою очередь позволяет реконструировать форму и положение регистрируемого объекта в объеме, по аналогии со стереоскопическими оптическими системами. Более подробное описание принципов работы камеры светового поля можно найти в [74; 76; 77]. При использовании камеры светового поля для измерения PIV или PTV, положение трассеров в измеряемом объеме мгновенно регистрируется в результате чего становится возможным построить объемное поле скорости.

Основная идея представленного в данной работе метода заключалась в том, чтобы с помощью камеры светового поля одновременно получать данные как для ЛИФ, так и для PTV. Изображения, полученные данной камерой помимо стандартного распределения яркости флуоресценции предварительно окрашенной жидкости также содержали информацию о положении  $(X, Y, Z)$  флуоресцентных трассеров, которыми был предварительно засеян поток. Далее алгоритмами ЛИФ из получаемых распределений яркости реконструировалась форма поверхности, а данные о положении трассеров использовались при построении 3D – 2C полей скорости с помощью алгоритмов PTV.

Характеристики используемой оптической системы подбирались таким образом, чтобы ширина регистрируемой области была больше  $1/2$  характерного поперечного размера 3D волны. Вследствие симметрии 3D волны, информации полученной при съемке правой или левой её половины достаточно для понимания структуры течения и формы поверхности всей волны. Одновременно с этим для достижения максимально возможного

разрешения по оси  $Y$  необходимо было добиться наименьшей рабочей глубины резкости системы.

На камере был установлен объектив Sigma DG Macro 2,8/105 с фокусным расстоянием 105 мм и удлинительные кольца 114 мм. Диафрагма фиксировалась на значении  $f/2,8$ , а экспозиция регулировалась мощностью лазерного импульса. Лазерный пучок подводился с помощью жидкостного оптического волновода и освещал весь исследуемый объем. При таких характеристиках оптической системы, размер регистрируемой области был равен  $13,5 \times 9$  мм, разрешение в плоскости  $X-Z$  составляло  $6,7$  мкм/пикс, а глубина резкости – 2 мм. Как следует из работы [75] пространственное разрешение по глубине ( $Y$ ) для данной камеры составляет  $1/40$  от глубины резкости оптической системы. В результате положение объектов по глубине для данной пленоптической системы определялось погрешность не превышающей 25 мкм.

Наклон камеры настраивался таким образом, чтобы добиться максимально возможной перпендикулярности оптическая оси системы к плоскости пластины ( $X-Z$ ), на которой формировалась пленка жидкости. Управление и синхронизация камеры и лазера осуществлялись с помощью многоканального генератора импульсов Berkley nucleonic BNC 575. Перед началом измерений в рабочий раствор добавлялся флуоресцентный краситель Родамин 6Ж с концентрацией  $0,5$  мг/л для водоглицериновых растворов (ВГР) и  $1,1$  мг/л для водных растворов бутилового спирта (ВРБС) и флуоресцентные сферические полиамидные частицы диаметром  $5$  мкм с концентрацией  $4,5$  мг/л. Как можно заметить, концентрация флуоресцентного красителя при данных измерениях меньше концентрации используемой в ЛИФ измерениях, которые проводились стандартной системой ЛИФ. Это обусловлено необходимостью получения наиболее контрастного изображения частиц: яркий фон, вызванный свечением красителя в жидкости, негативно сказывается на точности определения положения трассеров.

Флуоресцентные трассеры подбирались с такими же спектральными характеристиками, как и у окрашенного Родамином 6Ж раствора. Как уже упоминалось выше, флуоресценция возбуждалась с помощью импульсного лазера с длиной волны  $532$  нм. Пленоптической камерой с установленным перед ней оптическим светофильтром ( $550$  нм) регистрировался только изученный раствором и трассерами свет.

Съемка в ходе экспериментов проводилась в двухкадровом режиме с временной задержкой между кадрами в паре составляющей от  $200$  до  $400$  мс в зависимости от

условий эксперимента. Частота съемки  $N$  синхронизировалась с частотой  $F$  возбуждения волн, то есть  $F = m \cdot N$  ( $m$  - натуральное число). Двойные кадры сохранялись в исходном формате «RAY». Примеры результатов обработки данных «RAY», а именно реконструированная с помощью ЛИФ форма трехмерной волны и построенная виртуальная карта глубин трассеров показаны на рисунке 2.8.

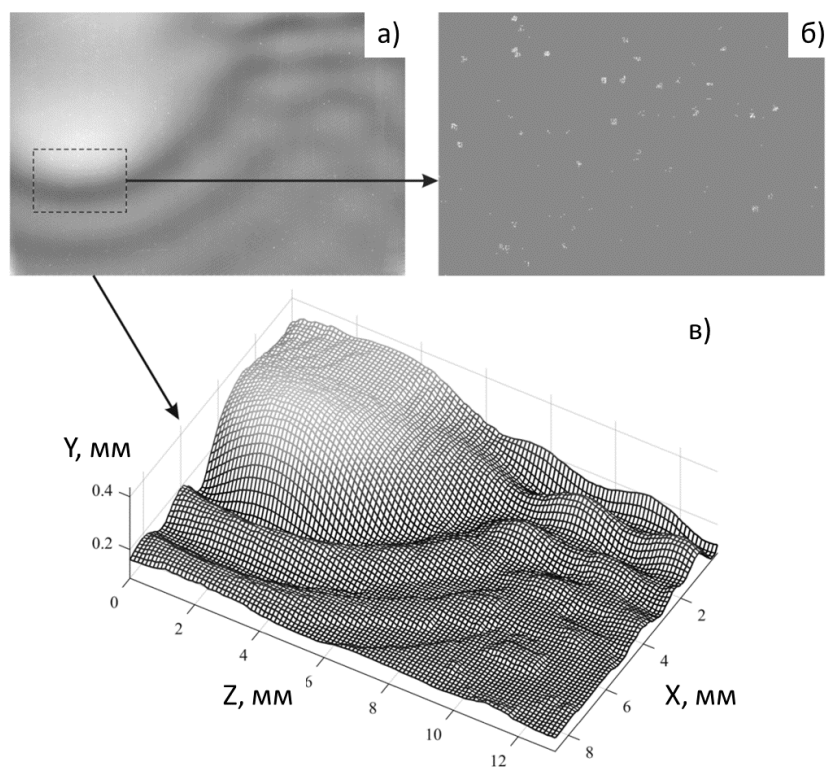


Рисунок 2.8 – Обработка данных Raytrix. а) Исходное изображение, б) Участок карты виртуальных глубин, в) Форма волны восстановленная методом ЛИФ. ВРБС,  $Re = 40$ ,  $F = 19$  Гц.

В ходе обработки данных с использованием программного пакета RxLive, формировались ЛИФ изображения (рисунок 2.8а) исследуемой области и виртуальная карта глубин флуоресцентных трассеров в виде кадра в градациях серого, где яркость трассеров соответствовала расстоянию до этих трассеров (рисунок 2.8б). ЛИФ изображение – это стандартное изображение отображающее распределение яркости флуоресценции пленки жидкости, которое в дальнейшем использовалось для реконструкции распределения толщины пленки. Размер изображения трассерных частиц гораздо меньше характерных размеров изучаемых волновых структур, благодаря чему изображения частиц могут быть легко удалены с помощью медианной фильтрации и не оказывают влияние на получаемые распределения толщины пленки.

### 2.3.2 Калибровка измерительной системы

Карта виртуальных глубин использовалась для построения полей скорости алгоритмами PTV. Зависимость между виртуальной глубиной и реальными значениями дистанции  $y$  от пластины определялась с помощью калибровочных измерений. Для этого плоская мишень в виде стеклянной пластинки с нанесенной сеткой шагом в 1 мм помещалась в исследуемую область (рисунок 2.9) и устанавливалась строго параллельно поверхности рабочей пластины. Между поверхностью пластины и мишенью с помощью измерительного щупа выставлялся начальный зазор 400 мкм и заполнялся рабочей жидкостью, а камера светового поля фокусировалась на затопленной мишени. Данный зазор соответствует примерно половине максимальной толщины пленки при исследуемых режимах течения. В результате волновая пленка жидкости и добавленные в рабочий раствор флуоресцентные маркеры находились в области максимальной резкости в ходе эксперимента.

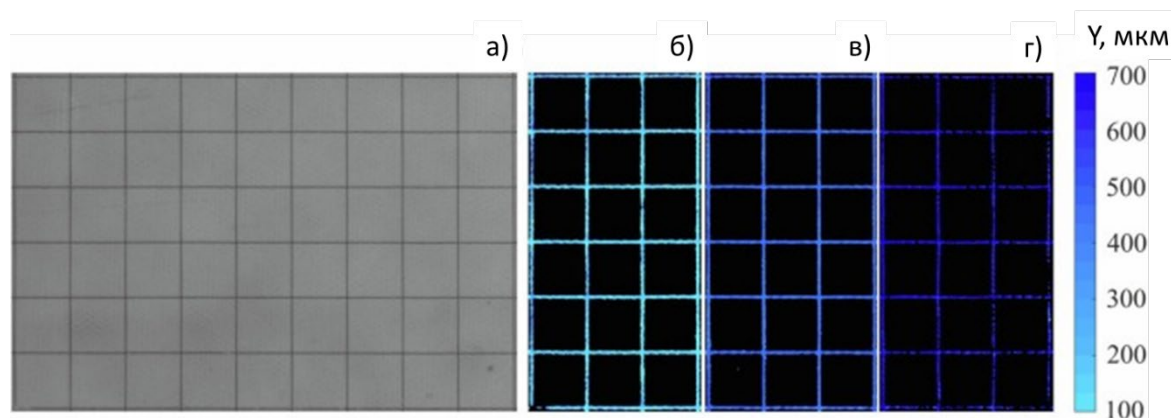


Рисунок 2.9 – Калибровка камеры светового поля а) – изображение калибровочной мишени, б) – карта виртуальных глубин для расстояний  $y = 100$  мкм, в) –  $y = 400$  мкм, г) –  $y = 700$  мкм.

Калибровочная мишень смещалась с помощью микровинта в направлении вдоль  $Y$  с шагом  $100 \pm 5$  мкм (на удалении от пластины в диапазоне 100-900 мкм), и регистрировалась камерой светового поля в каждом положении. Зазор между калибровочной мишенью и пластиной постоянно оставался заполненным рабочей жидкостью. Одновременно с процедурой калибровки по глубине проводилась и ЛИФ калибровка [64]

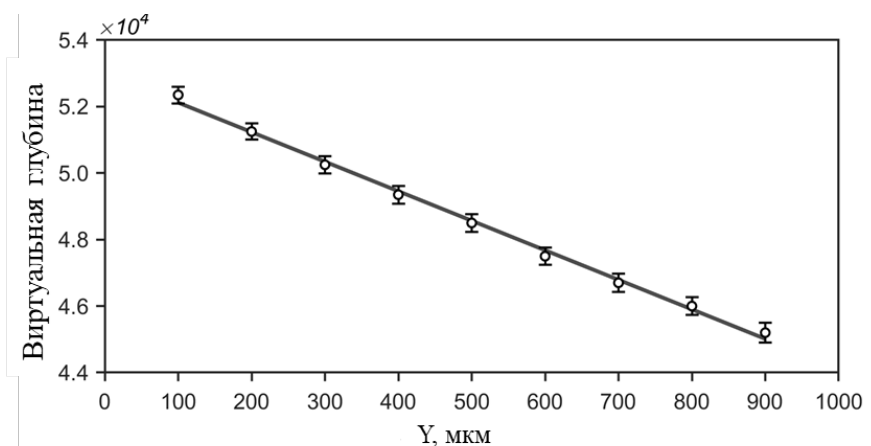


Рисунок 2.10 – Зависимость виртуальной глубины от расстояния до пластины.

По результатам данных измерений строились калибровочные кривые, определяющая связь между расстоянием мишени от пластины вдоль оси  $y$  и значением виртуальной глубины, а также связь между флуоресценцией слоя жидкости и его толщиной. Пример калибровочной зависимости определяющей зависимость виртуальной глубины от расстояния от пластины представлен на рисунке 2.10. В интересующем нас диапазоне расстояний от пластины (0-900 мкм) и при заданных настройках оптической системы данная зависимость имела линейный характер.

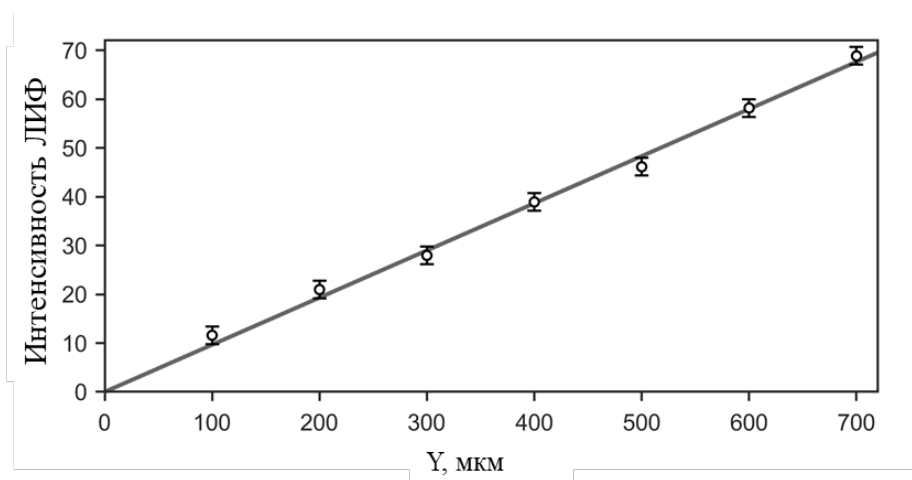


Рисунок 2.11 – Зависимость интенсивности флуоресценции слоя жидкости от его толщины (величины зазора между мишенью и пластиной).

Что касается ЛИФ калибровки, интенсивность флуоресценции слоя жидкости также линейно зависела от его толщины во всем диапазоне измеряемых величин как показано на рисунке 2.11. Такой же характер зависимости наблюдается и при измерении обычными камерами при данной концентрации Родамина 6Ж.

### 2.3.3 Обработка данных при построении полей скорости

Для построения 3D-2С полей скорости из полученных в ходе PTV эксперимента данных применялся специально разработанный алгоритм. На первом этапе с помощью программного пакета Actual Flow на основе полученных изображений идентифицировались трассеры и на карте виртуальных глубин определялись все пиксели, относящиеся к каждому трассеру. Далее отсеивались пиксели со значениями, лежащими вне диапазона виртуальных глубин, соответствующих расстоянию до пластины от 0 мкм до 900 мкм и трассеры, чей размер изображения на карте виртуальных глубин был меньше 3 пикселей. За  $Y$  – координату трассера принималась медианная виртуальная глубина всех пикселей, относящихся к данному трассеру. Такой алгоритм определения  $y$  - координаты трассеров был протестирован на калибровочной мишени. Отклонение значений глубины, полученных данным алгоритмом для разных участков решетки не превышало 25 мкм. Данное разрешение недостаточно для измерения  $V_y$ , компоненты скорости, однако позволяет визуализировать структуры потоков в плоскостях параллельных пластине и расположенных на разном от неё удалении. После первоначальной обработки и восстановления положений трассеров, исследуемый объем условно разделялся на слои, параллельные пластине. Таким образом из каждой пары кадров создавался набор пар изображений, относящихся к разным слоям параллельным поверхности пластины. Далее поля скорости реконструировались для каждого слоя с использованием стандартного PTV алгоритма в программном пакете Actual Flow. Центры соседних слоев выбирались с шагом 50 мкм, а их толщина варьировалась от 50 до 100 мкм.

Известно, что объемные измерения скорости накладывают ограничения на плотность засева потока. Для получения достаточной плотности векторов при построении полей скорости используется фазовое осреднение. В ходе обработки экспериментальных данных проводилась дополнительная коррекция, связанная с неконтролируемыми флуктуациями позиции волны в кадре от изображения к изображению. Суммарное поле скорости строилось с учетом смещения позиции волны от кадра к кадру. Как правило смещение не превышало  $\pm 0,5$  мм при  $Re = 40$  и  $\pm 0,7$  мм при  $Re = 50$  для всех рабочих растворов. Как уже упоминалось выше, в данной работе количество пар изображений в серии варьировалось в зависимости от режима течения и составляло от 80 до 220. Кадры

обрабатывались с помощью методов, описанных выше, после чего, из полученного набора мгновенных полей с учетом поправки на флуктуацию положения волны в кадре формировались фазово-осредненные поля скорости для каждого слоя. В итоге количество полученных векторов для каждого слоя составляло от 1000 до 26000. На следующем шаге проводилась интерполяция на регулярную сетку с размером ячейки 32 x 32, что соответствует области пространства 215 x 215 мкм. В результате формировались 3D-2С поля скоростей в волновой пленке жидкости.

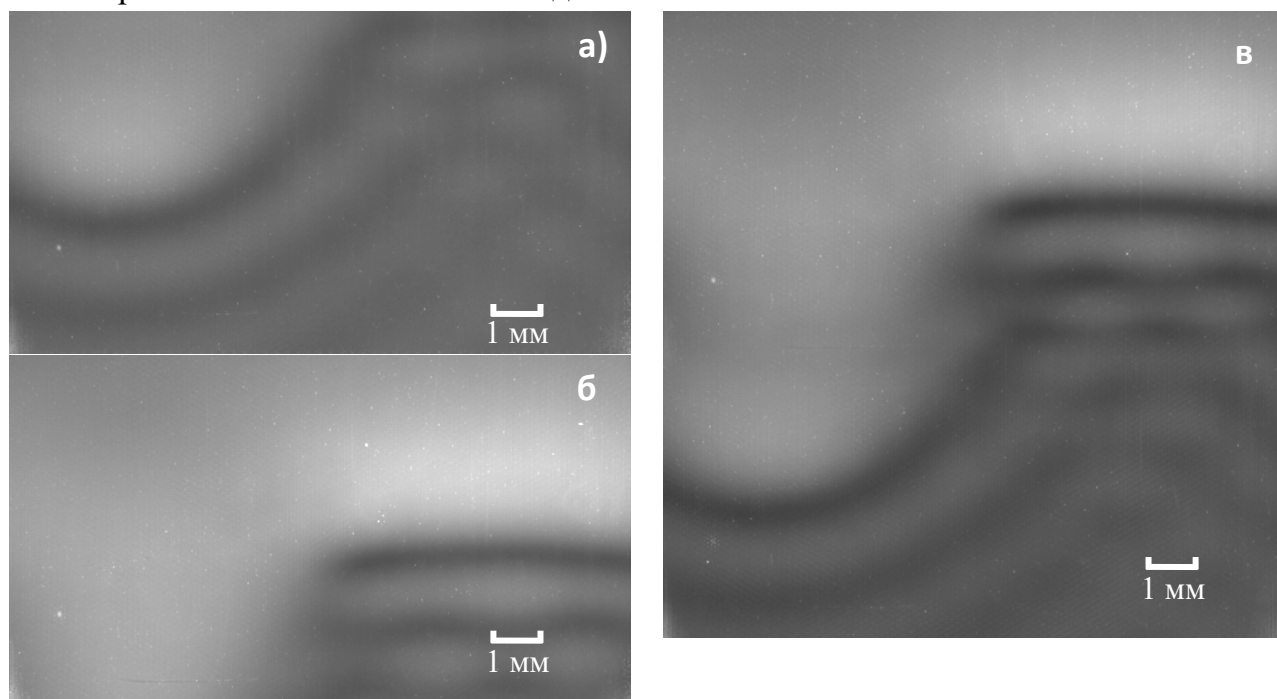


Рисунок 2.12 – Изображение трехмерной волны, полученное камерой Raytrix а) – основной гребень волны, б) – хвостовая часть, в) – вся трехмерной волна. ВРБС,  $F=19$  Гц

Размер регистрируемой области не позволяет одновременно записывать все части трехмерной волны. По этой причине измерения проводились для каждой области по отдельности. Запись осуществлялась, когда в кадр попадал основной гребень волны вместе с капиллярным предвестником (рисунок 2.12а), затем регистрировалась хвостовая часть (рисунок 2.12б). После обработки, полученные данные сшивались (рисунок 2.12в) в предположении, что характерная форма трехмерной волны, а также структура течения в пленке жидкости претерпевали минимальные изменения при сдвиге трехмерной волны не превышающем 4-5 мм.

### 2.3.4 Тестовые эксперименты на гладкой пленке и регулярных двумерных волнах

Тестовые эксперименты по одновременному измерению толщины пленки и скорости жидкости проводились на хорошо изученных типах пленочного течения, таких как гладкая безволновая пленка в начальной части течения (4,5 см от распределителя) и течение с регулярными двумерными нелинейными волнами (10 см от распределителя). Измерения проводились с использованием 22% водоглицеринового раствора (ВГР1) с кинематической вязкостью  $1,59 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$  при  $Re = 40$ .

Результаты измерений на гладкой пленке показали совпадение экспериментального профиля скорости с теоретическим профилем Нуссельта (уравнение 1.3) для установившегося течения, и совпадение расчетной толщины пленки по Нуссельту (уравнение 1.8) с измеренной толщиной (рисунок 2.13). Как видно, среднеквадратичное отклонение скорости не превышает характерного диапазона скорости в соответствующем слое.

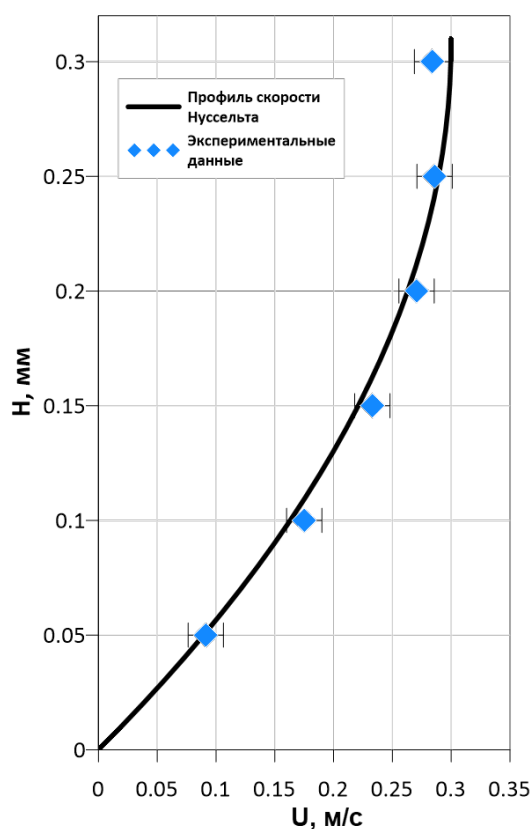


Рисунок 2.13 – Профиль скорости для гладкой пленки, полученный в эксперименте в сравнении с профилем Нуссельта. ВГР1,  $\nu = 1,59 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $Re = 40$ .

Полученные результаты измерений в пленке с двумерными волнами сравнивались с результатами моделирования с использованием WRIBL модели. Данная модель реализована в программе WaveMaker на базе пакета MatLab, созданной для моделирования пространственно периодических волн в двух и трехмерных областях [78]. Следует отметить некоторые особенности моделирования бегущих волн. Бегущая волна при подходе WRIBL, в частности в программе WaveMaker, рассчитывается как стационарное решение в системе отсчета двигающейся со скоростью волны. При этом в отличие от реального эксперимента исследуется временная эволюция в области с периодическими граничными условиями в обоих продольном и поперечном направлениях. Такой подход справедлив при изучении стационарных установившихся состояний, однако в случае развивающихся волн может привести к расхождениям между моделированием и экспериментом. Как следствие, невозможно провести прямое сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными. Не ясно, на каком шаге расчета смоделированная волна будет соответствовать реальной волне в определенный момент времени на заданном расстоянии от начала течения. Поэтому для сравнения моделирования и эксперимента используются дополнительные критерии, полученные в результате эксперимента. Так, в случае двумерных волн выбирались результаты расчетов на временном шаге, когда амплитуда и длина волны капиллярного предвестника были максимально близки к экспериментальным значениям [64].

В качестве примера на рисунках 2.14 и 2.15 показаны результаты измерений для 2D регулярных волн развивающихся на пленке ВГР1 при  $Re=40$  и частоте возбуждения  $F = 16$  Гц. Форма поверхности 2D волны, полученная в эксперименте с помощью метода ЛИФ представлена на рисунке 2.14. Измерения проводились на расстоянии 10 см от распределителя (на больших расстояниях двумерная волна начинает заметно изгибаться в следствие поперечной неустойчивости). На рисунке 2.15 показан экспериментальный профиль 2D волны в сравнении с соответствующим ей профилем, рассчитанным в программном пакете Wave Maker с использованием режимных параметров, реализованных в эксперименте

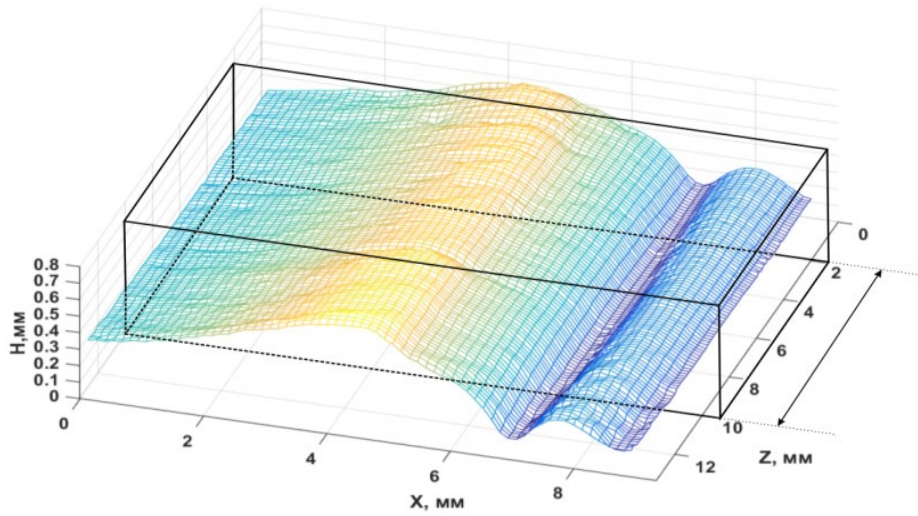


Рисунок 2.14 – Форма поверхности гармонически возбужденной двумерной волны (ЛИФ реконструкция). Профили скорости строились после пространственного осреднения полученных полей скорости по Z. ВГР1,  $Re = 40$ ,  $F = 16$  Гц

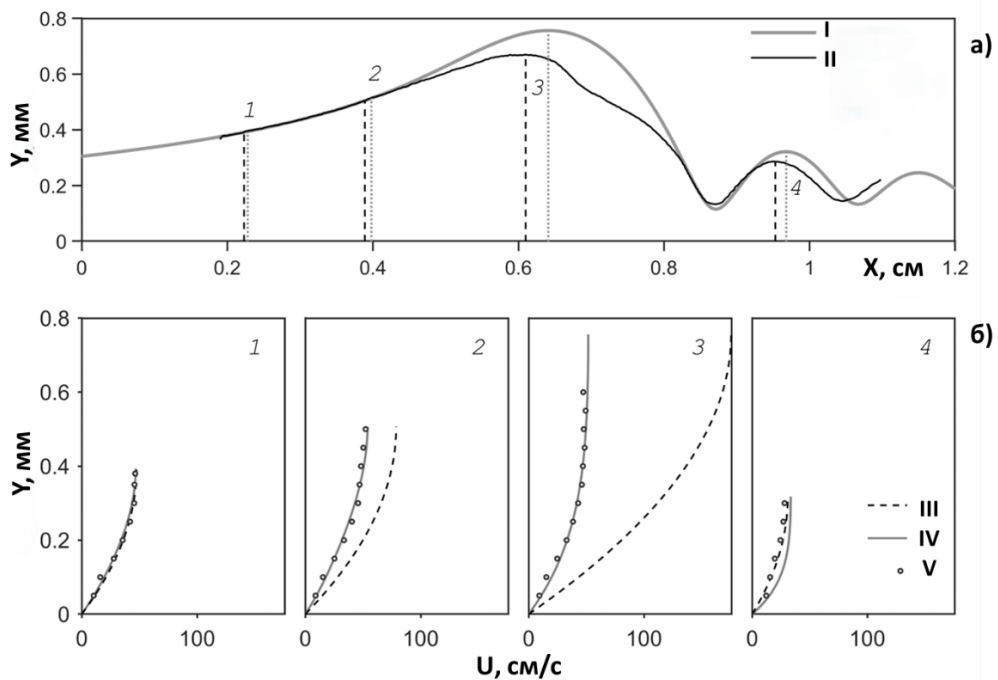


Рисунок 2.15 – Характеристики 2D волны на пленке ВГР1,  $Re = 40$ ,  $F = 16$  Гц. а) – теоретический (I) и экспериментальный (II) профиль волны, б) - экспериментальные (V) и рассчитанные с помощью WRIBL модели (IV) и по Нуссельту (III) профили скорости для сечений 1-4 соответственно.

Несмотря на небольшие отличия можно видеть, что измеренные и рассчитанные скорости близки в различных областях волны, также можно видеть, что профиль скорости Нуссельта, построенный по максимальной толщине пленки для каждого сечения более чем в два раза завышает значения по сравнению с измеренными и рассчитанными

скоростями в сечениях под основным гребнем волны, что согласуется с ранее полученными результатами в работах авторов [61; 62].

### 2.3.5 Тестовые измерения на границе раздела двух вращающихся несмешивающихся жидкостей

Метод LF – PTV тестировался при исследовании вихревого движения вблизи границы раздела двух жидкостей в цилиндрическом контейнере, представляющим собой модель биореактора [79]. Контейнер радиусом  $R = 72$  мм и высотой  $h = 2R$  заполнялся двумя несмешивающимися жидкостями: 80% водным раствором глицерина ( $\rho_g = 1270$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu_g = 54 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с) и подсолнечным маслом ( $\rho_o = 9200$  кг/м<sup>3</sup>,  $\nu_o = 45 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с). Вихревое движение обеспечивалось вращением нижнего диска ( $d = 71$  мм). Течение характеризовалось числом  $Re = \Omega R^2 / \nu_o$ , где  $\Omega$  – угловая скорость вращения нижнего диска. В результате эксперимента с высоким пространственным разрешением были получены объемные распределения скорости. На рисунке 2.16 представлено распределение скорости в непосредственной близости к границе раздела жидкостей при  $Re = 100$ , иллюстрирующее преимущества и возможности камеры светового поля. Показаны радиальные профили азимутальной и радиальной компонент скорости.

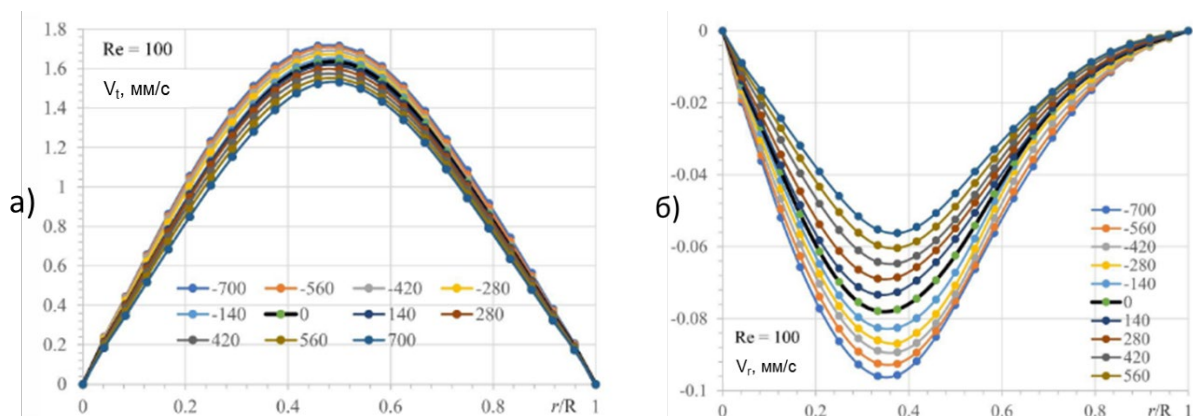


Рисунок 2.16 – Радиальные профили при  $Re=100$  а) – азимутальной и б) тангенциальной компоненты скорости на разных  $z$  расстояниях (мкм) от границы раздела [79].

### 2.3.6 Погрешности при 3D-2С измерениях скорости методом LF LIF-PTV

Как указано в разделе 2.3.1, положение трассеров по глубине для используемой в эксперименте пленоптической системы определялось с погрешностью не более 25 мкм. Это также подтверждается калибровочными экспериментами, в которых ошибка определения  $Y$  положения элементов решетки определялась с ошибкой 25 мкм (рисунок 2.10). Основной вклад в погрешность определения скорости при PTV вносит ошибка в определении положения частицы и величины её перемещения. С учетом разрешения используемой оптической системы эта ошибка составляла не более 6–7 мкм, что приводило к относительной погрешности определения скорости вблизи поверхности не более 10%. При приближении к стенке относительная погрешность возрастала до 20–30% из-за малых значений скорости в этой области, что подтверждается результатами тестовых экспериментов на гладкой плёнке (рисунок 2.13)

### **Глава 3 Эволюция статистических характеристик трехмерных волновых режимов течения пленки жидкости**

Поверхность пленки жидкости при развитых трехмерных волновых режимах представляет собой сложную динамическую картину, покрытую множеством нелинейных волн, непрерывно и хаотически взаимодействующих между собой. Качественные наблюдения, например, с помощью теневого метода, дают лишь общее представление о течении. Для количественного описания и классификации таких режимов необходим детальный статистический анализ полей толщины.

В диссертации Гузанова В.В. [80] были представлены результаты качественного исследования волновой эволюции на вертикально стекающей пленке жидкости теньевым методом, не позволяющим определять амплитудные характеристики. На основе наблюдений с помощью теневого метода были обобщены основные закономерности эволюции при переходе от двумерного к трехмерному волновому движению в диапазоне  $5 < Re < 100$ , выделены три сценария эволюции и дано подробное качественное описание волновой картины и процесса формирования струй.

В настоящей главе представлены экспериментальные результаты количественных измерений методом высокоскоростной ЛИФ, проведенных в рамках исследования волновой эволюции при упомянутых выше условиях. Представленные результаты существенно дополняют имеющиеся на данный момент знания об особенностях процессов перехода от двумерных к трехмерным волновым режимам, этапах волновой эволюции и области существования установившегося трехмерного волнового режима при умеренных числах Рейнольдса. Измерения проводились в 5 областях, равномерно распределенных по всей длине рабочего участка. Построены мгновенные пространственные распределения толщины пленки при различных параметрах течения. Проведен подробный анализ статистических характеристик, построенных на основе ЛИФ данных.

### 3.1 Методика проведения экспериментов

Рабочий участок, на котором проводились эксперименты, представляет собой вертикально закрепленную стеклянную пластину большой длины (140 см), на поверхности которой формируется пленка жидкости. Схема и подробное описание экспериментального стенда представлены разделе 2.1.1. Измерения толщины стекающей пленки проводились с помощью полевого оптического метода ЛИФ подробно описанного в разделе 2.2. В ходе работы использовалась высокоскоростная измерительная система, состоящая из непрерывного лазера с длиной волны 532 нм и высокоскоростной камеры с установленным светофильтром. Для проверки общности наблюдаемых сценариев в работе использовались жидкости с различными физическими свойствами (вода, водоглицериновые растворы). Свойства рабочих жидкостей и исследуемые режимы приведены в Таблице 3.1. Для изучения эволюции волновой картины были выбраны 5

Таблица 3.1 – Свойства рабочих жидкостей

Рабочая жидкость	$\rho$ , (кг/м <sup>3</sup> )	$\nu \times 10^6$ , м <sup>2</sup> /с	$\sigma$ , Н/м	$\gamma$ , число Капицы
Дистиллированная вода	998	0,94	$72,3 \cdot 10^{-3}$	3675
22% водоглицериновый раствор (ВГР1)	1049	1,59	$72,2 \cdot 10^{-3}$	1733
38% водоглицериновый раствор (ВГР 2)	1070	2,14	$72,0 \cdot 10^{-3}$	1140

участков течения, расположенные на разном расстоянии от щелевого распределителя. Для каждого режима течения последовательно на всех выбранных участках проводилась регистрация мгновенных полей толщин. Длительность съемки составляла 2 секунды, с частотой 1 кГц, что позволяло получить серию, состоящую из 2000 кадров. При этом размер области съемки составлял от 13 см на 13 см до 19 см на 19 см. Для описания эволюции волновой картины из мгновенных полей толщин определялись следующие характеристики [3]:

1. Средняя толщина пленки  $\bar{h}(x, z)$  вычислялась по формуле

$$\bar{h}(x, z) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h(x, z, t_i), \text{ где } n - \text{ количество кадров.}$$

2. Дисперсия толщины пленки  $D(x)$ , которая вычислялась по формуле  $D(x) = \frac{1}{mn} \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n (h(x, z_j, t_i) - \bar{h}(x, z_j))^2$ .
3. Плотность вероятности толщины пленки  $P(x, h)$
4. Спектральная мощность  $Y(x, f)$ .

### 3.2 Волновая картина и осредненные поля толщин

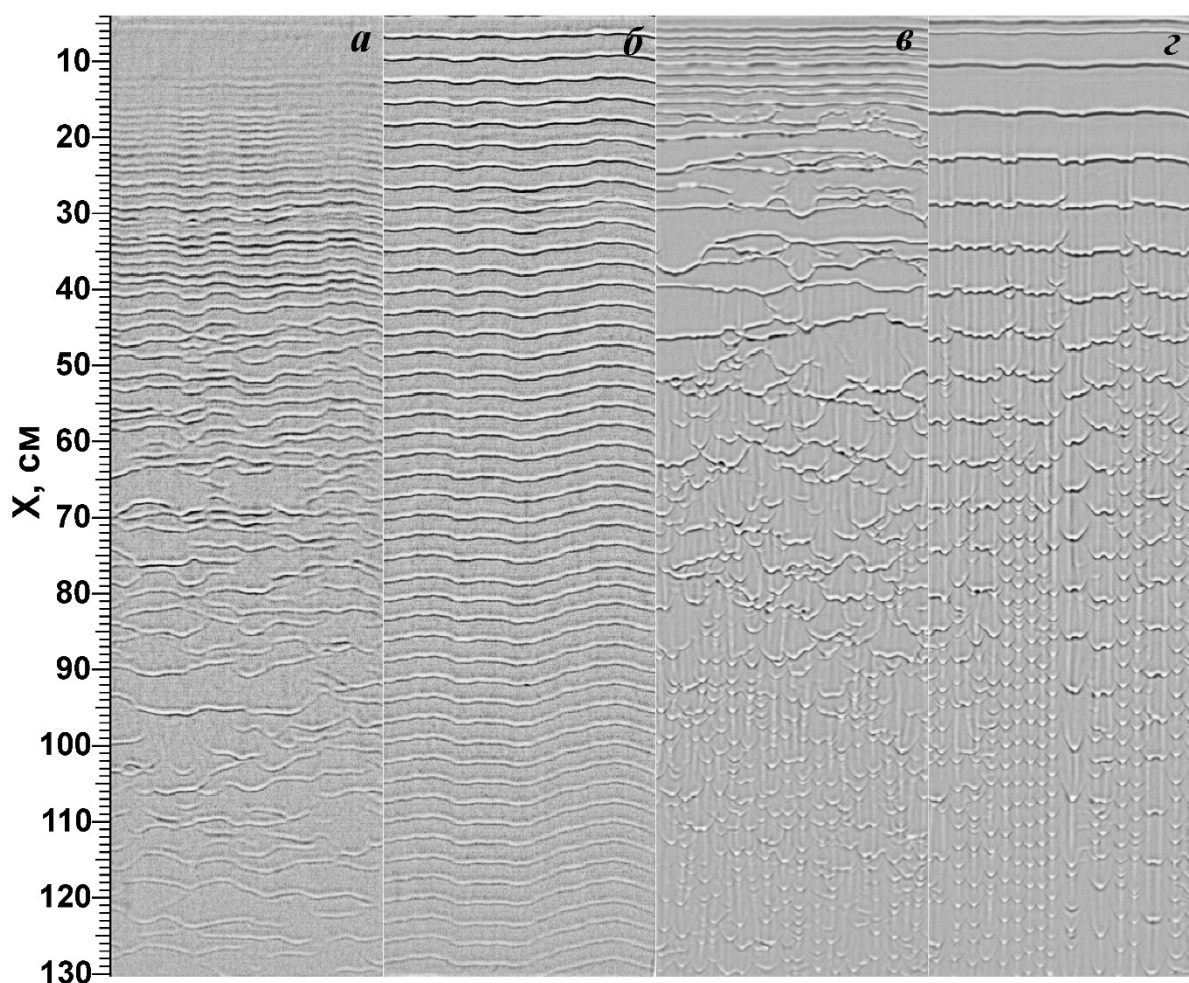


Рисунок 3.1 – Теневая фотография пленки воды при разных расходах. а), б) -  $Re = 5.4$  ( $Re < Re_1$ ), а)  $F = 0$  Гц (естественная волновая эволюция), б) частота возбуждения волн  $F = 7$  Гц. в), г)  $Re = 14$  ( $Re_1 < Re < Re_2$ ), в)  $F = 0$  Гц, г)  $F = 7$  Гц.  $x$  – расстояние от распределителя [3].

В работе [3] на основе данных, полученных с помощью теневого метода, было выделено три сценария волновой эволюции в зависимости от числа Рейнольдса. Границы между сценариями развития волновой картины определяются достаточно грубо,

поскольку в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса волновая картина на поверхности пленки существенно зависит от начальных условий. Теневые методы хорошо показывают общую картину течения, но не обеспечивают количественных данных о толщине пленки. Метод ЛИФ представляет возможность получения таких характеристик, что позволяет провести более детальное исследование волновых структур

При малых числах Рейнольдса, когда  $Re < Re_1$ , реализуется первый сценарий волновой эволюции, при котором переход к трехмерным волновым режимам не происходит вплоть до конца рабочей области. Волны имеют форму близкую к форме 2D волн на всем протяжении течения, как показано на рисунке 3.1а и рисунке 3.1б. Трехмерные волны не формируются, а характерные поперечные размеры волн на поверхности пленки в несколько раз больше их продольных размеров.

Осредненные по времени распределения толщины пленки на пластине имеют гладкую форму (рисунок 3.2), то есть струи не формируются, и перераспределения жидкости в поперечном направлении не происходит. Значение  $Re_1$  лежит в диапазоне от 5 до 15 в зависимости от свойств исследуемой жидкости [3]. .

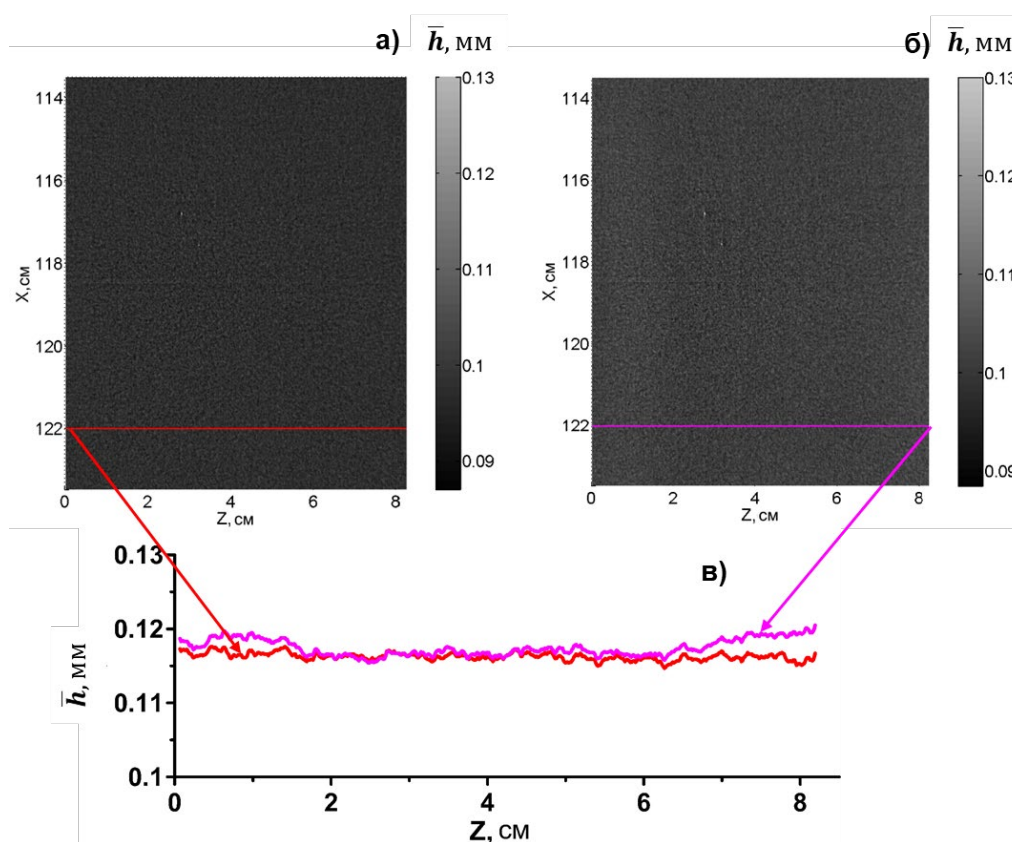


Рисунок 3.2. – Осредненные по времени поля толщин в нижней части течения для случая, представленного на рисунке 3.1 а) и б) (первый сценарий эволюции).  
а) –  $F = 0$  Гц, б) –  $F = 7$  Гц, в) – поперечное сечение ( $x = 122$  см).

С ростом числа Рейнольдса 2D волны – как естественные, так и возбужденные – быстро распадаются в начальной области течения на множество 3D волн с характерным размером в 1 – 2 см (рисунок 3.1в, 3.1г). Этот переход сопровождается формированием ярко выраженных струй, которые наблюдаются вплоть до конца области наблюдения. Таким образом, реализуется трехмерный подрежим с устойчивыми струями, наблюдаемый до момента достижения числом Рейнольдса порогового значения  $Re_2$  (где  $40 < Re_2 < 60$ ). На рисунках 3.1в, 3.1г и рисунке 3.4 можно видеть, что формирующиеся 3D волны движутся преимущественно вдоль струй и образуют цепочки. Волновое движение между струями слабо выражено.

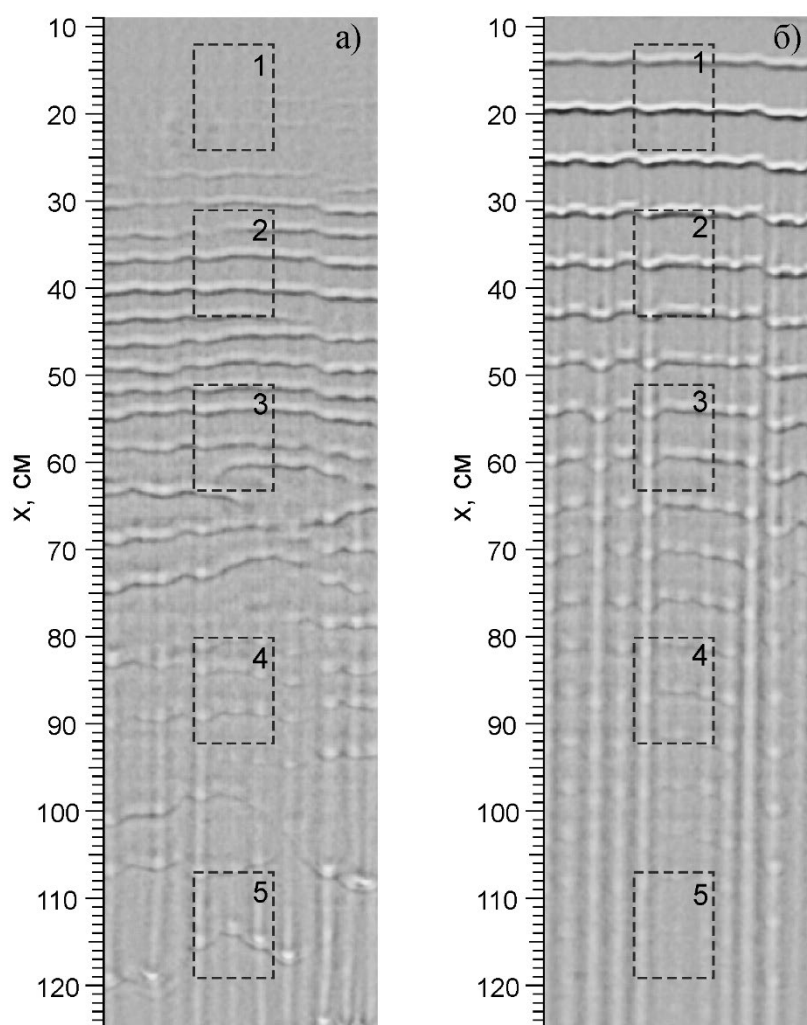


Рисунок 3.4 – Формирование струй. Теневая фотография пленки. ВГР1,  $Re = 25$ . (a) – естественная волновая эволюция. (b) – возбужденные волны  $F = 8$  Гц. Для областей измерения 1, 3, 5 мгновенная волновая картина и осредненные по времени поля толщин показаны на рисунках 3.5 и 3.6.

Основные различия между естественной и вынужденной эволюцией 2D волн заключаются в более стабильном положении струй и более быстром затухании 3D волн в случае вынужденной эволюции, что видно из сравнения полей толщин на рисунке 3.5 и 3.6.

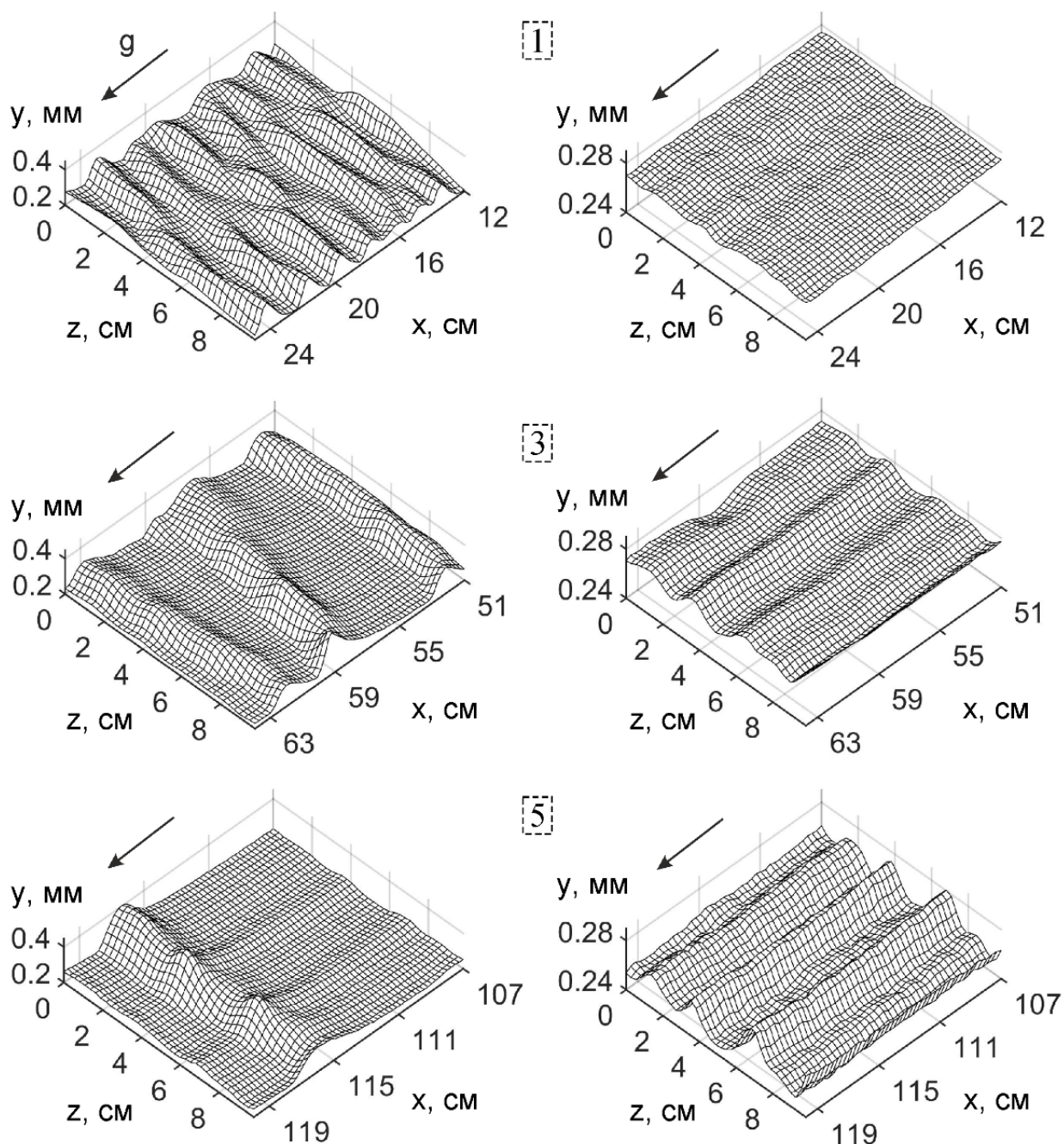


Рисунок 3.5 – Волновые картины и осредненные по времени поля толщин для случая естественной волновой эволюции, ВГР1, и  $Re = 25$ . Левые – мгновенная форма поверхности. Правые – осредненные поля толщин. Номера соответствуют соответствующим областям измерения на рисунке 3.4.

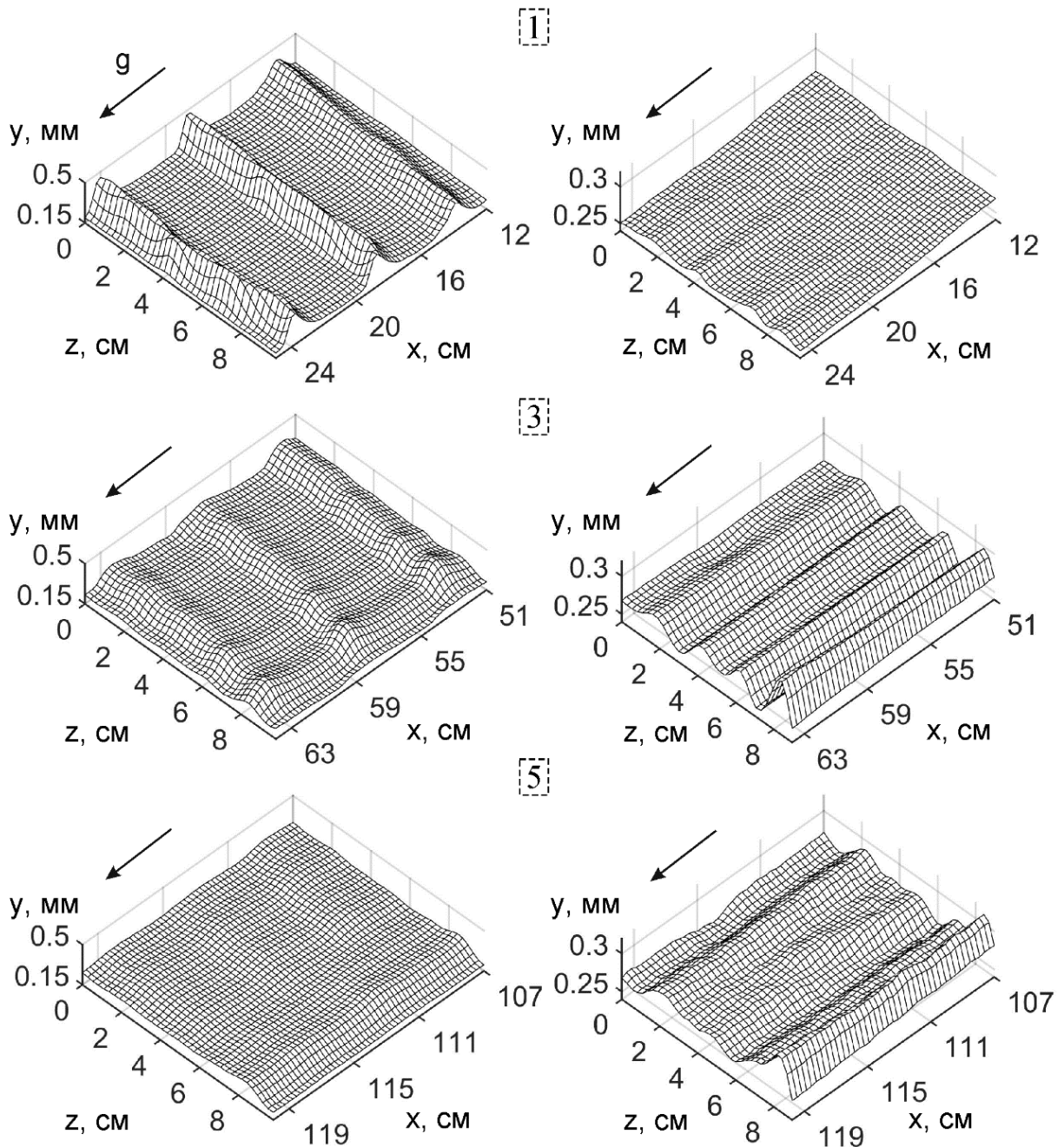


Рисунок 3.6 – Волновые картины и осредненные по времени поля толщин для случая вынужденной волновой эволюции, ВГР1, и  $Re = 25$  и  $F = 8$  Гц. Левые – мгновенная форма поверхности. Правые – осредненные поля толщин. Номера соответствуют соответствующим областям измерения на рисунке 3.4.

Более подробное описание разницы в развитии 3D волн будет дано ниже при рассмотрении статистических характеристик. Несмотря на некоторые различия в эволюции, формы 3D волн в нижней части течения совпадают для обоих случаев. Процесс формирования 3D волн по второму сценарию происходит следующим образом. При переходе от 2D к 3D волновому режиму за возникающими 3D волнами формируется след в виде продольного гребня с увеличенной толщиной пленки [54]. Эти гребни, в свою

очередь, возмущают идущие следом 2D волны, что в итоге приводит к формированию цепочки выстроенных друг за другом 3D волн. Данный процесс и приводит к формированию струй, которые особенно хорошо различимы на осредненных по времени полях толщин, приведенных на рисунке 3.5 и 3.6.

Теневые методы хорошо показывают общую картину течения, но не обеспечивают количественных данных о толщине пленки. Метод ЛИФ предоставляет возможность получения таких характеристик, более детального исследования волновых структур и особенностей режимов. В частности, на основе ЛИФ данных были определены количественные параметры струй. Для всех исследуемых режимов течения в пределах интервала чисел Рейнольдса характерного для второго сценария развития волнового движения наблюдаются струи с амплитудой до нескольких десятков микрометров. Характерный поперечный размер струй при этом составлял порядка 1,5 – 2 см, что соответствует характерному поперечному размеру наблюдаемых 3D волн.

Подрежим трёхмерного волнового течения, который наблюдается при числах Рейнольдса  $Re > Re_2$ , характеризуется быстрым распадом 2D волн на дистанциях порядка нескольких длин 2D волн от щелевого распределителя. Динамика развития струй при этом не монотонна. Амплитуда струй растет на протяжении 40 - 50 см от распределителя, а ниже по течению начинает уменьшаться вплоть до полного исчезновения струй в конце области измерений. Примеры картины течения при таком сценарии представлены на рисунках 3.7 - 3.9. Разница в эволюции естественных и возбужденных волн для третьего сценария эволюции прослеживается только в верхней части течения, на расстоянии в несколько длин волн от распределителя. Далее волновая картина для обоих случаев становится одинаковой и, по-видимому, относится к полностью развитому трехмерному волновому режиму течения. Волновая картина и осредненные по времени поля толщин для подрежима с затухающими струями показаны на рисунках 3.8 – 3.9.

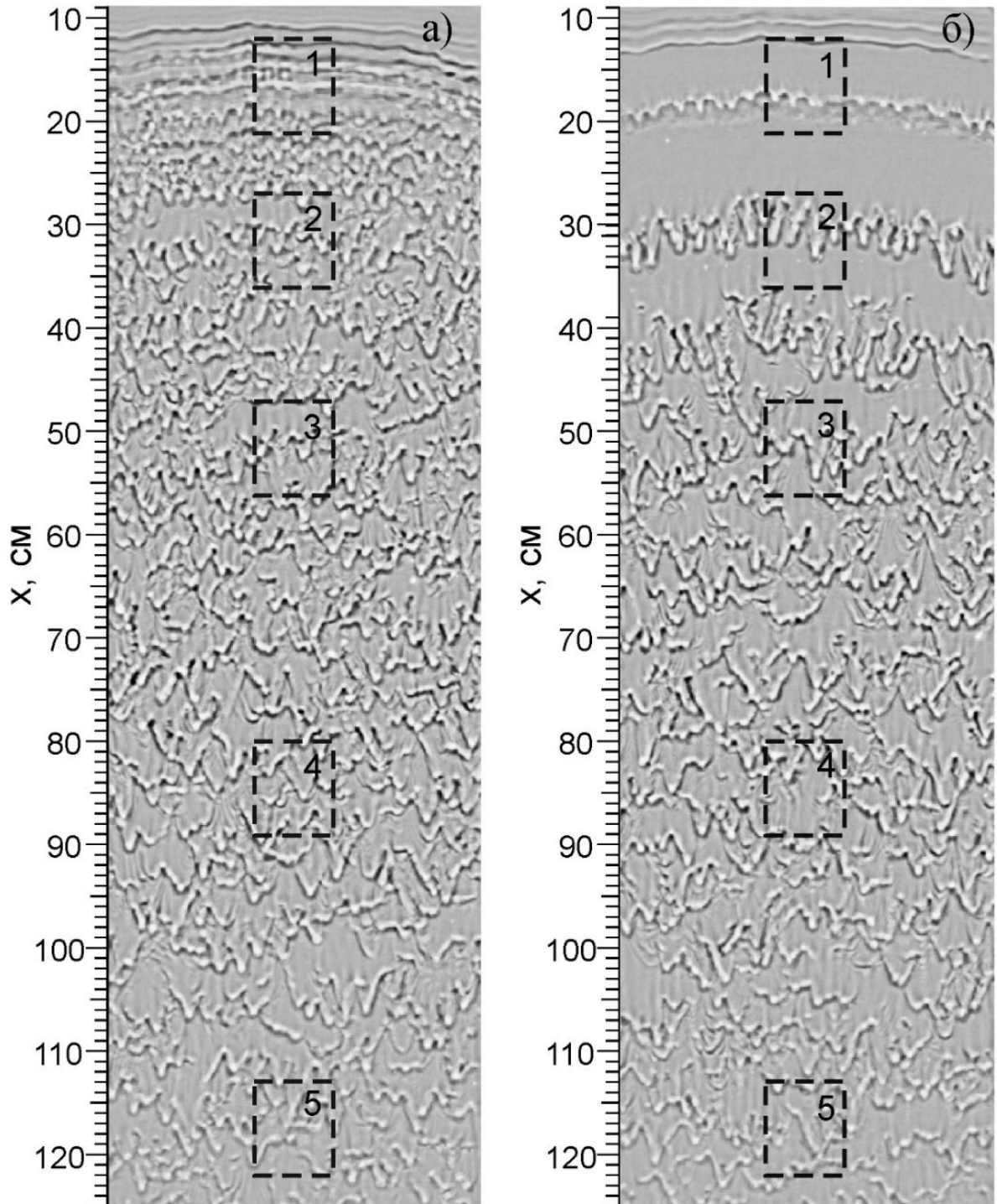


Рисунок 3.7 – Теневая фотография пленки воды.  $Re = 91$  ( $Re > Re_2$ ). естественная волновая эволюция. (b) – возбужденные волны,  $F = 8$  Гц. Для областей измерения 1, 3, 5 мгновенная волновая картина и осредненные по времени поля толщин показаны на рисунках 3.8 и 3.9.

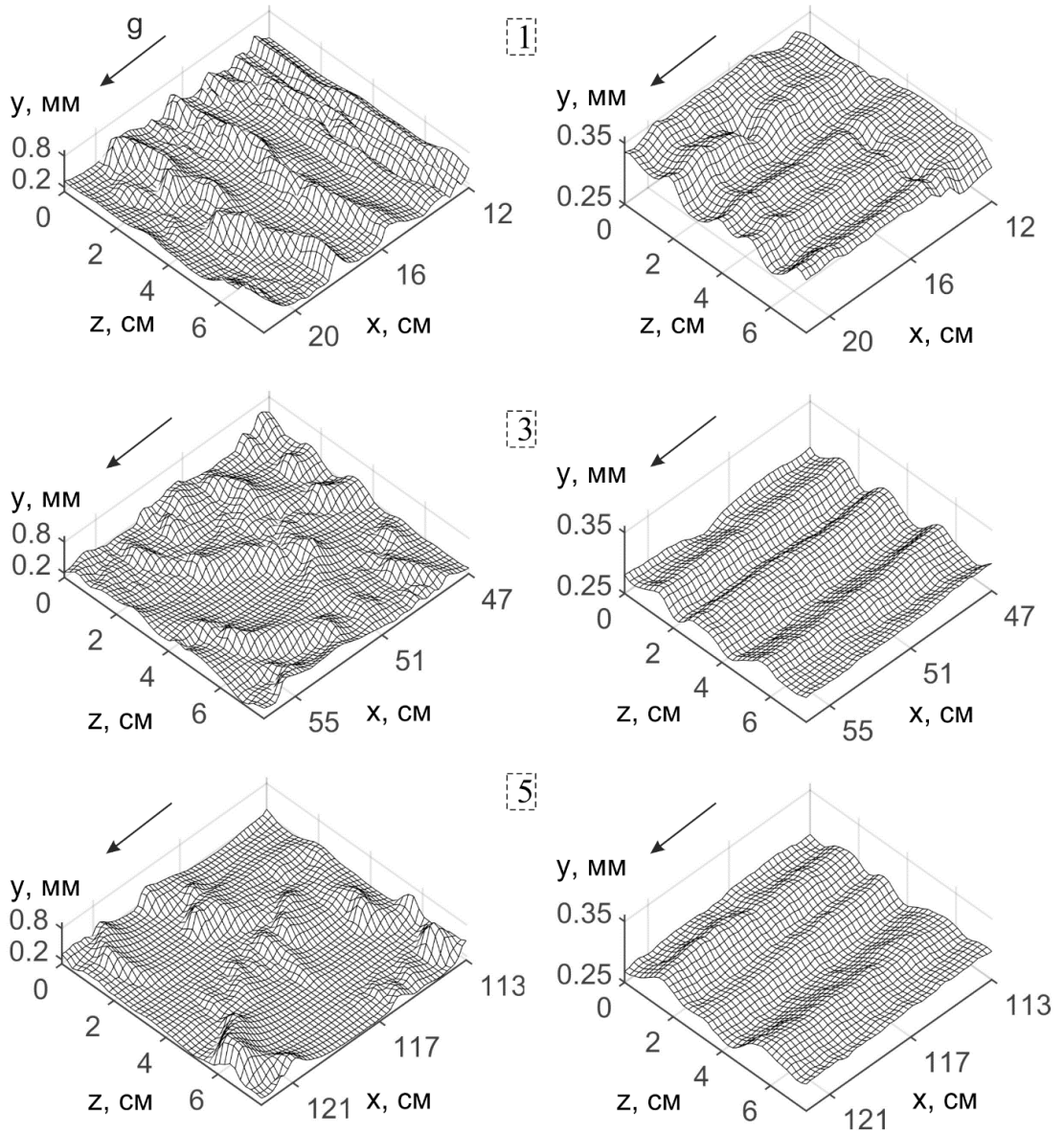


Рисунок 3.8 – Волновые картины и осредненные по времени поля толщин для случая естественной волновой эволюции, Вода,  $Re = 91$ . Левые – мгновенная форма поверхности. Правые – осредненные поля толщин. Номера соответствуют соответствующим областям измерения на рисунке 3.7.

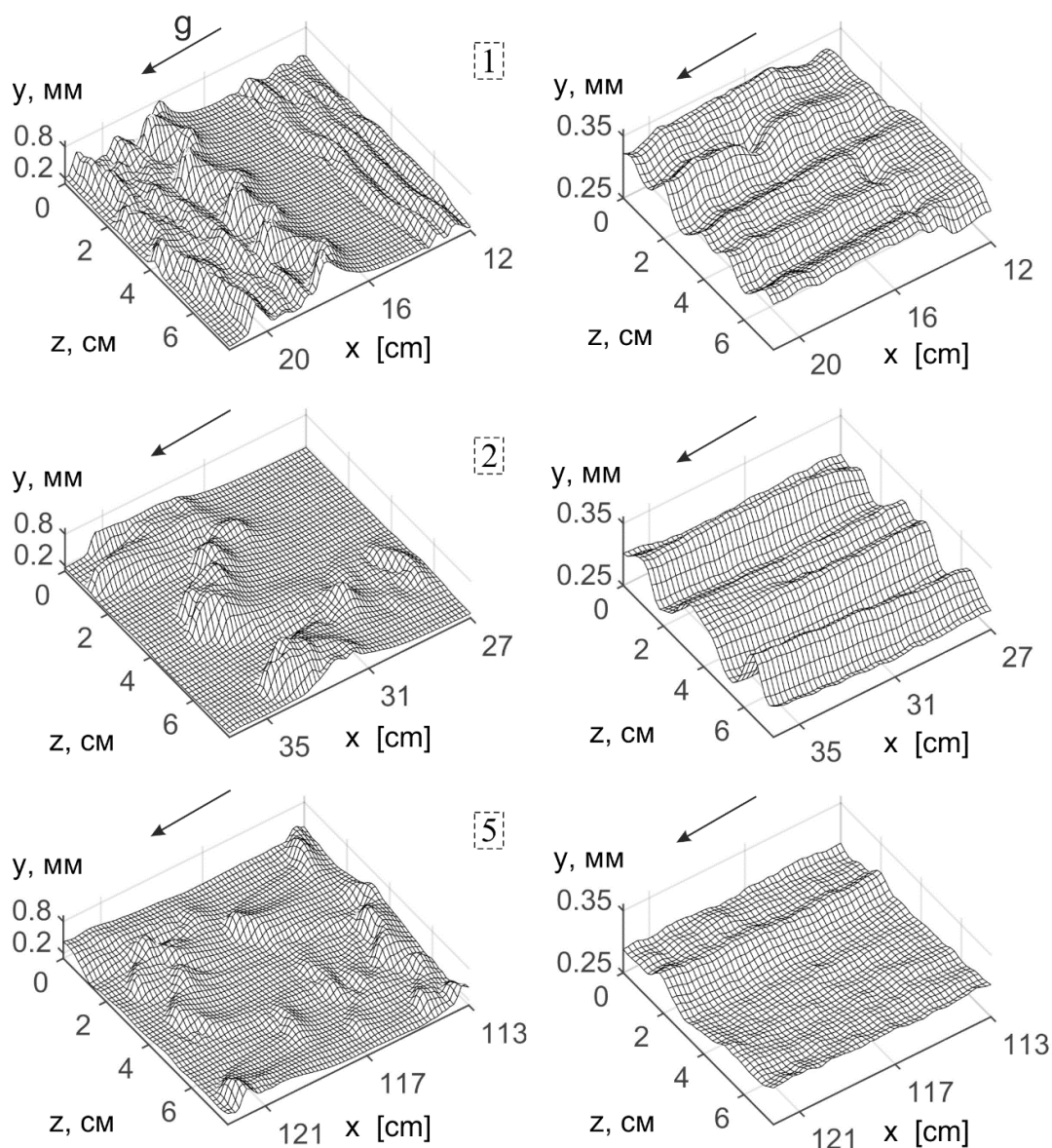


Рисунок 3.9. Волновые картины и осредненные по времени поля толщин для случая вынужденной волновой эволюции, ВГР1,  $Re = 91$ ,  $F = 7$  Гц. Левые – мгновенная форма поверхности. Правые – осредненные поля толщин. Номера соответствуют соответствующим областям измерения на рисунке 3.7.

### 3.3 Эволюция статистических характеристик пленочного течения

Следующим шагом в описании трехмерных волновых режимов течения является подробный анализ статистических характеристик. Перед тем как переходить к обсуждению статистических характеристик, необходимо более подробно остановиться на описании динамики струй. Как уже было сказано выше, струи формируются в процессе

перехода от 2D к 3D режиму. Особенно хорошо струи различимы на осредненных по времени полях толщин. Поскольку в нашей работе размер памяти регистрирующей аппаратуры ограничивался  $n = 2000$  кадров, максимальное время измерения, и как следствие максимальное время осреднения  $t_{av} = 2$  с. Выбор времени осреднения обуславливался двумя факторами. Период осреднения должен был быть достаточно большим, чтобы исключить влияние динамики 3D волн. Но при этом время осреднения одновременно должно быть достаточно малым, чтобы избежать потери информации о динамике струйного течения. Выбиралось такое время осреднения  $t_{av}$ , при котором среднеквадратичное отклонение (RMS) толщины пленки осредненной в скользящем окне длиной  $t_{av}$  от осредненной по всей длине записи (2с) не превышало 10 мкм [81]. Пример такого подхода для случая естественной волновой эволюции показан на рисунке 3.10. Осредненное по всей длине записи (2с) поле толщин показано на рисунке 3.10а. Яркость изображения пропорциональна толщине пленки. Светлые полосы – это области с увеличенной толщиной пленки (струи). Процесс определения времени осреднения показан на рисунке 3.10б. Было выбрано такое время осреднения  $t_{av}$ , при котором среднеквадратичное отклонение скользящего среднего (по  $t_{av}$ ) от общего среднего (рассчитанного для всей записи 2 с) не превышало 10 мкм. Динамика струй, полученная после осреднения по ранее определенному времени  $t_{av} = 0,86$  мс для данного случая показана на рисунках 3.10в и 3.10г. Можно наблюдать, что со временем происходит их смещение в поперечном направлении, и изменение их амплитуды. В данном случае струи представляют из себя структуры на поверхности пленки, состоящие из цепочки волн, движущихся друг за другом. Положение этой группы волн в поперечном направлении слабо меняется за время жизни цепочки. Искусственное возбуждение регулярных 2D волн в верхней части течения приводит к значительной стабилизации положения струй в поперечном направлении при  $Re_1 < Re < Re_2$ . При  $Re > Re_2$  можно говорить об образовании и движении на поверхности плёнки структур представляющих собой цепочки, состоящие минимум из 5-8 волн, положение которых в поперечном направлении изменяется слабо за время жизни этой цепочки. Такие структуры наблюдаются как в случае естественной эволюции, так и при эволюции возбужденных волн [81]. Хаотические перемещения и слияния таких структур приводят к существенному подавлению струйной картины на осредненных полях толщины при больших временах осреднения (рисунок 3.9).

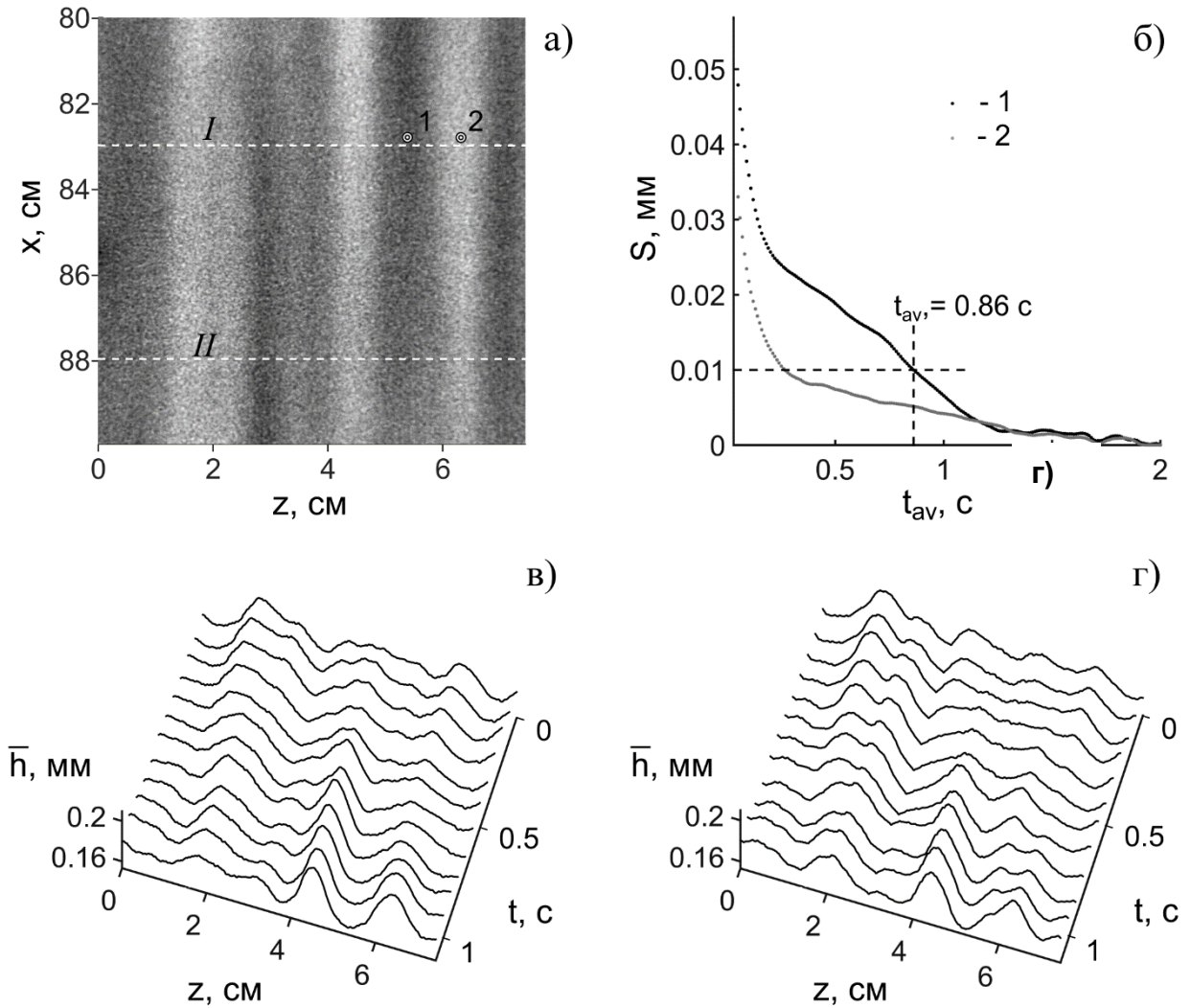


Рисунок 3.10 – Динамика струй. Естественные волны на плёнке воды,  $Re = 23$ . а) – осредненное по времени поле толщин ( $T = 2$  с), б) – Зависимость RMS ( $S$ ) от длины осреднения  $t_{av}$  скользящего окна для точек 1 и 2 показанных на а). в), г) – динамика струй в сечении I и II соответственно при  $t_{av} = 0,86$  с.

Для каждого исследуемого режима из восстановленных мгновенных полей толщин были получены статистические характеристики флуктуации толщины пленки, в том числе статистические моменты нескольких порядков. Наиболее информативными с точки зрения описания процессов эволюции волновой картины пленочного течения оказались такие статистические характеристики как плотность вероятности распределения толщины пленки, дисперсия  $D$  и спектральная плотность  $Y(f)$  изменения толщины пленки. В ходе анализа полученных данных использовались статистические и спектральные характеристики осредненные в поперечном направлении по всей ширине исследуемой области. Данная процедура существенно увеличивает размер выборки, по

которой производится статистический анализ и, что немаловажно, исключает влияние струй, формирующихся при переходе к трехмерному волновому течению. Таким образом полученные результаты представлены в форме  $K(x) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m k(x, z_j)$ , где  $k(x, z_j)$  плотность вероятности  $p$ , дисперсия  $D$  или спектральная плотность  $Y(f)$  построенные на основе значений толщины пленки зарегистрированных за время измерения в точке с координатами  $x, z_j$ . При этом  $m$  – количество разных позиций в поперечном направлении, которое в зависимости от эксперимента варьировалось от 800 до 1000.

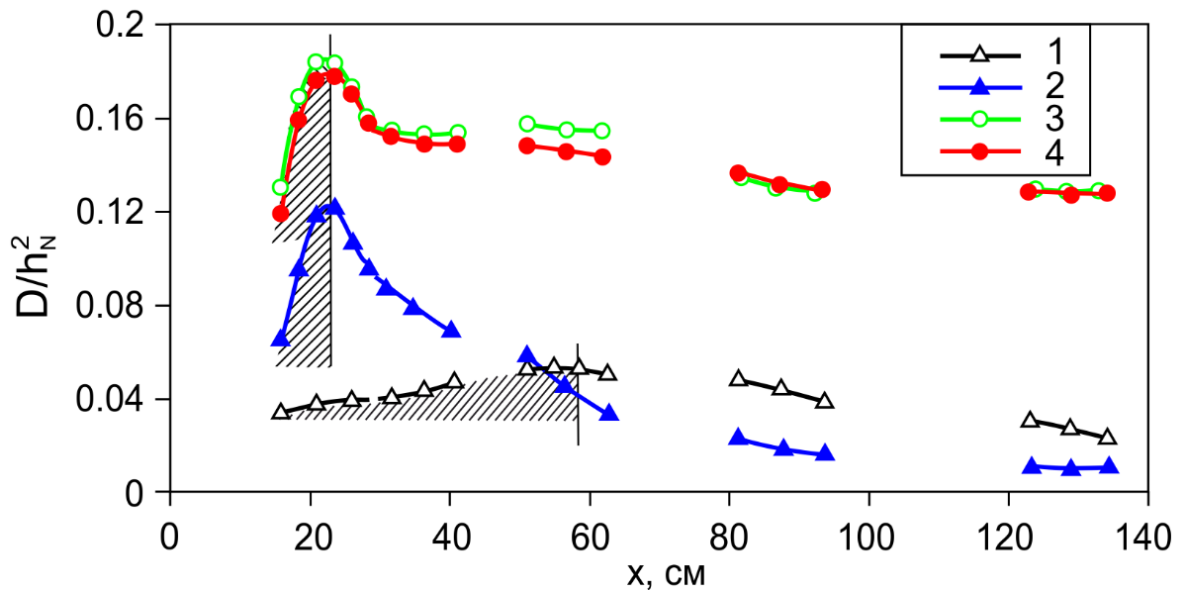


Рисунок 3.11 – Дисперсия  $D$  толщины пленки, нормированная на квадрат толщины пленки по Нуссельту  $h_N^2$ . ВГР2. 1, 2 –  $Re = 19$  (случай  $Re_1 < Re < Re_2$ ), 1 – естественные волны, 2 – вынужденные волны  $F = 7$  Гц, 3 и 4 –  $Re = 54$  (случай  $Re > Re_2$ ), 3 – естественные волны; 4 – вынужденные волны  $F = 7$  Гц. Заштрихованные области примерно отображают области эволюции 2D волн.

Анализ статистических характеристик позволяет условно выделить две характерные области трехмерных волновых режимов. Для примера, характерная картина эволюции дисперсии  $D(x)$  толщины пленки вниз по потоку для случая  $Re_1 < Re < Re_2$  показана на рисунке 3.11. Наиболее резкие изменения происходят в начальной части течения на расстояниях до 40–60 см. Рост дисперсии на начальном участке течения связан с формированием и ростом нелинейных 2D волн. Ниже по потоку, на участке, где 2D волны распадаются на 3D волны, существенное уменьшение дисперсии наблюдается для всех исследуемых режимов. При высоких значениях  $Re$  ( $Re > Re_2$ ) после быстрой эволюции в верхней части течения дисперсия достигает стационарных значений как для случая

естественных так и для случая возбужденных волн (линии 3 и 4 на Рис. 3.11). Поведение дисперсии для более низких значений  $Re$  ( $Re_1 < Re < Re_2$ ) разное: непрерывное уменьшение дисперсии наблюдается вплоть до конца исследуемой области. Кроме того, для естественных и возбужденных волн существенно отличается характер эволюции дисперсии вниз по потоку (линии 1 и 2 на Рисунке 3.11). Разница между эволюцией естественных и возбужденных волн становится особенно заметна при числах  $Re$  близких к граничному значению  $Re_2$  (рисунок 3.12 линии 1 и 2).

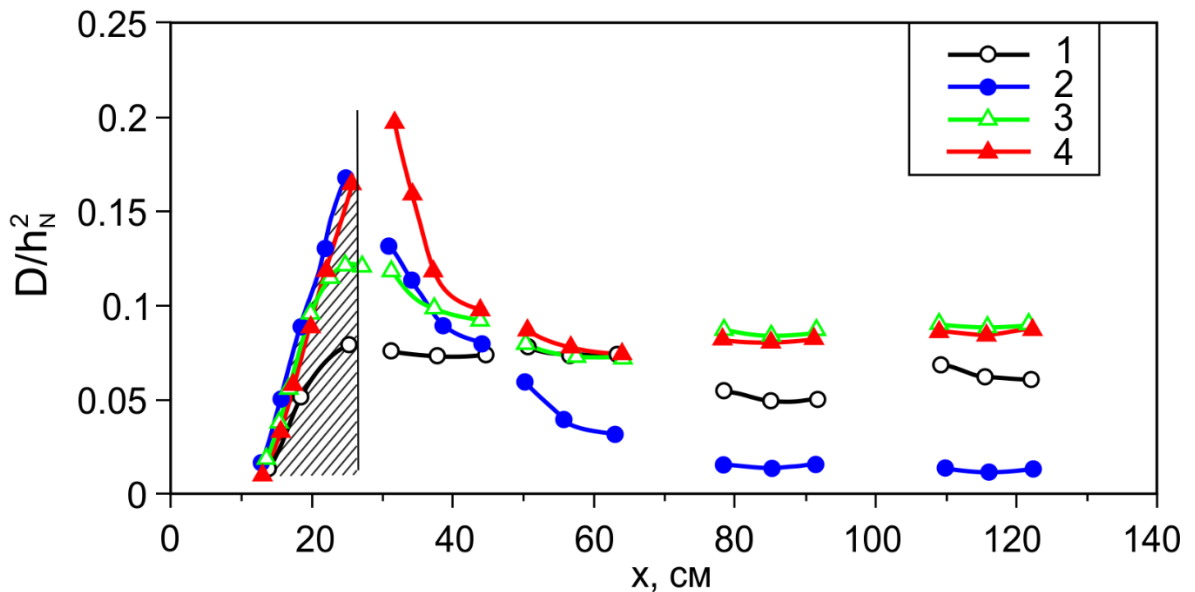


Рисунок 3.12 – Дисперсия  $D$  толщины пленки, нормированная на квадрат толщины пленки по Нуссельту  $h_N^2$ , ВГР1. 1, 2 –  $Re = 36$  (случай  $Re_1 < Re < Re_2$ ), 1 – естественные волны; 2 – возбужденные волны  $F = 7$  Гц; 3, 4 –  $Re = 47$  (случай  $Re > Re_2$ ), 3 – естественные волны; 4 – возбужденные волны  $F = 7$  Гц. Волновые картины для случаев 1 и 2 показаны на рисунке 3.13.

Во всех рассматриваемых случаях, когда  $Re < Re_2$ , уменьшение дисперсии возбужденных волн на большом расстоянии от распределителя происходило быстрее, чем уменьшение дисперсии для естественных волн. Данный эффект можно связать с тем фактом, что в режиме течения с искусственной генерацией волн струи ярче выражены (рисунок 3.13). 3D волны в данном случае движутся преимущественно вдоль струй. Движение более упорядоченное и волны почти не сталкиваются, в случае естественной эволюции 3D волны непрерывно взаимодействуют между собой и их характеристики могут существенно отличаться [3].

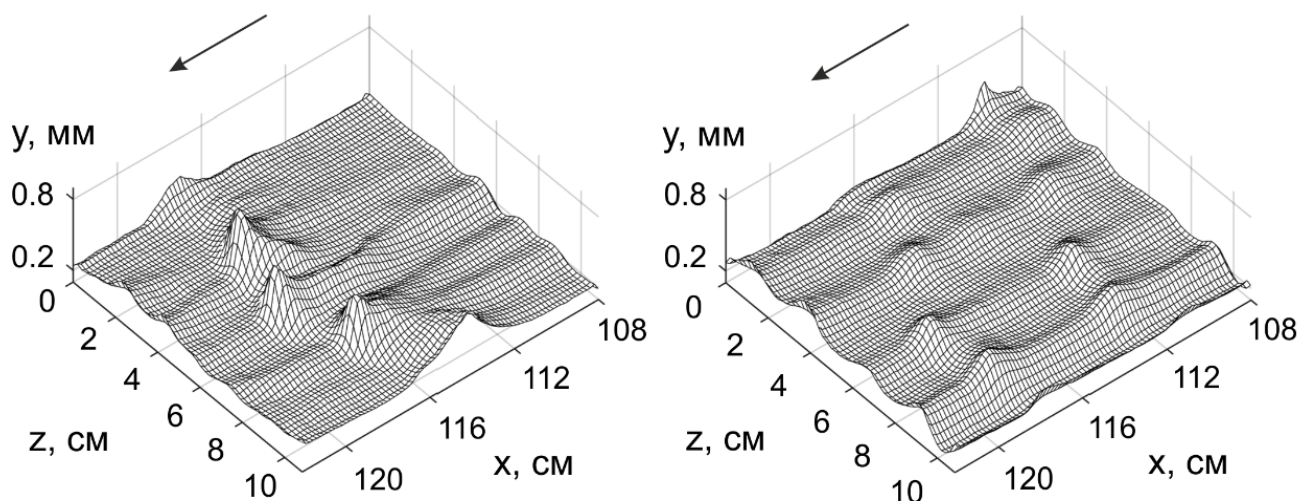


Рисунок 3.13 – Волновые картины в нижней части течения (108-124 см), ВГР1,  $Re = 36$ . Слева – естественные волны. Справа – возбужденные волны с частотой  $F = 7$  Гц.

Из представленных данных можно сделать вывод, что начальный рост дисперсии, наблюдаемый на дистанциях порядка  $1000 h_N$ , связан с развитием 2D волн. Дальнейшее существенное уменьшение дисперсии вниз по потоку связано с распадом 2D волн и переходом к 3D волновому режиму. В случае подрежима течения с устойчивыми струями при  $Re > Re_2$  дисперсия соответствующая начальной стадии 2D волновой эволюции всегда превышает, а в некоторых случаях на несколько порядков, значение дисперсии в нижней части течения, в области развитого 3D волнового режима. Эти результаты противоречат распространенному мнению о том, что 2D теоретические модели применимы для описания волновых характеристик в развитых 3D режимах пленочного течения, как например, обсуждалось в [82]. Результаты моделирования волновой эволюции на больших длинах пробега [14; 17] не предсказывают, в отличие от экспериментальных данных, затухание волн на упомянутых выше дистанциях [3]. Стоит отметить, что несмотря на заметные различия на начальной стадии эволюции, значения дисперсии, нормированные на толщину пленки по Нуссельту, слабо меняются и слабо зависят не только от начальных условий, но и от числа  $Re$ , что наглядно показано на рисунке 3.14.

Анализ эволюции плотности вероятности и спектральной мощности толщины пленки для трехмерных волновых режимов также показывает существование двух областей, на которые можно разделить трехмерный волновой режим пленочного течения.

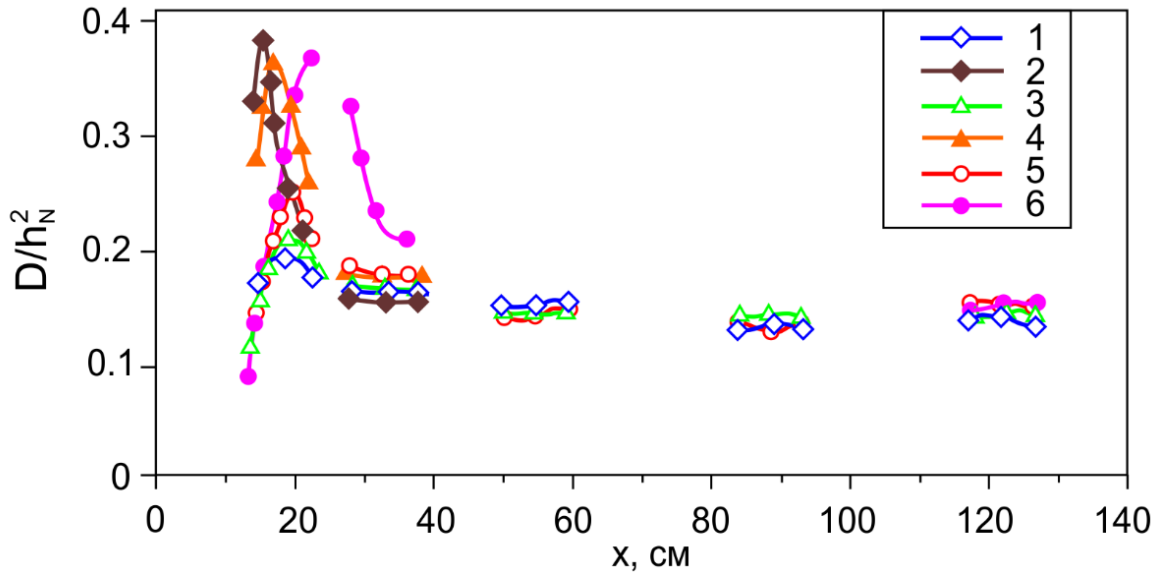


Рисунок 3.14 – Дисперсия толщины пленки  $D$ , нормированная на квадрат толщины пленки по Нуссельту ( $h_N^2$ ), Вода  $Re > Re_2$ . Сплошные символы – возбужденные волны с частотой  $F = 7$  Гц, контурные символы – естественные волны. 1, 2 –  $Re = 91$ ; 3, 4 –  $Re = 55$ ; 5, 6 –  $Re = 44$ .

В подрежиме с устойчивыми продольными струями, когда  $Re_1 < Re < Re_2$ , можно наблюдать непрерывное изменение функции плотности вероятности. С движением вниз по потоку происходит смещение величины наиболее вероятной толщины пленки к толщине по Нуссельту (рисунок 3.15). При удалении от распределителя, распределение приобретает более симметричную форму и более узкий пик. Форма распределений при рассмотрении эволюции естественных и возбужденных волн различна вплоть до конца исследуемой области (линии 3 и 4 рисунок 3.15).

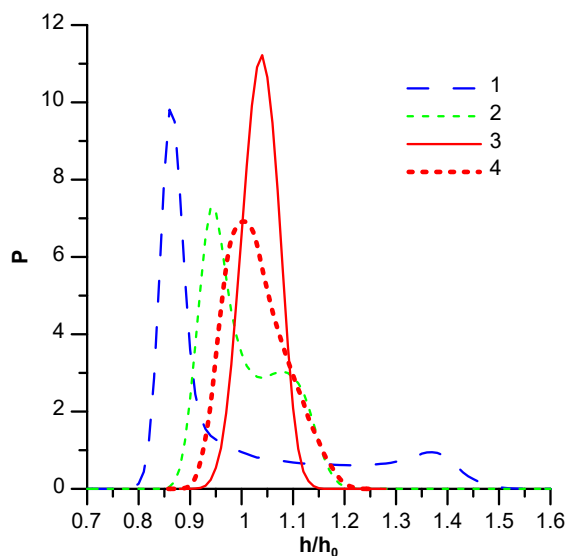


Рисунок 3.15 – Эволюция плотности вероятности, ВГР2,  $Re = 13.5$ . 1 –  $x = 21$  см,  $F = 7$  Гц; 2 –  $x = 56$  см,  $F = 7$  Гц; 3 –  $x = 128$  см,  $F = 7$  Гц; 4 –  $x = 128$  см,  $F = 0$  Гц.

В этом режиме также наблюдается непрерывное изменение спектральных характеристик вниз по потоку. Несмотря на наличие высоких гармоник, возбужденные волны сохраняют регулярность с доминирующей частотой равной частоте генерации вплоть до конца исследуемой области, как показано на рисунке 3.16.

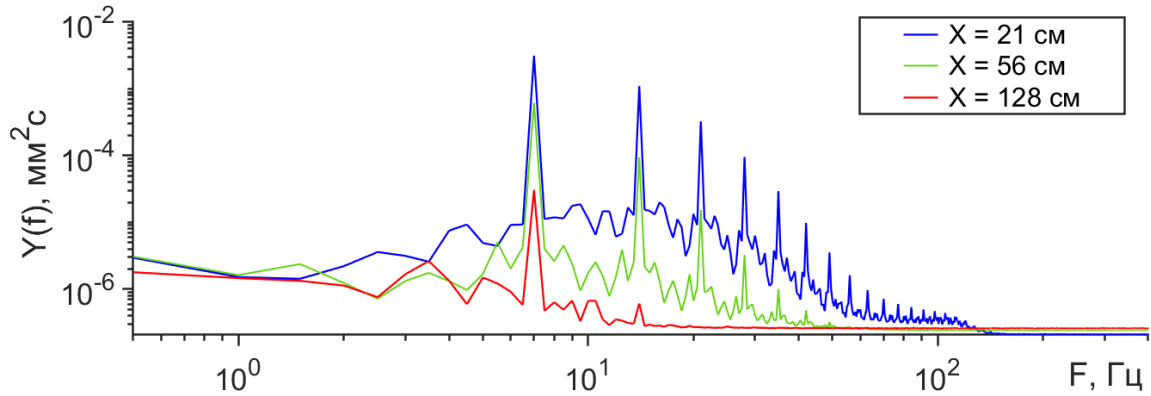


Рисунок 3.16 – Спектральная плотность мощности на разных расстояниях от распределителя для случая эволюции вынужденных волн, ВГР2,  $Re = 13.5$ ,  $F = 7$  Гц.

Повышение  $Re$  до  $Re > Re_2$  приводит к тому, что плотность распределения толщины пленки в таких режимах сохраняет ассиметричную форму до конца наблюдаемой области. После быстрой эволюции в верхней части течения, функция плотности вероятности практически не изменяется далее, и более того, идентична для случаев эволюции естественных и возбужденных волн (рисунок 3.17).

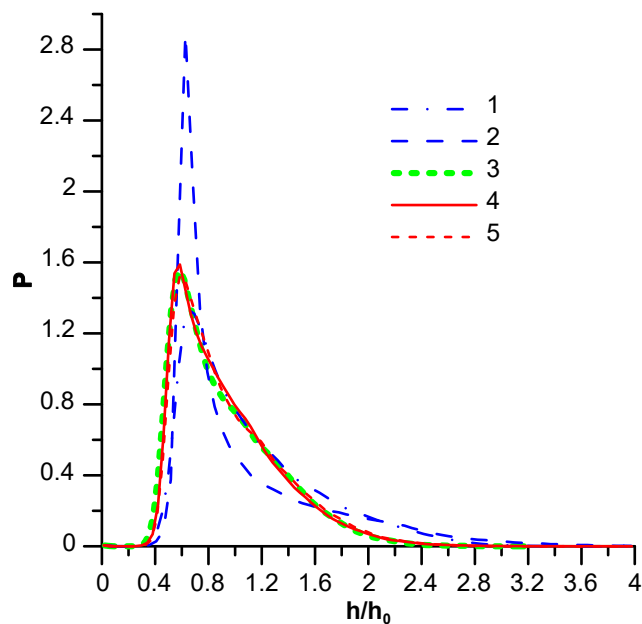


Рисунок 3.17 – Эволюция плотности вероятности, вода,  $Re = 91$ . 1 –  $x = 19$  см,  $F = 0$  Гц; 2 –  $x = 19$  см,  $F = 7$  Гц; 3 –  $x = 54$  см,  $F = 0$  Гц; 4 –  $x = 120$  см,  $F = 0$  Гц; 5 –  $x = 120$  см,  $F = 7$  Гц.

Анализ спектральных характеристик также говорит о быстром переходе к полностью установившемуся трехмерному режиму для случая  $Re > Re_2$ . Разница в спектральных характеристиках, при сравнении эволюции естественных и возбужденных волн, наблюдается только в верхней части течения, далее вниз по потоку спектральные характеристики становятся идентичными и неизменными с расстоянием. Стоит отметить, что вынужденные волны полностью теряют свою регулярность, как показано на рисунке 3.18.

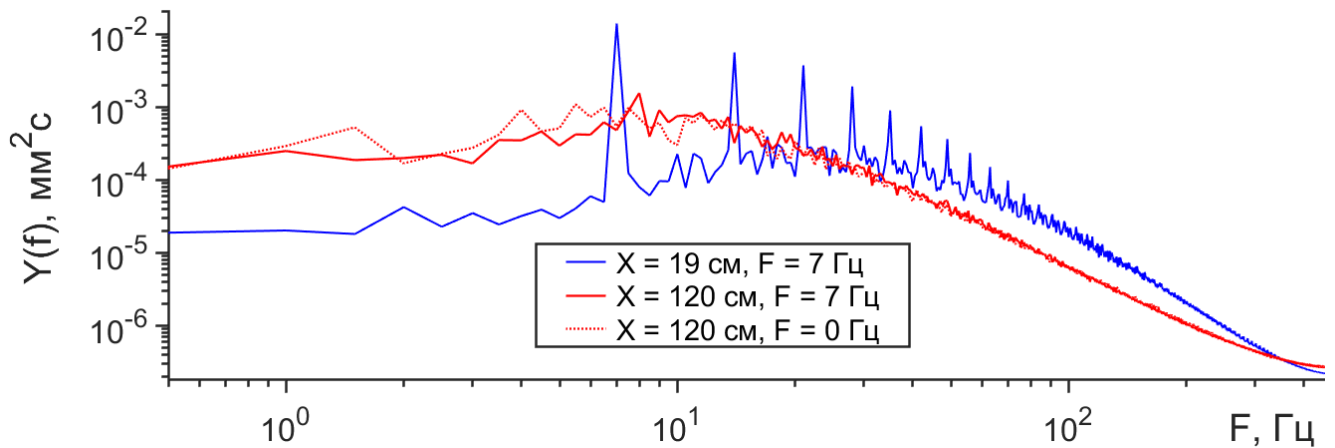


Рисунок 3.18 – Спектральная плотность мощности на разных расстояниях от распределителя для случая эволюции вынужденных волн  $F = 7$  Гц, вода,  $Re = 91$ .

Волновые картины представлена на рисунке 3.7 – 3.9.

Дальнейшее повышение числа  $Re$  до  $Re > Re_2$  приводит к тому, что функция плотности распределения после быстрой эволюции в верхней части течения практически не изменяется далее, и более того, идентична для случаев эволюции естественных и возбужденных волн (рисунок 3.17). В таких режимах она сохраняет ассиметричную форму до конца наблюдаемой области. Анализ спектральных характеристик также говорит о быстром переходе к полностью установившемуся трехмерному режиму для случая  $Re > Re_2$ . Разница в спектральных характеристиках, при сравнении эволюции естественных и возбужденных волн, наблюдается только в верхней части течения, далее вниз по потоку спектральные характеристики становятся идентичными и неизменными с расстоянием. Стоит отметить, что вынужденные волны полностью теряют свою регулярность, как показано на рисунке 3.18.

### 3.4 Выводы к главе 3

Методом высокоскоростной ЛИФ исследована волновая эволюция на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости на большой длине пробега ( $L/L_{in} \sim 80$ ). Проведено систематическое измерение характеристик волнового течения в широком диапазоне чисел Рейнольдса ( $Re = 5-100$ ) с использованием жидкостей с различными физическими свойствами ( $\gamma = 1140; 1733; 3675$ ). Детально описаны два подрежима течения с наличием или отсутствием устойчивых продольных струй, из которых состоит трехмерный волновой режим. Показано, что закономерности эволюции волновой картины статистических характеристик течения в этих подрежимах универсальны для всех исследованных жидкостей.

Подрежим с устойчивыми струями реализуется при  $Re_1 < Re < Re_2$ , ( $Re_1 = 5-15$ ,  $Re_2 = 40-60$ , в зависимости от физических свойств жидкости). Исследуемые статистические характеристики волнового течения в этом диапазоне расходов жидкости непрерывно изменяются вниз по потоку, происходит постепенное затухание 3D волн и значительное подавление волнового движения в нижней части. При этом эволюция естественных и возбужденных волн существенно отличается: затухание возбужденных 3D волн происходит интенсивнее, при сохранении регулярности до конца области. Эти свойства подчеркивают необходимость идентичных начальных условий для верификации моделей в данном диапазоне  $Re$ , что сложно обеспечить экспериментально.

При  $Re > Re_2$  наблюдается полное затухание струй в нижней части течения. Происходит быстрая эволюция волновой поверхности по длине с формированием непрерывно взаимодействующих 3D волн. Установлено, что все исследуемые статистические характеристики уже на расстоянии 50 – 70 см от распределителя выходят на стационарные значения, причем  $D/h_N^2$  примерно равна 0,15 и не зависит от  $Re$ . Характеристики, полученные для естественной эволюции и эволюции возбужденных регулярных волн совпадают, демонстрируя нечувствительность течения к вносимым возмущениям. При этих режимных параметрах реализуется полностью установившийся трехмерный волновой режим, где сопоставление эксперимента с теоретическими моделями не требует точного контроля начальных условий.

## Глава 4 Особенности структуры течений в трехмерных волнах

Измерения скорости в пленках жидкости остаются технически сложной задачей вследствие крайне малой толщины исследуемых пленочных течений, наличия свободной поверхности и больших поперечных градиентов скорости. Частично данная проблема была решена для случая 2D волн несколькими научными группами [56; 60; 61]. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с современными теоретическими моделями, в частности моделью WRIBL. Для случая 3-D волн та же модель предсказывает сложную структуру потоков жидкости в разных частях формирующейся волны, в особенности под основным гребнем, где инерциальные силы доминируют над капиллярно-вязкостными. Однако экспериментальные результаты по одновременному измерению скорости жидкости с привязкой к форме 3D волны в литературе отсутствуют. Результаты таких измерений, а также их сравнение с результатами моделирования представлены в настоящей главе.

### 4.1 Методика проведения экспериментов

Измерения проводились на экспериментальной установке, показанной на рисунке 2.2. На первом этапе регистрировалась общая картина течения методом ЛИФ в области 14 на 14 см. Следующим шагом проводились одновременные измерения толщины и 3D-2C полей скорости в двумерной и трехмерной волнах с использованием методов ЛИФ и LF-PTV соответственно. Размер регистрируемой области составлял 13,5 x 9 мм. Генерация регулярных двумерных волн в верхней части течения осуществлялась с помощью электромагнитного модулятора расхода жидкости, установленного перед распределителем, и вносящего гармонические возмущения в поток с заданной частотой. В Таблице 4.1 представлены основные физические характеристики используемых жидкостей. Параметры исследуемых режимов течения представлены в Таблице 4.2. Для выявления универсальных, не зависящих от конкретных свойств жидкости закономерностей, ключевые эксперименты по исследованию структуры течения проводились с растворами, имеющими близкие значения числа Капицы ( $\gamma$ ), но

различающиеся по вязкости и поверхностному натяжению. В ходе работы исследовались как регулярные двухмерные волны, так и трехмерные волны, образующиеся в процессе распада 2D волн.

Таблица 4.1 – Физические характеристики используемых жидкостей, а также параметры исследуемых режимов течения.

Рабочая жидкость	Re	$\nu \times 10^6$ , м <sup>2</sup> /с	$\sigma$ , Н/м	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\gamma$ , число Капицы
ВГР (20%)	40	1,52	$72 \cdot 10^{-3}$	1047	1838
ВРБС	40	1,04	$44 \cdot 10^{-3}$	998	1955

Таблица 4.2 – Параметры исследуемых режимов течения.

Рабочая жидкость	Re	L, см расстояние от распределителя	$h_N$ , мм	F, Гц
ВГР (20%)	40	21,5 (9,5 для 2D)	0,305	16
ВРБС	40	11,3 (4 для 2D)	0,237	19

В данной работе применялось два варианта полевой оптической измерительной системы. В обоих случаях флуоресценция красителя, растворенного в рабочей жидкости, (возбуждалась) импульсным New Wave Research Solo PIV Nd:YAG лазером (532нм). Для уменьшения уровня оптических искажений, связанных с криволинейностью свободной поверхности волновой пленки, освещение лазером и съемка на камеру осуществлялись через стекло с неорошаемой стороны пластины.

Первый вариант измерительной системы использовался для получения пространственного распределения локальной толщины волновой пленки (формы межфазной поверхности) методом ЛИФ и регистрации общей картины течения в области 14 x 14 см. Схема ЛИФ системы показана на рисунке 1б. Лазерный луч проходил через рассеивающую линзу и освещал всю пластину, возбуждая флуоресценцию жидкости. Излученный раствором свет с максимумом спектра равным 560 нм регистрировался цифровой камерой KODAK MegaPlus ES 1.0 с CCD сенсором размером 1008 x 1008 pix и объективом AF Nikkor 50 f/1.8. Экспозиция кадра регулировалась мощностью лазера, который был синхронизирован с камерой с помощью блока управления DANTEC. Концентрации флуоресцентного красителя Родамин 6Ж в рабочем растворе в данном случае составляла 10 мг/л и 40 мг/л для ВГР и ВРБС соответственно. Оптический фильтр, отсекающий свет с длиной волны меньше 550 нм, устанавливался перед камерой. В

результате до светочувствительной матрицы проникал только излученный раствором свет.

Второй вариант измерительной системы применялся для одновременного измерения толщины и 3D-2С полей скорости в двумерной и трехмерной волнах с использованием методов ЛИФ и LF-PTV соответственно. Схема расположения компонентов измерительной системы показана на рисунке 1в. Данные как для ЛИФ так и для LF-PTV получались одновременно с помощью камеры светового поля Raytrix11m с размером светочувствительной матрицы 4032 x 2388 пикс. Помимо стандартного распределения яркости данная камера обладает возможностью регистрировать положение объектов в пространстве. Таким образом, в ходе эксперимента определялись все координаты (X,Y,Z) флуоресцентных частиц, с помощью которых осуществлялась трассерная визуализация потока и построение 3D-2С полей скорости (X и Z компоненты) алгоритмом PTV.

## 4.2 Структура течения в трехмерной волне

Используемый метод LF-PTV позволил впервые детально визуализировать течение не только в основной трехмерной волне, но и весьма сложную и тонкую структуру потоков в ряби, образующейся вследствие взаимодействия капиллярных предвестников, бегущих впереди основной волны. Несмотря на маленький масштаб наблюдаемых волновых структур (характерная длина волны  $\sim 1$  мм) и небольшие значения скорости, векторное поле удалось реконструировать во всей исследуемой области, что показано на рисунке 4.1, где представлено поле скорости в пристеночной области (100-150 мкм от стенки). Можно отчетливо наблюдать существование течений направленных вдоль минимумов капиллярной ряби, что согласуется с результатами моделирования в [40]. В дополнение к течению вдоль минимума первого капиллярного предвестника, отчетливо наблюдается наличие возвратного течения в области, лежащей перед «лобовой» точкой основного трехмерного пика (Рисунок 4.1б)) и в некоторых областях впадин капиллярной ряби. Эти особенности течения для 3D случая были предсказаны в [48] с помощью численного моделирования, но экспериментального подтверждения до настоящего момента представлено не было. Структура течения в

формирующихся трехмерных волнах подобны для всех исследуемых режимов, и поскольку течение вниз по потоку преобладает под большей частью поверхности волны, удобнее рассматривать структуры поперечных потоков жидкости.

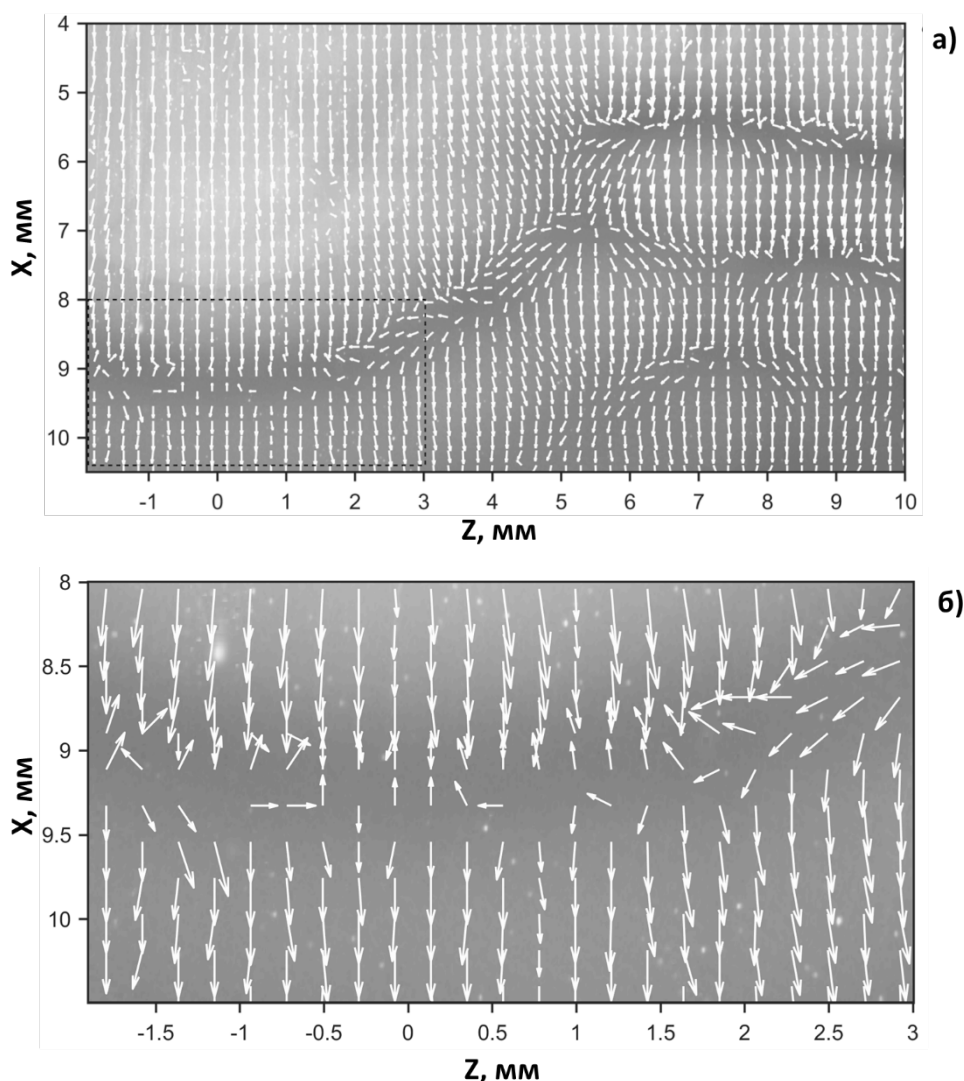


Рисунок 4.1 – Структура течений в трехмерной волне. а) – Поле скорости в пристеночном слое на расстоянии 100 - 150 мкм от пластины. Область, выделенная пунктирной линией представлена ниже в увеличенном виде. б) – Увеличенный вид области минимума капиллярного предвестника перед «лобовой» точкой основного 3D пика. ВГР,  $Re = 40$  и  $F = 16$  Гц. Для наглядности, длина стрелок масштабирована так, что отношение максимальной и минимальной длины не превышает 5.

Как и для 2D волн, сравнение экспериментальных данных проводилось с результатами моделирования в программе WaveMaker, использующей WRIBL модели. Программа WaveMaker позволяет использовать как упрощенную модель WRIBL, так и модель WRIBL второго порядка. В рамках данной работы сравнение экспериментальных результатов проводится с результатами обеих моделей. Периодические граничные

условия, а именно – пространственные периоды  $\lambda_1$  (вдоль x-оси) и  $\lambda_2$  (вдоль z-оси), используемые для расчета в данной программе, определялись из эксперимента (Рисунок 4.2). Расчет останавливался в момент времени, когда в модельной волне расстояние между передним и задним пиком  $D$  достигало близких к экспериментальным значений (Рисунок 4.2) [64]. Как уже упоминалось выше, невозможно провести прямое сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными в случае неустановившихся состояний и можно ожидать расхождения между полями скорости и формой волны, полученными в результате эксперимента и при моделировании.

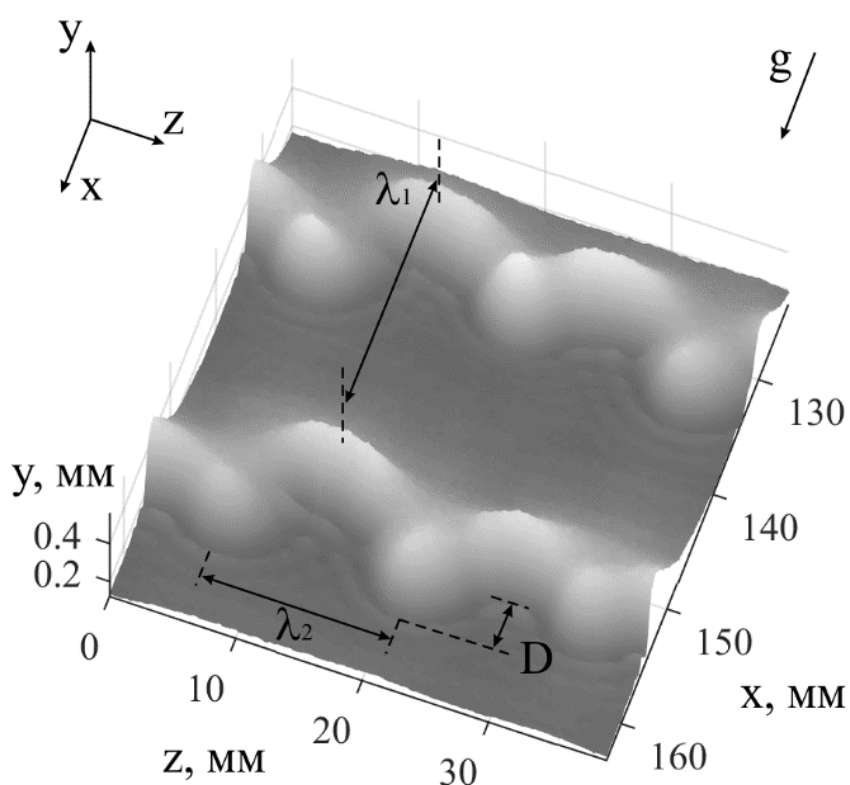


Рисунок 4.2 – Участок восстановленного ЛИФ изображения, ВРБС,  $Re = 40$  и  $F = 19$  Гц.  $\lambda_1$  – продольная длина волны,  $D$  продольное расстояние между передним и задним пиком.  $\lambda_2$  – поперечный шаг между 3D волнами.

На рисунке 4.3 представлено поле скорости, полученное из эксперимента (рисунок 4.3а)) и в результате расчета (рисунок 4.3б)) для течения ВГР в слое с центром на расстоянии 130 мкм. Несмотря на различие в форме между реальной и смоделированной волной, поля скорости в волнах имеют общие черты.

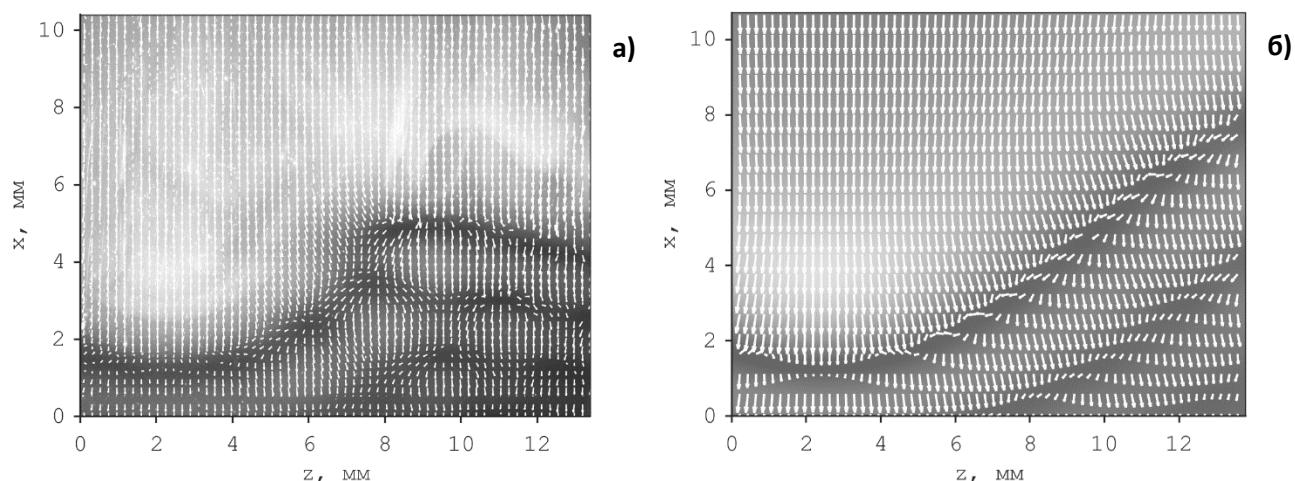


Рисунок 4.3 – Характерные поля скорости в трехмерной волне на поверхности пленки ВГР на расстоянии 130 мкм от поверхности пластины при  $Re=40$  и  $F=16$  Гц. а) – экспериментальные поля на фоне ЛИФ изображения волны. б) – поле скорости на фоне поля толщины, расчет по WRIBL модели.

В смоделированных полях скорости, как и в эксперименте, наблюдается область возвратного течения перед лобовой точкой основного трехмерного пика (рисунок 4.4). Потоки направленные к центральной части волны вдоль минимума капиллярного предвестника. Также можно выделить пространственно-разделенные области под основной частью трехмерной волны, где в одной области потоки направлены к центральному сечению основной волны, а в другой – от него (рисунок 4.3).

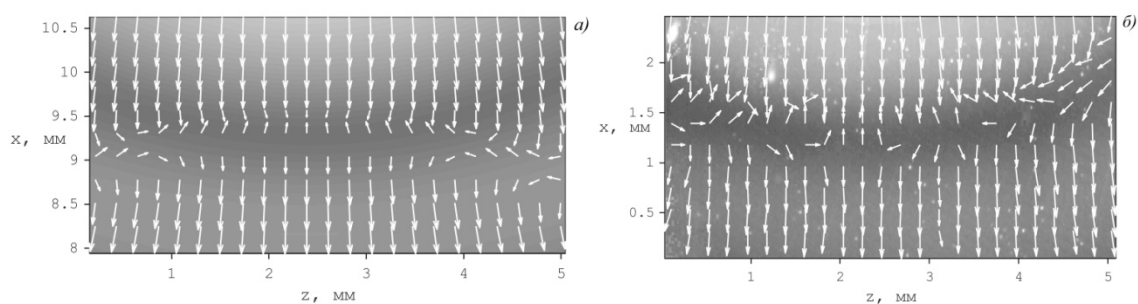


Рисунок 4.4 – Картина течения в капиллярной ряби. Длина стрелок нормирована на их величину. ВГР,  $Re = 40$ ,  $F=16$  Гц.

На рисунках 4.5 – 4.7 детально представлены поля поперечной компоненты скорости и выделены области поперечных потоков в формирующейся трехмерной волне на ВГР пленке при  $Re = 40$  и частоте  $F = 16$  Гц. Данные представлены для разных расстояний от пластины. Границы областей проходят на уровне  $W = 1$  см/с. Белым контуром выделены области притока к центральной части волны, черным – области оттока от центрально части волны.

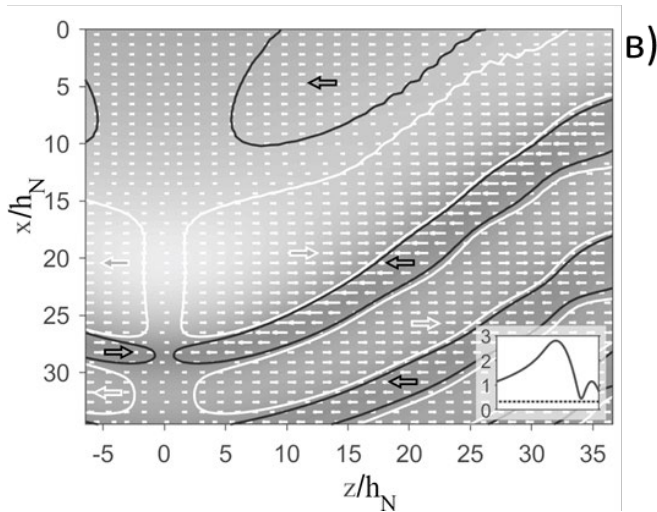
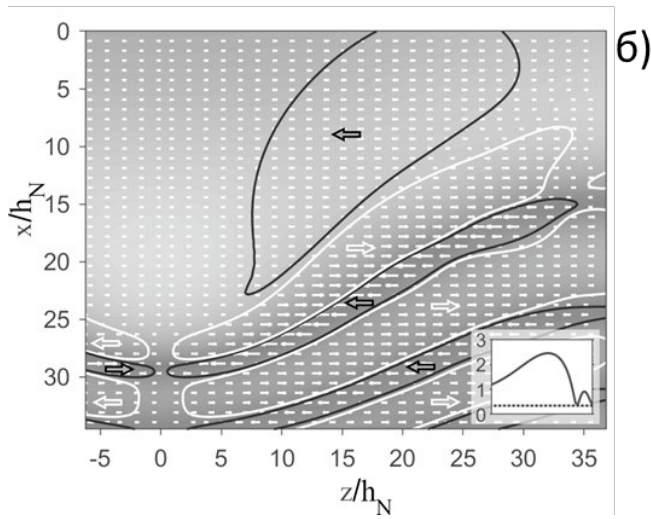
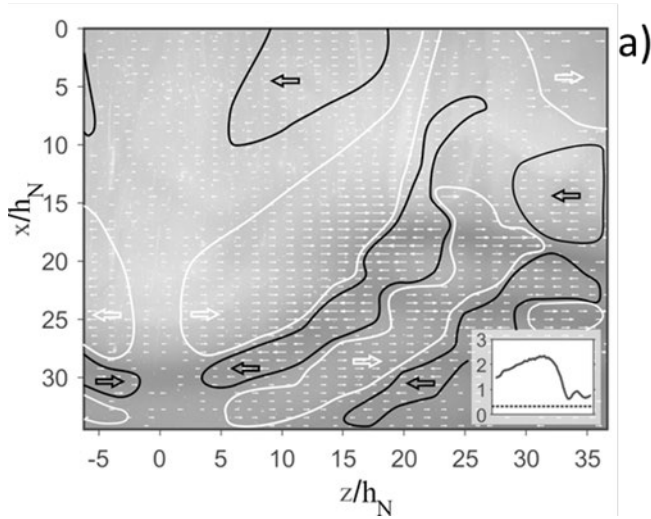


Рисунок 4.5 – Структура поперечных потоков под волной на расстоянии от стенки  $y/h_N = 0,33$ . а) – экспериментальные данные; б) – WaveMaker расчет по упрощенной WRIBL модели; в) – расчет по полной WRIBL модели.

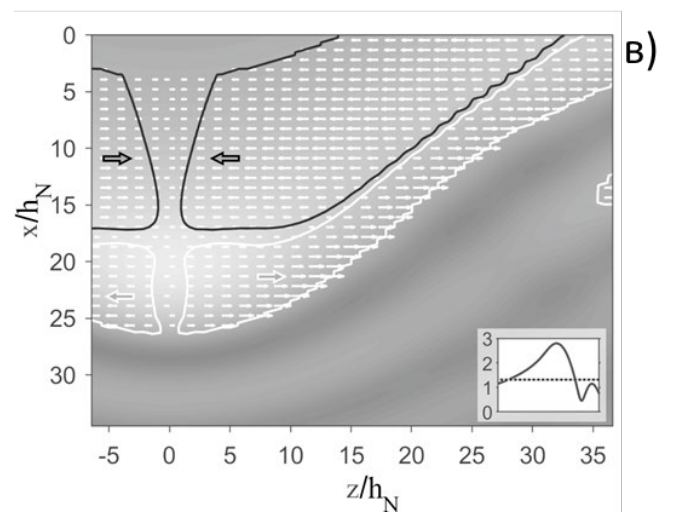
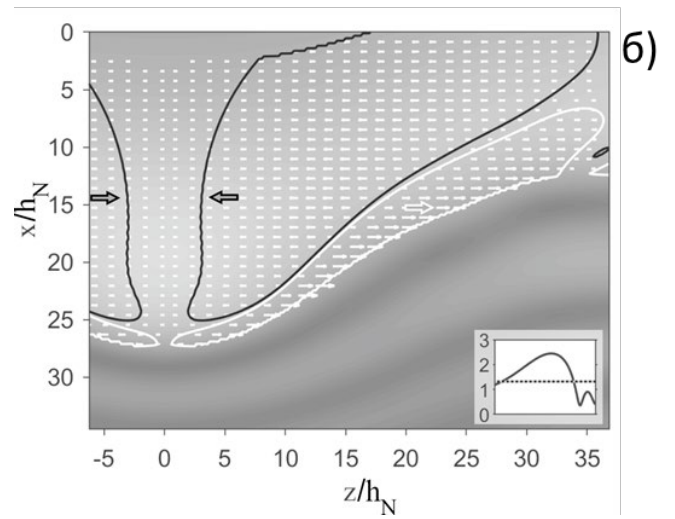
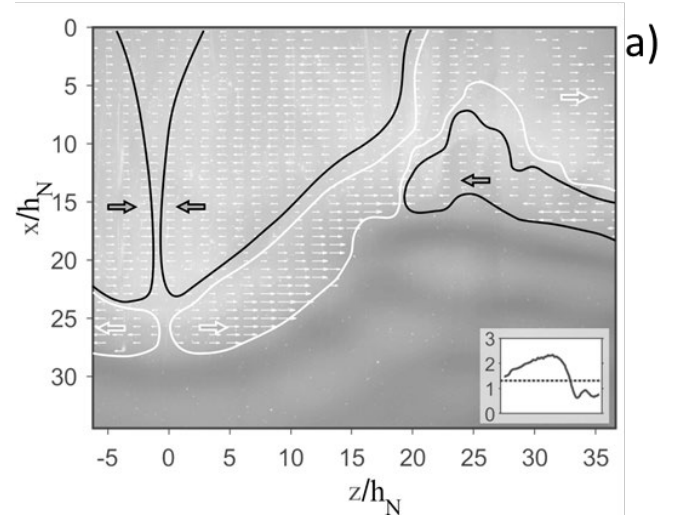


Рисунок 4.6 – Структура поперечных потоков под волной на расстоянии от стенки  $y/h_N = 1,3$ . а) – экспериментальные данные; б) – WaveMaker расчет по упрощенной WRIBL модели; в) – расчет по полной WRIBL модели.

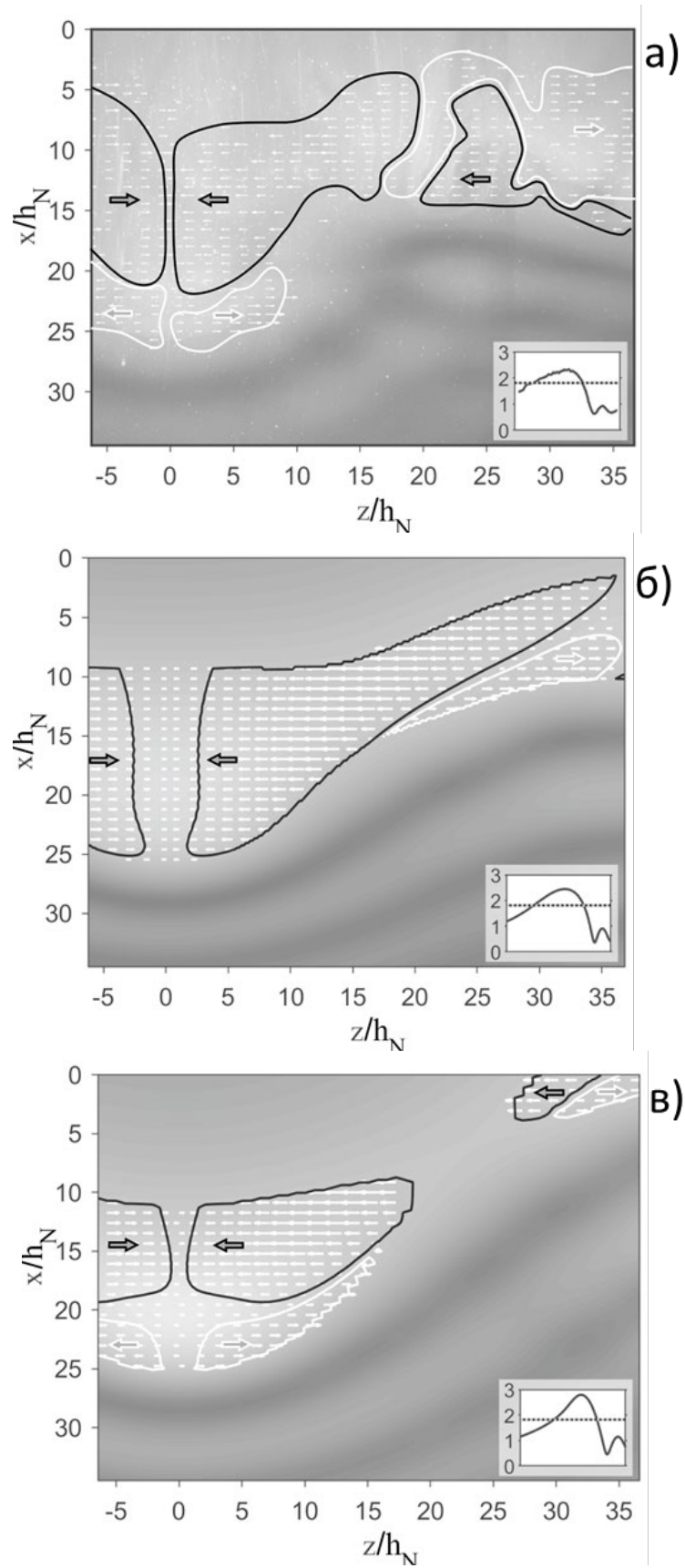


Рисунок 4.7 – Структура поперечных потоков под волной на расстоянии от стенки  $u/h_N = 1,8$ . а) – экспериментальные данные; б) – расчет по упрощенной WRIBL модели; в) – расчета по полной WRIBL модели.

В слое ближе к пластине обе модели дают результат, качественно хорошо согласующийся с экспериментом. В окрестности максимума и минимума капиллярного предвестника наблюдаются области оттока и притока соответственно. Также под основным гребнем волны наблюдаются две пространственно-разделенные области с потоками, направленными в противоположные стороны. По мере отдаления от пластины все больше начинают проявляться различия в картинах течения полученных упрощенной и полной моделью. Для упрощенной модели область оттока под основным гребнем волны, в которой потоки направлены к переднему краю основной волны, быстро уменьшается по мере удаления от пластины. В то время как в эксперименте и в полной модели области оттока и притока сохраняются и их площади сравнимы друг с другом.

#### 4.3 Перемещение жидкости при проходе трехмерной волны

Для оценки смещения жидкости в трехмерной волне были построены траектории элементарных объемов жидкости на основе полученных полей скорости. К сожалению, определение поперечной компоненты скорости с достаточной точностью не представлялось возможным. Определение траекторий проводилось в предположении, что за время прохождения волны выделенный элементарный объем не покидает рассматриваемый слой жидкости и находится на одном расстоянии от стенки. Построение траекторий проводилось для слоя, полностью лежащего под свободной поверхностью и в предположении что форма волны не меняется за время прохождения области измерения. Вычисление перемещения жидкости проводилось по следующему алгоритму. На первом шаге после получения полей скорости в лабораторной системе отсчета проводился переход в систему отсчета, движущуюся со скоростью основного гребня. Поле скорости задано на равномерной сетке с  $M \times N$  узлов, где  $M$  – количество узлов вдоль оси  $x$ , с шагом между узлами  $\Delta x$ , а  $N$  – количество узлов вдоль оси  $z$  расположенных с шагом  $\Delta z$ . Для каждого шага (вдоль течения) вычислялось время прохождения элементарного объема жидкости  $\Delta t_i = \Delta x / U_i$ . Далее соответствующая величина поперечного смещения рассчитывалась по формуле  $\Delta z_i = \Delta t_i \times v_i$ , где  $U_i$  и  $V_i$  - средневзвешенные значения продольной и поперечной компонент скорости соответственно для  $i$  ряда сетки.

Продольное смещение элементарного объема в лабораторной системе отсчета определяется по формуле  $\Delta x_i = C \times \Delta t_i - \Delta x$ , где  $C$  скорость основного гребня трехмерной волны. Начиная с  $i=1$ , суммарное продольное смещение за  $n$  шагов будет составлять  $dX = \sum_{i=1}^{n+1} \Delta x_i$ , и поперечное  $dZ = \sum_{i=1}^{n+1} \Delta z_i$ .

Экспериментальные и смоделированные поля скорости для слоя ВГР расположенного на расстоянии от 100 до 150 мкм от стенки показаны на рисунке 4.8 (а) и рисунке 4.8 (б). Также на рисунке представлены несколько траекторий движения элементарных объемов в системе отсчета гребня волны. Эти же траектории, но в увеличенном масштабе (по оси  $Z$ ) и для лабораторной системы отсчета показаны на рисунке 4.8 (в) и рисунке 4.8 (г). Незначительные поперечные колебания в верхней части графиков соответствуют началу движения в области перед волной и прохождению капиллярного предвестника, далее жидкость попадает в область под основным гребнем и смещается от центра волны, причем величина смещения в несколько раз превышает смещение в области капиллярной ряби. Можно видеть, что поперечные смещения жидкости, полученные на основе экспериментальных данных, хорошо согласуются с результатами моделирования на основе модели WRIBL. Однако небольшое отличие в фазовой скорости экспериментальной ( $C = 0,46$  м/с) и смоделированной ( $C = 0,5$  м/с) волн выражается в несовпадении продольного смещения жидкости. По сравнению с реальной волной, выделенный элементарный объем жидкости в модели преодолевает большее расстояние вниз по течению, до момента выхода за границы исследуемой области, а амплитуда поперечных колебаний больше в 1,5 - 2 раза.

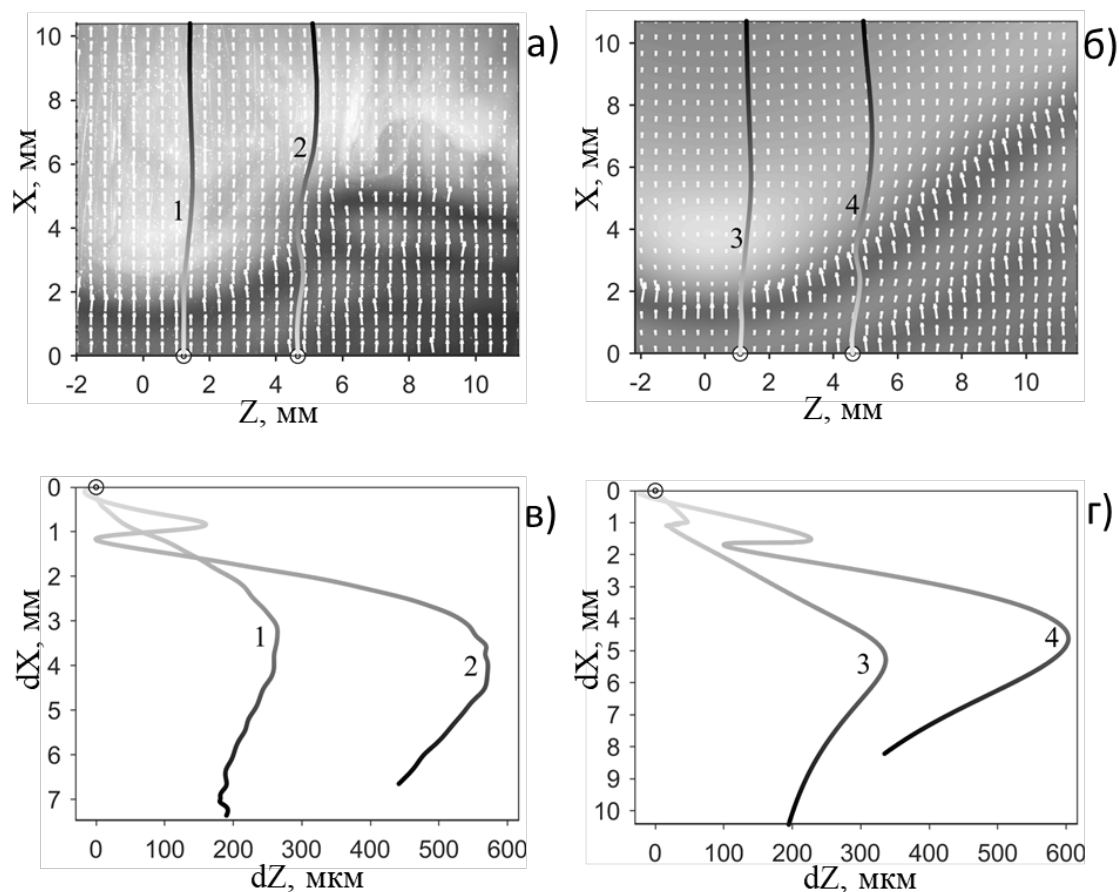


Рисунок 4.8 – Траектории движения элементарного объема жидкости на расстоянии 130 мкм от стенки. а) – экспериментально полученное поле скорости в системе отсчета движущейся с фазовой скоростью волны  $C = 0,46$  м/с. Линиями 1 и 2 обозначены траектории движения элементарных объемов с началом движения в области капиллярного предвестника на расстояниях  $z = 1,1$  мм и  $z = 4,6$  мм от оси симметрии волны соответствующей  $z = 0$  мм; б) – поле скорости рассчитанное по полной модели WRIBL второго порядка в системе отсчета движущейся с фазовой скоростью волны  $C = 0,5$  м/с; Линиями 3 и 4 обозначены траектории движения с началом движения в области капиллярного предвестника на расстояниях  $z = 1,1$  мм и  $z = 4,6$  мм от оси симметрии волны; в) – траектории движения приведенные на рисунке 4.8а в лабораторной системе отсчета; г) – траектории движения приведенные на рисунке 4.8б) в лабораторной системе отсчета. ВГР,  $Re = 40$  и  $F = 16$  Гц.

#### 4.4 Выводы к главе 4

Было проведено исследование структуры течения в формирующихся 3D волнах на вертикально стекающей плёнке жидкости и впервые получены 3D-2C поля скорости ( $U$ ,  $W$  компоненты) с привязкой к форме волны. Для этого на базе камеры светового поля был

разработан и применён комбинированный подход, объединяющий метода ЛИФ и РТВ. Результаты тестовых экспериментов на хорошо изученных типах течений (гладкая пленка и регулярные 2D волны) хорошо согласуются с результатами расчета по WRIBL модели и качественно соответствуют результатам экспериментальных работ других авторов.

Показано, что для жидкостей с разными вязкостями и поверхностным натяжением, но с близкими значениями  $\gamma$ , структура течения в 3D волне подобна. Также впервые была экспериментально показана сложная структура потоков в капиллярной ряби и области возвратных течений ( $U$  от -6 см/с) в трехмерной волне, предсказанные в численных расчетах. Объем притекающей жидкости в области минимума капиллярного предвестника незначителен ввиду малых значений толщины (100-150 мкм). На основе анализа полей поперечных компонент скорости  $W$  в самой волне было определено, что отток жидкости происходит за передним фронтом 3D волны, а основная область притока жидкости в волну лежит в её хвостовой части. Таким образом показано, что развитие и рост амплитуды 3D волны происходит в основном за счет течения в хвостовой части.

Проведено сравнение полученных в эксперименте полей скорости с результатами расчета по WRIBL модели. Показано, что в области вблизи пластины как упрощенная, так и полная модель WRIBL демонстрируют качественное согласие с экспериментом, несмотря на различия в форме между реальной и смоделированной волной. Структура поперечных потоков под основным гребнем 3D волны во всех случаях подобна. Однако, с приближением к межфазной границе, структура потока полученная упрощенной и полной моделью меняется по-разному, и только полная модель дает результаты, которые хорошо согласуются с экспериментом. Это демонстрирует возможность применения полной модели при умеренных числах  $Re$ . Полученные экспериментальные поля скорости дают дополнительную возможность проверки и совершенствования существующие теоретических моделей волновых плёнок.

Успешное применение разработанного метода LF LIF-PTV для одновременного объемного измерения скорости и толщины в волновых пленках жидкости демонстрирует, что он может быть использован для широкого класса задач, где требуются мгновенные объемные измерения скорости.

## Заключение

1. Создан и модернизирован экспериментальный стенд для комплексного исследования волновой эволюции вертикально стекающей пленки жидкости на большой длине пробега ( $L/L_{in} \sim 80$ ) в широком диапазоне числе Рейнольдса ( $Re = 5-100$ ) и свойств жидкости с применением современного высокоточного оптического метода диагностики течений.
2. Установлено, что для трехмерного волнового режима характеристики течения в подрежимах с наличием и отсутствием устойчивых струй существенно различаются. Выявленные отличия волновой картины и статистических характеристик универсальны для всех исследуемых жидкостей. Определено, что при наличии устойчивых струй происходит постепенное затухание трехмерного волнового движения и непрерывное изменение статистических характеристик вниз по течению. При этом волновая эволюция чувствительна к начальным возмущениям. Этот факт должен учитываться при сравнении результатов моделирования и эксперимента в данном диапазоне параметров течения. Дальнейшее увеличение  $Re$  приводит к полному затуханию струй. Показана быстрая волновая эволюция и установление стационарных значений всех статистических характеристик, что свидетельствует о достижении полностью установившегося трехмерного волнового режима. Показано, что разница в эволюции естественных и возбужденных волн проявляется только в верхней части течения на участке  $\sim 30L_{in}$ , а  $D/h_N^2 \approx 0,15$  и не зависит от  $Re$ . Определение области режимных параметров полностью установившегося трехмерного волнового режима представляет ценность, поскольку позволяет верифицировать теоретические модели без точного соответствия начальных условий.
3. Разработан оптический метод для одновременного измерения скорости жидкости в объеме и толщину стекающей волновой пленки. Проведены тестовые измерения на хорошо изученных типах плёночного течения и показана возможность применения метода для исследования 3D волн. Предложенный метод открывает широкие возможности не только для анализа течений со свободной границей, но и для задач, требующих объемных измерений скорости.

4. Выполнено измерение структуры течения в формирующихся трехмерных волнах и впервые экспериментально получены объемные поля скорости ( $U$ ,  $W$  -компоненты), одновременно с определением её формы для различных жидкостей. Показано что структура течений для жидкостей с различными физическими свойствами, но близкими  $\gamma$ , подобна. Выявлена сложная структура течений в капиллярной ряби и доказано существование областей возвратных течений ( $U$  до  $-6$  см/с), предсказанных численным моделированием. Под основным гребнем волны выделены пространственно-разделенные области поперечных потоков ( $W$  достигает  $6$  см/с) и установлено, что основной приток жидкости под волну происходит в её хвостовой части по всей глубине. Этот факт показывает возможные механизмы формирования 3D волн и перераспределения расхода жидкости в поперечном направлении.
5. Проведено сравнение полученных экспериментальных полей скорости и формы трехмерной волны с результатами расчета по WRIBL модели. Показано хорошее соответствие результатов расчёта по полной WRIBL модели экспериментальным данным, что подтверждает её применимость для трехмерных волн при умеренных числах  $Re$ . Несмотря на некоторые различия в форме смоделированной и реальной волны, распределения скорости имеют общие черты.

## Список сокращений и условных обозначений

WRIBL – weighted residual integral boundary layer

$x, y, z$  – декартовы координаты

$U, V, W$  – компоненты вектора скорости, м/с

$h$  – толщина, м

$p$  – давление, Н/м<sup>2</sup>

$P_0$  – давление над поверхностью жидкости, Н/м<sup>2</sup>

$g$  – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>

$q$  – удельный объемный расход жидкости, м<sup>2</sup>/с

$\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с

$h_N = \sqrt[3]{3\nu^2 Re/g}$  – равновесная толщина плёнки жидкости по Нуссельту, м

$Re = q/\nu$  – число Рейнольдса

$\rho$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>

$L_{in}$  – длина области стабилизации течения для воды,  $Re = 100$ , м

$\lambda$  – длина волны, м

$\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, кг/с<sup>2</sup>

$\gamma = \sigma \rho^{-1} \nu^{-4/3} g^{-1/3}$  – число Капицы

$t$  – время, с

$\delta = Re^{11/9} / 3^{7/9} \gamma^{1/3}$  – модифицированное число Рейнольдса

PIV – particle image velocimetry

PTV – particle tracking velocimetry

ЛИФ – лазерно-индуцированная флуоресценция

LF – light-field

LIF – laser induced fluorescence

$I$  – интенсивность возбуждающего излучения, Вт/м<sup>2</sup>

$I_0$  – интенсивность возбуждающего излучения на входе в жидкость, Вт/м<sup>2</sup>

$\alpha$  – коэффициент поглощения рабочего флуоресцентного раствора, м<sup>-1</sup>

$N$  – частота съемки

$F$  – частота возбуждения волн, Гц

$\bar{h}$  – осредненная по времени толщина плёнки, м

$D$  – дисперсия толщины пленки, м<sup>2</sup>

$P$  – плотность вероятности толщины плёнки

$Y$  – спектральная мощность толщины плёнки, мм<sup>2</sup>•с

$\lambda_1$  – пространственный период волн (вдоль x-оси), м/с

$\lambda_2$  – пространственный период волн (вдоль z-оси), м/с

$C$  – фазовая скорость, м/с

**Публикации по теме диссертации**

1. 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.
2. **Kvon A.Z.**, Bobylev A.V., Guzanov V.V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. Simultaneous film thickness and 3d-2c velocity measurements using lif and light-field ptv methods in a 3d wave on a falling liquid film. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2016, – 4(4).
3. Бобылев А.В., Гузанов В.В., Харламов С.М., **Квон А.З.**, Маркович Д.М. Динамика струй при изотермическом пленочном течении // Письма в Журнал технической физики. – 2017. – Т. 43, – № 15. – С. 19-27.
4. **Квон А.З.**, Бобылев А.В., Гузанов В.В., Харламов С.М., Маркович Д.М. Структура течения в трехмерных волнах на вертикально стекающей пленке жидкости // Письма в Журнал технической физики. – 2017. – Т. 43, – № 18. – С. 3-10.
5. 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. – Vol. 99, – P. 474-484.
6. Бобылев А. В., Харламов С.М., Гузанов В. В., **Квон А.З.**, Маркович Д.М. Волновая структура пленок жидкости при переходе к турбулентному режиму течения // Письма в Журнал технической физики. – 2019. – Т. 45, – № 15, – С. 10-13.
7. Бобылев А.В., Гузанов В.В., **Квон А.З.**, Харламов С.М., Маркович Д.М. Экспериментальное исследование процесса образования трехмерных волн из уединенной двумерной волны на вертикально стекающих пленках жидкости // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2020. – Т. 61, – № 3. – С. 5-10.
8. **Kvon A.Z.**, Kharlamov S.M., Bobylev A.V., Guzanov V.V. Investigation of the flow structure in three-dimensional waves on falling liquid films using light field camera // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2022. – Vol. 132, Art. 110553.
9. Naumov I.V., Skripkin S.G., **Kvon A.Z.**, Shtern V.N. Changing interface conditions in a two-fluid rotating flow // *Physics of Fluids*. – 2023. – Vol. 35, – № 3, Art. 031705

10. Cherdantsev A.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V., **Kvon A.Z.**, Kharlamov S.M. Measuring liquid film thickness based on the brightness level of the fluorescence: Methodical overview // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2023. – Vol. 168, Art. 104570.
11. Guzanov V.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., **Kvon A.Z.**, Cherdantsev A.V. Experimental and theoretical study of stationary nonlinear three-dimensional wave regimes on a straight rivulet flowing down an inclined plane // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2024. – Vol. 181, Art. 104990.
12. Актершев С.П., Гузанов В.В., **Квон А.З.**, Бобылев А.В., Черданцев А.В. Сравнение двумерной и трехмерной моделей волнового ручейкового течения по наклонной плоскости // *Теплофизика и аэромеханика*. 2025. – Т. 32, – № 2. – С. 335-346.

## Список литературы

1. Алексеенко С.В., Накоряков В.Е. Покусаев. Б.Г. Волновое течение плёнок жидкости. – Новосибирск: Наука – 1992. – 256 с.
2. 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.
3. 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. – Vol. 99. – P. 474–484.
4. Бобылев А.В., Харламов С.М., Гузанов В.В., Квон А.З., Маркович Д.М. Волновая Структура Пленок Жидкости При Переходе К Турбулентному Режиму Течения // Письма В Журнал Технической Физики. 2019. – Т. 45. – № 15. – С. 10.
5. 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. – Vol. 20. – № 4. – P. 695–706.
6. 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. – Vol. 21. – № 3. – P. 583–593.
7. Adomeit P., Renz U. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films // International Journal of Multiphase Flow. – 2000. – Vol. 26. – № 7. – P. 1183–1208.
8. Park C.D., Nosoko T. Three-Dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass Transfer // AIChE Journal. – 2003. – Vol. 49. – № 11. – P. 2715–2727.
9. Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadasis S., Vlaskin S.Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. I. Scenarios of two-dimensional-three-dimensional transition // Physics of Fluids. – 2007. – Vol. 19. – № 11. – P. 1–15.
10. 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. 2015. – Vol. 27. – № 11. – Abs. 114106.
11. Квон А.З., Бобылев А.В., Гузанов В.В., Харламов С.М., Маркович Д.М. Структура течения в трехмерных волнах на вертикально стекающей пленке жидкости // Письма в Журнал технической физики. 2017. – Т. 43. – № 18. – С. 3.
12. Ambrosini W., Forgione N., Oriolo F. Statistical characteristics of a water film falling down a flat plate at different inclinations and temperatures // International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – Vol. 28. – № 9. – P. 1521–1540.
13. Karapantsios T.D., Paras S.V., Karabelas A.J. Statistical characteristics of free falling films at high reynolds numbers // International Journal of Multiphase Flow. – 1989. – Vol. 15. – № 1. P. 1–21.
14. Meza C.E., Balakotaiah V. Modeling and experimental studies of large amplitude waves on vertically falling films // Chemical Engineering Science. – 2008. – Vol. 63. – № 19. – P. 4704–

4734.

15. Zhou D.W., Gambaryan-Roisman T., Stephan P. Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2009. – Vol. 33. – № 2. – P. 273–283.
16. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости I Свободное течение // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1948. – Т.18. – № 1. – С. 3–18.
17. Chang H.-C., Demekhin E.A. *Complex wave dynamics on thin films*. – Elsevier, 2002
18. Kalliadasis S., Ruyer-Quil C., Scheid B., Velarde M.G. *Falling Liquid Films*. – Springer Science & Business Media, 2012.
19. Shkadov V.Y. Wave flow regimes of a thin layer of viscous fluid subject to gravity // *Fluid Dynamics*. 1967. – Vol. 2. – № 1. – P. 29–34.
20. Шкадов В. Я. К теории течений тонкого слоя вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1968. – Т. 2. – С. 20–25.
21. Капица П.Л., Капица С.П. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 1949. – Т. 19. – № 2. – С. 105–120.
22. 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.
23. Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. II.  $\Lambda$  solitons // *Physics of Fluids*. 2007. – Vol. 19. – № 11. – P. 1–15.
24. Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadasis S., Vlaskin S.Y. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. III. Experiment and model validation // *Physics of Fluids*. 2010. – Vol. 22. – № 9. – Art. 092103.
25. 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. – Vol. 82. – № 3. – P. 1–18.
26. Guzanov V.V., Aktershev S.P., Bobylev A.V., Kvon A.Z., Cherdantsev A.V. Experimental and theoretical study of stationary nonlinear three-dimensional wave regimes on a straight rivulet flowing down an inclined plane // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2024. – Vol. 181. – Art. 104990.
27. Актершев С.П., Гузанов В.В., Квон А.З., Бобылев А.В., Черданцев А.А. Сравнение двумерной и трехмерной моделей волнового ручейкового течения по наклонной плоскости // *Теплофизика и аэромеханика*. – 2025. – Т. 32. – № 2. – С. 335–346.
28. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V. V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Stationary solitary three-dimensional waves on a vertically flowing fluid film // *Doklady Physics*. 2005. – Vol. 50. – № 11. – P. 598–600.
29. Alekseenko S.V., Guzanov V. V., Markovich D.M., Kharlamov S.M.. Characteristics of solitary three-dimensional waves on vertically falling liquid films // *Technical Physics Letters*. 2010. – Vol. 36. – № 11. – P. 1024–1027.

30. Петвиашвили В.И., Цвелодуб О.Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости // Доклады Академии наук. – 1978. – Т. 238. – №. 6. – С. 1321-1323.
31. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V. V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Stationary solitary three-dimensional waves on a vertically flowing fluid film // Doklady Physics. 2005. – Vol. 50. – № 11. – P. 598–600.
32. Ruyer-Quil C., Manneville P. Improved modeling of flows down inclined planes // European Physical Journal B. 2000. – Vol. 15. – № 2. – P. 357–369.
33. 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. – Vol. 14. – № 1. – P. 170–183.
34. Ruyer-Quil C., Manneville P. Modeling film flows down inclined planes // European Physical Journal B. 1998. – Vol. 6. – № 2. – P. 277–292.
35. Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P. Wave patterns in film flows: Modelling and three-dimensional waves // Journal of Fluid Mechanics, – 2006. – Vol.562. – P.183–222.
36. Liu J., Gollub J.P. Solitary wave dynamics of film flows // Physics of Fluids. 1994. – Vol. 6. – № 5. – P. 1702–1712.
37. Salamon T.R., Armstrong R.C., Brown R.A. Traveling waves on vertical films: Numerical analysis using the finite element method // Physics of Fluids. – 1994. – Vol. 6. – № 6. – P. 2202–2220.
38. Malamataris N.A., Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions // Physics of Fluids. 2002. – Vol. 14. – № 3. – P. 1082–1094.
39. Liu J., Paul J.D., Gollub J.P. Measurements of the primary instabilities of film flows // Journal of Fluid Mechanics. – 1993. – Vol. 250. – P. 69-101.
40. 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. – Vol. 743. – P. 75–123.
41. 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. – Vol. 99. – P. 474–484.
42. 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. – Vol. 44. – № 3. – P. 031418.
43. Denner F. Charogiannis A., Pradas M., Markides C.N., Wachem B., Kalliadasis S. Solitary waves on falling liquid films in the inertia-dominated regime // Journal of Fluid Mechanics. 2018. – Vol. 837. – P. 491–519.
44. Chakraborty S., Nguyen P.-K., Ruyer-Quil C., Bontozoglou V. Extreme solitary waves on falling liquid films // Journal of Fluid Mechanics. – 2014. – Vol. 745. – P. 564–591.
45. Telles A.S., Dukler A.E. Statistical Characteristics of Thin, Vertical, Wavy, Liquid Films //

- Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals. – 1970. – Vol. 9. – № 3. – P. 412–421.
46. Takahama H., Kato S. Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid films without concurrent gas flow // International Journal of Multiphase Flow. – 1980. – Vol. 6. – № 3. – P. 203–215.
47. Liu J., Schneider J.B., Gollub J.P. Three-dimensional instabilities of film flows // Physics of Fluids. – 1995. – Vol. 7. – № 1. – P. 55–67.
48. Dietze G.F., Kneer R. Flow separation in falling liquid films // Frontiers in Heat and Mass Transfer. – 2011. – Vol.2. – Abs. 033001.
49. Ishigai S., Nakanisi S., Koizumi T., Oyabu Z. Hydrodynamics and Heat Transfer of Vertical Falling Liquid Films : Part 1, Classification of Flow Regimes // Bulletin of the JSME. – 1972. – Vol. 15. – № 83. – P. 594–602.
50. Portalski S., Clegg A.J. An experimental study of wave inception on falling liquid films // Chemical Engineering Science. 1972. – Vol. 27. – № 6. – P. 1257–1265.
51. Salazar R.P., Marschall E. Time-average local thickness measurement in falling liquid film flow // International Journal of Multiphase Flow. – 1978. – Vol. 4. – № 4. – P. 405–412.
52. Takamasa T., Kobayashi K. Measuring interfacial waves on film flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter // International Journal of Multiphase Flow. 2000. – Vol. 26. – № 9. – P. 1493–1507.
53. Alekseenko S. V., Guzanov V. V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. Specific features of a transition from the regular two-dimensional to three-dimensional waves on falling liquid films // Technical Physics Letters. –2012. – Vol. 38. – № 8. – P. 739–742.
54. Бобылев А.В., Гузанов В.В., Квон А.З., Харламов С.М., Маркович Д.М. Экспериментальное исследование процесса образования трехмерных волн из уединенной двумерной волны на вертикально стекающих пленках жидкости // Прикладная механика и техническая физики. – Т. 61. – № 3. – С. 319–323.
55. 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.44, – № 31. – С. 616–620.
56. Nakoryakov V.E., Pokusaev B.G., Alekseenko S. V., Orlov V. V. Instantaneous velocity profile in a wavy fluid film // Journal of Engineering Physics. – 1977. – Vol. 33. – № 3. – P. 1012–1016.
57. Alekseenko S. V., Nakoryakov V.Y., Pokusaev B.G. Wave formation on a vertical falling liquid film // AIChE Journal. – 1985. – Vol. 31. – № 9. – P. 1446–1460.
58. Moran K., Inumaru J., Kawaji M. Instantaneous hydrodynamics of a laminar wavy liquid film // International Journal of Multiphase Flow. – 2002. – Vol. 28. – № 5. С. 731–755.
59. Dietze G.F., Leefken A., Kneer R. Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films // Journal of Fluid Mechanics. – 2008. – Vol. 595. – P. 435–459.
60. Dietze G.F., Al-Sibai F., Kneer R. Experimental study of flow separation in laminar falling liquid films // Journal of Fluid Mechanics. – 2009. – Vol. 637. – P. 73–104.

61. Charogiannis A., An J.S., Markides C.N. A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2015. – Vol. 68. – P. 516–536.
62. Charogiannis A. и др. Detailed hydrodynamic characterization of harmonically excited falling-film flows: A combined experimental and computational study // *Physical Review Fluids*. 2017. Т. 2. № 1. С. 1–37.
63. Kvon A.Z., Bobylev A. V., Guzanov V. V., Kharlamov S.M., Markovich D.M. Flow structure in three-dimensional waves on a vertically falling liquid film // *Technical Physics Letters*. – 2017. – Vol. 43. – № 9. – P. 821–824.
64. Kvon A.Z., Kharlamov S.M., Bobylev A. V., Guzanov V. V. Investigation of the flow structure in three-dimensional waves on falling liquid films using light field camera // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2022. – Vol. 132. – Abs. 110553.
65. Kvon A.Z., Bobylev A. V., Guzanov V. V., Markovich D.M., Kharlamov S.M. Simultaneous Film Thickness and 3D-2C Velocity Measurements Using LIF and Light-Field PIV Methods in a 3D Wave on a Falling Liquid Film // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. – 2016. – Vol. 4. – № 4. – P. 253–258.
66. Cherdantsev A.V., Bobylev A.V., Guzanov V.V., Kvon A.Z., Kharlamov S. Measuring liquid film thickness based on the brightness level of the fluorescence: Methodical overview // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2023. – Vol. 168. – Abs. 104570.
67. 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. – Vol. 20. – № 1. – P. 1–14.
68. Lilleleht L.U., Hanratty T.J. Measurement of interfacial structure for co-current air–water flow // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1961. – Vol. 11. – № 1. – P. 65–81.
69. Grassi W., Testi D. Quantitative measurements in thermo-fluid dynamics based on colour processing // *Optics & Laser Technology*. – 2011. – Vol. 43. – № 2. – P. 381–393.
70. 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. – Vol. 68. – № 11. – P. 4097–4102.
71. Zadrazil I., Matar O.K., Markides C.N. An experimental characterization of downwards gas-liquid annular flow by laser-induced fluorescence: Flow regimes and film statistics // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2014. – Vol. 60. – P. 87–102.
72. Franchini S., Charogiannis A., Markides C.N., Blunt M.J., Krevor S. Calibration of astigmatic particle tracking velocimetry based on generalized Gaussian feature extraction // *Advances in Water Resources*. – 2019. – Vol. 124. – P. 1–8.
73. Ashwood A.C., Vanden Hogen S.J., Rodarte M.A., Kopplin C.R., Rodríguez D.J., Hurlburt E.T., et al. A multiphase, micro-scale PIV measurement technique for liquid film velocity measurements in annular two-phase flow // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2015. – Vol. 68. – P. 27–39.
74. Cenedese A, Cenedese C, Furia F, Marchetti M, Moroni M, Shindler L 3D particle

reconstruction using light field imaging // 16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. July 2012. Lisbon, Portugal.

75. Середкин А.В., Токарев М.П. Алгоритмы обработки изображений камеры светового поля и их применение для оптической диагностики потоков // Вычислительные методы и программирование. – 2016. – Т. 17. – С. 224.

76. Fahringer T.W., Lynch K.P., Thurow B.S. Volumetric particle image velocimetry with a single plenoptic camera // Measurement Science and Technology. 2015. – Vol. 26. – № 11. Abs. 115201.

77. Georgiev T., Lumsdaine A. Resolution in plenoptic cameras // Computational Optical Sensing and Imaging. October 2009. San Jose, United States

78. Rohlf W., Rietz M., Scheid B. WaveMaker: The three-dimensional wave simulation tool for falling liquid films // SoftwareX. – 2018. – Vol. 7. – P. 211–216.

79. Naumov I. V. Skripkin S.G., Kvon A.Z., Shtern V.N. Changing interface conditions in a two-fluid rotating flow // Physics of Fluids. – 2023. – Vol. 35. – № 3. – Art. 031705

80. Гузанов В.В. Экспериментальное исследование трёхмерных волн на вертикально стекающих плёнках жидкости: дис. канд. физ.-мат. наук: 1.1.9. – Новосибирск, 2022. – 97 с.

81. Бобылев А.В. Гузанов В.В., Харламов С.М., Квон А.З., Маркович Д.М. Динамика Струй При Изотермическом Пленочном Течении // Письма В Журнал Технической Физики. – 2017. – Т. 43. – № 15. – С. 19.

82. Meza C.E., Balakotaiah V. Celerity-Amplitude Relations for Solitary Waves on Vertically Falling Films // Industrial & Engineering Chemistry Research. – 2011. – Vol. 50. – № 23. – P. 13258–13272.