

ФАНО РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ ИМ. С. С. КУТАТЕЛАДЗЕ СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РАН

На правах рукописи



Харламов Сергей Михайлович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ВОЛН НА
ПОВЕРХНОСТИ СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ

01.02.05 - механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Новосибирск – 2018

ВВЕДЕНИЕ.....	4
Глава1. Современное состояние исследований пленочных течений жидкости (обзор литературы).....	9
1.1 Гравитационное течение пленок жидкости	9
1.1.1 Двумерные волновые режимы пленочного течения.....	10
1.1.2 Теоретические модели волнового пленочного течения	15
1.2 Пленочное течение жидкости в дисперсно-кольцевых газожидкостных потоках	23
1.3 Методы экспериментального исследования пленочных течений жидкости	29
1.3.1 Локальные методы измерений.....	30
1.3.2 Полевые методы измерения толщины пленки жидкости.....	34
1.4 Выводы.....	37
Глава 2. Описание методов измерений и экспериментальных установок.....	39
2.1 Общие элементы конструкции экспериментальных установок	39
2.2 Установка для исследования начальной эволюции волн на поверхности пленки жидкости при кольцевом режиме газожидкостного течения.....	40
2.3 Установки по исследованию эволюции локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости	41
2.3.1 Способ возбуждения трехмерных локализованных возмущений	41
2.3.2 Рабочий участок для исследования эволюции трехмерных возмущений локальными датчиками.....	43
2.3.3 Рабочий участок для исследования эволюции трехмерных возмущений методом лазер индуцированной флуоресценции.....	43
2.4 Локальные методы измерений толщины пленки	45
2.4.1. Измерение локальной толщины пленки модифицированным теневым методом	45
2.4.2 Измерение локальной толщины пленки датчиками проводимости.....	46
2.5 Полевые измерения локальной толщины пленки жидкости методом лазер индуцированной флуоресценции (метод ЛИФ).....	49
2.5.1 Принцип измерения и измерительная система метода ЛИФ	49
2.5.2 Калибровка системы ЛИФ	52
2.5.3 Определение коэффициента поглощения рабочих растворов	55

2.5.4. Оптические искажения, связанные с криволинейностью свободной поверхности волновой пленки.....	55
2.5.5 Погрешности измерений методом ЛИФ	58
2.6 Точность управления входными параметрами и погрешности измерений.....	59
Глава 3. Экспериментальное исследование начальной эволюции волн на поверхности пленки жидкости при кольцевом режиме газожидкостного течения	61
3.1 Методика проведения измерений.....	61
3.2 Результаты измерений	65
3.3 Область применимости полученных результатов	70
3.3.1 Влияние радиуса кривизны канала на дисперсионные зависимости.....	70
3.3.2 Дисперсионные соотношения в нижней части зоны гидродинамической стабилизации пленочного течения.....	73
3.3.3 Влияние флуктуаций средней толщины пленки на характеристики возбужденных волн. ..	75
3. 4 Выводы по главе 3.....	79
Глава 4. Эволюция локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости.....	81
4.1 Основные закономерности эволюции локализованных трехмерных возмущений при умеренных числах Рейнольдса пленочного течения	82
4.1.1 Методика проведения эксперимента.....	82
4.1.2. Генерация волнового пакета.	83
4.1.3 Эволюция начального возмущения в виде уединенной волны	88
4.2. Эволюция локализованных возмущений при малых числах Рейнольдса	92
4.2.1 Общие закономерности эволюции локализованных возмущений.	94
4.2.2. Стационарные уединенные трехмерные волны.	96
4.2.3 О существовании многогорбых стационарных трехмерных волн.	101
4.3 Выводы по главе 4.....	102
Заключение	103
Список сокращений и условных обозначений	105
Список литературы	107

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы. Пленочные течения жидкости относятся к классу течений со свободной поверхностью, важную роль в которых играют различные механизмы неустойчивости, приводящие к развитию и взаимодействию волн различного масштаба. Отличительной особенностью пленочных течений в силу малости поперечных масштабов является то, что волновое движение сопровождается существенными деформациями свободной поверхности пленки, вследствие чего взаимодействие волн может протекать по большому количеству разнообразных сценариев. Интерес к пленочным течениям жидкости обусловлен как прикладной, так и фундаментальной значимостью этого класса течений. С практической точки зрения такие течения реализуются при различных технологических процессах и присутствуют в технологических установках различного назначения. Большая площадь межфазной поверхности при малых расходах жидкости и небольших энергозатратах на орошение делают пленки жидкости эффективной рабочей средой в тепло и массообменных устройствах. В связи с практической важностью пленочных течений к настоящему времени опубликовано большое количество работ по экспериментальному и теоретическому исследованию гидродинамики, тепло и массообмена в жидких пленках. Многие из полученных результатов представлены и обобщены в монографиях [1 – 5].

Волновая структура пленочного течения оказывает существенное или определяющее воздействие на режимные особенности работы технологических установок. Например, за счет влияния волн на поверхности жидких пленок, стекающих под действием гравитации, происходит значительное (до 100% и более) увеличение тепломассопереноса через свободную поверхность жидкости, а в присутствии высокоскоростного газового потока межфазный коэффициент трения за счет волн на поверхности пленки может возрастать в несколько раз. С познавательной точки зрения, волновые режимы пленочного течения жидкости являются классическим объектом изучения, в котором наблюдаются нелинейные эффекты, дисперсия, накачка и диссипация энергии, что делает этот вид течений привлекательным для теоретических исследований, результаты которых могут применяться для развития теории нелинейных волновых явлений в других системах.

В связи с высоким интересом к волновым процессам при пленочных течениях жидкости, такие режимы интенсивно исследуются на протяжении нескольких последних десятилетий. К настоящему времени достаточно полно исследована как гидродинамика двумерных волновых режимов в свободно стекающих пленках жидкости, так и устойчивость нелинейных двумерных волн к трехмерным возмущениям. Весьма подробно описаны различные режимы ручейкового течения, которое часто рассматривается как пленочное течение, ограниченное контактными

линиями, по пластинам и трубам с различной ориентацией. Накоплен большой объем экспериментальной информации о характеристиках отдельных классов волн при дисперсно-кольцевом газо-жидкостном течении в каналах различной геометрии. Поскольку моделирование пленочных течений в полной постановке уравнений Навье-Стокса с заданием граничных условий на свободной поверхности волновых пленок является чрезвычайно сложной задачей, требующей больших вычислительных ресурсов, для теоретического исследования волновых режимов пленочного течения в основном используются модельные системы уравнений пониженной размерности или эмпирические модели, основанные на статистическом анализе экспериментальных данных. При этом предлагаемые различными авторами эмпирические зависимости сильно различаются между собой, что оставляет открытым вопрос о правомерности использования предлагаемых корреляций для описания режимов течения с параметрами, отличными от условий проведения экспериментов. Наиболее плодотворным подходом оказалось сочетание анализа моделей пониженной размерности с экспериментальными исследованиями волновых режимов пленочного течения, выполненными в постановке, позволяющей проводить прямое сравнение результатов моделирования и эксперимента. Так, использование наложенных внешних возмущений с заданными характеристиками при изучении двумерных волновых течений вязких пленок жидкости во многом способствовало развитию адекватных моделей явления. В настоящее время законченная теория двумерных волновых режимов пленочного течения жидкости под действием силы тяжести разработана достаточно полно. В то же время, трехмерные волновые режимы гравитационного пленочного течения, как и волновые режимы течения пленок, обдуваемых газовым потоком, исследованы в гораздо меньшей степени, что отчасти связано с отсутствием в литературе достаточного количества экспериментальных данных, необходимых для проверки моделей, развиваемых для описания таких режимов. Получение таких данных является актуальной задачей при исследовании указанных режимов пленочного течения.

Целью работы является экспериментальное исследование волн, развивающихся при пленочном течении жидкости и получение волновых характеристик, позволяющих проводить прямое сравнение результатов эксперимента и теоретического анализа, включая следующие задачи:

- Исследование частотной восприимчивости и получение дисперсионных зависимостей фазовой скорости и инкремента амплитуды двумерных волн на поверхности пленки на начальном участке кольцевого газо-жидкостного течения в вертикальном канале для случаев восходящего и опускающего течения газа.
- Изучение закономерностей эволюции локализованных трехмерных возмущений на поверхности вертикально стекающих пленок жидкости.

- Разработка и применение метода лазерно-индуцированной флюоресценции (метод ЛИФ) для проведения полевых измерений толщины пленки жидкости, стекающей по пластине.
- Получение количественной информации о форме уединенных трехмерных волн на пленках жидкости, свободно стекающей по вертикальной пластине.

Научная новизна:

- Впервые экспериментально определены дисперсионные зависимости фазовой скорости и инкремента амплитуды для развивающихся регулярных двумерных волн малой амплитуды на вертикальной пленке жидкости в присутствии турбулентного газового потока.
- Разработана система диагностики пленочных течений методом ЛИФ, позволяющая определять скорость и мгновенную форму трехмерных волн на поверхности стекающих по пластине пленок жидкости.
- Впервые экспериментально исследованы закономерности эволюции локализованных трехмерных возмущений на поверхности вертикально стекающих пленок жидкости. Впервые экспериментально показано существование уединенных стационарных трехмерных волн и измерены их характеристики.

Теоретическая и практическая значимость.

Методы измерений, разработанные и адаптированные автором для исследования пленочных течений жидкости, позволяют исследовать волновую структуру на поверхности пленок жидкости в различных условиях, в том числе в дисперсно-кольцевых газожидкостных потоках, при неизотермическом пленочном течении, при ручейковом течении жидкости по плоским поверхностям.

Результаты экспериментов по исследованию волновых характеристик на поверхности пленок, обдуваемых газом или свободно стекающих по вертикальной поверхности, получены в детерминистской постановке и позволяют проводить прямое сравнение результатов эксперимента и теоретического анализа.

На защиту выносятся:

- Результаты экспериментального определения дисперсионных зависимостей фазовой скорости и инкремента амплитуды для развивающихся регулярных двумерных волн малой амплитуды на вертикально стекающей пленке жидкости в присутствии турбулентного газового потока.
- Принципы построения системы диагностики пленочных течений методом ЛИФ для измерения характеристик двумерных и трехмерных волн на поверхности жидких пленок.

- Результаты экспериментального исследования закономерностей эволюции трехмерных волн, возбуждаемых локальным источником на поверхности пленок жидкости, свободно стекающих по вертикальной пластине.

Достоверность полученных результатов обеспечивается: проведением специальных тестовых и калибровочных экспериментов; использованием методов измерений, отработанных на близких к исследуемым объектам изучения; оценкой погрешностей измерений; воспроизводимостью результатов опытов; сопоставлением в возможных случаях полученных результатов с экспериментальными и теоретическими результатами других авторов.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на 9 международных и Российских конференциях: 5th International Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (Thessaloniki, Greece, 2001); 3rd International Conference on Transport Phenomena in multiphase Systems (Kielce, Poland, 2002); 2nd International Berlin Workshop On Transport Phenomena With Moving Boundaries (Berlin, Germany, 2003); 16th International Congress on Chemical and Process Engineering (Prague, Czech Republic, 2004); 3rd International Congress on Two-Phase flow Modelling and Experimentation (Pisa, Italy, 2004); 5th International Conference on Multiphase Flow (Yokohama, Japan, 2004); Всероссийской конференции «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент, приложения» (Бийск, Россия, 2005); International Topical Team Workshop Two-phase Systems for Ground and Space Applications (Brussels, Belgium, 2006); 6th International Conference on Multiphase Flow (Leipzig, Germany 2007), а так же на семинаре ИТ СО РАН под руководством академика РАН, проф. Алексеенко С. В.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 15 работ, в том числе 5 рецензируемых журнальных статей, удовлетворяющих требованиям ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Диссертация изложена на 119 страницах, содержит 68 иллюстраций и 1 таблицу. Библиографический список включает 181 наименование работ.

Личный вклад автора.

Работа выполнена в 2000 - 2008 гг. в лаборатории физических основ энергетических технологий Института теплофизики СО РАН. Постановка задач исследования осуществлена автором совместно с научным руководителем академиком РАН С. В. Алексеенко и чл.-корр. РАН Д. М. Марковичем. Проектирование и изготовление рабочих участков осуществлялась автором совместно со старшим научным сотрудником ИТ СО РАН, к.т.н, В. А. Антипиным. В проведении экспериментов по исследованию кольцевого газожидкостного течения принимал

участие студент НГУ А. В. Черданцев. В проведении экспериментов по исследованию характеристик трехмерных волн методом ЛИФ принимал участие студент НГУ В. В. Гузанов.

Лично автором разработаны и отлажены системы диагностики пленочного течения с использованием локальных датчиков измерения толщины пленки, проанализирована и изготовлена оптическая система диагностики на основе метода ЛИФ, написаны и протестированы программы обработки полученного экспериментального материала.

Обработка и анализ экспериментальных данных, подготовка публикаций осуществлялись лично автором, либо при его непосредственном участии.

Автор выражает глубокую благодарность токарю лаборатории физико-химической гидромеханики ИТ СО РАН Кречетову Ефиму Николаевичу за участие в изготовлении рабочего участка и датчиков проводимости для исследования кольцевого газожидкостного течения, с.н.с. лаборатории физических основ энергетических технологий, к.т.н. Антипину Владимиру Андреевичу за оптимизм и находчивость при преодолении трудностей материально-технического обеспечения, неоднократно возникавших в процессе изготовления рабочих участков и элементов диагностической аппаратуры, м.н.с. лаборатории физических основ энергетических технологий Гузанову Владимиру Владимировичу за квалифицированную помощь при проведении трудоемких тестовых экспериментов с использованием системы ЛИФ-диагностики пленочных течений. Без их помощи выполнение работы в полном объеме вряд ли было бы возможно.

Глава 1. Современное состояние исследований пленочных течений жидкости (обзор литературы)

1.1 Гравитационное течение пленок жидкости

Пленочное течение жидкости под действием силы тяжести обладает конвективной неустойчивостью, приводящей к развитию вниз по течению сложной системы взаимодействующих нелинейных волн. В зависимости от удельного расхода и физических свойств жидкости наблюдается реализация различных режимов пленочного течения. При течении по вертикальной поверхности чаще всего выделяют ламинарный, волновой и турбулентный режимы, причем, ввиду плавности переходов, граница между режимами определяется в достаточной степени условно. Волновой режим течения реализуется в диапазоне от $Re \approx 3 - 5$ до $Re \approx 400$ (для пленочного течения воды). На основе измеренных волновых характеристик иногда выделяются дополнительные режимные области, однако обоснованность такого выделения не всегда основана на результатах независимых исследований и требует дополнительной проверки. Так, например в [6] вводится дополнительная режимная область $75 < Re < 400$, в которой отсутствует установившееся волновое течение и наблюдается непрерывный рост максимальной толщины пленки с увеличением расстояния от пленкоформирователя. Эксперименты проводились на внешней поверхности вертикально установленной медной трубы с внешним диаметром 60 мм на расстояниях до 2 м от начала пленочного течения. В то же время, при близких удельных расходах жидкости в экспериментах [7], проводившихся на вертикальной пластине, наблюдалось насыщение максимальной толщины пленки на расстояниях меньше 1 м от распределителя, что может быть объяснено как разностью в использованных методах измерений, так и конструктивными особенностями экспериментальных участков.

По отношению к устойчивости двумерных волн к поперечным модуляциям внутри волнового режима пленочного течения выделяют две области удельных расходов [8, 9]. В области небольших чисел Рейнольдса, при $Re < 40$ (для случая воды), развивающиеся на поверхности пленки волны близки по форме к двумерным на всем протяжении течения. В этой области амплитуда поперечной модуляции двумерных волн выходит на насыщение при относительно небольших (по сравнению с длиной двумерных волн) величинах. В области умеренных чисел Рейнольдса, при $40 < Re < 400$, при больших длинах пробега пленки наблюдается распад двумерных волн на трехмерные волны подковообразной формы. В этой области удельных расходов волновая эволюция проходит через ряд этапов, общих для течения жидкостей с разными физическими свойствами [4, 10]: На начальном участке течения происходит линейное развитие двумерных волн. Ниже по течению наблюдается нелинейная

эволюция двумерных волн, сопровождающаяся развитием их поперечной неустойчивости, приводящей к развалу двумерных волн на трехмерные нелинейные волны (Рисунок 1.1). Трехмерные волновые режимы являются конечной стадией волновой эволюции.

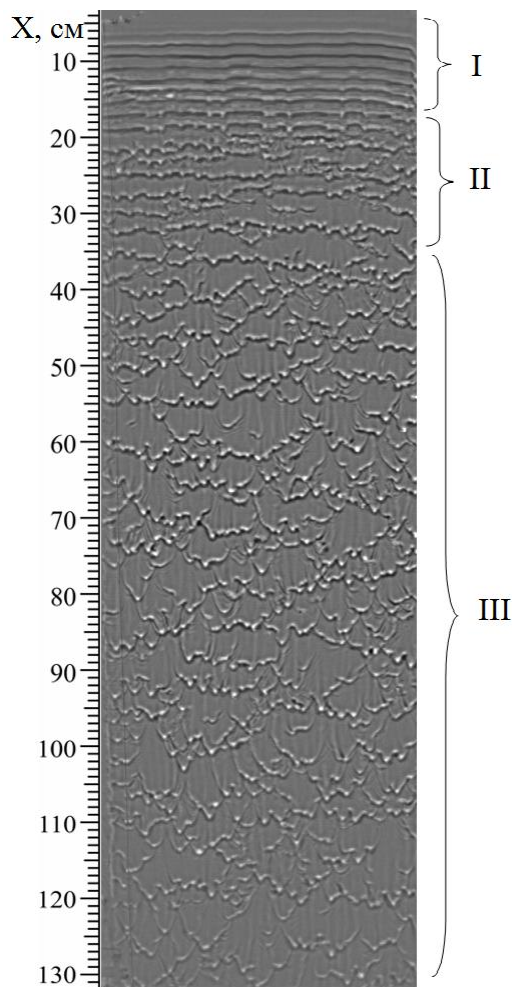


Рисунок 1.1. Волновое течение пленки воды по пластине больших размеров.

I – Область эволюции двумерных волн. II – Область перехода к трехмерному волновому течению. III – Трехмерное волновое течение. $Re = 45$. Теневая фотография автора.

В настоящее время достаточно полно исследована как гидродинамика двумерных волновых режимов в свободно стекающих пленках жидкости, так и устойчивость нелинейных двумерных волн к трехмерным возмущениям. Результаты этих исследований представлены и обобщены в монографиях [4, 10] и обзорах [11, 12].

1.1.1 Двумерные волновые режимы пленочного течения

Первое систематическое теоретическое и экспериментальное исследование двумерных волновых режимов пленочного течения под действием силы тяжести было выполнено в работах П. Л. Капицы и С. П. Капицы [13, 14]. При построении теоретической модели П. Л. Капицей был сформулирован ряд упрощающих положений, оказавших важное влияние на развитие теории нелинейных волн в стекающих пленках. К таким положениям относится условие, что толщина пленки много больше длины волны и предположение, что профиль скорости в волновой пленке в первом приближении является параболическим в любой фазе волны. Проведенный теоретический анализ позволил четко спланировать экспериментальное исследование по проверке результатов теории. В экспериментах

исследовалось пленочное течение воды и этилового спирта по наружной поверхности вертикальной трубы. Основные результаты были получены с использованием метода наложенных колебаний. Волны на поверхности пленки возбуждались пульсациями давления воздуха в распределительном устройстве экспериментальной установки. Регистрация формы получаемых при таком возбуждении двумерных волн осуществлялась теневым методом, при котором увеличенное теневое изображение волновой пленки регистрировалось на

фотопластинках. Кроме установившегося режима течения с периодическими волнами, близкими по форме к исследованным в теории синусоидальным волнам, было установлено существование еще одного установившегося режима, при котором возникает последовательность одиночных волн (рисунок 1.2).

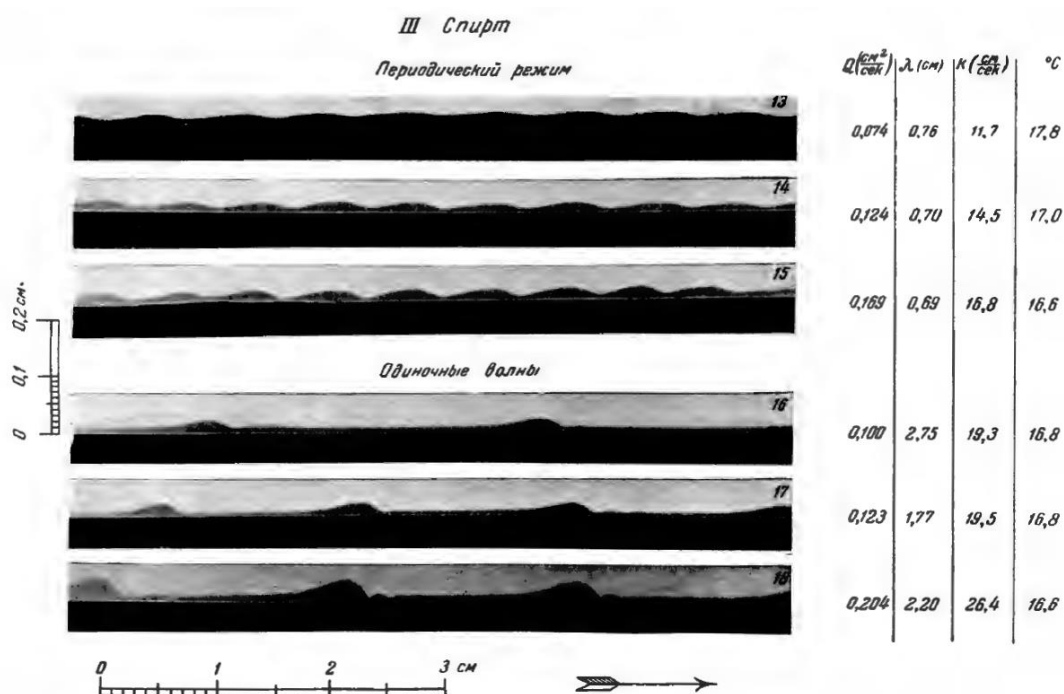


Рисунок 1.2. Периодический режим и режим одиночных волн по [14].

В этой экспериментальной работе впервые обсуждается важность создания строго двумерных волн для получения результатов, значимых для сопоставления с предсказаниями двумерной теории и предложен способ получения таких волн на вертикально стекающих пленках жидкости. Качество полученного экспериментального материала было настолько высоко, что эти результаты до сих пор используются для сравнения с результатами двумерного моделирования волновых режимов пленочного течения.

Многие из ранних работ по экспериментальному исследованию пленочных течений были посвящены установлению критического числа Рейнольдса волнообразования и исследованию характеристик естественно развивающихся двумерных волн. Эксперименты проводились с использованием различных рабочих жидкостей, чаще всего с водой и водоглицериновыми растворами различной концентрации. Для вертикально стекающих пленок исследовалось течение, как по поверхности пластины, так и по внутренней или внешней поверхности труб. В работах [15 – 18] так же, как и в работе [14] было показано, что волнообразование на вертикально стекающих пленках наблюдается только при расходах жидкости, превышающих некоторый минимальный расход, что противоречило результатам линейной теории устойчивости [10, 20], по которым для вертикально стекающих пленок волны

должны развиваться при сколь угодно малых расходах. Это противоречие было объяснено в экспериментальной работе [21], где был использован новый фотометрический метод измерения толщины волновых пленок, обеспечивающий высокое разрешение по толщине. Авторами было показано, что волны существуют и при расходах жидкости ниже критического, но имеют амплитуду, не разрешимую большинством используемых методов. По этой причине пленка на начальном участке при малых расходах жидкости кажется гладкой. Следует отметить, что в работе [22] в рамках модели Капицы-Шкадова было показано, что при малых расходах жидкости не только у развивающихся, но и у вышедших на насыщение двумерных волн отношение амплитуды к толщине пленки много меньше 1, и по этой причине волновая пленка может казаться гладкой на любых расстояниях от начального участка течения.

В случае естественной волновой эволюции при умеренных расходах жидкости поверхность пленки уже на небольших расстояниях (порядка 10 длин волн и больше) от начального участка покрыта системой взаимодействующих друг с другом нелинейных волн. Для описания волновых характеристик таких режимов используются в основном результаты статистической обработки полученных экспериментальных данных. В большинстве работ основными характеристиками, получаемыми методом статистической обработки, являются средняя толщина пленки, средняя амплитуда, частота, длина волн. Такие результаты представлены, в большом количестве работ, например, в [23 – 26]. Несмотря на то, что для вертикально стекающих пленок многие результаты удовлетворительно обобщаются с использованием таких безразмерных критериев подобия как число Рейнольдса $Re = q/\nu$ (здесь q – удельный объемный расход жидкости, ν – кинематическая вязкость) и пленочное число $Fi = \sigma^3/g\rho^3\nu^4$ (здесь σ – коэффициент поверхностного натяжения, g – ускорение свободного падения, ρ – плотность), большой разброс в данных, представленных разными авторами, затрудняет их использование для количественного сопоставления с теоретическими результатами. Кроме того, во многих работах не уделяется достаточно внимания тому, являются ли исследуемые волны двумерными или трехмерными, что еще больше затрудняет использование полученных данных для корректного сопоставления с результатами теоретического анализа. Тем не менее, полученные в таких работах данные позволили установить ряд общих закономерностей волнового течения пленок жидкости, в том числе определить примерные границы существования различных режимов течения и установить факт существования двух типов волн – крупных и мелких при больших расходах жидкости. Наиболее детальный статистический анализ волновых режимов течения ламинарных и турбулентных пленок жидкости, как свободно стекающих, так и в присутствии спутного потока воздуха, был впервые выполнен в работах [27, 28]. Пленочное течение создавалось на внутренней поверхности вертикально установленной секционированной трубы с внутренним диаметром 5 см. Полная длина всех секций превышала

4 м. Измерения проводились с использованием датчиков проводимости на разных расстояниях от начального участка течения. В этих работах была проведена раздельная статистическая обработка для крупных и мелких волн, и показано, что не только крупные, но и мелкие волны, распространяющиеся по остаточному слою жидкости, являются сильно нелинейными, и их характеристики не правомерно сравнивать с результатами линейного или слабо нелинейного анализа. Статистический анализ волновых характеристик с использованием метода фазового осреднения толщины пленки был проведен в работе [29]. Использование фазового осреднения позволило получить обобщенные «портреты», характеризующие наиболее вероятную форму волн при различных расходах жидкости (Рисунок 1.3). Интересным результатом оказалось то, что с увеличением расхода относительная амплитуда волн возрастает, достигая максимума в интервале чисел Рейнольдса 20 – 70, после чего начинает уменьшаться, при этом на заднем склоне волны образуется хорошо различимый горб, что, по-видимому, указывает на структурную перестройку волн при больших расходах жидкости.

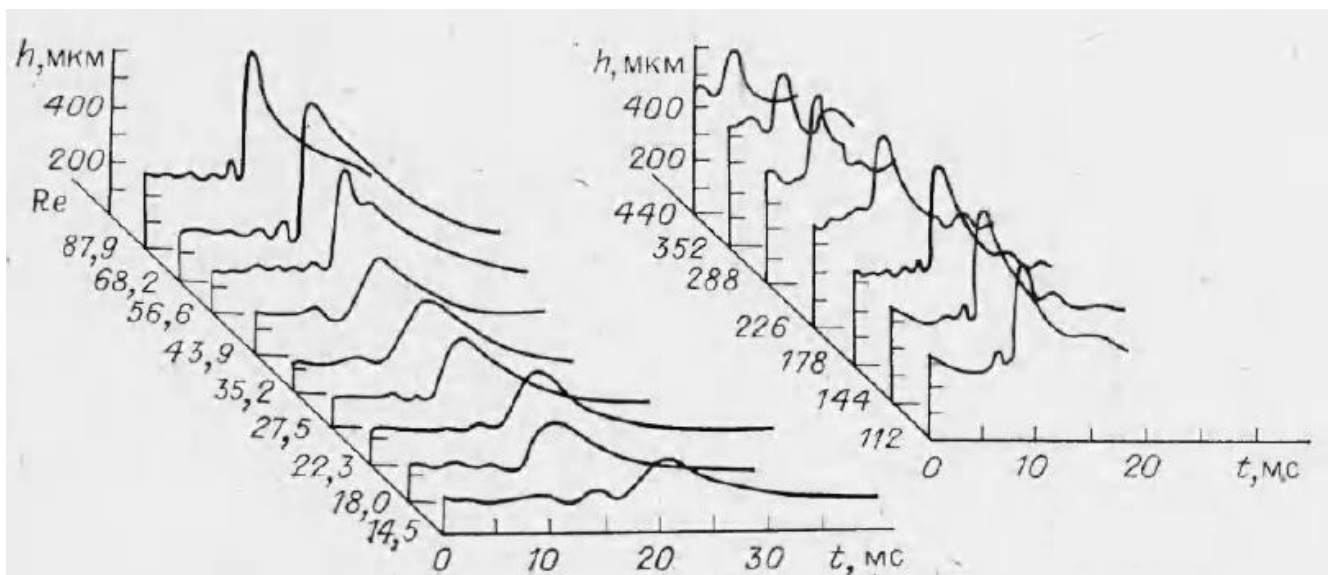


Рисунок 1.3. Обобщенные «портреты» волн при разных расходах жидкости по [29].

Измерения проводились для пленочного течения воды по внешней поверхности вертикального цилиндра диаметром 6 см на расстоянии 26 см от входа жидкости на рабочий участок. Авторы считают, что их результаты относятся к трехмерному волновому течению, однако, как видно из Рисунка 1.1, при $Re = 45$ переход к трехмерным волнам на таком расстоянии только начинается, а при меньших числах Рейнольдса начало перехода к трехмерным волнам будет лежать еще ниже по течению. Таким образом, возможным объяснением наблюдаемой структурной перестройки при больших расходах жидкости может быть тот факт, что при малых расходах полученные результаты относятся к двумерным, а при больших расходах – к трехмерным волновым режимам течения.

Наиболее полное экспериментальное исследование волновых режимов течения в детерминистской постановке для строго двумерных волн было выполнено в 1970-х – 1980-х годах сотрудниками Института теплофизики СО АН СССР В. Е. Накоряковым, С. В. Алексеенко, Б. Г. Покусаевым [30 – 34]. Для исключения влияния краевых эффектов эксперименты проводились на пленках жидкости, стекающих по поверхности вертикально установленного цилиндра диаметром 6 см и длиной 1 м. В качестве рабочих жидкостей использовались вода, водоглицериновые и водно-спиртовые растворы различной концентрации, что позволило изменять физические характеристики жидкости в широком диапазоне значений. В экспериментах изучались характеристики строго регулярных двумерных волн, возбуждаемых периодической модуляцией расхода жидкости на выходе из пленкоформирователя, а так же особенности эволюции локализованных двумерных возмущений разной начальной формы. В этих экспериментах был получен большой массив данных о режимных особенностях волновой эволюции при различных начальных условиях, что позволило провести прямое сравнение результатов эксперимента и моделирования двумерных волновых режимов течения в рамках различных модельных приближений.

Более поздние экспериментальные работы с использованием хорошо контролируемых начальных условий были направлены на исследование возможных сценариев взаимодействия двумерных волн и перехода к трехмерным волновым режимам течения. В этих работах использовались полевые методы измерения толщины пленки, позволяющие получать количественную информацию о пространственно-временной эволюции волн на пластинах большого размера. В работах [35 – 37] с использованием метода флуоресцентной визуализации были исследованы различные сценарии эволюции, взаимодействия и развития поперечной неустойчивости для двумерных волн, стекающих по наклонной пластине. В этих работах было показано, что взаимодействие двумерных волн большой амплитуды носит неупругий характер и приводит к их слиянию, а так же показано, что, в зависимости от режимных параметров эксперимента, развитие поперечной неустойчивости происходит по одному из двух возможных сценариев: При высоких частотах возбуждения двумерных волн, когда они близки по форме к синусоидальным, наблюдается образование шахматного порядка расположения гребней и впадин между волнами (Рисунок 1.4). При более низких частотах возбуждения поперечные модуляции гребней двумерных волн развиваются по синхронному сценарию, оставаясь в фазе для всех гребней (рисунок 1.4).

Детальное экспериментальное исследование динамики взаимодействия двумерных волн при пленочном течении жидкости по наклонной пластине с использованием метода флуоресцентной визуализации проведено в [38]. В этой работе получены экспериментальные

данные о динамике взаимодействия солитонообразных волн, показано, что время слияния взаимодействующих волн определяется разностью их амплитуд, описаны сценарии образования новых волн, возникающих в процессе межволнового взаимодействия. Сравнение результатов этих экспериментов с результатами моделирования [39] показало качественное соответствие результатов экспериментов и расчетов.

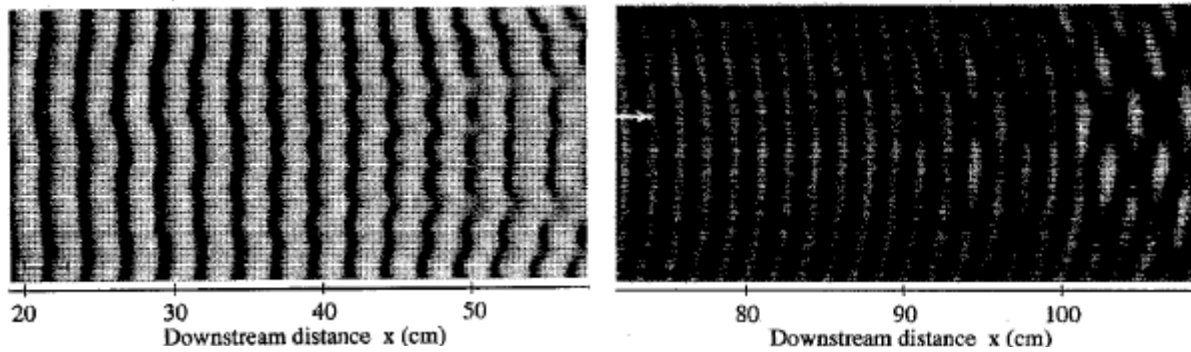


Рисунок 1.4. Различные сценарии развития поперечной неустойчивости двумерных волн. Слева – синхронный сценарий. Справа – формирование шахматного порядка следования гребней и впадин по [37].

1.1.2 Теоретические модели волнового пленочного течения

Полная постановка задачи о движении слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести по плоской поверхности, наклоненной к горизонту под углом β (Рисунок 1.5) описывается уравнением Навье-Стокса с соответствующими граничными условиями на стенке и на свободной поверхности жидкости. На свободной поверхности пленки $y = h(x, z, t)$ граничные условия отражают отсутствие касательных напряжений. Нормальные напряжения сводятся к действию со стороны газа по нормали к поверхности атмосферного давления P_0 . При переходе через границу раздела фаз с кривизной $K(x, z, t)$ происходит скачок нормальных напряжений, обусловленный действием капиллярных сил. Выбирая в качестве характерных величин не возмущенную толщину плоского слоя h_N , плотность жидкости ρ , среднерасходную скорость $u_0 = gh_N^2 / 3\nu \sin \beta$, и переходя к безразмерным переменным, можно записать уравнения Навье-Стокса и неразрывности в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + (U \nabla) U &= -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 U + \frac{3}{\text{Re}} G \\ \text{div}(U) &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $U = (u, v, w)$ – вектор скорости, $G = (\sin \beta, -\cos \beta, 0)$ – вектор массовых сил. Граничные условия на свободной поверхности имеют вид:

$$[p - P_0 - \text{We}K(h)]n_i - \tau_{ij}n_j = 0, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

Здесь $\tau_{ij} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, n_i – компоненты вектора нормали к поверхности. Кроме того,

на свободной поверхности задается кинематическое условие, определяющее, что скорость жидкости на свободной поверхности равна скорости поверхности:

$$v = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + w \frac{\partial h}{\partial z} \quad (1.3)$$

На поверхности пластины при $y = 0$ выполняются условия прилипания:

$$u = v = w = 0 \quad (1.4)$$

Система (1.1) – (1.4) описывается тремя безразмерными параметрами: числом

Рейнольдса $\text{Re} = \frac{gh_N^3}{3\nu^2} \sin \beta$, числом Вебера $W = \frac{\sigma}{\rho gh_N^2 \sin \beta}$ и углом наклона плоскости β .

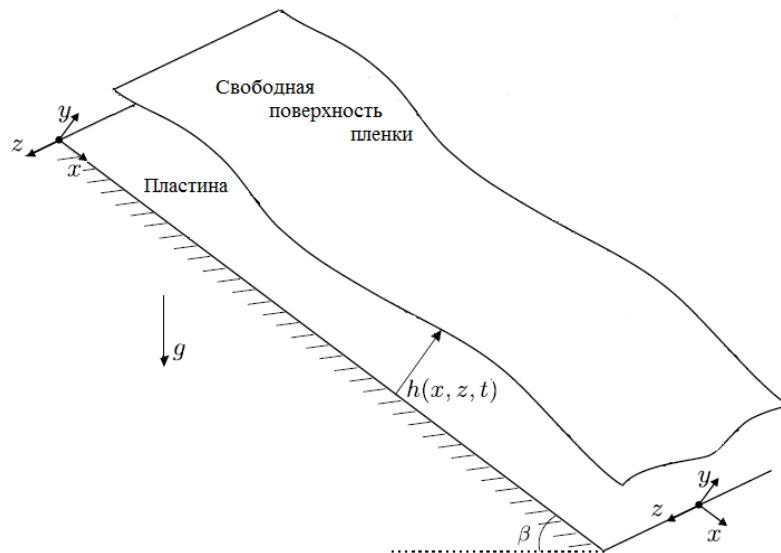


Рисунок 1.5. Схема пленочного течения по наклонной поверхности.

Часто в качестве числа Вебера используют безразмерный комплекс $We = \frac{\sigma}{\rho h_N u_N^2}$ или вместо числа Вебера используют число Капицы $\gamma = \sigma \rho^{-1} \nu^{-4/3} g^{-1/3}$ или пленочное число $\text{Fi} = \gamma^3$, характеризующие физические свойства жидкости.

Решение системы (1.1) – (1.4) с применением граничных условий на свободной поверхности, форма которой заранее неизвестна, является сложной задачей, требующей для расчетов больших вычислительных ресурсов. По этой причине исследования волновых режимов пленочного течения в полной постановке представлены в относительно небольшом количестве работ, и, в основном, для двумерных волн. Так, в работах [40 -43] исследовалась эволюция начальных возмущений при небольших числах Рейнольдса пленочного течения, а основное внимание уделялось анализу предложенных авторами расчетных схем. В работе [43]

исследованы стационарные периодические режимы волнового движения и проведено сравнение точных решений с решениями, полученными на основании модельных уравнений, показавшее примерные области применимости различных модельных приближений. Подробное исследование устойчивости пленочного течения и эволюции волн во времени (с использованием периодических граничных условий в направлении течения) и в пространстве выполнено [44]. В этой работе так же получены примерные границы области применимости различных модельных приближений. В частности показано, что область применимости слабонелинейных модельных уравнений типа Бенни [45] при умеренных значениях числа Капицы ($\gamma \approx 300$) ограничивается сверху значениями $Re \approx 1$. В этой же работе показано, что при $Re > 10$ в зависимости от волнового числа $k = 2\pi h_N/\lambda$, где λ – длина волны, режимы строго периодических установившихся волн чередуются с квазипериодическими режимами (Рисунок 1.6), для которых наблюдается постоянное колебание величин гармоник пространственного спектра.

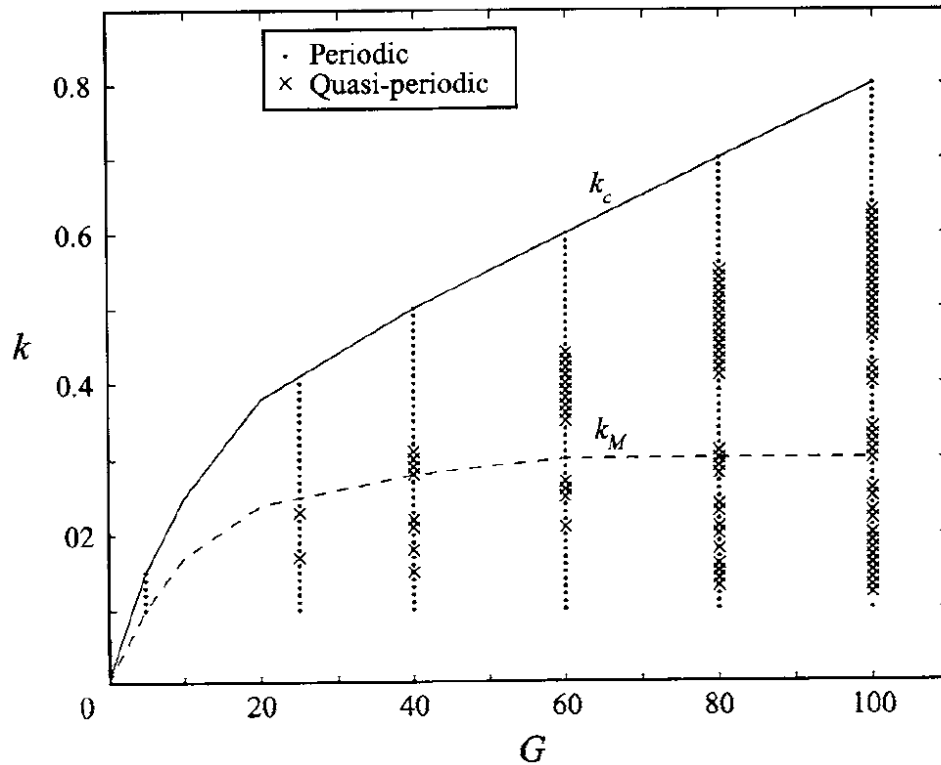


Рисунок 1.6 Карта волновых режимов при пленочном течении по вертикальной пластине по [44]. $\gamma \approx 300$, $G = 3Re$, k_c , k_M – волновые числа для нейтральных волн и волн максимального роста, рассчитанные по [46] на основе уравнения Орра-Зоммерфельда.

В работах Ю. Я. Трифонова [47 – 49] проведено детальное сравнение результатов моделирования двумерных периодических волновых режимов на основании различных интегральных моделей с результатами расчетов в полной постановке и показана область применимости различных моделей. В этих же работах исследована устойчивость полученных стационарных волновых решений с использованием численного моделирования в рамках

полной системы уравнений Навье-Стокса и показано, что при относительно больших значениях числа Капицы ($\gamma > 350$) существует счетное количество узких по k областей устойчивости (Рисунок 1.7).

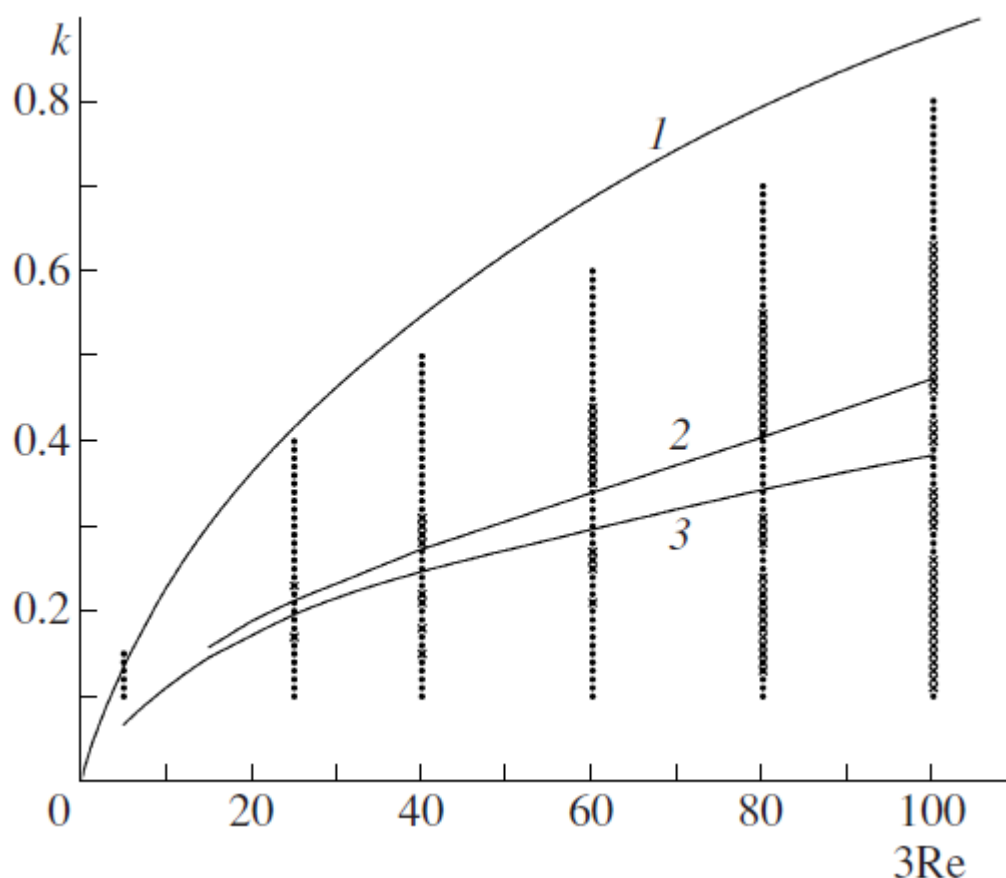


Рисунок 1.7 Область существования различных волновых режимов на вертикально стекающей пленке по [47]. $\gamma \approx 300$, 1 – нейтральные волны, 2 – начало неустойчивости волн семейства γ_1 , 3 – появление волн семейства γ_2 . Точками обозначены области существования стационарных волн, крестами – области существования квазипериодических режимов.

В работах [50, 51] прямым численным расчетом детально исследованы поля скоростей жидкости при двумерных волновых режимах пленочного течения и показано, что в областях, где толщина пленки достигает минимума, у стенки может возникать обратное течение.

Многие важные результаты по моделированию волновых режимов пленочного течения были получены на основании интегральной системы уравнений Капицы-Шкадова, выведенной в [52, 53]. Одним из достоинств этой модели является то, что в случае вертикально стекающих пленок, для жидкостей, характеризуемых относительно большими величинами пленочного числа, полученная система описывается одним безразмерным параметром, модифицированным числом Рейнольдса δ [54]:

$$\delta = \frac{\text{Re}^{11/9}}{3^{7/9} 5 \gamma^{1/3}} \quad (1.5)$$

Основными допущениями при выводе модельной системы Капицы-Шкадова являются следующие:

Для волновых режимов пленочного течения волны всегда являются длинными, т. е.

$$\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial z} \ll \frac{\partial}{\partial y};$$

Гравитационные, вязкие и капиллярные силы сравнимы по величине, что для жидкостей, характеризуемых большими величинами γ , допускает применение модели в достаточно широком диапазоне удельных расходов. Следует отметить, что по мере уменьшения γ , область применимости модели значительно сужается. Так, по [10], модель Капицы-Шкадова применима при комнатных температурах до $\text{Re} \approx 1000$ для ртути ($\gamma = 28000$), до $\text{Re} \approx 200 - 300$ для воды ($\gamma = 2850$), до $\text{Re} \approx 1$ для глицерина ($\gamma = 0.18$).

Профиль скорости течения жидкости описывается полиномом второго порядка, удовлетворяющим граничным условиям на стенке и на свободной поверхности:

$$u = \frac{3q}{h}(\eta - 1/2\eta^2), \quad w = \frac{3p}{h}(\eta - 1/2\eta^2), \quad \eta \equiv \frac{y}{h(x, z, t)} \quad (1.6)$$

Здесь $q = \int_0^h u dy$ - расход жидкости в направлении x , $p = \int_0^h w dy$ - расход в направлении z .

С учетом указанных допущений, вводя растяжение переменных, предложенное В. Я. Шкадовым в [52, 55]: $v \rightarrow v/\chi$, $x \rightarrow x\chi$, $z \rightarrow z\chi$, $t \rightarrow t\chi^3$, где $\chi^3 = \text{WeRe}/3$, и интегрируя по толщине пленки уравнения баланса импульса и массы, в итоге получим систему уравнений Капицы – Шкадова:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{h} \right) + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{qp}{h} \right) &= \frac{1}{5\delta} \left(h \frac{\partial}{\partial x} \Delta h + h - \frac{q}{h^2} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{qp}{h} \right) + \frac{6}{5} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p^2}{h} \right) &= \frac{1}{5\delta} \left(h \frac{\partial}{\partial z} \Delta h - \frac{p}{h^2} \right), \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \quad (1.7)$$

На основании этой модели были количественно описаны многие особенности волновых режимов пленочного течения, наблюдавшиеся в экспериментах. В частности, объяснено существование двух семейств регулярных двумерных волн, одно из которых имеет скорости распространения ниже скорости кинематических волн (I семейство или семейство γ_1) [56, 57], а второе – выше скорости кинематических волн (II семейство или семейство γ_2) [58 – 60].

Подробный обзор результатов, полученных на основании модели Капицы – Шкадова, представлен в обзорной работе В. Я. Шкадова и Е. А. Демехина [61]. В этой статье, а так же в монографии [4] приведены многочисленные примеры сопоставления теоретических и экспериментальных результатов, показывающее хорошее соответствие. В случае малых δ из системы (1.7) можно получить слабонелинейное уравнение Курамoto – Сивашинского, описывающие волны при $Re \sim 1$ [62] и значительно упрощающее теоретическое исследование волновых режимов течения. Расширение области применимости интегрального подхода, реализованного при выводе системы Капицы – Шкадова, за счет введения поправок на отклонение поля скорости в волновых пленках от параболического [63, 64], дает более точные решения в широком диапазоне режимных параметров, однако значительно усложняет получаемые системы модельных уравнений. На Рисунке 1.8 приведен пример сравнения зависимостей волновых чисел для волн нейтрального роста от расхода жидкости при течении по вертикальной пластине, полученных в [65] при использовании различных моделей. Как видно, в случае воды модель Капицы – Шкадова хорошо предсказывает длину волн нейтрального роста до $Re \approx 10$, в то время как более сложные интегральные модели применимы в значительно более широком диапазоне расходов жидкости.

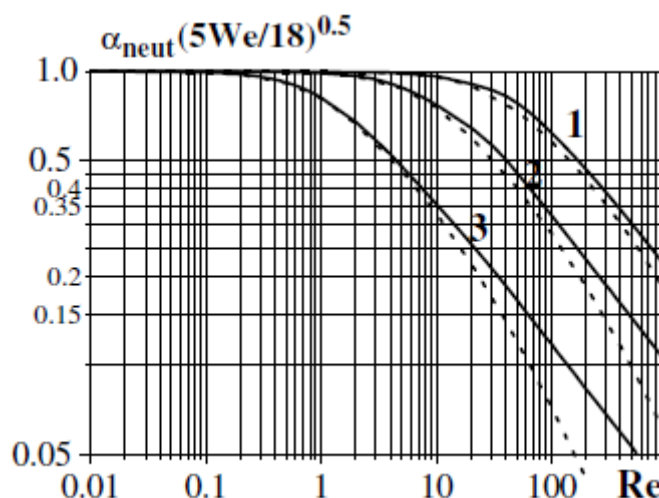


Рисунок 1.8. Зависимость волнового числа для волн нейтрального роста от расхода жидкости по [65]. Сплошные кривые – точное решение уравнений Навье – Стокса, пунктирные – расчет по регуляризированной интегральной модели [66]. 1 – $\gamma^{3/11} = 10$ (вода), 2 – $\gamma^{3/11} = 5$, 3 – $\gamma^{3/11} = 2$. По интегральной модели Капицы – Шкадова $\alpha_{neut}(5We/18)^{0.5} \approx 0,913$ и не зависит от свойств жидкости.

Трехмерные волновые режимы пленочного течения исследованы в гораздо меньшей степени, чем двумерные. Устойчивость двумерных волн к трехмерным возмущениям в рамках разных модельных уравнений исследовалась в работах [67 – 71], однако, в силу отсутствия экспериментальных данных, трудно сделать выводы об области применимости полученных

результатов к описанию реального пленочного течения. Наиболее интересным фактом, отмечаемым многими наблюдателями, является то, что трехмерное волновое поле состоит из системы взаимодействующих подковообразных волн, по-видимому, сохраняющих свою форму несмотря на взаимодействия (Рисунок 1.9).

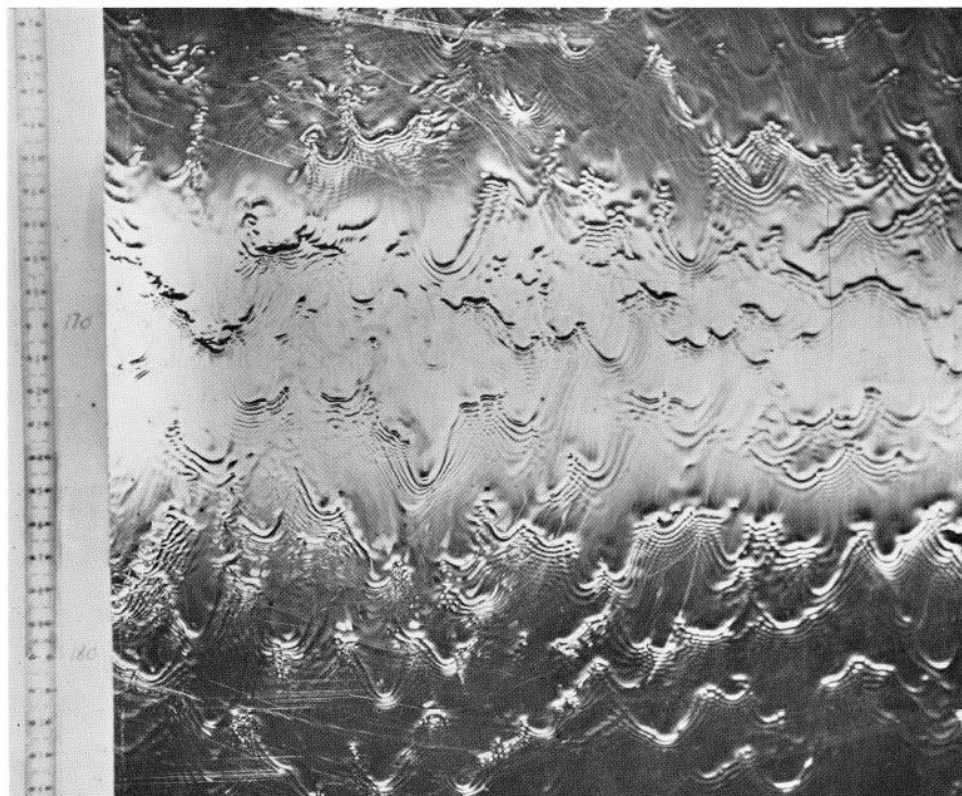


Рисунок 1.9. Трехмерное волновое поле при пленочном течении воды по вертикальной пластине по [72].

На основании существующих наблюдений рядом авторов [4, 73] высказывается предположение, что, не смотря на случайный характер взаимодействия, взаимодействующие трехмерные волны обладают вполне определенными характеристиками и представляют собой устойчивые локализованные структуры, характеристики и динамика взаимодействия которых являются определяющими для описания трехмерных волновых режимов пленочного течения. В соответствии с таким предположением в [9, 74] обсуждается возможность моделирования трехмерных волновых режимов через описание взаимодействия уединенных трехмерных волн с теоретически предсказанными характеристиками.

Решение в виде стационарной уединенной нелинейной волны, похожей по форме на наблюдаемые в эксперименте волны, впервые было получено на основе уравнения Курамото – Сивашинского в работе [69]. Впоследствии стационарные решения в виде трехмерных уединенных волн были получены для умеренных чисел Рейнольдса пленочного течения на основе обобщенного уравнения Курамото – Сивашинского [75] и системы уравнений Капицы –

Шкадова [73, 76, 77]. Характерный вид уединенной трехмерной волны подковообразной формы приведен на Рисунке 1.10.

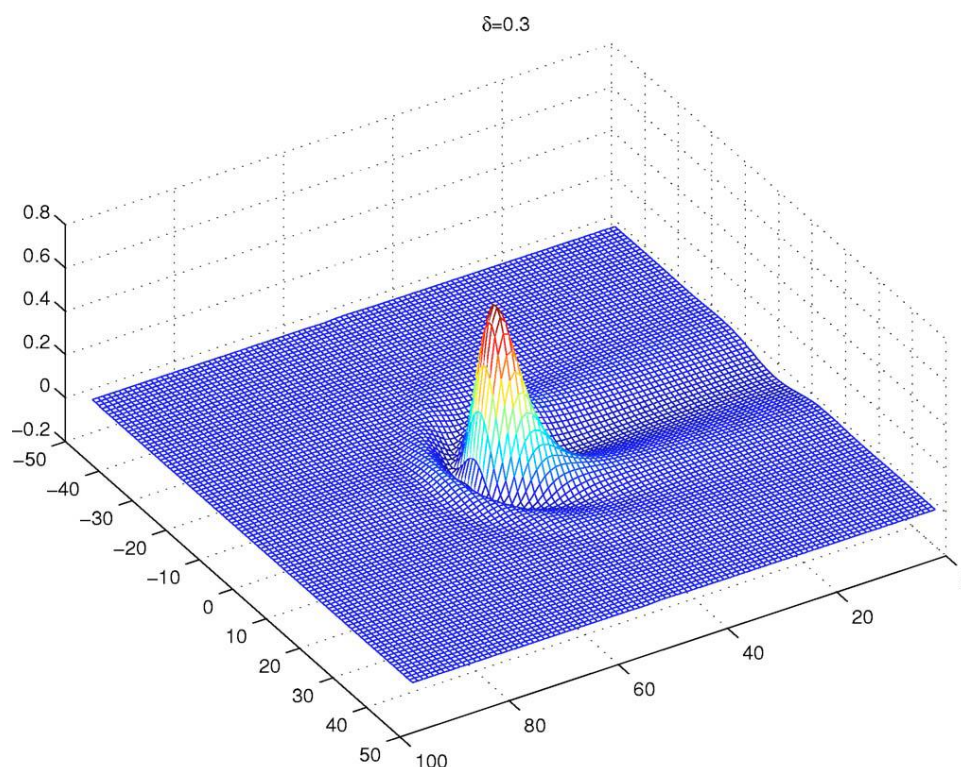


Рисунок 1.10. Уединенная стационарная волна по [75].

Следует отметить, что существование стационарных волн упрощает сопоставление теории и эксперимента, поскольку в этом случае нет необходимости в точном соответствии начальных условий для теоретической и экспериментальной задач. Достаточно, чтобы эволюция начального трехмерного возмущения приводила к образованию стационарной волны. По этой причине экспериментальное исследование эволюции уединенных трехмерных волн являлось одной из задач данной работы.

Значительные технические трудности при экспериментальном исследовании естественных трехмерных волн связаны с рядом обстоятельств. Для их адекватного описания требуется применение достаточно сложных экспериментальных методик, обеспечивающих полевые измерения с высоким временным и пространственным разрешением. Кроме того, развитые трехмерные волновые режимы являются хаотическими – поверхность пленки покрыта трехмерными подковообразными волнами, взаимодействующими друг с другом случайным образом, что осложняет получение экспериментальной информации о характеристиках отдельных волн. Дополнительные сложности связаны с медленным характером волной эволюции: возникновению развитого трехмерного волнового режима предшествует длительная нелинейная эволюция двумерных или близких по форме к двумерным волн, из-за чего длина рабочего участка экспериментальной установки должна иметь достаточно большие размеры. По

этой причине в настоящее время существуют лишь единичные работы, посвященные экспериментальному определению отдельных характеристик трехмерных волновых режимов. Так, в [37] при помощи метода флуоресцентной визуализации [78] исследовалась устойчивость двумерных волн на наклонно стекающих пленках к трехмерным возмущениям. В [79] представлены результаты экспериментального исследования эволюции локализованных трехмерных возмущений, наложенных на регулярные двумерные волны. Эксперименты проводились с использованием теневого метода, не позволяющего определять локальные толщины слоя жидкости, поэтому полученные данные были ограничены лишь информацией о длинах и скоростях волн. В [80] с использованием флуоресцентного метода исследовались характеристики развитых трехмерных волновых режимов вертикально стекающих пленок в диапазоне умеренных чисел Рейнольдса пленочного течения, но в силу сложности характера взаимодействия трехмерных волн, полученные результаты ограничены качественным описанием явления.

Первое исследование детерминированных трехмерных волн было выполнено в работах [81 - 83]. Волны возбуждались локализованным источником в области безволнового течения вертикально стекающей пленки жидкости. Это позволило исключить из рассмотрения эффекты, связанные с межволновым взаимодействием и выявить ряд общих закономерностей эволюции уединенных трехмерных волн. В частности, впервые удалось зарегистрировать и количественно описать медленно эволюционирующие и стационарные уединенные трехмерные волны подковообразной формы. Эти результаты представлены в Главе 4.

1. 2 Пленочное течение жидкости в дисперсно-кольцевых газожидкостных потоках

Дисперсно-кольцевой режим течения представляет собой совместное течение пленки жидкости по стенкам канала и высокоскоростного потока газа в ядре потока. Такой режим течения реализуется во многих промышленных установках: парогенераторах, теплообменниках, в очистных пленочных аппаратах, в аппаратах химической промышленности, в тепловых трактах атомных энергетических станций. При дисперсно-кольцевом режиме течения на поверхности жидкой пленки возникает сложная волновая структура. В частности, при достаточно высоких расходах жидкости и газа на поверхности пленки жидкости наблюдаются два типа волн: волны возмущения, амплитуда которых в несколько раз превосходит толщину пленки, и мелкомасштабные волны высокой частоты (волны ряби). Одним из следствий сосуществования двух типов волн является срыв жидкости газовым потоком с поверхности пленки и унос ее в виде капель в ядро газового потока. Согласно наблюдениям [84], образование капель происходит при разрушении газовым потоком волн ряби на гребнях волн возмущения.

При высоких скоростях газа дисперсно-кольцевое течение реализуется при любой ориентации потока. При определенных расходах жидкости и газа унос жидкости в дисперсную фазу отсутствует и наблюдается кольцевое газо-жидкостное течение. Переход от кольцевого режима течения к течению с брызгоуносом исследовался в большом количестве работ, многие результаты таких исследований представлены в обзоре [85]. Следует отметить, что при спутном течении жидкости и газа и небольших расходах жидкости кольцевое течение без брызгоуноса наблюдается вплоть до очень высоких скоростей газа. Максимальный расход жидкости, при котором реализуется только кольцевое течение, характеризуется критическим числом Рейнольдса Re_c (Рисунок 1.11). Согласно [85], для случая опускного течения воды и воздуха $Re_c \approx 70$.

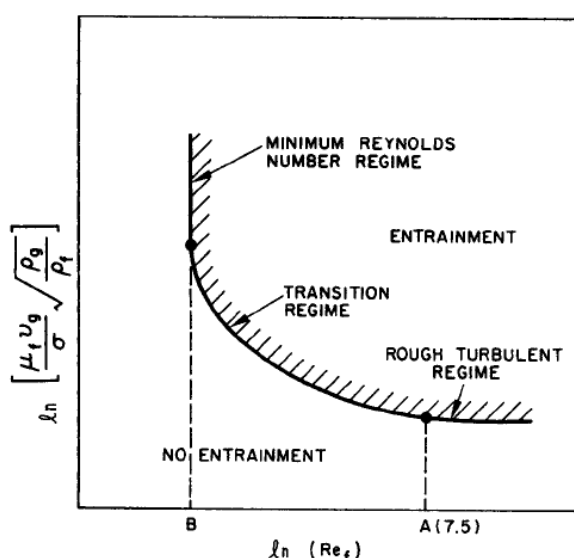


Рисунок. 1.11. Области существования кольцевого и дисперсно-кольцевого режимов опускного течения по [86]. Точка В соответствует критическому числу Рейнольдса Re_c для начала брызгоуноса.

В отличие от спутного течения жидкости и газа, режим противоточного течения, при котором жидкая пленка стекает вниз под действием силы тяжести навстречу восходящему газовому потоку, становится невозможным реализовать уже при относительно небольших скоростях газа. Начиная с некоторой скорости V_c , часть жидкости начинает увлекаться газом и двигаться против силы тяжести. Процесс перехода от противоточного течения к восходящему прямоотуку называют захлебыванием, а V_c – скоростью захлебывания. В настоящее время для определения скорости захлебывания предложено большое количество корреляций. Для вертикальных труб небольшого диаметра ($D \approx 1,0 - 5,0$ см) критическая скорость хорошо определяется по корреляции Уоллиса [87, 88]:

$$0,5 < V_c \rho_g^{1/2} [gD(\rho_f - \rho_g)]^{-1/2} < 1,0 \quad (1.8)$$

Для труб большого диаметра ($D > 10\text{см}$) скорость захлебывания не зависит от диаметра трубы и определяется с использованием числа Кутателадзе $Ku = V_g \rho_g^{1/2} [g\sigma(\rho_f - \rho_g)]^{-1/4}$. Согласно корреляции, предложенной О. Л. Пушкиной и Ю. Л. Сорокиным, захлебывание происходит при $Ku = 3,2$ [88, 89]. Следует отметить, что для труб любого диаметра начало процесса захлебывания связывается с возникновением на поверхности пленки волн большой амплитуды. В трубах небольшого диаметра возникающие волны большой амплитуды охватывают по периметру всю трубу (являются кольцевыми) и, при определенной скорости восходящего газового потока, начинают двигаться вверх, перенося с собой часть жидкости, в то время как пленка в остаточном слое между волнами продолжает двигаться вниз. В трубах большого диаметра возникающие на поверхности пленки волны являются трехмерными, и восходящее движение жидкости начинается с брызгоуноса с гребней этих волн. В экспериментах, представленных в данной работе, использовался канал с внутренним диаметром 1,5 см, поэтому в соответствии с (1.8) скорость газа при исследовании противоточного течения не могла превышать 5 – 10 м/с.

Согласно многим исследованиям, обязательным условием для брызгоуноса является наличие на поверхности пленки волн возмущения [84, 85, 90]. Исследованию характеристик волн этого типа посвящено большое количество экспериментальных работ. В работе [91] впервые было показано, что волны возмущения могут распространяться практически без изменения своих характеристик на расстояниях до нескольких метров. Скорость волн возмущения значительно возрастает с увеличением скорости газа и, в гораздо меньшей степени, с увеличением расхода жидкости [92 - 94]. При фиксированном расстоянии от входа рабочего участка частота следования волн возмущения линейно растет с ростом скорости газа и слабо зависит от расхода жидкости. С увеличением расстояния от входа частота следования волн возмущения монотонно понижается из-за их слияния [95].

Исследованию волн ряби посвящено небольшое количество работ. Известно, что в отличие от волн возмущения, волны ряби являются короткоживущими и сохраняют когерентность на расстояниях не более нескольких длин волн [27]. При кольцевом газожидкостном течении существуют только волны ряби, свойства которой до недавнего времени считались аналогичными свойствам волн ряби при режимах течения с брызгоуносом. Усредненные значения характеристик волн ряби измерялись в работах [96, 97] при помощи датчиков проводимости с вынесенными в поток электродами. В этих работах было показано, что средняя амплитуда и частота волн ряби при кольцевых режимах газожидкостного течения не изменяются с увеличением расстояния от входа в канал. Попытки детального исследования волновой структуры и закономерностей взаимодействия между волнами различного типа при

дисперсно-кольцевом режиме течения описаны в единичных работах, в которых использовались полевые методы измерения локальной толщины пленки. Так, в [98] с использованием измерительного комплекса, состоящего из большого числа датчиков проводимости, в восходящем дисперсно-кольцевом течении был обнаружен новый тип волн, названный авторами эфемерными волнами. Эти волны, имеющие небольшие размеры в направлении течения, возникают на заднем склоне волн возмущения и отстают от породивших их волн. Следует отметить, что волны ряби в этой работе не упоминаются, поэтому трудно определить место эфемерных волн в общепринятой классификации, по которой существуют два типа волн – волны возмущения и волны ряби. Образование эфемерных волн так же было зарегистрировано в [99] с применением высокоскоростной видеосъемки поверхности пленки жидкости, и в [100] с использованием измерительной системы, состоящей из большого числа датчиков проводимости. В двух последних работах термин эфемерные волны был применен вслед за [98] к волнам, возникающим на заднем фронте волн возмущения, что является недостаточным условием для отнесения этих волн к определенному классу. В работе [101] с использованием метода пигментного подсвечивания исследовалась волновая структура восходящего кольцевого течения и, в узком диапазоне режимных параметров в области, близкой к переходу к режиму течения с брызгоуносом, были обнаружены волны, по своим характеристикам отличающиеся от других волн ряби. Авторы назвали такие волны кольцевыми. Обнаружение двух типов волн в режимах без брызгоуноса поставило под сомнение традиционное мнение о том, что волновая картина в режимах без уноса представлена только одним типом волн. Детальное исследование волновой структуры опускного течения в кольцевом и дисперсно-кольцевом режимах с использованием полевого измерителя толщины пленки методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) было выполнено в [102]. В этой работе показано, что волновая структура в режимах без брызгоуноса подобна структуре в режимах с уносом и состоит из двух типов волн, которые авторы назвали первичными и вторичными, причем вторичные волны всегда возникают на задних склонах первичных волн, и в режимах с уносом первичными волнами являются волны возмущения. По результатам [102] отличие между кольцевым и дисперсно-кольцевым режимами течения заключается в том, что при кольцевом течении вторичные волны всегда отстают от первичных, а при дисперсно-кольцевом могут как отставать от волн возмущения, так и обгонять их, поднимаясь к их гребням (Рисунок 1.12).

В настоящее время теоретическое описание наблюдаемых в экспериментах волновых полей отсутствует. Следует так же отметить, что в работе [103] при помощи фотографирования поверхности пленки определялась характерная длина волн ряби при кольцевом течении жидкости. Измеренная длина волн сравнивалась с длиной волн максимального роста,

рассчитанного по линейной интегральной теории. Сравнение показало примерно двукратное расхождение между теорией и экспериментом.

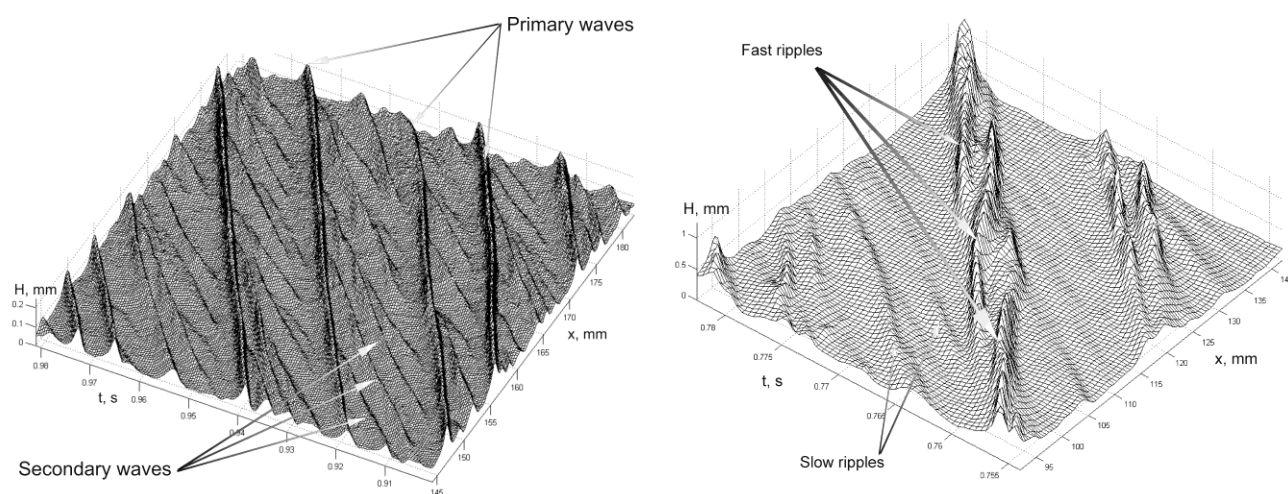


Рисунок 1.12. Волновая структура при кольцевом (слева) и дисперсно-кольцевом (справа) режимах опускного течения. $V_g = 27$ м/с, $Re = 40$ для кольцевого и $Re = 350$ для дисперсно-кольцевого режимов по [102].

Проблема моделирования волн на поверхности пленки при совместном течении жидкости и газа является более сложной, чем моделирование волнового течения пленок, стекающих под действием силы тяжести. Наличие потока газа над поверхностью жидкости приводит к появлению касательных и нормальных напряжений на межфазной поверхности, что оказывает существенное влияние на устойчивость пленки и характеристики возникающих волн. В полной постановке движение жидкости и газа описывается двумя системами уравнений Навье-Стокса с соответствующими граничными условиями на стенках канала и на межфазной поверхности. При исследовании регулярных волновых режимов, даже для случая вертикального газожидкостного течения в двумерном случае, система уравнений описывается семью независимыми безразмерными параметрами. Например, в работах Ю. Я. Трифонова в качестве таких параметров используются λ_n/L , Ka , Re , Re_g , ρ_g/ρ , μ_g/μ , $[\sigma/\rho g(1 - \rho_g/\rho)]^{0.5}/D$, где λ_n – длина волны нейтральных возмущений, а L – пространственный период регулярных волн [104, 105].

В связи со сложностью анализа полной сопряженной системы уравнений, практически все теоретические работы выполняются с использованием отдельной постановки для жидкости и газа с использованием ряда упрощающих предположений. Наиболее часто принимают следующие допущения, применимые во многих практически важных случаях:

- 1) толщина пленки много меньше диаметра канала;
- 2) динамическая вязкость газа много меньше динамической вязкости жидкости;
- 3) скорость волн на поверхности пленки много меньше характерной скорости газа;
- 4) амплитуда волн на пленке много меньше толщины пленки.

С учетом предположений 2) и 3) влияние жидкости на газ принимают эквивалентным влиянию жесткой волнистой стенки и решают задачу о течении газа в канале с волнистыми стенками. Влияние газа на устойчивость пленочного течения и характеристики волн проявляется через вызванные волнистостью стенки пульсации нормальных и касательных напряжений на межфазной границе, с учетом которых и решается задача для жидкости. Такая раздельная постановка задач для пленки жидкости и газового потока была применена в работах [106 – 108] при исследовании устойчивости течения горизонтальной пленки жидкости, увлекаемой турбулентным потоком газа. Одной из часто используемых моделей для описания турбулентного течения газа над волнистой поверхностью является квазиламинарная модель Бенджамина-Майлза [109 – 110]. В рамках этой модели считается, что турбулентные пульсации в газе над волнистой поверхностью затухают у стенки таким же образом, как и для случая плоской стенки. Вследствие допущений 1) и 4) возмущения, вносимые в газ за счет волнистости межфазной поверхности, являются малыми и возмущенное движение газа можно описать линеаризованными уравнениями. В работе [111] проведены расчеты амплитуд и фаз возмущений нормальных и касательных напряжений на волнистой стенке, которые представлены в виде функций от обратного безразмерного волнового числа стенки $R_g = (\tau_{s0}/\rho_g)^{1/2}/k_g v_g$, где τ_{s0} – касательное напряжение на плоской стенке при такой же скорости течения газа, $(\tau_{s0}/\rho_g)^{1/2}$ – динамическая скорость u^* , $k_g = 2\pi/\lambda_w$, λ_w – длина волны стенки, v_g/u^* – толщина пограничного слоя. Следует отметить, что с учетом предположения 1) эти расчетные функции не зависят от ширины канала. В работе [112] полученные зависимости возмущений напряжений от R_g использовались для анализа противоточного течения жидкости и турбулентного газового потока в вертикальном канале. Вычисленная скорость газа, при которой начинается захлебывание, хорошо соответствует измеренной в работе П. А. Семенова [113], в которой впервые были описаны различные режимы пленочного течения воды в присутствии восходящего газового потока в стеклянных трубках диаметром от 8 до 22 мм. Эти же зависимости возмущений напряжений на волнистой межфазной поверхности от R_g использовались для анализа устойчивости пленочного течения по пластине в присутствии газового потока при различных углах наклона пластины с использованием слабонелинейного двухволнового уравнения для длинных волн на поверхности пленки [114] и на основе уравнения Орра-Зоммерфельда [115]. Результаты этого анализа в частности показывают, что инкремент волн максимального роста в вертикальном канале возрастает при увеличении параметра взаимодействия жидкости и газа $r = 3\tau_{s0}/\rho_g h_0$, где h_0 – невозмущенная толщина пленки, обдуваемой газом. Кроме того, анализ устойчивости, выполненный в этих работах, показывает, что при $|r| > 3$ образование волн практически полностью определяется воздействием газа на пленку и вклад силы тяжести в этот процесс не существен.

При моделировании в раздельной постановке различными авторами используются различные упрощающие предположения относительно профилей скорости в жидкости и газе, характере возмущений нормальных и касательных напряжений на межфазной границе. По этой причине большое количество публикаций посвящено сравнению между собой результатов расчетов по разным моделям, как, например, в работах [116 - 118]. Несмотря на обилие экспериментальных данных, сравнение их с теорией имеет косвенный характер. Единственные параметры естественных волн, которые правомерно сравнивать с результатами линейной теории гидродинамической устойчивости, - это характерные значения длины волны и фазовой скорости в месте возникновения волн, получаемые, как правило, статистической обработкой экспериментальных данных. При таком подходе результаты, полученные на разных установках, сильно различаются, что затрудняет их сравнение с теорией. Кроме того, наблюдаемые двумерные естественные волны линейны только вблизи места их возникновения. По мере распространения они быстро становятся нелинейными или трехмерными. Измеренные характеристики естественных волн часто интерпретируют как соответствующие волнам максимального роста, что не всегда соответствует реальности. Одной из целей настоящей работы является получение экспериментальных данных, позволяющих построить дисперсионные зависимости фазовой скорости и пространственного инкремента волн малой амплитуды от частоты при различных скоростях газового потока.

1.3 Методы экспериментального исследования пленочных течений жидкости

Для диагностики пленочных течений в литературе предложено большое количество измерительных методов, основанных на различных физических принципах. Многие из предложенных методов после демонстрации их возможностей авторами не получили дальнейшего применения в силу различных осложняющих обстоятельств их реализации и применения. Наибольшее развитие получили диагностики, основанные на оптических и электрических методах измерений, поскольку они обладают высокой разрешающей способностью и, во многих случаях, относительной простотой реализации. Дополнительным преимуществом электрических и оптических методов является и то, что на их основе можно создавать диагностические системы не только для локальных, но и для полевых измерений с достаточно высоким пространственным и временным разрешением.

Основными характеристиками, измеряемыми при исследовании гидродинамики пленочных течений, являются толщина пленки жидкости, касательное напряжение на стенке, поле скорости течения жидкости, амплитуда и скорость развивающихся на поверхности пленки волн. Все указанные характеристики могут быть измерены с использованием локальных методов диагностики. При этом для получения информации о скорости волн используются

измерительные системы с двумя и более локальными датчиками, а для определения поля скоростей течения жидкости применяются системы, состоящие из большого количества локальных датчиков или системы сканирования, обеспечивающие необходимые перемещения локальных датчиков.

1.3.1 Локальные методы измерений

В течение достаточного долгого времени подавляющее большинство экспериментальных работ проводилось с использованием локальных методов измерений. Подробный обзор традиционных методов локальных измерений приведен, например, в [4]. Коротко перечислим эти методы.

При измерении касательных напряжений на стенке рабочего канала наиболее часто используются термоанемометрический и электродиффузионный методы измерений. Для исключения возмущающего влияния датчиков на течение наиболее распространенной измерительной схемой является схема с вделанными заподлицо измерительными элементами. Пленочные термоанемометры использовались для измерения трения при дисперсно-кольцевом газожидкостном течении в вертикальных [119] и горизонтальных [120, 121] каналах. Принцип действия термоанемометрических датчиков основан на однозначной связи между коэффициентом теплоотдачи датчика и касательным напряжением на его поверхности, обращенной к потоку. Такие датчики обладают высоким (до 10 мкм) пространственным разрешением. Основную сложность при их эксплуатации представляет учет теплоотдачи к стенке канала, влияющий на погрешность измерений.

Электродиффузионный метод измерения локальных касательных напряжений на стенке, по которой течёт жидкость, предложен в [122]. Метод основан на однозначности связи между предельным диффузионным током на вделанном заподлицо канала датчике малых размеров, являющимся электродом, и трением на стенке при протекании окислительно-восстановительной электрохимической реакции. Подробное описание метода дано в [123]. Применительно к пленочному течению электродиффузионный метод был впервые использован в [124, 125]. В этих работах, в частности, были получены данные по стабилизации трения на начальном участке пленочного течения. В работах [126, 127] с использованием электродиффузионных датчиков трения было экспериментально обнаружено и исследовано возвратное течение в минимумах капиллярного предвестника перед крупными солитонобразными волнами на пленках жидкости, стекающих по наклонной поверхности.

Измерение мгновенных локальных скоростей в волновых пленках жидкости является чрезвычайно сложной задачей, поскольку кроме измерения мгновенных профилей скорости в течении с большими поперечными градиентами скорости, необходимо осуществлять привязку

измеренных профилей к конкретному месту волны, т. е. с высокой точностью определять мгновенную толщину пленки в месте измерения профиля скорости. Для вертикально стекающей пленки водоглицеринового раствора такие измерения впервые были выполнены в [32, 128] с использованием метода стробоскопической визуализации частиц у зеркальной стенки. Эти измерения позволили количественно определить, в какой степени профили скорости в разных фазах сильно нелинейных волн отличаются от профиля, описываемого формулой Нуссельта.

Несмотря на быстрое развитие в последующие годы методов цифровой трассерной визуализации течений (PIV, PTV) и их широкое использование в различных областях гидродинамики для полевых измерений скорости течения, применение этих методов для диагностики пленочных течений сталкивается с серьезными техническими трудностями. Кроме указанных выше осложняющих обстоятельств (большие градиенты скорости и необходимость привязки к фазе волны), малая толщина пленки и наличие волнистой преломляющей поверхности, которой является свободная граница пленки, накладывают дополнительные ограничения на компоновку полевых измерительных систем. По этой причине результаты полевых измерений в волновых пленках представлены в немногочисленных работах. Так, с использованием дополнительных процедур для получения и коррекции первичных данных эксперимента, методом PIV были измерены поля скоростей в волновых пленках на вертикальной пластине [80] и в волновом ривулете, стекающем по внешней стороне наклонной трубы [129].

Фотохроматический метод для измерения мгновенного профиля скорости в пленке жидкости был разработан [130] и использован авторами для измерения профиля скорости в пленках водоглицериновых и водно-спиртовых растворов, стекающих по вертикальной поверхности. Метод основан на регистрации смещения локально окрашенного участка жидкости. Жидкость окрашивается за счет обратимой фотохимической реакции при действии импульсного лазерного излучения на специально подобранный реагент, растворенный в рабочей жидкости. Этот метод был использован в [131] для одновременного измерения локальной толщины пленки жидкости и профиля скорости течения при течении силиконового масла по наклонной пластине. За счет большой вязкости рабочей жидкости толщина пленки в экспериментах превышала 1 мм, что позволило получить достаточно хорошее относительное разрешение измерительной системе по толщине пленки. Кроме сложности, связанной с необходимостью построения оптической системы, обеспечивающей высокое пространственное разрешение по толщине пленки, дополнительные трудности в реализации метода связаны с тем, что все используемые для окрашивания жидкости вещества активируются ультрафиолетовым

излучением, что накладывает дополнительные требования на компоновку измерительной системы и используемые материалы.

Для измерения толщины пленки используют следующие методы:

Метод касания, при котором толщина пленки определяется по положению острия иглы в момент касания пленки [132]. Момент касания определяется оптическими или электрическими методами. Метод касания не позволяет проводить непрерывное измерение толщины пленки, однако до сих пор используется как вспомогательный, например, для измерения амплитуд волн на поверхности пленки или для оперативной проверки и калибровки диагностических систем, основанных на других принципах [133, 134].

Емкостной метод, при котором толщина пленки жидкости, являющейся диэлектриком, определяется по изменению емкости измерительного зонда, расположенного в непосредственной близости от пленки [135 – 137]. Достоинствами этого метода являются возможность проводить бесконтактные измерения и относительная гибкость компоновки элементов зонда. По этим причинам емкостные датчики используются для диагностики пленочного течения в каналах различной конфигурации, в том числе и при исследовании неизоэтермического пленочного течения [138, 139]. Основной недостаток локальных датчиков емкостного типа связан с малостью измеряемой зондом емкости, что усложняет схему компенсации паразитных емкостей измерительного тракта.

Метод электропроводности. Принцип действия датчиков основан на измерении электропроводности между находящимися в контакте с пленкой жидкости электродами. В силу простоты реализации измерительной схемы, датчики этого типа широко используются для измерения локальной толщины жидких пленок электропроводящей жидкости в разных условиях и конфигурациях, как описано, например, в работах [27, 140 – 144]. В данной работе этот метод применялся для измерения локальной толщины пленок жидкости. Типы использовавшихся в экспериментах датчиков и особенности их применения описаны в Разделе 2.4.2 второй главы.

Теневой метод измерения толщины заключается в фотографировании тени, отбрасываемой стекающей по наружной поверхности трубы пленкой при импульсном освещении. Метод был использован в [14] для исследования двумерных (кольцевых) волн на пленке, стекающей по внешней поверхности вертикально установленной трубы. При этом регистрировался мгновенный пространственный профиль волн. Модифицированный теневой метод, позволяющий осуществлять непрерывную запись толщины пленки в фиксированной точке с высоким локальным разрешением, был развит и использован для исследования волновых пленок в работах [32, 145] и волнового ривулетного течения жидкости в работах [146, 147]. Метод детально описан в монографии [4]. Основными достоинствами метода являются

относительная простота реализации и высокая (до 10 мкм) локальность. В данной работе модифицированный теневой метод применялся для измерения локальной толщины пленок жидкости. Схема реализации теневого метода и особенности его применения для условий проводившихся экспериментов описаны в разделе 2.4.1 второй главы.

Метод поглощения света основан на однозначности связи между уровнем поглощения света, проходящего через плоскопараллельный слой жидкости, и толщиной слоя. Для обеспечения необходимого уровня поглощения в жидкость добавляется краситель. Основной недостаток метода связан с невозможностью строгого учета различных оптических эффектов, приводящих к изменению интенсивности проходящего света. В случае волновой поверхности пленки к таким эффектам относятся преломление, отражение и рассеяние света. Тем не менее, этот метод применяется для исследования волновых характеристик пленочного течения [144, 148]. С использованием этого метода было осуществлено одно из первых полевых измерений толщины пленки в области развития волн, давшее представление о пространственной эволюции естественных волн [149].

Флуоресцентный метод измерения толщины пленок жидкости был предложен в работе [150]. Принцип измерения основан на однозначности связи между яркостью флуоресцентного свечения слоя жидкости с растворенным в ней флуорофором и толщиной этого слоя. Важным достоинством метода является различие спектров возбуждения и испускания флуорофора, что позволяет при помощи соответственно подобранных светофильтров отсечь полезный сигнал от помех, связанных с рассеянием возбуждающего флуоресценцию света и использовать в экспериментах разные схемы относительного расположения приемника и источника. Полевая реализация флуоресцентного метода, получившая название метода флуоресцентной визуализации [78], является наиболее развитым и эффективным из используемых в настоящее время полевых методов измерения толщины пленок жидкости в диапазоне толщин от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров. Применение метода флуоресцентной визуализации для полевой диагностики пленочных течений описано в конце данного раздела.

За более чем два десятилетия после выхода монографии [4], содержащей подробный обзор традиционно используемых локальных методов диагностики пленочных течений, появилось большое количество новых методов, при этом, основное внимание уделялось развитию оптических методов.

Среди вновь появившихся методов следует выделить конфокальные методы оптических измерений. Первоначально такие методы применялись в дефектоскопии, для измерения шероховатости твердых поверхностей. Для измерения толщины пленок жидкости были адаптированы метод сканирования фокусного расстояния [151 – 153] и конфокально-хроматический метод.

В методе сканирования фокусного расстояния при помощи высокочастотной механической системы сканирования, оснащенной прецизионным датчиком перемещений, изменяется положение фокуса приемно-передающей оптической системы. Максимальному уровню сигнала соответствует значение фокусного расстояния, при котором фокус находится на свободной поверхности жидкости.

В конфокально-хроматическом методе [154, 155] используется хроматическая абберация оптической системы, за счет которой белый свет разлагается по спектральным составляющим, фокусирующимся на разных расстояниях. Оптическая система устанавливается таким образом, чтобы на стенке сухого рабочего участка фокусировался свет с определенной длиной волны. При течении по рабочему участку пленки жидкости с большим, чем у воздуха, коэффициентом преломления, происходит смещение областей фокусировки, и на стенке фокусируется свет с другой длиной волны, определяющейся коэффициентом преломления жидкости, толщиной пленки и оптической дисперсией измерительной системы. Таким образом, происходит цветовая кодировка толщины пленки. Декодирование производится при помощи спектрометра, установленного в регистрирующей системе.

Описанные конфокальные методы обладают высокой локальностью и чувствительностью, однако являются весьма дорогостоящими. Кроме того, при диагностике волновых пленок жидкости, возможны ошибки измерений связанные с не учитываемым в калибровочных зависимостях смещением области фокусировки за счет наклона и кривизны свободной поверхности пленки.

Метод измерения толщины на основе волоконно-оптических датчиков. Идея метода заключается в освещении отражающей поверхности, которой является свободная поверхность пленки жидкости, расходящимся пучком света, подводимого по оптическому волокну. Для определенных конструкций волоконно-оптических датчиков толщина жидкой пленки однозначно восстанавливается по зарегистрированной интенсивности отраженного света [156]. Метод может применяться для измерения толщины неизотермических пленок жидкости [157]. Достоинствами метода являются возможность проведения измерений в труднодоступных местах и в каналах сложной формы, высокая локальность и точность измерений. Основным недостатком метода связан с невозможностью проводить точные измерения толщины пленки при значениях кривизны свободной поверхности, характерных для волновых режимов пленочного течения.

1.3.2 Полевые методы измерения толщины пленки жидкости

Не все из описанных выше локальных методов диагностики пленочных течений позволяют построить системы для проведения полевых измерений с достаточным временным

или пространственным разрешением. Для построения полевых измерителей толщины пленок жидкости применялись системы, использующие метод электропроводности, комбинацию контактного метода и метода электропроводности, метод поглощения, теневой метод, метод флуоресцентной визуализации.

Комбинация контактного метода и метода электропроводности использовалась в работе [158] для исследования восходящего дисперсно-кольцевого течения в круглом канале. Распределение жидкости в азимутальном направлении определялось контактным методом, по замыканию через жидкость контактов (всего 409 штук), расположенных на различном расстоянии от стенок канала и закрепленных на плавниках, выносимых в поток и расставленных с равным шагом по периметру канала. Распределение жидкости в осевом направлении канала определялось методом проводимости с использованием большого количества кольцевых электродов. Измерительная система позволяла записывать результаты измерений с частотой опроса до 1 кГц. Основные недостатки системы – большой (больше 100 мкм) шаг дискретизации по толщине пленки и сильное возмущающее влияние вынесенных в поток датчиков на течение.

Система для полевого измерения толщины пленки методом электропроводности была разработана в работе [159]. Авторы представили интегрированный на печатной плате датчик, состоящий из матрицы вделанных заподлицо электродов, позволяющий производить измерение толщины пленки жидкости на площадке размерами 16 X 64 точек. Для ослабления взаимного влияния электродов авторы разработали специальную систему коммутации, позволяющую производить последовательный опрос электродов, при которой все электроды, кроме опрашиваемой пары заземляются. В тестовых экспериментах, проведенных для пленочного газожидкостного течения в горизонтальном канале прямоугольной формы, частота опроса датчика составляла 10 кГц, локальность измерений около 3 мм. Аналогичная измерительная система с разрешением 32 точки по периметру и 10 точек по течению была использована в работе [160] для исследования характеристик волн возмущения на пленке жидкости при восходящем дисперсно-кольцевом течении в вертикальной трубе. Частота опроса системы составляла 5 кГц, локальность измерений была примерно равна 6 мм. Такая локальность недостаточна для детального исследования структуры трехмерных волн на свободно стекающих пленках жидкости, поскольку область осреднения измерительной системы сравнима с характерными размерами волн. Следует отметить, что измерительные системы, использующие метод электропроводности с вделанными заподлицо электродами, имеют принципиальное ограничение по достижимому пространственному разрешению. Это ограничение связано с характером зависимости отклика датчиков указанного типа от толщины пленки. Связь между откликом датчика и толщиной пленки жидкости близка к линейной только

когда толщина пленки существенно меньше расстояния между измерительными электродами. При толщине пленки, сравнимой с расстоянием между электродами, чувствительность датчиков к изменению толщины понижается настолько, что ошибки измерений становятся недопустимо большими. По этой причине локальность датчиков указанного типа, как правило, в несколько раз превышает толщину пленки и не может быть улучшена простыми способами.

Полевой вариант измерительной системы, основанный на методе поглощения света, предложен в [161]. В качестве источника света используется пластина с инкапсулированными термочувствительными жидкими кристаллами. Свет, проходящий через пленку жидкости, регистрируется цифровой камерой. Толщина пленки определяется по ослаблению света в видимой части спектра. Для обеспечения необходимого уровня поглощения в жидкость вводится краситель. Недостатком этого метода применительно к волновым пленкам жидкости является сложность учета перераспределения интенсивности проходящего света из-за преломления и фокусировок на волнистой свободной поверхности пленки.

Полевые измерения толщины пленки флуоресцентным методом получили развитие после выхода статьи [78], где предложенный метод был назван авторами методом флуоресцентной визуализации. Принцип измерения основан на восстановлении толщины пленки по интенсивности излучения, испускаемого небольшим количеством растворенного в рабочей жидкости флуоресцентного красителя. Для восстановления мгновенного распределения толщины пленки по поверхности рабочего участка, ее освещают внешним источником света, возбуждающим флуоресценцию и фотографируют исследуемую область пленочного течения цифровой камерой. Важным обстоятельством является различие спектров возбуждения и испускания флуорофора, что позволяет при помощи соответственно подобранных светофильтров отсечь полезный сигнал от помех, связанных с рассеянием возбуждающего света и использовать в экспериментах разные схемы относительного расположения камеры и источника. Локальность метода определяется разрешением камеры. Как правило, в методе флуоресцентной визуализации для возбуждения флуоресценции используется ультрафиолетовое излучение от протяженных источников (газоразрядных ламп), приходящее к каждому участку поверхности пленки в широком диапазоне углов. Такая организация освещения ограничивает возможности компоновки измерительной системы и затрудняет оценку ошибок, связанных с оптическими искажениями на свободной поверхности волновой пленки. В настоящее время метод применяется для количественного исследования волновой динамики изотермических пленок жидкости. Метод успешно использовался для исследования нелинейной эволюции и трехмерной неустойчивости двумерных волн [78, 162], процессов взаимодействия двумерных волн [39, 163], характеристик естественно возникающих трехмерных волн на вертикально стекающей пленке [80]. С использованием метода была

исследована динамика образования ривулетов при стекании пленки по наклонной пластине [164, 165] и структура пленочного течения по наклонным гофрированным поверхностям [166]. В этих работах подробно обсуждается вклад в ошибку эксперимента таких параметров, как концентрация флуорофора, колебания температуры, максимальная разрядность используемой цифровой техники. Калибровочная зависимость, устанавливающая связь между яркостью изображения и локальной толщиной пленки строится для каждого пикселя изображения с использованием плоскопараллельных слоев рабочей жидкости. Такой метод построения калибровочной зависимости позволяет учесть разность в чувствительности отдельных пикселей и неравномерность освещения измерительной площадки. В большинстве работ используется линейная или полиномиальная аппроксимация зависимости яркости от толщины пленки. Разрешение метода по толщине пленки для разных условий эксперимента составляет от нескольких микрон до 10 – 20 мкм. Интересный способ компенсации неоднородностей освещения для метода флуоресцентной визуализации предложен в работе [167]. В предложенном авторами способе компенсации неравномерности освещения используются два флуоресцентных красителя с частично перекрывающимися полосами поглощения и излучения. При заданных концентрациях красителей отношение яркостей их свечения является только функцией от толщины пленки и не зависит от локального уровня освещения. Основная сложность при реализации этого метода возникает при подборе двух красителей, отвечающих всем необходимым требованиям. Предложенные в [167] красители использовались для пленок машинного масла. Для проверки пригодности этих красителей для использования, например, в воде, необходимо выполнить дополнительные спектрометрические исследования.

Метод лазер индуцированной флуоресценции (метод ЛИФ), являющийся модификацией метода флуоресцентной визуализации использовался в данной работе для исследования эволюции локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости. Отличительной особенностью метода ЛИФ, от метода флуоресцентной визуализации, является то, что флуоресценция возбуждается лазерным излучением. В этом случае пленка освещается слабо расходящимся пучком монохроматического света, что позволяет упростить процедуру калибровки измерительной системы и анализ ошибок, связанных с оптическими искажениями. Подробное описание метода ЛИФ приводится в Разделе 2.5 второй главы.

1.4 Выводы

Анализ литературы по теме исследования позволяет сделать следующие выводы:

Пленочные течения жидкости имеют широкое распространение в природе и технике. Важной характеристикой таких течений является их волновая структура, влияющая как на процессы переноса, так и на режимные особенности течения.

В связи с высоким интересом к волновым процессам при пленочных течениях жидкости, такие режимы интенсивно исследуются на протяжении нескольких последних десятилетий. К настоящему времени достаточно полно исследована как гидродинамика двумерных волновых режимов в свободно стекающих пленках жидкости, так и устойчивость нелинейных двумерных волн к трехмерным возмущениям. Накоплен большой объем экспериментальной информации о характеристиках отдельных классов волн при дисперсно-кольцевом газо-жидкостном течении в каналах различной геометрии. Поскольку моделирование пленочных течений в полной постановке уравнений Навье-Стокса с заданием граничных условий на свободной поверхности волновых пленок является чрезвычайно сложной задачей, требующей больших вычислительных ресурсов, для теоретического исследования волновых режимов пленочного течения в основном используются модельные системы уравнений пониженной размерности или эмпирические модели, основанные на статистическом анализе экспериментальных данных. При исследовании двумерных волновых режимов пленочного течения наиболее плодотворным подходом оказалось сочетание анализа моделей пониженной размерности с экспериментальными исследованиями волновых режимов пленочного течения, выполненными в постановке, позволяющей проводить прямое сравнение результатов моделирования и эксперимента.

В отличие от двумерных волновых режимов, трехмерные волновые режимы гравитационного пленочного течения, как и волновые режимы течения пленок, обдуваемых газовым потоком, исследованы в гораздо меньшей степени, что отчасти связано с отсутствием в литературе достаточного количества экспериментальных данных, необходимых для проверки теоретических моделей. Методика проведения экспериментов, направленных на исследование указанных режимов пленочного течения, должна предусматривать минимизацию влияния случайного характера волновых процессов на результаты измерений. Наиболее эффективным методом такой минимизации является исследование отклика системы на контролируемые внешние возмущения. Практически все экспериментальные результаты, привлекаемые для сопоставления с теорией, были получены именно в такой постановке. Для получения принципиально новой экспериментальной информации о характеристиках трехмерных волн необходимо использовать полевые методы диагностики пленочных течений.

Глава 2. Описание методов измерений и экспериментальных установок

2.1 Общие элементы конструкции экспериментальных установок

Исследования проводились на трех различных установках с использованием различных методов измерений. Во всех случаях пленочное течение организовывалось на вертикальной поверхности рабочих участков. Общим в конструкции установок является устройство гидродинамических контуров и способ возбуждения двумерных (или кольцевых при течении по поверхности трубы) волн на пленке жидкости. Устройство гидродинамического контура показано на Рисунке 2.1.

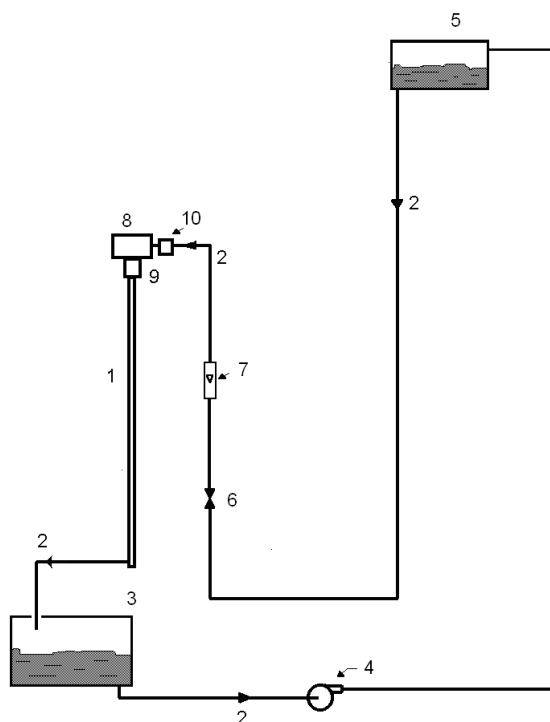


Рисунок 2.1. Устройство гидродинамического контура. 1 – рабочий участок; 2 – направление течения жидкости в контуре; 3 – приемный бак; 4 – насос; 5 – напорный бак; 6 – регулировочный вентиль; 7 – ротаметр; 8 – успокоительная секция; 9 – распределительное устройство; 10 – модулятор расхода жидкости.

Рабочий участок 1 является частью замкнутого гидродинамического контура 2. Рабочая жидкость закачивается из приемного бака 3 насосом 4 в напорный бак 5. После заполнения напорного бака насос отключается и жидкость, проходя самотеком через регулировочный вентиль 6, ротаметр 7, успокоительную секцию 8 и распределительное устройство 9 подается в виде пленки на поверхность рабочего участка 1. Контроль и регулировка расхода жидкости осуществляются при помощи ротаметра 7 и вентиля 6.

Для возбуждения на поверхности пленки регулярных волн на входе в успокоительную секцию 8 в гидродинамический контур встроен модулятор расхода 10, позволяющий

накладывая на расход жидкости малые колебания расхода заданной частоты и амплитуды. Модулятор представляет собой мембрану, вделанную в стенку трубы гидродинамического контура и приводимую в движение при помощи электродинамического вибратора, управляемого гармоническим сигналом от генератора сигналов низкой частоты ГЗ-118.

Возбуждение регулярных волн используется для контроля равномерности орошения всех рабочих участков. При равномерном орошении возбужденные на вертикально стекающей пленке жидкости волны являются двумерными (кольцевыми при течении по поверхности трубы).

В экспериментах по исследованию частотной восприимчивости пленки жидкости, обдуваемой газовым потоком, модулятор используется для возбуждения на начальном участке пленочного течения гармонических волн заданной частоты и амплитуды.

2.2 Установка для исследования начальной эволюции волн на поверхности пленки жидкости при кольцевом режиме газожидкостного течения

Измерение волновых характеристик проводилось для пленки, стекающей по внутренней поверхности вертикально установленной трубы в присутствии как спутного так и противоточного газового потока.

Схема рабочего участка показана на Рисунке 2.2.

В качестве рабочего участка используется вертикально установленная оргстеклянная труба 1 с внутренним диаметром 15 мм и длиной 120 см. Воздух подводится к рабочему участку от линии сжатого воздуха через контур подачи, составными элементами которого являются редуктор 4, регулировочный вентиль 5 и расходомер 6. При организации спутного потока воздух подается внутрь рабочего участка через расположенную сверху и установленную соосно с оргстеклянной тонкостенную трубу из нержавеющей стали 2. При организации противотока воздух

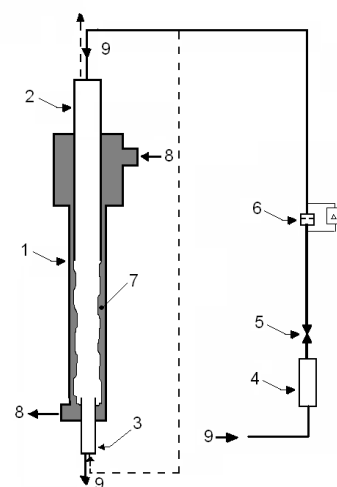


Рисунок 2.2. Рабочий участок для исследования волновых характеристик пленки жидкости, обдуваемой газовым потоком.

1 – оргстеклянная труба; 2 – верхняя труба для подвода воздуха; 3 – нижняя труба для подвода воздуха; 4 – редуктор; 5 – регулировочный вентиль; 6 – расходомер; 7 – пленка жидкости; 8 – направление течения жидкости; 9 – направление течения воздуха.

подается через расположенную в нижней части рабочего участка и также соосно установленную трубу 3. Внутренний диаметр верхней трубы для подачи воздуха составляет 13,4 мм, толщина ее стенки равна 0,3 мм. Внутренний диаметр нижней трубы равен 9 мм, а толщина ее стенки равна 0,5 мм. Длина прямолинейного участка воздухоподводящих труб до входа в рабочий участок составляет 80 калибров. Для выравнивания потока воздуха на начальном участке воздухоподводящих труб расположены хонейкомбы. После прохождения рабочего участка воздух свободно истекает в атмосферу через нижнюю трубу при спутном или через верхнюю трубу при противоточном течении.

Пленка на внутренней поверхности рабочего участка формируется при помощи кольцевого зазора, образованного между внешней поверхностью верхней трубы для подачи газа и внутренней поверхностью рабочего участка. Ширина зазора составляет 0,5 мм, а его длина равна 60 мм. Из рабочего участка жидкость вытекает в приемный бак через кольцевой зазор шириной 2,5 мм между нижней трубой для подачи воздуха и внутренней поверхностью рабочего участка.

Измерение волновых характеристик производится в верхней части пленочного течения датчиками проводимости с электродами, вделанными заподлицо с внутренней стенкой рабочего участка.

Для обеспечения строго вертикального положения рабочего участка, жестко связанное с верхней частью оргстеклянной трубы 1 распределительное устройство 10 крепится на карданном подвесе, а нижняя часть рабочего участка фиксируется в специальном зажиме, обеспечивающем тонкую регулировку положения нижней точки крепления рабочего участка в горизонтальной плоскости. При строго вертикальном положении рабочего участка возбужденные на пленке при помощи модулятора расхода волны являются кольцевыми и сохраняют регулярную кольцевую структуру на расстоянии нескольких десятков сантиметров от выхода из пленкоформователя. При умеренных числах Рейнольдса пленочного течения на низких частотах возбуждения такая структура волн хорошо прослеживается при визуальном наблюдении сквозь прозрачную стенку оргстеклянной трубы.

2.3 Установки по исследованию эволюции локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости

2.3.1 Способ возбуждения трехмерных локализованных возмущений

Эксперименты проводились на начальном участке пленочного течения, в области, где уровень естественных волн мал, и пленку можно считать гладкой. Возбуждение локализованных трехмерных возмущений осуществлялось ударом короткой струйки рабочей

жидкости о пленку. Устройство источника для возбуждения возмущений показано на Рисунке 2.3.

Мембрана источника приводится в движение импульсным электродинамическим приводом. Одновременно с подачей импульса на мембрану подается синхроимпульс, запускающий систему регистрации. Энергия возбуждения локализованного возмущения (масса и скорость выбрасываемой жидкости) варьируется в широких пределах в зависимости от выходного диаметра сопла и величины напряжения, подаваемого на электродинамический привод. Угол φ

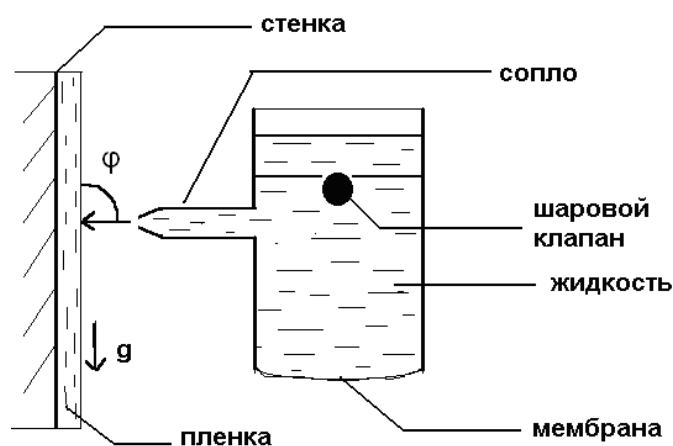


Рисунок 2.3. Источник для возбуждения трехмерных возмущений.

между направлением удара струи и направлением течения варьируется в диапазоне от 20^0 до 90^0 . Характеристики источника определялись перед проведением экспериментов. Масса выбрасываемой жидкости измерялась взвешиванием на торсионных весах ВТ-500 с абсолютной погрешностью измерений 1 мг. Для обеспечения необходимой точности измерений при малых количествах выбрасываемой жидкости, производилось взвешивание жидкости, выбрасываемой за количество выстрелов, при котором ее суммарная масса превышала 10 мг. Скорость вылета и длительность удара выбрасываемой струйки о поверхность пленки измерялись в условиях эксперимента с использованием модифицированного теневого метода, описанного в разделе 2.4.1. За длительность удара принималось время от момента касания выбрасываемой жидкостью поверхности пленки до момента образования просвета между поверхностью пленки и соплом источника.

В экспериментах использовались сопла с диаметром от 0,2 до 0,4 мм, что позволило варьировать массу выбрасываемой жидкости в диапазоне от 0,3 до 8 мг. Одновременно с увеличением массы выбрасываемой жидкости происходит увеличение скорости ее вылета из сопла (от 0,4 до 2,5 м/с) и длительности удара (от 0,01 до 0,03 с). Расстояние от среза сопла источника до поверхности пленки составляет 1 - 2 мм. При таких расстояниях регистрируемая на разных расстояниях вниз по потоку от точки возбуждения волновая картина отличается высокой повторяемостью: при фиксированной энергии возбуждения разброс по амплитуде для

последовательно возбуждаемых волн не превышает 1 – 2%, разброс по времени вступления во всей области измерений не превышает 2,5% от характерного периода возбужденных волн.

2.3.2 Рабочий участок для исследования эволюции трехмерных возмущений локальными датчиками

Рабочий участок представляет собой вертикально установленный оргстеклянный цилиндр диаметром 6 см и длиной 100 см. Пленка жидкости формируется щелевым пленкоформирователем длиной 70 мм и шириной щели 0.5 мм. Строго вертикальное положение рабочего участка обеспечивается таким же образом, как и для рабочего участка, описанного в Разделе 2.2.

Эксперименты проводятся в верхней части рабочего участка, в безволновой зоне пленочного течения. Регистрация волновой картины осуществляется либо двухканальной системой, основанной на модифицированном теневом методе, либо четырехканальной системой, основанной на датчиках проводимости с вынесенными в поток электродами.

2.3.3 Рабочий участок для исследования эволюции трехмерных возмущений методом лазер индуцированной флуоресценции

Эксперименты проводятся на вертикальной пластине из оптически однородного стекла 1 шириной 20 и длиной 30 см. Схема рабочего участка показана на Рисунке 2.4. Для формирования пленки используется щелевой пленкоформирователь 2 с шириной зазора 0,23 мм и длиной 40 мм. Плавная регулировка ширины зазора вдоль пластины осуществляется при помощи восьми регулировочных винтов 3, связанных с пленкоформирователем через опорную пластину 4. Стеклопластина жестко закреплена на несущей раме с опорными винтами, позволяющими выставлять пластину в вертикальное положение по отвесу с точностью $0,05^\circ$.

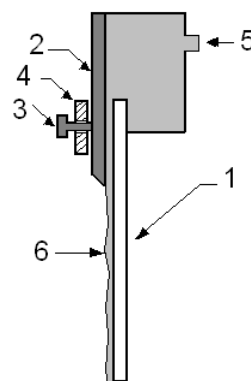


Рисунок 2.4. Рабочий участок для диагностики пленочного течения методом ЛИФ. 1 – стеклянная пластина; 2 – пленкоформирователь; 3 – регулировочный винт; 4 – опорная пластина; 5 – направление течения жидкости; 6 – пленка жидкости.

Контроль равномерности орошения производится по виду регулярных волн,

возбужденных при помощи модулятора расхода. При равномерном орошении рабочего участка возбужденные волны являются строго двумерными.

Небольшое отклонение плотности орошения от средней приводит к изменению локальной длины возбужденных волн, что позволяет определить уровень неравномерности орошения рабочего участка вдоль распределителя. Для этого используется зависимость длины возбужденных двумерных волн от удельного расхода жидкости при фиксированной частоте возбуждения. Эта зависимость является линейной для растворов рабочих жидкостей при низких частотах возбуждения, по крайней мере, в диапазоне чисел Рейнольдса $5 < Re < 25$ (Рис. 2.5).

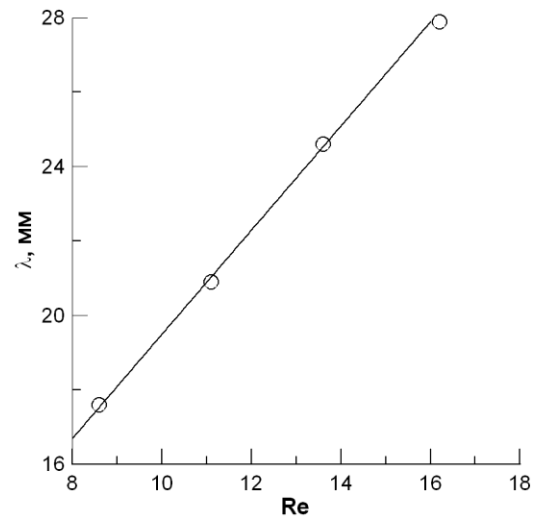


Рисунок 2.5. Зависимость длины волны возбужденных двумерных волн от числа Рейнольдса пленочного течения. Рабочая жидкость водоглицериновый раствор. Частота возбуждения 12 Гц.

На Рисунке 2.6 приведено ЛИФ изображение рабочей области с возбужденными на плёнке двумерными волнами. Там же показаны сечения с максимальной разностью локальных расходов. Для представленного случая разница локальных длин волн в указанных сечениях и, следовательно, разность локальных расходов, составляет не более 1,5 %. Соответственно, разница локальных толщин гладкой пленки вдоль распределителя в рабочей области не превышает 0,5 % по Нуссельту. Такая неоднородность орошения считается максимально допустимой при проведении экспериментов.

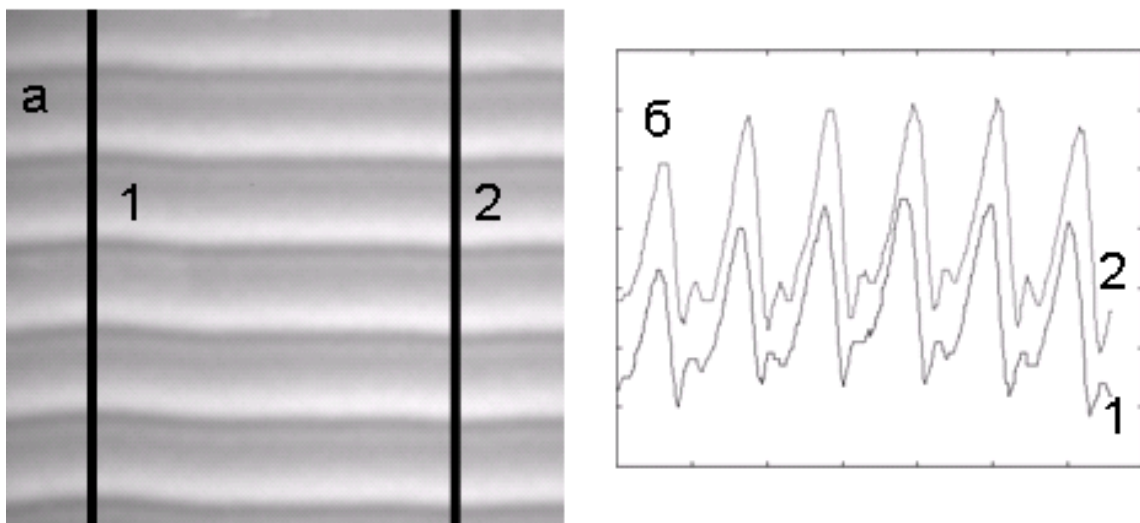


Рисунок 2.6. а – ЛИФ изображение пленочного течения с возбужденными двумерными волнами. 1 и 2 – Сечения с максимальной разностью локальных расходов; б – распределение яркости вдоль указанных сечений (без пересчета в толщину пленки).

2.4 Локальные методы измерений толщины пленки

2.4.1. Измерение локальной толщины пленки модифицированным теневым методом

В данной работе модифицированный теневой метод использовался для исследования эволюции локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости при умеренных числах Рейнольдса. Измерительная схема метода приведена на Рисунке 2.7.

Осветительное устройство 1 со стабилизированным источником питания создает параллельный пучок света, освещающий по касательной к поверхности цилиндра зазор между поверхностью пленки жидкости 2 и ограничительным лезвием (экраном) 3. При помощи объектива 5 увеличенное теневое изображение зазора между лезвием и поверхностью пленки проецируется на входной зрачок фотоприемника 4, сигнал с которого усиливается, оцифровывается АЦП и записывается на жесткий диск компьютера. Для обеспечения высокой локальности измерений входной зрачок фотоприемника ограничен в направлении течения пленки узкой оптической щелью.

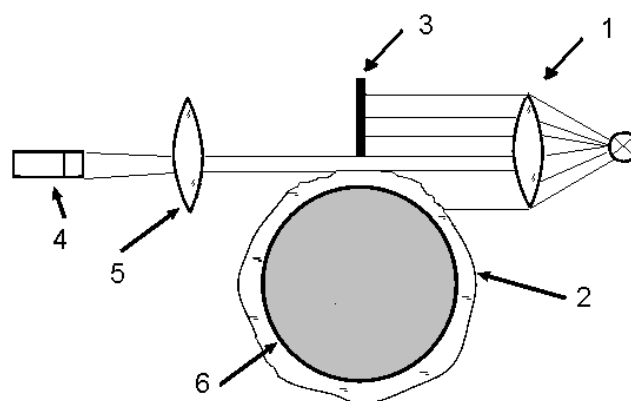


Рисунок 2.7. Схема модифицированного теневого метода. 1 – осветительное устройство; 2 – свободная поверхность пленки; 3 – ограничительное лезвие; 4 – фотоприемник; 5 – объектив; 6 – цилиндр.

Калибровка измерительной системы осуществляется путем изменения ширины зазора между ограничительным лезвием 3 и поверхностью трубы. Уровень сигнала на выходе с фотоприемника обратно пропорционален толщине пленки. Калибровочная зависимость между толщиной пленки и сигналом линейна во всем диапазоне измерений. Для определения скоростей волн использовалась двухканальная система регистрации со следующими характеристиками: коэффициент увеличения объективов 3,3; локальность измерений 50 мкм; база (расстояние между точками проведения измерений) 1 см; полоса пропускания усилителя сигнала с фотодиода 0 – 1000 Гц. Для одновременной записи сигналов в цифровом виде использовался многоканальный 12-ти разрядный АЦП L-305 фирмы L-card. Частота оцифровки сигнала составляла 5 кГц. Погрешность измерений толщины пленки в условиях эксперимента не превышала 2 %. Достоинством теневого метода является его надежность и высокая точность,

однако при регистрации трехмерных волн возможны ситуации, при которых происходит затенение области измерения проходящим сбоку от измерительного объема гребнем волны. Поэтому часть измерений выполнялась с использованием датчиков проводимости с вынесенными в поток электродами, что позволило установить отсутствие затенения измерительного объема в условиях эксперимента.

2.4.2 Измерение локальной толщины пленки датчиками проводимости

Наиболее часто используемыми вариантами датчиков проводимости являются датчики с электродами, вделанными заподлицо со стенкой, по которой стекает пленка, и датчики с электродами, вынесенными в поток в виде двух параллельных проволок.

Датчики с вделанными заподлицо со стенкой рабочего канала электродами не вносят возмущений в течение, однако имеют нелинейную связь между сигналом и локальной толщиной пленки. Теоретический анализ [168] показывает, что максимальная толщина пленки, измеряемая с заданной погрешностью датчиками этого типа, связана обратно пропорциональной зависимостью с локальностью (областью осреднения) датчиков, что принципиально ограничивает сверху частотный диапазон, в котором может проводиться исследование волн на поверхности пленки.

Датчики с вынесенными в поток электродами имеют линейную связь между сигналом и толщиной пленки. Максимальная толщина пленки, измеряемая с заданной погрешностью, определяется используемой аппаратурой, а локальность датчиков – в основном расстоянием между электродами. [169]. Основным недостатком датчиков этого типа является то, что они вносят возмущения в исследуемое течение, что может приводить к возникновению существенной систематической ошибки в определении толщины пленки, как самим возмущающим датчиком, так и датчиками, расположенными ниже по течению при условии их попадания в кильватерный след вышестоящего датчика. Уровень возмущений, вносимых датчиками этого типа в поток, зависит от скоростного напора течения и от диаметра электродов и уменьшается с их уменьшением, однако для электродов слишком маленького диаметра возникает проблема обеспечения необходимой механической жесткости конструкции.

Как правило, измерительная схема с использованием датчика проводимости основана на измерении силы тока, протекающего между его электродами. Для стабилизации проводимости рабочей жидкости к ней часто добавляется небольшое количество растворимой соли, обычно NaCl или KCl. Во избежание поляризации электродов для питания датчиков используется переменное напряжение, чаще всего в диапазоне частот от 1 до 100 КГц. Напряжение на электродах датчика не должно превышать напряжение разложения электролита. Ток, проходящий через датчик, преобразуется в напряжение, усиливается и демодулируется, что

позволяет выделить низкочастотную огибающую, отображающую изменение толщины пленки жидкости. Пересчет выделенного низкочастотного сигнала в толщину пленки производится по заранее определенной калибровочной кривой. Поскольку проводимость электролитов имеет сильную температурную зависимость (для водных растворов солевых электролитов $\approx 2\%$ на градус), калибровочная зависимость сопротивления от толщины пленки нормируется на сопротивление слоя рабочей жидкости, параметры которого легко воспроизвести в условиях эксперимента. Нормированная калибровочная зависимость не зависит от рабочей температуры жидкости.

Использование двух и более одновременно работающих датчиков проводимости позволяет определять скорости и проследивать особенности эволюции распространяющихся по пленке волн, однако при параллельном включении датчиков в измерительную цепь необходимо учитывать их взаимное влияние.

В данной работе для измерения волновых характеристик пленки применялись оба основных варианта конструкции датчиков проводимости.

Конструкция двухканального датчика с вынесенными в поток электродами показана на Рисунке 2.8.

В качестве электродов использовалась платиновая проволока диаметром 50 мкм и длиной 2 мм. Расстояние между электродами датчика составляло 200 мкм, а расстояние между соседними датчиками 10 мм. Согласно [169], локальность датчика с указанной геометрией по уровню 95% вклада в межэлектродное сопротивление составляет 0,5 – 0,6 мм. Дополнительное исследование показало, что при гравитационном течении пленок рабочих жидкостей по вертикальной поверхности электроды указанного диаметра не оказывают видимого возмущающего воздействие на течение при числах Рейнольдса

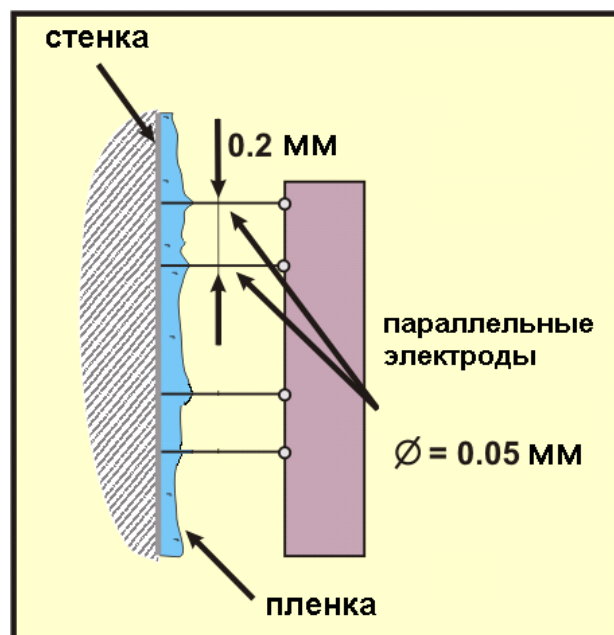


Рисунок 2.8. Датчик проводимости с вынесенными в поток электродами.

плёночного течения $Re < 150$, однако недостаточная механическая прочность конструкции не позволила использовать датчики с указанной геометрией при исследовании плёночного течения в присутствии газового потока. Такие датчики использовались для исследования эволюции трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости.

Первичная калибровка датчиков в начале цикла измерений производилась с использованием модифицированного теневого метода. Взаимное влияние каналов в условиях эксперимента при параллельном включении датчиков не превышало 1%. Сохранение калибровочной зависимости в процессе эксперимента проверялось путем периодического проведения измерений толщины свободно стекающей пленки при нескольких фиксированных расходах жидкости. Прямое сравнение результатов измерений теньевым методом и методом проводимости в области развитых естественных волн показало, что датчики проводимости описанной конструкции

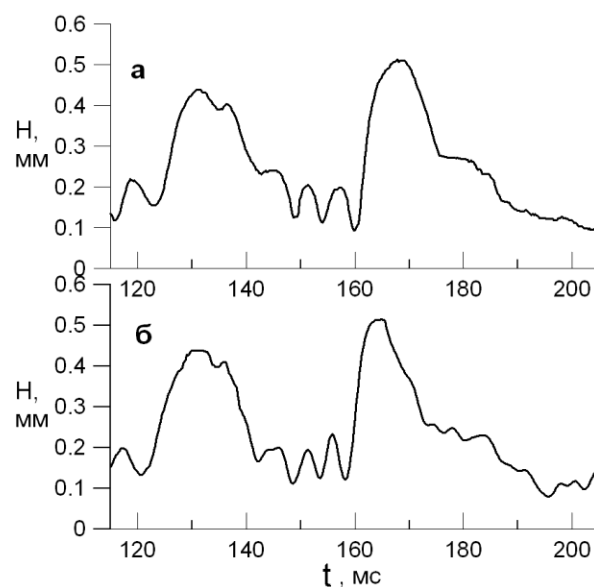


Рисунок 2.9. Одновременная запись толщины пленки датчиком проводимости с вынесенными в поток электродами (а) и теньевым методом (б).

позволяют практически без искажений регистрировать волны с частотой до 250 Гц во всем диапазоне исследованных расходов жидкости. На Рисунке 2.9 приведен пример одновременной записи толщины пленки теньевым методом и методом проводимости в области развитых естественных волн. Точка измерения датчиком проводимости находится на 1,5 мм ниже по течению. Частота капиллярного предвестника на временах 150 – 160 мс равна 210 Гц.

Датчики с вделанными заподлицо со стенкой электродами использовались для исследования частотной восприимчивости стекающей пленки жидкости в присутствии турбулентного газового потока с целью получения дисперсионных зависимостей фазовой скорости и инкремента от волнового числа в области развития волн по линейному сценарию. Конструкция двухканального датчика этого типа показана на Рисунке 2.10. В экспериментах использовалась четырехканальная схема регистрации с параллельным подключением датчиков. Применялись датчики с коаксиальным расположением электродов, поскольку такая конструкция приводит к существенному ослаблению взаимного влияния каналов при параллельном подключении датчиков. Все датчики были идентичны и имели следующие характеристики: диаметр центрального электрода 2 мм; ширина изолирующего зазора между центральным электродом и корпусом 2 мм; база между каналами (расстояние между центрами центральных электродов соседних датчиков) 15 мм.

Прямая проверка показала, что в условиях эксперимента взаимное влияние каналов при параллельном подключении датчиков во всех случаях приводит к ошибке в измерении толщины пленки не более 0,3%.

Локальность датчиков проверялось по форме отклика на прохождение над ними прямоугольных уступов разной амплитуды, создаваемых в рабочей жидкости специально изготовленными вставками из оргстекла. Для условий, реализованных в экспериментах, локальность датчиков по уровню 95% вклада в межэлектродное сопротивление не превышала

3 мм. Первичная калибровка датчиков проводилась с использованием набора оргстеклянных цилиндрических вставок различного диаметра, при помощи которых в рабочем участке организовывались заполненные рабочей жидкостью зазоры, имитирующие пленку различной толщины. По такой методике калибровочная зависимость строилась в интервале толщин 0,1 - 2,0 мм. Проверка сохранения калибровочной зависимости в процессе экспериментов осуществлялась путем организации гравитационного пленочного течения с малыми расходами жидкости в вертикальном канале. Для таких режимов течения толщина пленки h_0 принималась равной h_N .

При проведении экспериментов использовалась четырехканальная измерительная схема со следующими характеристиками: частота питающего напряжения 10 кГц; амплитуда питающего напряжения не более 0,4 В; полоса пропускания сигнала на выходе с демодулятора 0 – 1кГц. Сигнал с демодулятора подавался на встроенный в персональную ЭВМ многоканальный 12-ти разрядный АЦП L-305 фирмы L-card, оцифровывался с частотой дискретизации 5 кГц и записывался на жесткий диск компьютера.

2.5 Полевые измерения локальной толщины пленки жидкости методом лазер индуцированной флюоресценции (метод ЛИФ)

2.5.1 Принцип измерения и измерительная система метода ЛИФ

Принцип измерения основан на восстановлении толщины пленки по интенсивности излучения, испускаемого небольшим количеством растворенного в рабочей жидкости флуоресцентного красителя. Для восстановления мгновенного распределения толщины пленки по поверхности рабочего участка, ее освещают внешним источником света, возбуждающим

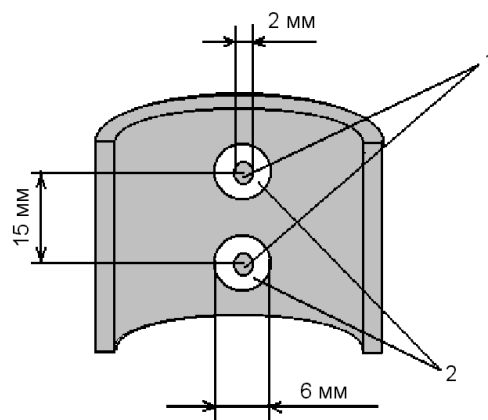


Рисунок 2.10. Двухканальный датчик с вделанными заподлицо со стенкой электродами. 1 – центральные электроды; 2 – изолирующая прокладка.

флуоресценцию и фотографируют исследуемую область пленочного течения цифровой камерой. Важным обстоятельством является различие спектров возбуждения и испускания флуорофора, что позволяет при помощи соответственно подобранных светофильтров отсеять полезный сигнал от помех, связанных с рассеянием возбуждающего света и использовать в экспериментах разные схемы относительного расположения камеры и источника. Локальность метода определяется разрешением камеры. Впервые в такой постановке метод был использован в [35] для исследования волнового течения пленки жидкости по наклонной пластине и назван авторами методом флуоресцентной визуализации. Как правило, в методе флуоресцентной визуализации для возбуждения флуоресценции используется ультрафиолетовое излучение от протяженных источников (газоразрядных ламп), приходящее к каждому участку поверхности пленки в широком диапазоне углов. Такая организация освещения ограничивает возможности компоновки измерительной системы и затрудняет оценку ошибок, связанных с оптическими искажениями на свободной поверхности волновой пленки.

Отличительной особенностью метода ЛИФ, использованного в данной работе, от метода флуоресцентной визуализации, является то, что флуоресценция возбуждается лазерным излучением. В этом случае пленка освещается слабо расходящимся пучком монохроматического света, что позволяет упростить процедуру калибровки измерительной системы и анализ ошибок, связанных с оптическими искажениями.

Аппаратный комплекс применявшейся измерительной системы основан на базе стандартного PIV измерителя скорости фирмы “Dantec”. Для возбуждения флуорофора используется сдвоенный импульсный Nd:YAG лазер с энергией импульса 50 мДж при длине волны излучения 532 нм. Переизлучённый флуорофором свет регистрируется работающей в режиме двойного кадра специализированной цифровой камерой с матрицей размерами 1008×1018 пикселей и глубиной градации яркости изображения 8 бит. Рабочий цикл системы состоит из регистрации двух изображений через заданный интервал времени (режим двойного кадра), который может программно задаваться в широком диапазоне значений. Время экспозиции каждого кадра определяется длительностью лазерного импульса (10 нс). Максимальная частота повторения циклов при работе системы в непрерывном режиме – 7,5 Гц. Компоновка и схема измерительной системы показана на Рисунке 2.11.

Камера 1 и лазер 2 располагаются на расстоянии 80 - 120 см от рабочего участка, с не орошаемой стороны стеклянной пластины 3, что позволяет минимизировать в условиях эксперимента оптические искажения, связанные с кривизной свободной поверхности пленки. Анализ оптических искажений для такой компоновки системы приведен в Разделе 2.5.4.

Для подавления спекловой структуры, связанной с многомодовым составом лазерного излучения, лазерный луч пропускается через рассеивающую пластинку 4 из пористого фторопласта. Отметим, что наличие крупномасштабной спекловой структуры для лазера используемого типа не позволяет использовать его напрямую в качестве источника для возбуждения флуоресценции не только из-за уменьшения динамического диапазона системы, но и потому, что положение спеклов меняется от вспышки к вспышке, что является неприемлемым для исследования трехмерной структуры волн. Использование нетекстурированного объемного рассеивателя позволяет полностью подавить крупномасштабные спеклы. При этом, для рассеивателя, использованного в наших экспериментах потеря энергии излучения составляла около 60%.

Объектив 5 формирует из прошедшего через рассеиватель света конический пучок с углом раскрытия 10 - 12 градусов, освещающий на пластине площадку с характерными размерами $12 \times 12 \text{ см}^2$. Центральный участок освещенной области размерами $10 \times 10 \text{ см}^2$ фотографируется цифровой камерой через оранжевый светофильтр, подавляющий рассеянное лазерное излучение. Энергия импульса используемых в составе измерительного комплекса лазеров не является достаточно стабильной и может меняться от вспышки к вспышке на 2 – 3%, что приводит к примерно такой же ошибке в восстановлении толщины пленки. Для уменьшения погрешности измерений, связанной с нестабильностью энергии импульса, использовался принцип компенсации: локальная яркость каждого изображения нормировалась на яркость расположенного на периферии участка этого же изображения, в котором находилась запаянная призматическая кювета, заполненная жидкостью с раствором флуорофора (Рисунок 2.12). При использовании компенсационной кюветы ошибка в восстановлении толщины пленки, связанная с нестабильностью энергии импульсов лазеров не превышала 0,3 %.

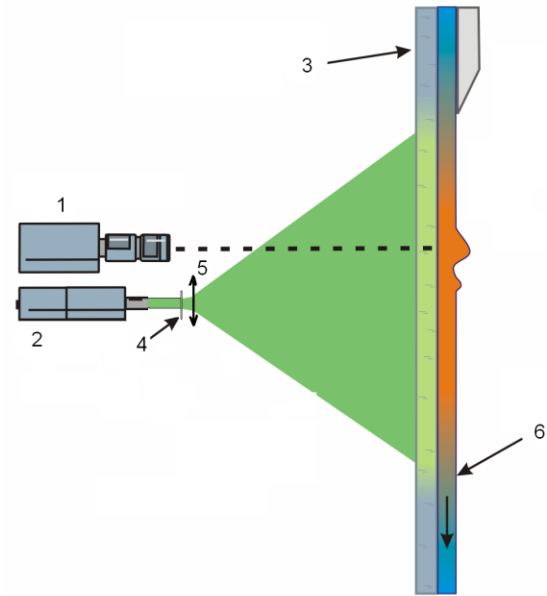


Рисунок 2.11. Схема измерительной системы ЛИФ. 1 – CCD камера; 2 - двоянный импульсный Nd:YAG лазер; 3 – вертикальная стеклянная пластина; 4 – рассеиватель; 5 – объектив; 6 – пленка жидкости.

В качестве флуоресцентного красителя в экспериментах используется Родамин Ж (6G в английском обозначении), для водоглицериновых и водно-спиртовых растворов которого максимум в спектре оптического поглощения находится в зеленой области и лежит вблизи длины волны лазерного излучения, а максимум в спектре флуоресценции находится в оранжевой области. В диапазоне концентраций 10 - 100 мкмоль/литр Родамин Ж практически не влияет на поверхностное натяжение водных растворов [170]. Использование для возбуждения флюоресценции мощного импульсного лазера объединяет

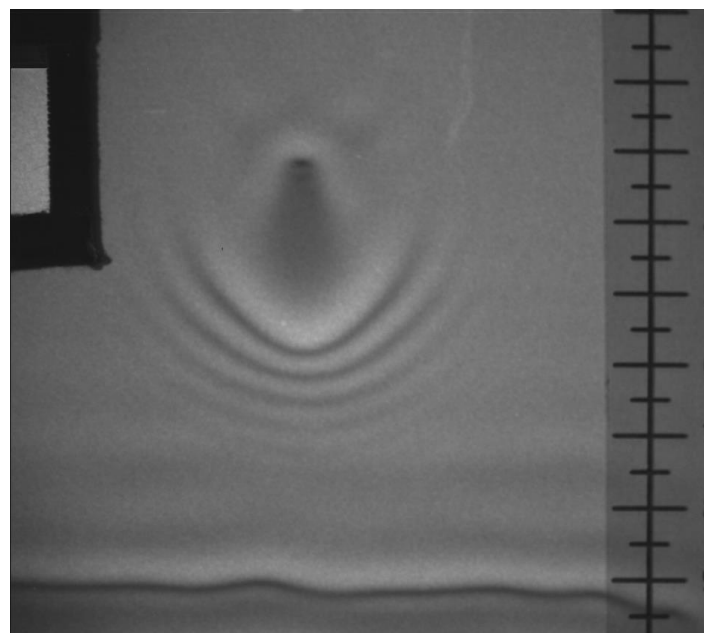


Рисунок 2.12. ЛИФ фотография возбужденной трехмерной волны. Компенсационная кювета – в левом верхнем углу.

метод ЛИФ для диагностики пленочных течений с методами планарной ЛИФ диагностики концентрационных и температурных полей в однофазных потоках. В силу высокой интенсивности возбуждающего излучения, на используемые в этих методах флуорофоры накладываются дополнительные требования, позволяющие исключить из рассмотрения нелинейные оптические эффекты, осложняющие интерпретацию полученных результатов [171]. Однако в методе ЛИФ диагностики пленочных течений, использованной в наших экспериментах, энергия лазера распределяется по существенно большей площади, и в процессе экспериментов интенсивность возбуждающего излучения была не менее чем на три порядка меньше значений, при которых начинают проявляться нелинейные оптические эффекты, рассмотренные, например в [172]. По этой причине выбор флуорофора производился без учета дополнительных требований, предъявляемых при использовании планарных методов ЛИФ диагностики.

2.5.2 Калибровка системы ЛИФ

Предварительные эксперименты, проведенные с плоскопараллельными слоями различных рабочих жидкостей показали, что для камеры и лазера, расположенных с одной стороны от тонкого плоскопараллельного слоя флюоресцирующей жидкости на расстояниях, характерных для условий эксперимента, связь локальной яркости $J(x, z)$ изображения с локальной толщиной слоя $h(x, z)$, в широком диапазоне толщин описывается зависимостью:

$$J(x, z) = C(x, z) \cdot (1 - \exp(-\gamma h(x, z))) \times (1 + K(x, z) \cdot \exp(-\gamma h(x, z))) \times (1 + K(x, z)) + D(x, z) \quad (2.1)$$

Здесь γ – коэффициент поглощения возбуждающего излучения, $K(x, z)$ – коэффициент отражения от дальней границы слоя, $D(x, z)$ – темновой уровень матрицы камеры, $C(x, z)$ – передаточная функция, зависящая от местоположения камеры и лазера.

Коэффициент поглощения – физическое свойство рабочего раствора и определяется независимо от условий эксперимента, как это описано в Разделе 2.5.3. Темновой уровень матрицы измеряется непосредственно перед и после (для проверки) проведения эксперимента.

Таким образом, для того, чтобы узнать связь яркости изображения и локальной толщины плёнки жидкости при известных коэффициенте поглощения, коэффициенте отражения от дальней границы слоя и темновом уровне матрицы, необходимо определить передаточную функцию $C(x, z)$.

Пример зависимости яркости изображения от толщины h слоя жидкости при разных коэффициентах отражения K в случае водоглицеринового раствора с $\gamma = 2,2 \text{ мм}^{-1}$ приведен на Рисунке 2.13. Отклонение экспериментальных точек от кривых, построенных по (2.1) не превышает 1,5%.

Калибровка системы для определения $C(x, z)$ проводится в условиях эксперимента при малых числах Рейнольдса пленочного течения, по яркости изображения гладкой пленки при фиксированной плотности орошения пластины. Толщина пленки принимается равной толщине по Нуссельту h_N . Полученные значения $J(x, z)$ используются для построения матрицы восстановления локальной толщины $h(x, z)$ в соответствии с (2.1). Пример восстановления толщины плоского слоя жидкости приведен на Рисунках 2.14 – 2.16.

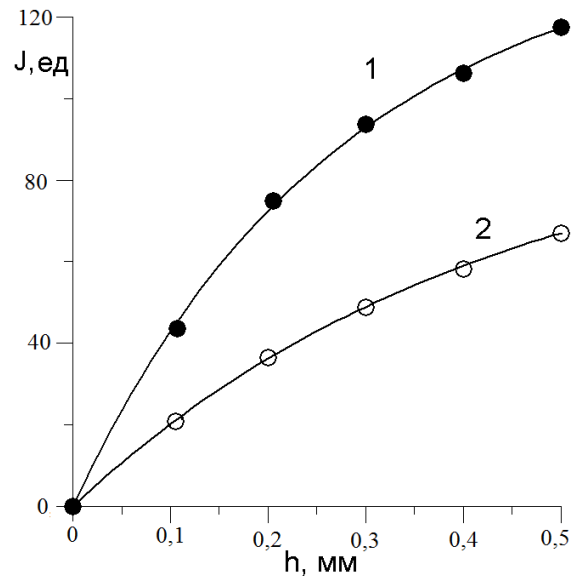


Рисунок 2.13. Зависимость яркости изображения от толщины слоя жидкости. 1 – $K = 0,6$ (нерж. сталь); 2 – $K = 0,03$ (стекло/воздух). Сплошные кривые – формула (2.1) после вычитания темнового уровня матрицы.

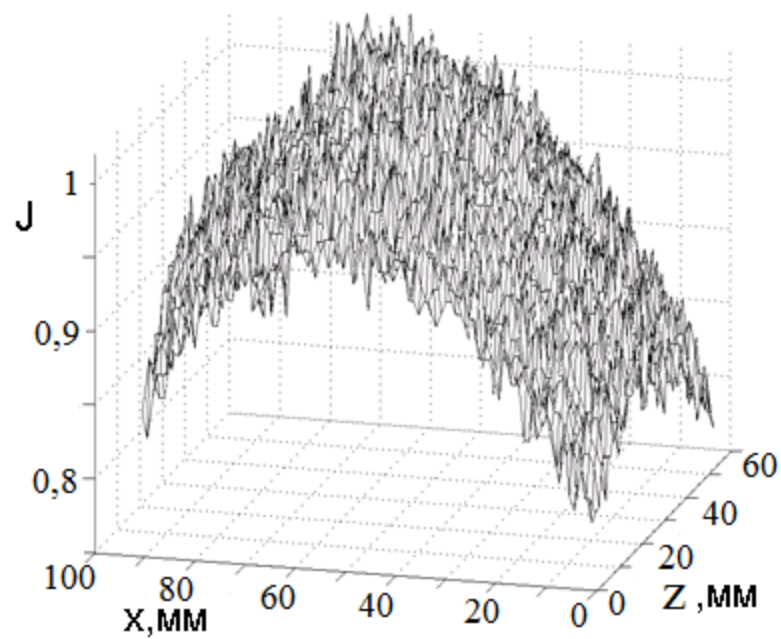


Рисунок 2.14. Распределение нормированной яркости изображения вдоль поверхности пластины при течении гладкой пленки.

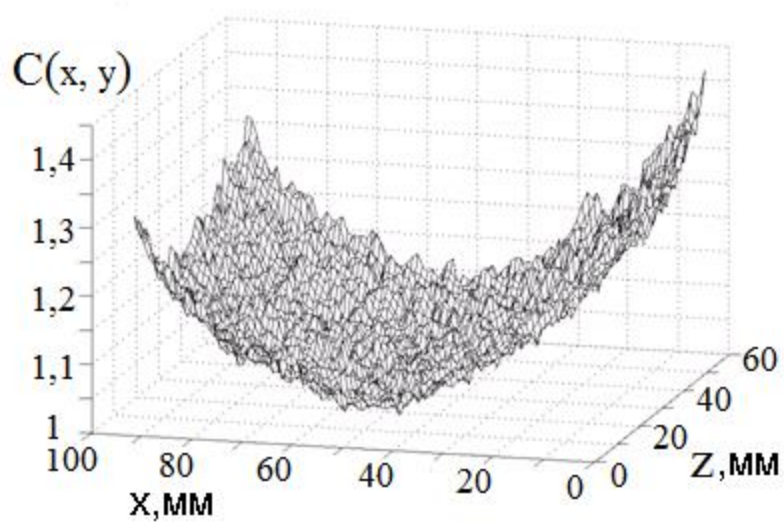


Рисунок 2.15. Передаточная функция, полученная в результате калибровки.

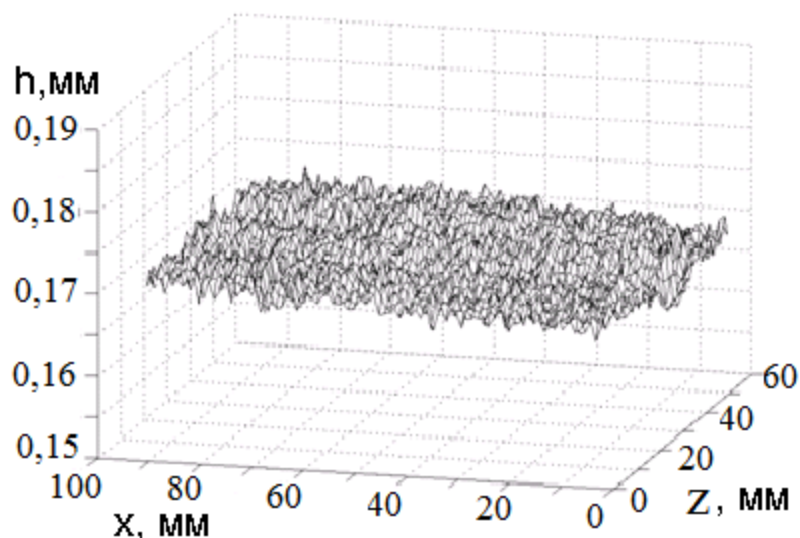


Рисунок 2.16. Восстановленная толщина пленки.

2.5.3 Определение коэффициента поглощения рабочих растворов

Коэффициент поглощения растворов измерялся с использованием ЛИФ системы и флюориметрических кювет с длиной оптического пути 1 и 3 мм. Компонировка системы такая же, как при проведении экспериментов (Рисунок 2.11). Кюветы, заполненные рабочей жидкостью, по очереди помещаются перед рабочим участком для получения ЛИФ изображений. Коэффициент поглощения γ вычисляется по отношению яркости изображений кювет разной толщины с использованием формулы (2.1). Поскольку в (2.1) не учитывается расхождение светового пучка лазерного излучения, это может приводить к систематической ошибке в определении γ при больших длинах оптического пути. Прямое сравнение измеренных значений γ для водных и спиртовых растворов Родамина 6Ж с представленными в литературе данными [173, 174] показало, что описанный метод измерения коэффициента поглощения позволяет измерять γ с ошибкой не более 5%.

2.5.4. Оптические искажения, связанные с криволинейностью свободной поверхности волновой пленки

Поскольку восстановление локальной толщины пленки производится по локальной яркости свечения слоя жидкости в предположении, что пленка является локально плоской, возникают погрешности, связанные с перераспределением интенсивности света под волнистой поверхностью пленки. В компоновке системы, использованной в эксперименте, перераспределение интенсивности (по сравнению с плоскопараллельным слоем) происходит только для световых потоков отраженного света и связано с зависимостью коэффициента отражения от угла падения светового луча на свободную поверхность пленки и с

возникновением фокусировок для лучей отраженного света под криволинейными участками поверхности (Рисунок 2.17).

Рассмотрим уровень искажений в приближении удаленных на бесконечность камеры и источника возбуждающего излучения, что передает основные эффекты, связанные с оптическими искажениями, для использованного в экспериментах положения системы. Освещение и регистрация осуществляются по нормали к поверхности пластины. Рассмотрение ограничим двумерной задачей, поскольку для экспериментально исследованных режимов пленочного течения даже в трехмерных случаях кривизна и угол наклона свободной поверхности в направлении течения в несколько раз больше, чем в поперечном направлении.

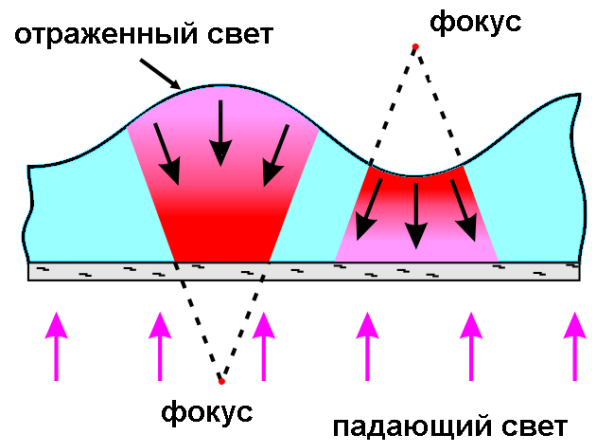


Рисунок 2.17. Перераспределение световых потоков отраженного света под волнистой поверхностью.

При использовании в качестве источника света лазера, зависимость интенсивности возбуждающего излучения J от длины пробега L в жидкости можно записать в виде

$J \sim \exp(-\gamma L)$, поглощением переизлученного флуорофором света можно пренебречь.

Примем интенсивность падающего на слой жидкости света за 1. Тогда, в приближении геометрической оптики и с учетом только однократно отраженных лучей, интенсивность излучения, возбуждающего флуоресценцию в точке А (Рисунок 2.18), будет определяться интенсивностью прямого излучения, приходящего по пути L и отраженного от свободной границы пленки излучения, приходящего по пути $L_1 = h + r$. С учетом кривизны свободной поверхности, полную интенсивность возбуждающего излучения в точке А можно записать в следующем виде:

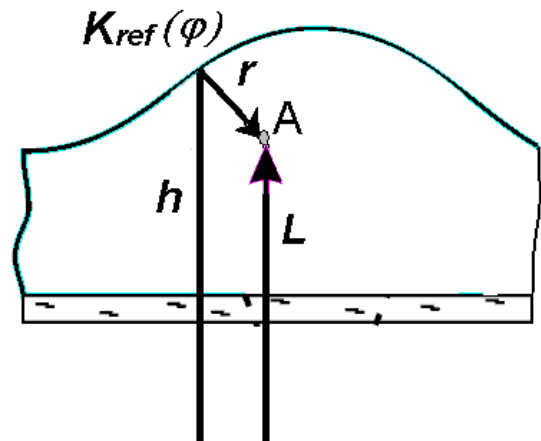


Рисунок 2.18. Ход световых лучей до точки внутри жидкости

$$J \sim \exp(-\gamma L) + K_{ref}(\phi) \times \exp(-\gamma L_1) / \left(1 + \frac{2h''r}{1 + (h')^2}\right) \quad (2.2)$$

Здесь h' и h'' - первая и вторая производные толщины пленки по координате; $K_{ref}(\varphi)$ - коэффициент отражения, зависящий от угла наклона свободной поверхности; $\varphi = |\arctg(h')|$. Аналогичным выражением с $\gamma = 0$ описывается вклад от переизлученного в точке А света в яркость изображения на регистрирующей матрице по путям L и h. Область применимости выражения (2.2) – отсутствие фокусировок отраженного света внутри слоя жидкости.

Распределение яркости изображения по матрице вычисляется суммированием интенсивностей света от всех точек жидкости, дающих вклад в данную точку изображения. При расчете свет считается не поляризованным, и $K_{ref}(\varphi) = \frac{1}{2}[K_s(\varphi) + K_p(\varphi)]$, где K_s , K_p коэффициенты отражения соответственно для s и p поляризованного света.

Восстановление толщины осуществляется после расчета яркости плоскопараллельного слоя заданной толщины с использованием выражений (2.2) и (2.1). Разница между исходной и восстановленной формой свободной границы позволяет судить об уровне оптических искажений в конкретных случаях. Анализ характера искажений по описанной схеме показал, что значительные оптические искажения могут возникать как при больших углах наклона поверхности, близких к углу полного внутреннего отражения, так и при фокусировке света под гребнями больших волн. И в том и в другом случае такие искажения проявляются как узкие выбросы большой амплитуды в поле толщин слоя и легко распознаются.

Для экспериментально реализованных волновых режимов течения максимальный угол наклона свободной поверхности всегда был существенно меньше угла полного внутреннего отражения φ_0 , превышавшего для использованных в экспериментах растворов 46° . В силу слабой зависимости коэффициента отражения от угла падения (наклона свободной поверхности) при углах, существенно меньших φ_0 (см. например, [175]), основные искажения при восстановлении локальной толщины пленки в этом случае связаны с фокусировкой отраженных световых потоков под гребнями крупных волн. Уровень таких искажений может быть значительным, несмотря на малый ($\approx 2\%$) коэффициент отражения от свободной поверхности пленки в том случае, когда точка фокуса лежит внутри слоя жидкости или находится за его пределами вблизи от границы.

Примеры применения описанного выше алгоритма для оценки уровня оптических искажений для модельных полей толщин и для полей толщин, полученных в эксперименте, приведены на Рисунке 2.19. На Рисунке 2.19 а) показана форма восстановленной поверхности для синусоидальных волн разной амплитуды. При увеличении амплитуды, область фокусировки, находящаяся для всех приведенных случаев за пределами слоя жидкости со стороны плоской границы, приближается к границе жидкости, при этом уровень искажений возрастает. Так, для волн большой амплитуды (кривая 5) точка фокуса находится на расстоянии

≈ 20 мкм от границы, а восстановленная толщина пленки (кривая 6) завышается в гребнях волн на 25%. На Рисунке 2.19 б) приведен результат расчета искажений для экспериментально зарегистрированной трехмерной волны (кривые 1 и 2) и для модельного профиля трехмерной волны (кривая 3), при котором оптические искажения могут приводить к заметной ошибке. Профиль волны, описываемый кривой 3 получен из профиля зарегистрированной волны (кривая 1) увеличением в 3 раза по амплитуде и сжатием в 2 раза в продольном направлении.

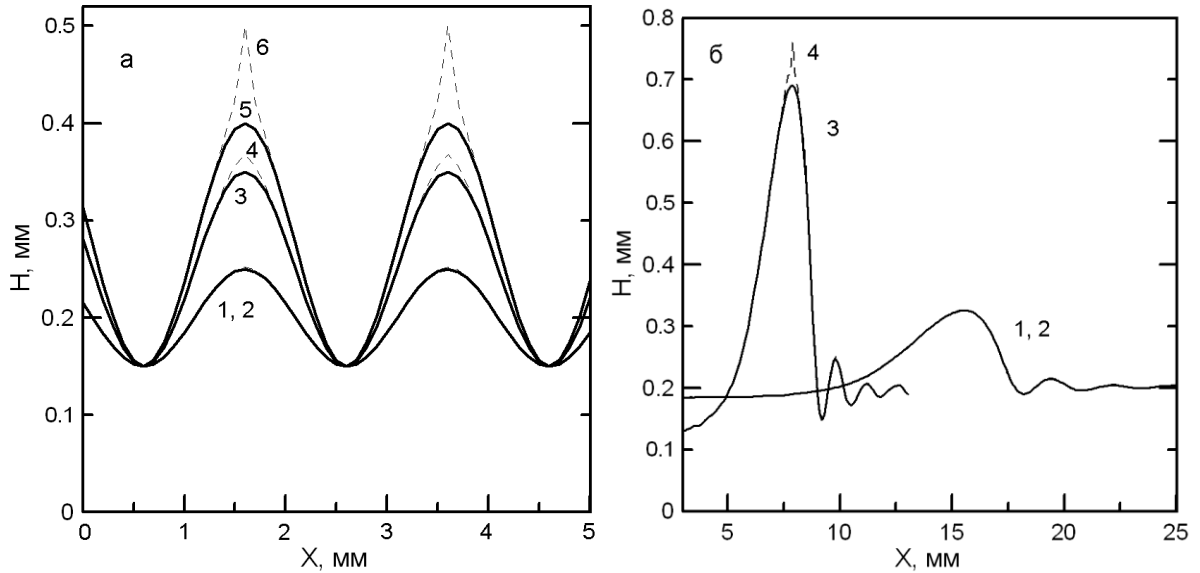


Рисунок 2.19. Исходная форма волн (сплошные кривые) на слое жидкости и результат ее восстановления с учетом оптических искажений (пунктирные кривые).

а) гармоническая волна (модельная постановка) с длиной волны 2 мм и амплитудой A : 1, 2 – $A = 0,05$ мм; 3, 4 – $A = 0,1$ мм; 5, 6 – $A = 0,12$ мм.

б) 1, 2 – Зарегистрированная трехмерная волна; 3, 4 – Та же волна, при увеличении по амплитуде в 3 раза и уменьшении по длине волны в 2 раза.

Расчет уровня оптических искажений для результатов, полученных с использованием метода ЛИФ и представленных в Главе 4, показал, что максимальная ошибка, связанная с оптическими искажениями не превышает 0,2%.

2.5.5 Погрешности измерений методом ЛИФ

Источниками погрешностей при восстановлении толщины пленки методом ЛИФ являются:

1. Ошибка в определении коэффициента поглощения γ . Как указано в Разделе 2.5.3, ошибка в определении γ составляет 5%. В условиях эксперимента это приводит к ошибке восстановления толщины не более 1%. Слабая чувствительность восстанавливаемой толщины к величине γ связана с тем, что эксперименты проводились при значениях γh не более 0,5. Следует отметить, что при $\gamma h \ll 1$ восстанавливаемая толщина не зависит от коэффициента

поглощения, поскольку, как видно из (2.1), в этом случае яркость изображения пропорциональна толщине слоя жидкости.

2. При длительных экспериментах температурный дрейф темнового уровня CCD матрицы может приводить к ошибке восстановления 1 - 1,5%. Эксперименты проводились с периодическим контролем темнового уровня, что позволило исключить связанную с температурным дрейфом ошибку.

3. Шумы CCD матрицы приводят к ошибке восстановления толщины на уровне 0,5 - 1%.

4. Нестабильность энергии лазерного импульса при использовании компенсационной кюветы (Раздел 2.5.1) приводит к ошибке восстановления не более 0,3%.

5. Нестабильность модового состава лазерного излучения, приводящая к пространственному перераспределению интенсивности для серии последовательных импульсов приводит к ошибке восстановлению толщины 1,5 - 2%.

6. В условиях эксперимента калибровка системы проводится с использованием значений яркости свечения безволновой пленки жидкости, стекающей при заданном расходе. Толщина стекающей пленки считается равной толщине по Нуссельту h_N . С учетом точности определения расхода и вязкости рабочей жидкости это приводит к ошибке восстановления толщины на уровне 1%.

Суммарная ошибка в восстановлении толщины пленки в условиях эксперимента методом ЛИФ не превышала 5%.

2.6 Точность управления входными параметрами и погрешности измерений

В экспериментах по исследованию частотной восприимчивости пленки жидкости, стекающей в присутствии газового потока, управляемыми параметрами являются расходы воздуха и рабочей жидкости на входе в рабочий участок, а в экспериментах по исследованию эволюции трехмерных возмущений – расход жидкости и энергия возбуждения возмущений.

Регулировка расхода воздуха и рабочей жидкости осуществлялась при помощи ручных вентилях. Для измерения расхода воздуха применялась расходомерная диафрагма с относительной площадью сужающего отверстия 0,5. Перепад давления на диафрагме измерялся при помощи водяного манометра. Точность выставления расхода воздуха составляла не менее 2%. Расход жидкости во всех экспериментах измерялся калиброванными поплавковым ротаметрами. Точность измерения расхода жидкости была не менее 1,5%.

Энергия возбуждения трехмерных возмущений задавалась напряжением импульса, подаваемого на электродинамический привод источника возмущений (Раздел 2.3.1). При заданном напряжении импульса разброс по амплитуде для последовательно возбуждаемых волн в фиксированной точке наблюдения не превышал 1 - 2%.

Экспериментальные установки не имели контуров терморегуляции, поэтому перед началом экспериментов вся рабочая жидкость прогонялась через установки в рабочем режиме до тех пор, пока не устанавливалась равновесная рабочая температура. В условиях эксперимента эта температура была, как правило, на $2 - 3^{\circ}\text{C}$ ниже температуры в помещении. В процессе проведения экспериментов температура жидкости, подводимой к рабочему участку, и жидкости в приемном баке периодически измерялась и во всех случаях отличалась от начальной установившейся температуры не более чем на $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Физические свойства рабочих жидкостей определялись для установившейся температуры в условиях эксперимента. Кинематическая вязкость измерялась при помощи капиллярного вискозиметра ВПЖ-2 с точностью не менее 2%. Поверхностное натяжение - по высоте ее поднятия в узком капилляре, для которого поднятие дистиллированной воды при 20°C составляло $40 \pm 0,1$ мм.

Погрешность измерений толщины пленки модифицированным теневым методом и датчиками проводимости с вынесенными в поток электродами составляла в условиях эксперимента от 1% при максимальных расходах жидкости до 2,5% при минимальных.

Погрешность измерений датчиками проводимости с вделанными в стенку электродами возрастает с увеличением расхода жидкости. Для экспериментально исследованных режимов максимальная погрешность измерений датчиками этого типа не превышала 3%.

Погрешность измерений методом ЛИФ рассмотрена в разделе 2.5.5. и составляла в условиях эксперимента 3 – 5%.

Глава 3. Экспериментальное исследование начальной эволюции волн на поверхности пленки жидкости при кольцевом режиме газожидкостного течения

Одной из причин существенного разброса экспериментальных данных при изучении развивающихся волн на пленках, стекающих без обдува газом, является высокая чувствительность пленочного течения к внешним возмущениям, в частности, к вибрациям техногенного характера. Уровень и частотный состав таких вибраций, как правило, претерпевают существенные изменения во времени и, скорее всего, являются различными для условий, в которых проводились эксперименты разных авторов. Наличие такого внешнего воздействия неизбежно должно приводить к разбросу экспериментальных данных при исследовании естественно возникающих волн. При изучении волн на пленке, стекающей в присутствии турбулентного газового потока, основным и гораздо более интенсивным источником хаотических возмущений являются турбулентные пульсации газа. Для ослабления влияния вышеуказанных помех, эксперименты, описанные в данной главе, проводились с возбуждением на пленке гармонических волн конечной амплитуды. Дополнительным преимуществом такого подхода при изучении начальной эволюции волн является то, что возбужденные волны - более удобный объект исследования для сравнения с теоретической моделью. Полученные экспериментальные зависимости фазовой скорости и пространственного инкремента волны от частоты возбуждения позволяют провести прямое сравнение этих данных с результатами расчетов.

3.1 Методика проведения измерений

Эксперименты проводились на рабочем участке, описанном в Разделе 2.2. Для измерения волновых характеристик пленки использовались датчики проводимости с вделанными заподлицо со стенкой рабочего канала электродами, описанные в Разделе 2.2.2. В качестве рабочих жидкостей использовались вода и водоглицериновые растворы различной концентрации. Свойства жидкостей и исследованные режимы течения приведены в Таблице 1. Отрицательные среднерасходные скорости газа относятся к противоточному течению.

Таблица 1. Свойства рабочих жидкостей и исследованные режимы течения

Жидкость	ρ , кг/м ³	$\sigma/\rho \times 10^6$, м ³ /с ²	$\nu \times 10^6$, м ² /с	Re	Скорость воздуха, V_g , м/с
Вода	1000	72	1,0	24; 40	8; 5.1; 0; -5.1; -7.3
Водоглицериновый раствор ВГР1	1070	65	2,1	24; 40 105; 125	7.3; 5.1; 0; -5.1; -7.3 7.3; 5.1; 0; -5.1;
Водоглицериновый раствор ВГР2	1100	61	3,45	10	7.3; 5.1; 0; -5.1; -7.3

Положение первого датчика выбиралось в соответствии с описанным ниже критерием попадания в область стабилизированного течения. В зависимости от числа Рейнольдса пленочного течения, первый датчик находился на расстоянии от 10 до 45 мм от выхода пленки из пленкоформователя. Остальные датчики размещались на одной линии вниз по течению пленки с шагом 15 мм. Для каждого из исследованных режимов проводилось от 3 до 5 независимых циклов измерений.

Каждый цикл состоял из следующих этапов: проверка калибровочной зависимости для датчиков на свободно стекающей пленке при нескольких расходах жидкости; выход на рабочий режим (установление заданного расхода жидкости и газа); четырехканальная запись сигналов датчиков при разных частотах и уровнях возбуждения волн, проверка сохранения калибровочной зависимости.

Частота возбуждения f менялась дискретно в диапазоне 6 – 120 Гц с шагом по частоте от 2 Гц в низкочастотной части диапазона до 8 Гц на высоких частотах. Для каждой частоты возбуждения осуществлялась двухсекундная запись сигналов при 5 – 6 уровнях возбуждения. Как правило, максимальный уровень возбуждения превышал минимальный в 10 раз.

На Рисунке 3.1 приведен пример двухканальной записи сигнала при фиксированном расходе жидкости и различных скоростях газового потока. Как видно из рисунка, для фиксированного положения датчиков, проявление нелинейных эффектов зависит от скорости и направления газового потока. Критерии отбора результатов, которые можно отнести к линейным волнам, обсуждается в конце данного раздела.

Обработка сигналов проводилась в спектральной области следующим образом: Для каждого из каналов вычислялись амплитуда A и фаза φ основной гармоники, после чего определялись безразмерная фазовая скорость c и безразмерный пространственный инкремент амплитуды α :

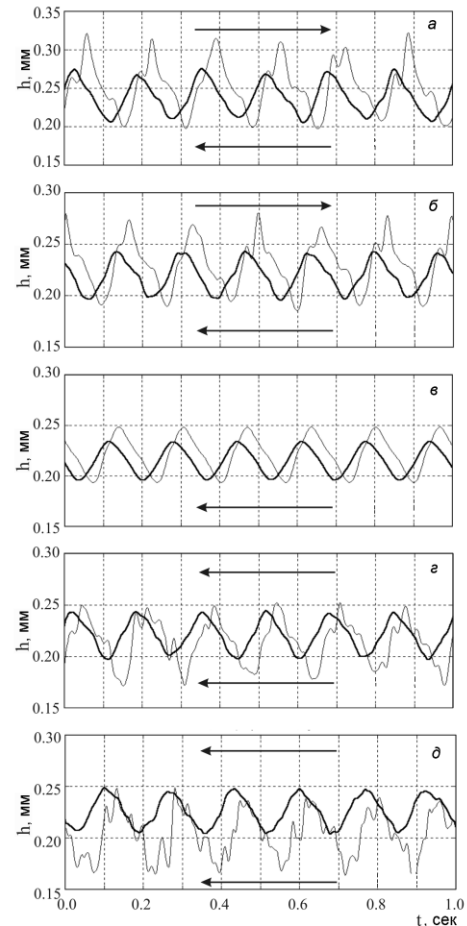


Рисунок 3.1. Пример двухканальной записи толщины пленки воды при различных скоростях газового потока. Скорость газа: а - -7.3 м/с; б- -5.1 м/с; в - 0 м/с; г - 5.1 м/с; д - 8 м/с. Стрелками показано направление потоков газа и жидкости. $Re=40$, $f = 6$ Гц.

$$c = \frac{2\pi f\lambda}{u_N(\phi_2 - \phi_1)}; \quad \alpha = \frac{h_N}{x} \ln \frac{A_2}{A_1} \quad (3.1)$$

Где ϕ_1 , ϕ_2 и A_1 , A_2 - соответственно фазы и амплитуды основной гармоники для двух соседних каналов, x - расстояние между соседними датчиками, h_N и u_N - толщина и среднерасходная скорость для гладкой пленки по Нуссельту.

Проведение экспериментов по исследованию характеристик волн, развивающихся по сценарию линейных волн, осложняется небольшими пространственными размерами области, в которой имеется возможность проводить такие измерения: эта область должна начинаться ниже зоны гидродинамической стабилизации пленочного течения и оканчиваться там, где развитие волн становится явно нелинейным (Рисунок 3.2).

Следует отметить, что понятие длины зоны гидродинамической стабилизации нуждается в уточнении, поскольку обычно она определяется как расстояние от выхода из распределителя до места, где определенные параметры, характеризующие течение, например толщина пленки, отличаются от равновесных значений на некоторую небольшую, но конечную величину. При этом остается неясным, при каком уровне отклонения средней толщины пленки от равновесного значения такое отклонение уже не оказывает существенного влияния на волновые характеристики течения. В Разделе 3.4.2 на основе существующего аналитического решения показано, что в нижней части зоны гидродинамической стабилизации фазовая скорость и инкремент амплитуды линейных волн имеют меньшие значения, чем при установившемся пленочном течении.

При проведении экспериментов попадание датчиков в область установившегося течения проверялось следующим образом: Фазовая скорость волн определялась для ряда частот на базах между датчиками 1 и 2 (база 1), 2 и 3 (база 2), 3 и 4 (база 3). Если построенные зависимости фазовой скорости от частоты совпадали хотя бы для двух соседних расстановок из пар датчиков

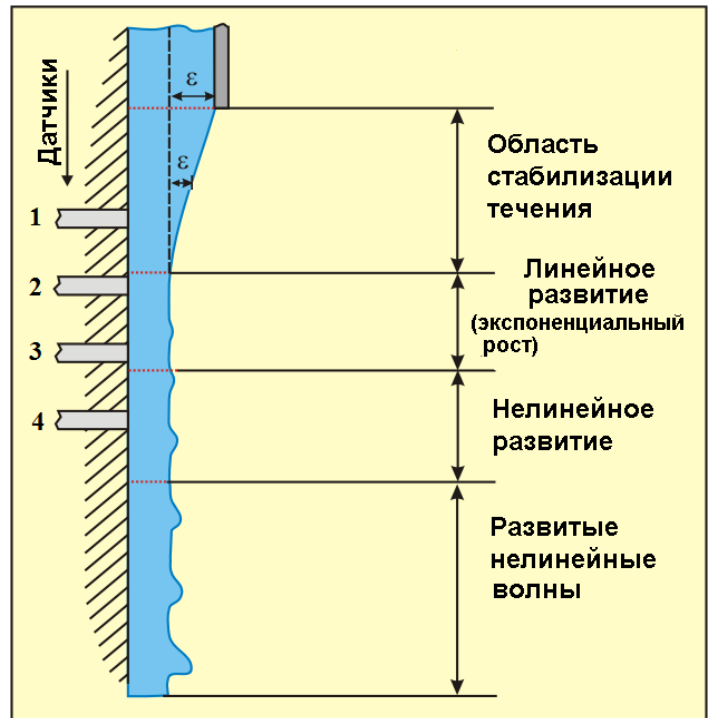


Рисунок 3.2. Структура пленочного течения в области проведения измерений. ε – Отклонение толщины пленки от равновесного значения.

(например, для пар 1-2 и 2-3), то эти датчики считались попавшими в область стабилизированного течения. В качестве примера на Рисунке 3.3 приведены зависимости фазовой скорости от частоты для трех указанных выше баз при двух разных расходах жидкости (вода) и положении первого датчика на расстоянии 10 мм от выхода из распределителя.

Видно, что при $Re = 40$ скорости, определенные на базах 1 и 2 хорошо совпадают и, следовательно, датчики 1, 2 и 3 можно считать попавшими в область установившегося течения. Для пары 3-4 (база 3) наблюдается незначительное понижение скорости в полосе частот 28-40 Гц, что может быть объяснено началом проявления нелинейных эффектов, поскольку именно в этой области частот находятся волны максимального роста. Для пленочного течения воды при $Re = 124$ (Рисунок 3.3 б)) не имеется оснований считать, что хотя бы одна из пар датчиков попала в зону стабилизированного течения и, следовательно, датчики следует размещать на большем расстоянии от выхода из распределителя.

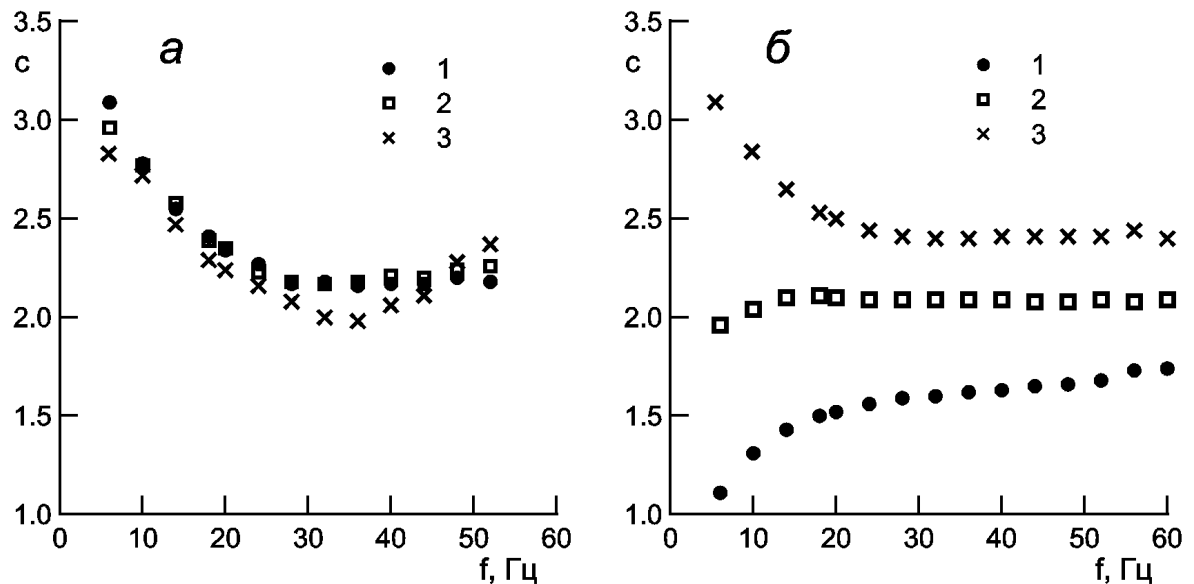


Рисунок 3.3. Зависимость фазовой скорости волн от частоты возбуждения на разных расстояниях от распределителя.

Рабочая жидкость - вода. а) $Re = 40$; б) $Re = 124$. Цифрами указаны номера баз.

Поскольку в области неустойчивости развивающиеся волны достаточно быстро выходят на нелинейный режим развития, что хорошо видно на Рисунке 3.1, особое внимание уделялось выполнению условий, при которых вклад нелинейных эффектов мал по сравнению с точностью измерений.

Волна считалась развивающейся по сценарию линейных волн, если ее пространственный инкремент и фазовая скорость не зависели от ее амплитуды при условии положительности пространственного инкремента. Поэтому измерения проводились при разных уровнях возбуждения волн, а при обработке, в зависимости от конкретных условий эксперимента, отбор

данных производился по одному или двум следующим критериям: волны считались развивающимися по линейному сценарию, если при фиксированном уровне их возбуждения значения инкремента и фазовой скорости совпадали для двух соседних измерительных баз, или если значения инкремента и фазовой скорости не зависели от амплитуды возбуждения хотя бы для одной измерительной базы. Отобранные таким образом значения фазовой скорости и инкремента относились к линейным волнам. Применение этих критериев приводит к ограничению уровня возбуждения волн сверху. Следует отметить, что, по результатам обработки экспериментального материала, инкремент и фазовая скорость волн не зависели от амплитуды, как правило, при $A/h_N < 0,15$.

Ограничение уровня возбуждения снизу связано с необходимостью обеспечения достаточно высокого значения отношения сигнал/шум. При течении пленки без обдува основным источником помех являются низкочастотные вибрации техногенного характера. В условиях эксперимента, помехи, генерируемые такими вибрациями, имели в общем случае достаточно маленькую амплитуду и были сосредоточены в низкочастотной части рабочего диапазона. При наличии турбулентного газового потока частотный диапазон спектра шумов существенно расширялся, а их уровень при максимальной скорости обдува мог возрасти более чем на 2 порядка по сравнению со случаем свободного стекания пленки, что, с учетом ограничения амплитуды возбужденных волн сверху, приводило к резкому ухудшению отношения сигнал/шум. При обработке за достаточный минимальный уровень возбуждения принимался уровень, при котором в спектральной области амплитуда основной гармоники возбужденной волны при максимальной скорости газового потока в 30 раз превышала средний уровень спектра шумов в окрестности основной гармоники. Такое отношение сигнал/шум обеспечивало в условиях эксперимента измерение α с погрешностью не более 8%, а фазовой скорости не более 3% при максимальных скоростях газового потока практически для всех частот возбуждения. Для пленочного течения в отсутствие газового потока максимальная погрешность не превышала соответственно 4% и 2%.

3.2 Результаты измерений

На Рисунках 3.4 – 3.7 результаты измерений волновых характеристик пленочного течения представлены в виде зависимостей $c(k)$ и $\alpha(k)$, где k - безразмерное волновое число, построенное по равновесной толщине гладкой пленки при отсутствии течения газа: $k = 2\pi h_N/\lambda$; λ - длина волны. Экспериментальные точки для промежуточных значений скорости газового потока (–5,1 и 5,1 м/сек) не приводятся, поскольку во всех случаях они занимают положение, указывающее на плавность перехода представляемых величин от значений, измеренных без обдува газом, к значениям с максимальной скоростью обдува. На этих же фигурах

представлены дисперсионные кривые для течения в случае отсутствия обдува, рассчитанные с использованием линеаризованного двухволнового уравнения [4]. Для чисел Рейнольдса выше 70 верхней скоростью газа при противотоке являлась скорость – 5,1 м/с, поскольку при $V_g = 7,3$ м/с начинался переход к захлебыванию.

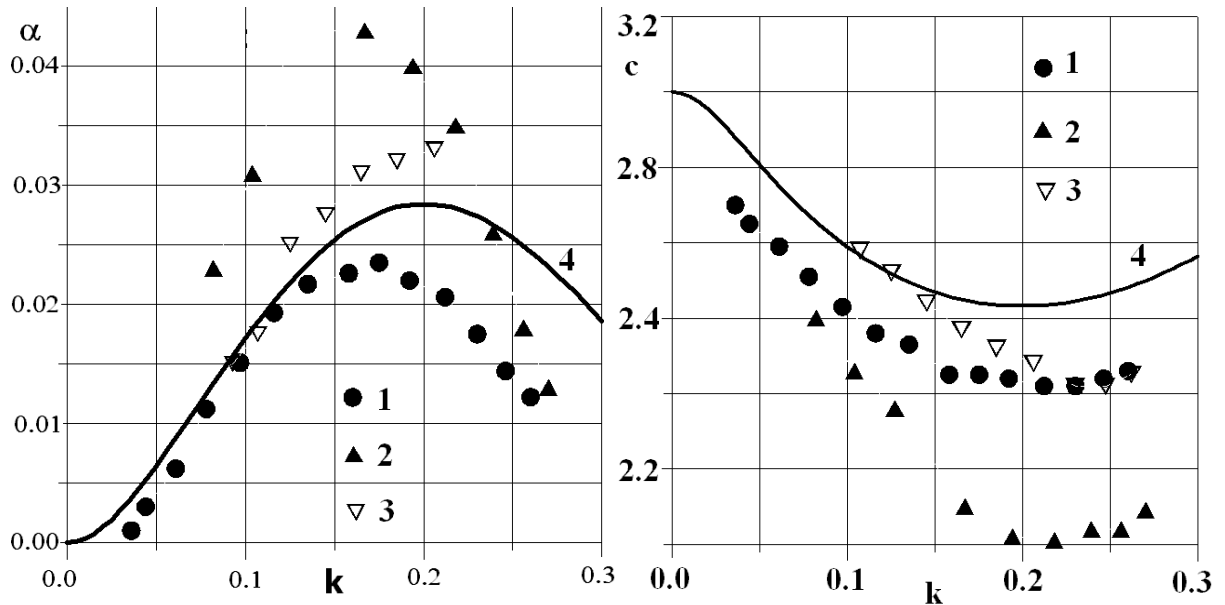


Рисунок 3.4. Пространственный инкремент амплитуды(слева) и фазовая скорость волн в зависимости от волнового числа, $Re=10$. Рабочая жидкость – ВГР2. 1 - без обдува; 2 - противоток; 3 – спутный поток; 4 – расчет для свободно стекающей пленки.

Как видно из рисунков, для течения пленки без обдува расчетные и экспериментальные кривые наиболее близки при числах Рейнольдса пленочного течения меньше 70.

При кольцевом газожидкостном течении для всех исследованных в эксперименте режимов четко прослеживаются следующие закономерности: при любом направлении газового потока наблюдается область частот, в которой инкремент амплитуды возрастает по сравнению со значениями, характеризующими волновое течение свободно стекающей пленки, при этом в области волн максимального роста противоточное течение газа влияет на волновые характеристики сильнее, чем спутное течение.

Характер зависимостей $\alpha(k)$ показывает, что в условиях противоточного течения увеличение инкрементов сопровождается сужением области длин волн, для которых течение является неустойчивым, при этом значение k для волн максимального роста оказывается достаточно консервативной величиной и близко к значениям для свободно стекающей пленки. Наличие спутного потока одновременно с увеличением инкрементов приводит к расширению области неустойчивости, при этом значение k для волн максимального роста возрастает с увеличением скорости обдува.

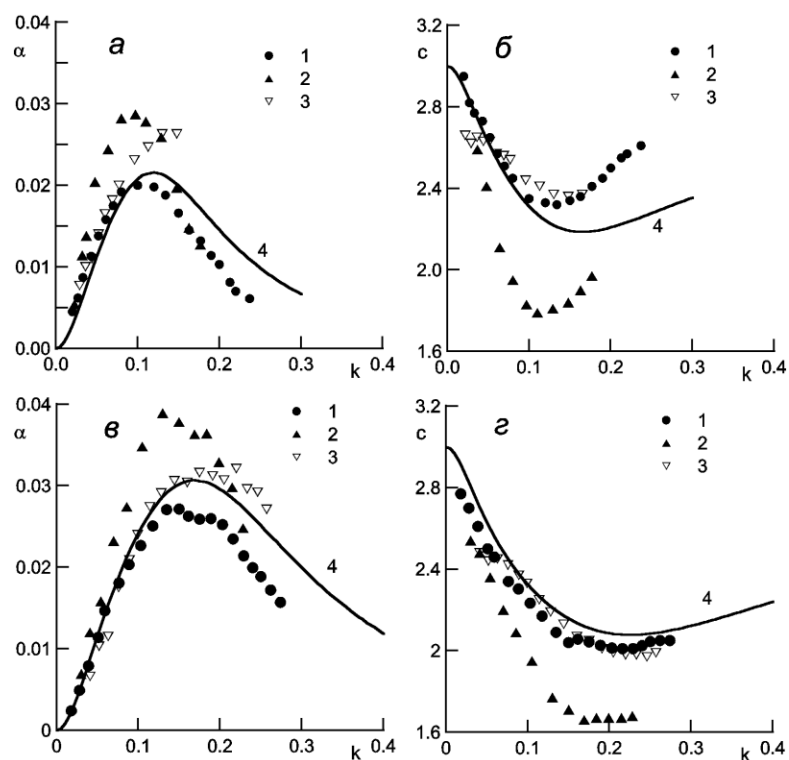


Рисунок 3.5. Пространственный инкремент амплитуды и фазовая скорость волн в зависимости от волнового числа, $Re = 24$. а, б - вода; в, г - ВГР1. 1 - без обдува; 2 - противоток; 3 - спутный поток; 4 - расчет для свободно стекающей пленки.

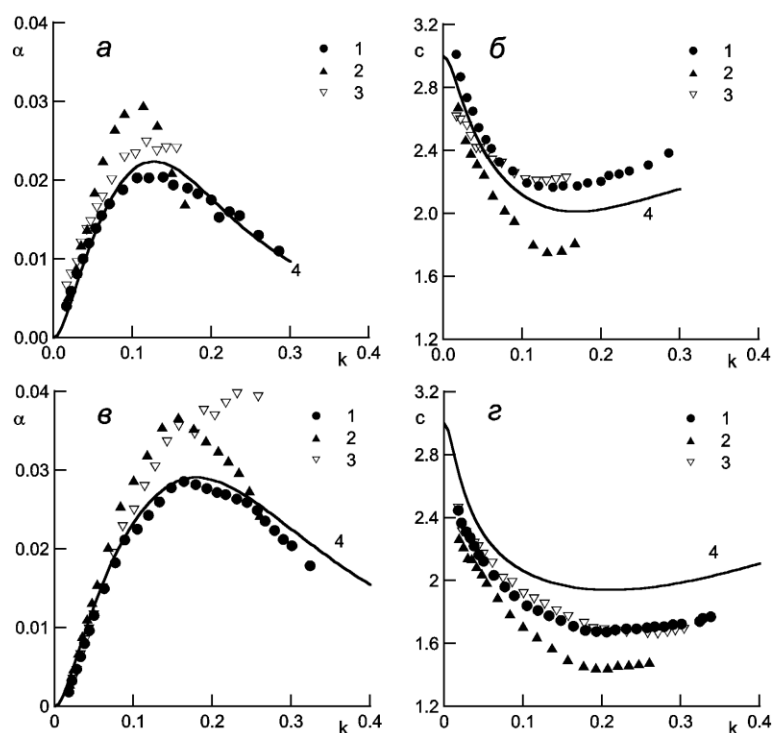


Рисунок 3.6. Пространственный инкремент и фазовая скорость волн в зависимости от волнового числа, $Re = 40$. а, б - вода; в, г - ВГР1. 1 - без обдува; 2 - противоток; 3 - спутный поток; 4 - расчет для свободно стекающей пленки.

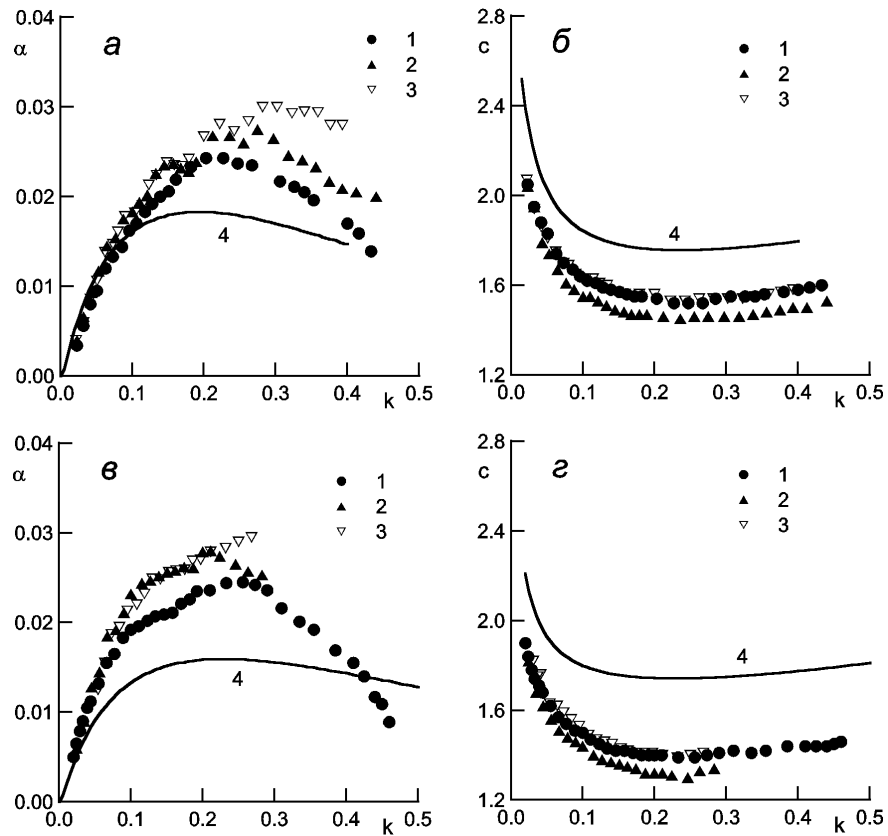


Рисунок 3.7 Пространственный инкремент и фазовая скорость волн в зависимости от волнового числа для ВГР1 а, б - $Re = 105$; в, г - $Re = 125$. 1 - без обдува; 2 - противоток; 3 – спутный поток; 4 – расчет для свободно стекающей пленки.

Фазовая скорость волн, особенно в области волн максимального роста, весьма чувствительна к скорости противоточного течения газа и быстро уменьшается с увеличением скорости газа. Влияние спутного течения газа на фазовую скорость волн выражено слабо и приводит к тому, что в области волн максимального роста фазовая скорость слабо возрастает при увеличении скорости газа.

В качестве примера, иллюстрирующего описанные тенденции, на Рисунке 3.8. приведены зависимости пространственного инкремента и фазовой скорости от скорости газового потока при фиксированном расходе жидкости для нескольких значений волнового числа.

В заключение данного раздела приведем пример сравнения экспериментально полученных зависимостей с расчетом, выполненным для условий эксперимента С. П. Актершевым на основе уравнения Орра-Зоммерфельда с использованием квазиламинарной модели турбулентного течения газа [176], Рисунок 3.9. Как видно из рисунка, экспериментальные зависимости неплохо совпадают с расчетом для всех представленных скоростей газа. Значительное отличие наблюдается только при больших значениях волнового числа $k > 0,15$, где расчетные значения пространственного инкремента существенно превышают экспериментально измеренные. В

Разделе 3.3.3 приведенные на Рисунке 3.9 расчетные дисперсионные зависимости используются для объяснения возможной причины расхождения между расчетом и экспериментом на высоких частотах.

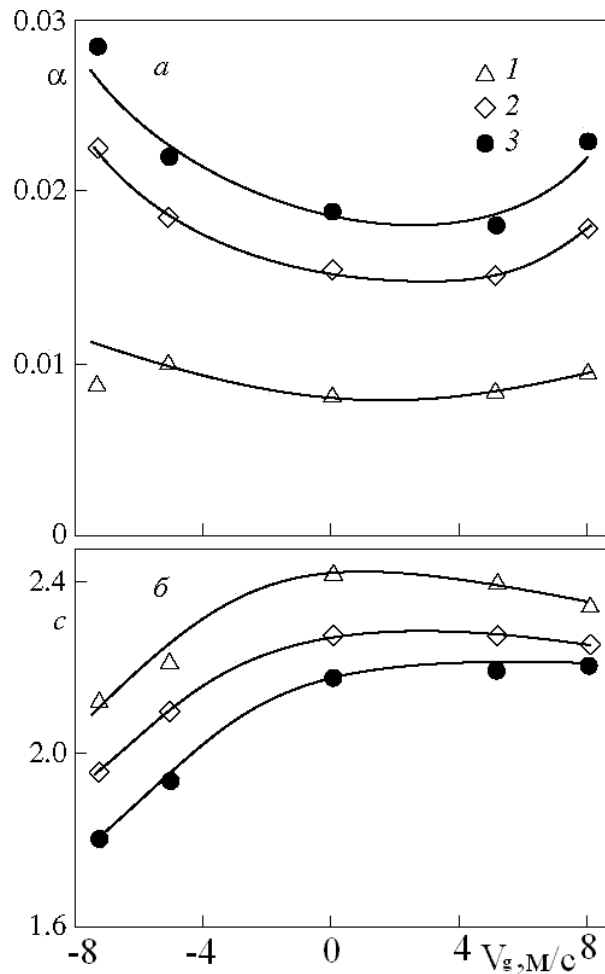


Рисунок 3.8. Зависимость пространственного инкремента (а) и фазовой скорости (б) от скорости газа. Рабочая жидкость – вода, $Re = 40$. 1- $k = 0,06$, 2 - $k = 0,09$, 3 - $k = 0,12$.

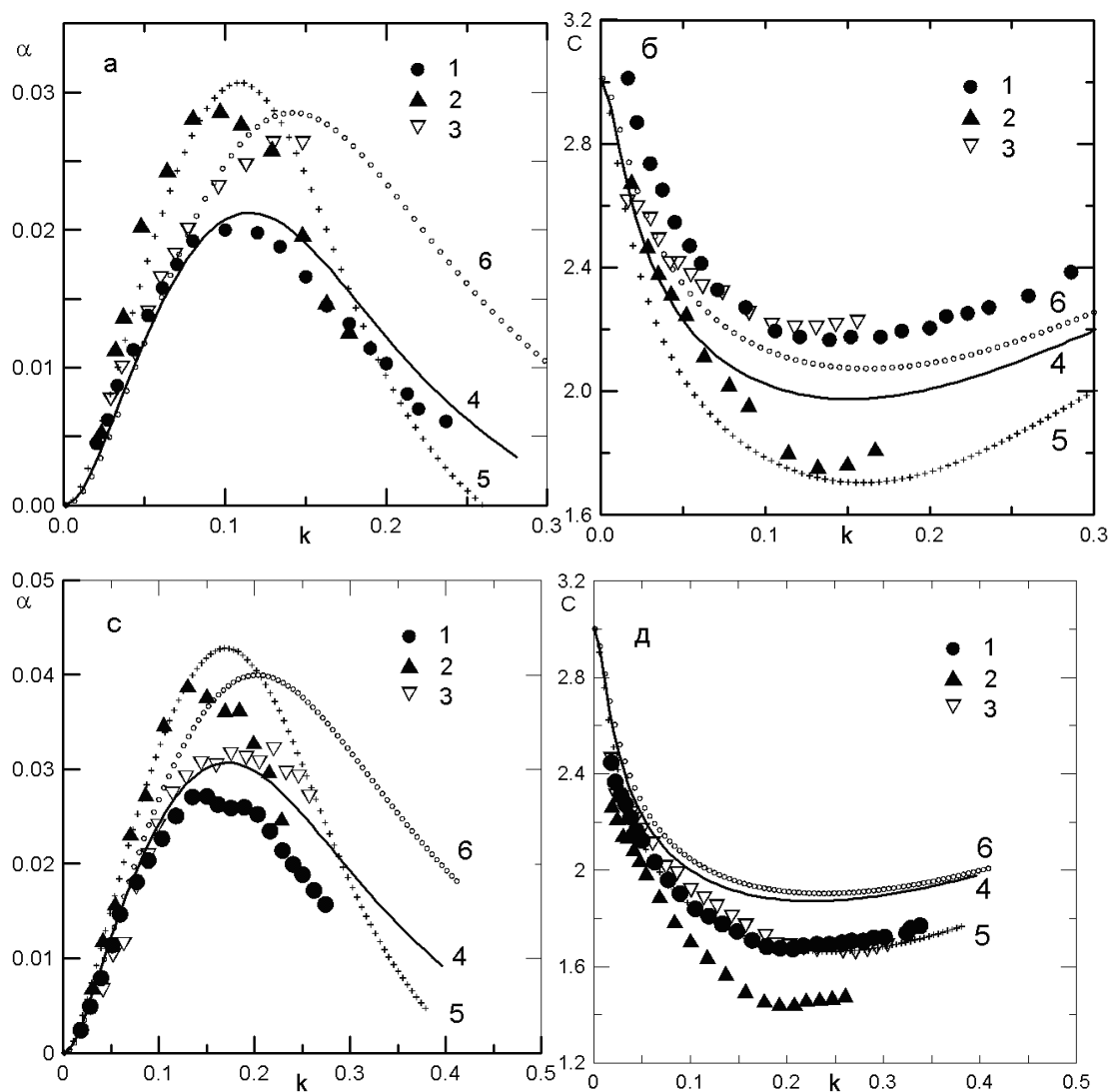


Рисунок 3.9. Безразмерные пространственные инкременты и фазовые скорости волн в зависимости от волнового числа.

$Re = 24$. а, б - вода; с, д – ВГР1. Эксперимент: 1 - без обдува; 2 - противоток; 3 – спутный поток; Расчет [176]: 4 – без обдува; 5 - противоток; 6 – спутный поток.

3.3 Область применимости полученных результатов

В данном разделе рассматриваются особенности проведения экспериментов, которые могут приводить к отклонению экспериментально измеренных волновых характеристик от дисперсионных зависимостей для случая плоскопараллельного течения пленки жидкости по пластине.

3.3.1 Влияние радиуса кривизны канала на дисперсионные зависимости

При использовании в эксперименте рабочего канала со сравнительно небольшим внутренним диаметром возникает вопрос о влиянии радиуса кривизны канала на волновые характеристики пленочного течения. Устойчивость пленочного течения жидкости по

поверхности вертикально установленного цилиндра исследовалась рядом авторов [177 – 179], при этом основное внимание уделялось исследованию устойчивости при небольших значениях отношения радиуса цилиндра к толщине пленки. В условиях наших экспериментов толщина пленки всегда была много меньше радиуса трубы, поэтому для оценки влияния кривизны экспериментального канала на дисперсионные зависимости удобно получить дисперсионные соотношения для случая $h/R \ll 1$. Поскольку эксперимент проводился при умеренных числах Рейнольдса пленочного течения, ограничимся оценкой этого влияния в рамках интегрального подхода в предположении ламинарного течения пленки и длинных волн ($h/\lambda \ll 1$). Исходная система уравнений для двумерного течения пленки по поверхности вертикальной трубы радиуса R в цилиндрических координатах с началом системы отсчета на оси трубы выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\nu}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + g; \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{w}{r} &= 0. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь u – продольная составляющая скорости жидкости вдоль оси трубы, w – радиальная составляющая.

С граничными условиями на стенке трубы при $r = R$:

$$u = w = 0$$

И при $r = R - h$:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = 0; \quad p = p_0 - \sigma \frac{\partial^2 r}{\partial x^2} - \sigma \frac{1}{r}; \quad w = -\left(\frac{\partial r}{\partial t} + u \frac{\partial r}{\partial x}\right)$$

Равновесный профиль скорости гладкой пленки имеет вид:

$$u = \frac{g}{2\nu} \left(\frac{R^2 - r^2}{2} + (R - h)^2 \ln \frac{r}{R} \right) \quad (3.3)$$

Делая замену переменной: $y = R - r$ и учитывая, что для условий эксперимента $\frac{y}{R} \leq \frac{h}{R} \equiv \delta \ll 1$, получаем из (3.3) в первом приближении:

$$u = \frac{g}{2\nu} \left(-y^2(1 - \delta) + 2yh\left(1 - \frac{\delta}{2}\right) - \frac{1}{3} \frac{y^3}{R} \right)$$

В таком приближении расход жидкости на единицу длины периметра трубы равен:

$$q = \frac{gh^3}{3\nu} (1 - \delta), \quad \text{а безразмерное линеаризованное уравнение, аналогичное}$$

линеаризованному двухволновому уравнению для волн на пленке, стекающей по вертикальной

пластине [4, с. 103] при сохранении членов только первого порядка малости по δ , принимает вид:

$$\begin{aligned} & \frac{3}{\text{Re}} \left(1 - \frac{\delta_0}{6}\right) \left[\frac{\partial}{\partial t} + 3\left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right) \frac{\partial}{\partial x}\right] H + \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{12}{5} \left(1 + \frac{\delta_0}{4}\right) \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} + \right. \\ & \left. \frac{6}{5} \left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right) \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right] H + \text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) \frac{\partial^4 H}{\partial x^4} = 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь H – малое отклонение толщины пленки от равновесного значения, $\text{We} = \frac{\sigma}{\rho h_N u_N^2}$, $\delta_0 = \frac{h_N}{R}$, h_N и u_N по-прежнему равновесная толщина и среднерасходная скорость пленки по Нуссельту, поскольку при выводе (3.4) для удобства сравнения со случаем течения по плоской поверхности переход к безразмерному виду произведен с использованием характерных для плоского случая масштабов: масштаба по времени h_N/u_N и масштаба по обеим координатам h_N . Полагая в (3.4) $H \sim \exp(ikx - ikct + \alpha x)$, получаем систему для расчета дисперсионных зависимостей фазовой скорости и пространственного инкремента:

$$\begin{aligned} & 4\text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) \alpha^3 + \alpha \left[2.4 \left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right) + 2\text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right)\right] - 2.4 \left(1 + \frac{\delta_0}{4}\right) c - 4\text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) k^2 + \\ & + \frac{3}{\text{Re}} \left(1 - \frac{\delta_0}{6}\right) \left[3 \left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right) - c\right] = 0 \\ & \text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) \alpha^4 + \alpha^2 \left[1.2 \left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right) + \text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) - 6\text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) k^2\right] + \alpha \frac{9}{\text{Re}} \left(1 + \frac{\delta_0}{6}\right) - \\ & - k^2 \left[c^2 - 2.4 \left(1 + \frac{\delta_0}{4}\right) c + 1.2 \left(1 + \frac{\delta_0}{3}\right)\right] + \text{We} \left(1 + \frac{5\delta_0}{6}\right) k^4 = 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Результаты расчета показывают, что наличие кривизны приводит к повышению фазовой скорости и к понижению инкремента волн при течении пленки по внутренней поверхности трубы по сравнению со случаем течения по вертикальной пластине, однако для экспериментально исследуемых режимов эти изменения меньше ошибки измерений. На Рисунке 3.10 показано влияние радиуса кривизны канала на пространственный инкремент и фазовую скорость волн для ВГР1 при $\text{Re} = 40$.

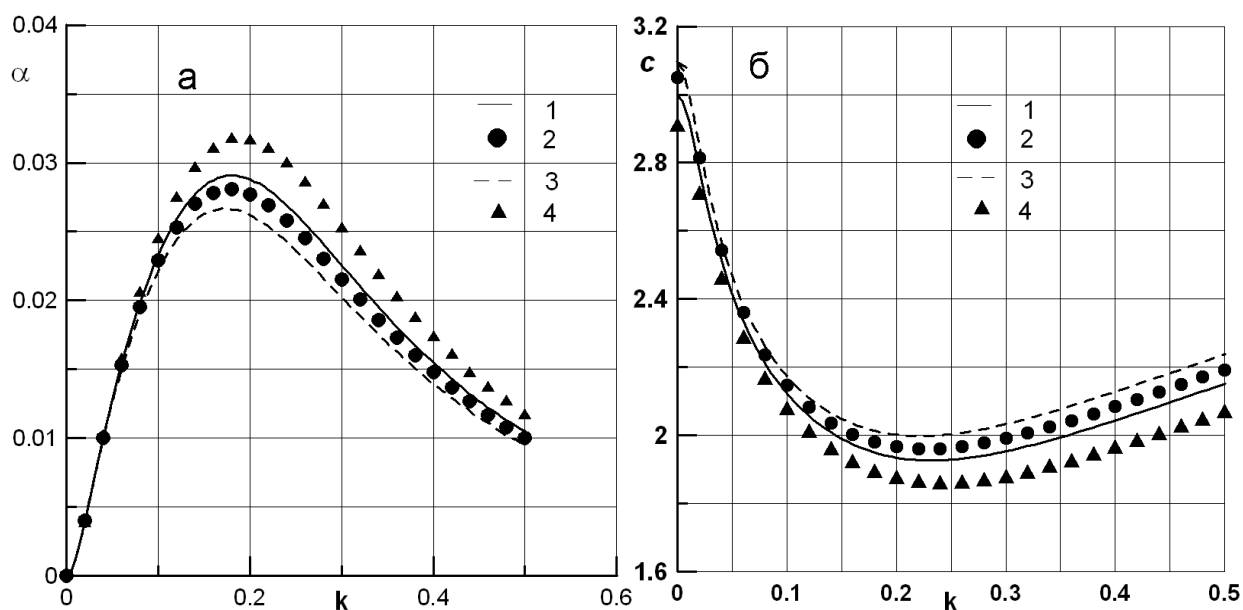


Рисунок 3.10. Дисперсионные зависимости для цилиндрических каналов разной кривизны. Расчет по (3.5) для ВГР1 при $Re = 40$.

а) – пространственный инкремент, б) – фазовая скорость. 1 - плоская стенка; 2 - $R = 7,5$ мм (рабочий участок); 3 - $R = 4$ мм; 4 - $R = -4$ мм (внешняя поверхность цилиндра).

3.3.2 Дисперсионные соотношения в нижней части зоны гидродинамической стабилизации пленочного течения

После выхода пленки жидкости из щелевого распределителя, профиль скорости течения перестраивается от профиля течения в щели к равновесному профилю течения по вертикальной стенке. В работах ряда авторов, например [2, 180], задача об установлении течения на начальном участке решается аналитически, в приближении автомодельного профиля скорости, т.е. предполагается, что, после выхода из щели, профиль скорости мгновенно перестраивается и принимает вид с максимальной скоростью на свободной поверхности жидкости. Реальный профиль скорости в зоне установления перестраивается более сложным образом, как показано, например, численными расчетами [181], однако существенное различие между точным численным расчетом и приближенным аналитическим решением отмечается только в непосредственной близости от распределителя. Поскольку в рамках поставленной задачи интерес представляют характеристики линейных волн, развивающихся на пленке жидкости при умеренных числах Рейнольдса в нижней части зоны гидродинамической стабилизации течения, там, где толщина пленки мало отличается от равновесной, вывод дисперсионных соотношений производится в рамках интегрального подхода в предположении параболического профиля течения. Аналитическое решение для толщины пленки с параболическим профилем течения в зоне стабилизации после выхода из щелевого распределителя имеет вид [4, с. 43]:

$$x = \frac{\text{Re}}{15} \left(2\sqrt{3} \arctg \frac{2h+1}{\sqrt{3}} - 2\sqrt{3} \arctg \frac{2h_i+1}{\sqrt{3}} + \ln \frac{(1-h)^2(1+h_i+h_i^2)}{(1-h_i)^2(1+h+h^2)} \right), \quad (3.6)$$

где x, h_i и h - соответственно расстояние от выхода из распределителя, ширина щели и толщина пленки, отнесенные к h_N .

Представляя безразмерную толщину пленки в виде $h = 1 + \varepsilon$ для нижней части зоны стабилизации, где ε - малое отклонение толщины от равновесного значения, и оставляя в (3.6) члены первого порядка малости, получаем:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{7.5}{\text{Re}} \varepsilon \quad (3.7)$$

Соотношение (3.7) используется для вывода в рамках интегрального подхода линеаризованного уравнения для волн малой амплитуды $H \ll 1$ в нижней части зоны гидродинамической стабилизации:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} + 2.4(1-\varepsilon) \frac{\partial^2 H}{\partial t \partial x} + 1.2(1-2\varepsilon) \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{3}{\text{Re}}(1+4\varepsilon) \left(\frac{\partial H}{\partial t} + \right. \\ \left. + 3(1-4\varepsilon) \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \text{We}(1+\varepsilon) \frac{\partial^4 H}{\partial x^4} = 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

При $\varepsilon \rightarrow 0$ это уравнение переходит в линеаризованное двухволновое уравнение для пленочного течения по вертикальной поверхности [4, с. 103].

Полагая $H \sim \exp(ikx - ikct + \alpha x)$, где k - волновое число, c - фазовая скорость, α - пространственный инкремент амплитуды, получаем из (3.8) систему уравнений, позволяющую определить фазовую скорость и пространственный инкремент линейных волн:

$$\begin{aligned} 4\text{We}(1+\varepsilon)\alpha^3 + \alpha(2.4(1-2\varepsilon)) - 2.4(1-\varepsilon)c - 4\text{We}(1+\varepsilon)k^2 + \frac{3}{\text{Re}}(1+4\varepsilon)(3(1-4\varepsilon) - c) = 0 \\ \text{We}(1+\varepsilon)\alpha^4 + \alpha^2(1.2(1-2\varepsilon) - 6\text{We}(1+\varepsilon)k^2) + \\ + \alpha \frac{9}{\text{Re}} - k^2(c^2 - 2.4(1-\varepsilon)c + 1.2(1-2\varepsilon)) + \text{We}(1+\varepsilon)k^4 = 0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

На Рисунке 3.11 в качестве примера приведены результаты расчета пространственного инкремента по (3.9) для пленочного течения при $\text{Re} = 40$. Видна общая тенденция к уменьшению инкремента с увеличением отклонения толщины пленки от равновесного значения, при этом для верхней части реализуемого в эксперименте частотного диапазона, при $k = 0,2 - 0,4$ это уменьшение значительно больше, чем для длинных волн, то есть влияние зоны гидродинамической стабилизации подобно влиянию фильтра низких частот.

При наличии широкополосного шума, генерируемого турбулентным газовым потоком, такое поведение дисперсионной кривой в зоне гидродинамической стабилизации может приводить к существенному ухудшению отношения сигнал/шум на высоких частотах в области установившегося течения, и, как следствие, накладывает дополнительное ограничение на возможность проведения измерений при высоких частотах возбуждения.

На Рисунке 3.12 приведены результаты расчета фазовой скорости для воды при $Re = 124$.

Для удобства сравнения с экспериментом зависимости рассчитаны для размерной частоты f .

Несмотря на приближенный характер расчета и сравнимую с длиной зоны стабилизации базу измерений, расчетные зависимости отражают тенденцию повышения фазовой скорости волн на всех частотах при удалении от распределителя, так же как и экспериментальные зависимости, приведенные на Рисунке 3.2, что и было положено в основу методики определения попадания датчиков в область установившегося течения.

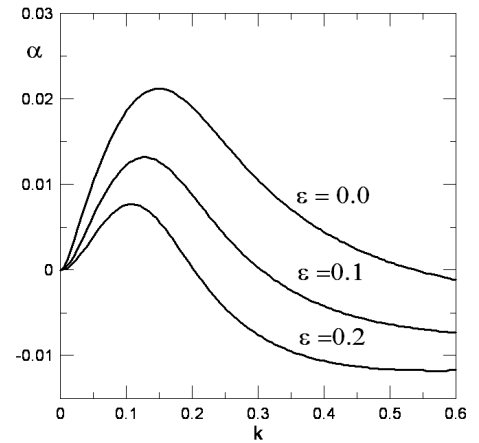


Рисунок 3.11. Дисперсионные зависимости $\alpha(k)$ в области гидродинамической стабилизации. ВГР1, $Re = 40$.

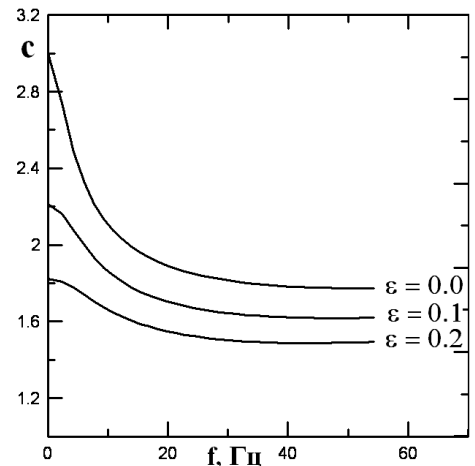


Рисунок 3.12. Дисперсионные зависимости $c(f)$ в области стабилизации. Вода, $Re = 124$.

3.3.3 Влияние флуктуаций средней толщины пленки на характеристики возбужденных волн.

В реальном экспериментальном сигнале неизбежно присутствует шумовая составляющая, обусловленная как внешними источниками вибрации, так и турбулентными пульсациями потока газа. Поэтому в реальных условиях свободная поверхность пленки всегда является возмущенной, что может приводить к существенным изменениям волновых характеристик течения.

Характер влияния таких возмущений можно продемонстрировать на примере экспериментального материала, полученного при возбуждении высокочастотных волн на свободно стекающей пленке жидкости в условиях работы неконтролируемого внешнего

источника вибраций с частотой около 7 Гц. На Рисунке 3.13 приведены запись толщины пленки и спектр полученного сигнала.

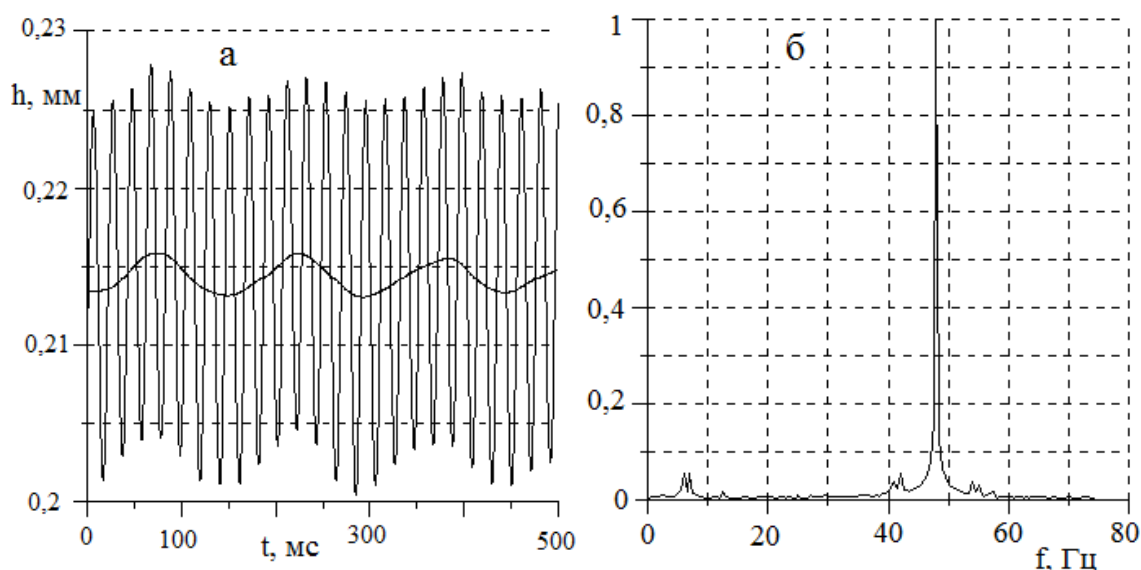


Рисунок 3.13. Запись толщины пленки и выделенная низкочастотная составляющая (а) и нормированный амплитудный спектр сигнала (б).

Рабочая жидкость – вода. $Re = 40$, частота возбуждения 48 Гц.

На спектрограмме хорошо видно, что наличие низкочастотных флуктуаций толщины пленки приводит к модуляции высокочастотного сигнала, и, как следствие, к уменьшению энергии волны на частоте возбуждения. На этом же рисунке представлен результат низкочастотной фильтрации сигнала, позволяющий судить об уровне помехи, вызывающей модуляцию. Видно, что в данном случае амплитуда флуктуаций не превышает 1% от средней толщины пленки.

При наличии газового потока флуктуации толщины пленки реализуются в широком частотном диапазоне и имеют значительно большие амплитуды, чем при свободном стекании пленки (Рисунок 3.14).

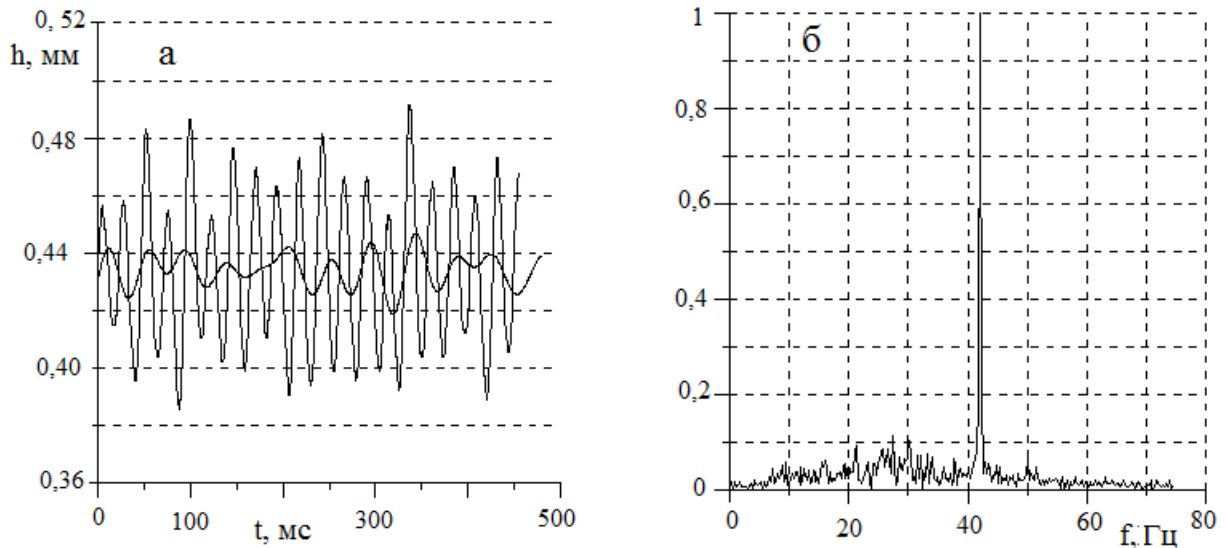


Рисунок 3.14. Запись толщины пленки и выделенная низкочастотная составляющая (а) и нормированный амплитудный спектр сигнала (б).

Рабочая жидкость ВГР1. $Re=70$, $V_g = 7.3$ м/с, частота возбуждения 42 Гц.

Поскольку флуктуации являются нерегулярными волнами, развивающимися на поверхности пленки, их уровень зависит от условий эксперимента. Обработка экспериментального материала показала, что относительный уровень флуктуаций в области проведения измерений понижается с повышением пленочного числа Рейнольдса, и повышается с увеличением скорости газа. Так, если при свободном течении пленки амплитуда флуктуаций не превышала 0,5 – 2,0% от средней толщины пленки, то при скорости газа 5,1 м/с она достигала 4 – 6%, а при максимальных скоростях газа могла в отдельных случаях достигать 10%. Точный учет влияния флуктуаций толщины пленки на характеристики двумерных волн малой амплитуды представляется чрезвычайно сложной задачей, однако качественную оценку этого влияния несложно получить в квазистационарном приближении, полагая флуктуации низкочастотными и считая, что текущие значения фазовой скорости и инкремента возбужденной волны являются такими же, как и для гладкой пленки с толщиной $h=h_0 + \delta$, где h_0 – средняя толщина пленки, а δ - текущее отклонение толщины от среднего значения.

Пусть сигнал на верхнем датчике имеет вид $A_1 = \exp(-i\omega t)$, тогда сигнал на датчике, расположенном ниже по течению будет иметь вид: $A_2 = \exp(-i\omega t + ikL + \alpha L)$, где $\omega = 2\pi f$; волновое число $k = k(h_0 + \delta(t))$; пространственный инкремент $\alpha = \alpha(h_0 + \delta(t))$; L – расстояние между датчиками. Видно, что сигнал на нижнем датчике имеет амплитудную и фазовую модуляцию. Задавая амплитуду флуктуаций δ_0 , можно провести прямой расчет сигнала на нижнем датчике, и, обработав его по алгоритму, использованному при обработке экспериментальных данных по формуле (3.1), определить, каким образом неконтролируемые

флуктуации толщины пленки влияют на вид дисперсионных зависимостей. Для свободного течения пленки при умеренных числах Рейнольдса такой расчет можно без труда провести с использованием дисперсионных соотношений, полученных на основе линеаризованных интегральных уравнений. Результат такого расчета с использованием взятого из эксперимента уровня флуктуаций показан на Рисунке 3.15 а). Видно, что наличие флуктуаций приводит к небольшому занижению инкремента, и это занижение возрастает с уменьшением длины волны.

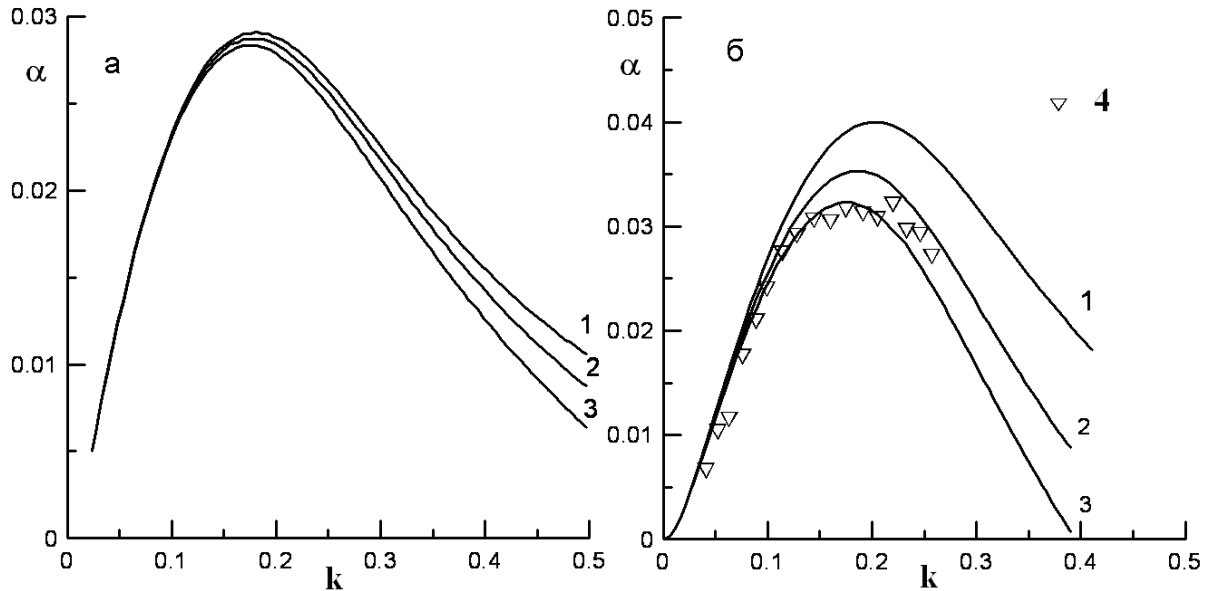


Рисунок 3.15. Влияние глубины модуляции на пространственный инкремент.

Рабочая жидкость ВГР1.

а) $Re = 40$, свободно стекающая пленка. 1 - $\delta_0 = 0$; 2 - $\delta_0 = 2\%$; 3 - $\delta_0 = 3\%$. В условиях эксперимента $\delta_0 < 2\%$; б) $Re=24$, $V_g = 7.3$ м/с. 1 - $\delta_0 = 0$; 2 - $\delta_0 = 7\%$; 3 - $\delta_0 = 9\%$; 4 – Экспериментально измеренные значения. В условиях эксперимента $\delta_0 \approx 7 - 9\%$.

Проведение подобного расчета для совместного течения пленки и газа с использованием дисперсионных соотношений, полученных решением уравнения Орра-Зоммерфельда, как в работе [176], требует неоправданно больших объемов вычислений, тем более, что предполагается получение всего лишь качественной оценки. В рамках интегрального подхода с использованием ряда упрощающих предположений можно показать, что для режимов, исследованных в эксперименте, основной эффект возникает за счет фазовой модуляции сигнала. Это связано с тем, что в исследуемом диапазоне частот $|\partial k / \partial h|$ как минимум в несколько раз превышает $|\partial \alpha / \partial h|$, поэтому, при проведении расчетов можно ограничиться учетом зависимости $k(h)$, и использовать постоянный инкремент $\alpha(h_0)$. Используя это дополнительное соображение и тот факт, что при спутном течении газа фазовая скорость волн мало отличается от скорости волн на свободно стекающей пленке, оценку влияния флуктуаций на волновые характеристики пленочного течения при опускном газо-жидкостном течении

можно провести, полагая зависимость $k(h)$ такой же, как при течении пленки без обдува и используя значения инкрементов $\alpha(h_0)$, рассчитанные для спутного течения газа и пленки в работе [176] (Рисунок 3.9). Результат такого расчета с использованием взятого из эксперимента уровня флуктуаций показан на Рисунке 3.15 б). Видно, что высокий уровень неконтролируемых флуктуаций качественно объясняет сильное занижение измеренных значений инкремента по сравнению с расчетом в области коротких волн.

3. 4 Выводы по главе 3

С использованием локальных датчиков электропроводности исследована эволюция возбужденных волн малой амплитуды на поверхности пленки жидкости стекающей по внутренней поверхности вертикальной трубы в присутствии спутного или противоточного газового потока. Основное внимание уделялось получению характеристик волн, развивающихся по линейному сценарию, когда нелинейные эффекты не оказывают существенного влияния на полученные волновые характеристики. Поскольку область линейного развития волн является короткой и расположена на начальном участке течения жидкости, особое внимание уделялось выполнению условий, при которых полученные результаты можно отнести к характеристикам линейных волн, развивающихся за пределами области гидродинамической стабилизации пленочного течения. В качестве критерия попадания в область стабилизированного течения использован критерий независимости фазовой скорости волн от расстояния до пленкоформирователя. Волны считались развивающимися по линейному сценарию, если измеренные пространственный инкремент и фазовая скорость не зависели от их амплитуды при условии положительности пространственного инкремента. Для волн, отвечающих вышеуказанным критериям, полученные экспериментальные данные представлены в виде дисперсионных зависимостей пространственных инкрементов и фазовых скоростей от волнового числа.

Результаты экспериментов показывают, что в окрестности волн максимального роста, пространственные инкременты возрастают при любом направлении течения газа по сравнению со случаем свободно стекающих пленок. Фазовая скорость волн, особенно в окрестности волн максимального роста, имеет сильную чувствительность к скорости противоточного течения газа и быстро уменьшается с ее увеличением. В случае спутного течения фазовая скорость волн слабо чувствительна к скорости газа и незначительно увеличивается при увеличении скорости газа. Характер поведения дисперсионных кривых показывает, что область волновых чисел, в которых течение неустойчиво, сужается при наличии противотока газа и расширяется при наличии спутного потока, по сравнению со случаем свободно стекающих пленок.

Экспериментальные результаты в случае отсутствия обдува неплохо согласуются с расчетами по линеаризованному двухволновому уравнению при $Re < 70$ в области значений $k < 0.25$.

Глава 4. Эволюция локализованных трехмерных возмущений на вертикально стекающих пленках жидкости

Трехмерный волновой режим пленочного течения жидкости является конечной стадией волновой эволюции при умеренных удельных расходах жидкости. Для вертикально стекающих пленок такой режим течения реализуется в диапазоне значений числа Рейнольдса от нескольких единиц до нескольких сотен, при этом поверхность пленки покрыта трехмерными волнами, взаимодействующими друг с другом случайным образом. Как говорилось в Главе 1, на основании существующих наблюдений рядом авторов высказывается предположение, что, несмотря на случайный характер взаимодействия, сами взаимодействующие трехмерные волны обладают вполне определенными характеристиками и представляют собой устойчивые локализованные структуры, характеристики и динамика взаимодействия которых являются определяющими для описания трехмерных волновых режимов пленочного течения. В соответствии с таким предположением неоднократно обсуждалась возможность моделирования трехмерных волновых режимов через описание взаимодействия уединенных трехмерных волн с заранее выделенными характеристиками. Вместе с тем, экспериментальное определение характеристик детерминированных трехмерных волн затруднено по причине их хаотического взаимодействия друг с другом. Значительные технические трудности при исследовании естественных трехмерных волн связаны также с медленным характером эволюционных процессов: возникновению развитого трехмерного волнового режима предшествует длительная нелинейная эволюция двумерных или близких по форме к двумерным волн, из-за чего длина рабочего участка экспериментальной установки должна иметь достаточно большие размеры. Эту длину можно существенно уменьшить, ускоряя разрушение регулярных двумерных волн при помощи внешнего воздействия, но и в этом случае взаимодействие между образовавшимися трехмерными волнами оказывает сильное влияние на их характеристики.

Альтернативный способ генерации уединенных трехмерных волн, который позволяет изучить закономерности их развития на компактной экспериментальной установке, состоит в возбуждении волн локализованным источником на начальном участке пленочного течения, где уровень естественных возмущений мал, и пленку можно считать гладкой. Результаты, представленные в данной главе, получены именно в такой постановке. Целью исследования являлось получение экспериментальных данных о закономерностях эволюции локализованных трехмерных возмущений, возбуждаемых локализованным источником на гладкой пленке. В процессе экспериментов особое внимание уделялось поиску стационарных волн, т.е. волн, характеристики которых не меняются в процессе распространения. Повышенный интерес к стационарным волнам связан с тем, что, в случае их существования, упрощается сопоставление

теории и эксперимента. Для случая стационарных волн отсутствует необходимость в точном соответствии начальных условий для теоретической и экспериментальной задач. Достаточно, чтобы эволюция начального трехмерного возмущения приводила к образованию стационарной волны. Кроме того, именно стационарные волны являются главными кандидатами на роль локализованных трехмерных структур, определяющих характеристики трехмерных волновых полей при пленочном течении жидкости.

4.1 Основные закономерности эволюции локализованных трехмерных возмущений при умеренных числах Рейнольдса пленочного течения

В этом разделе представлены результаты, полученные для вертикально стекающих пленок жидкости с использованием локальных методов измерений. Для измерения локальной толщины пленки использовались двухканальный датчик с вынесенными в поток электродами (описан в Разделе 2.4.2) и двухканальная система измерений модифицированным теневым методом, описанная в разделе 2.4.1. Эксперименты проводились при числах Рейнольдса пленочного течения $10 \leq Re \leq 110$ на внешней поверхности рабочего участка в виде вертикально установленного оргстеклянного цилиндра (описан в Разделе 2.3.3). В качестве рабочих жидкостей использовались вода с плотностью $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$, кинематической вязкостью $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и отнесенным к плотности поверхностным натяжением $\sigma/\rho = 72 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}^2$ и водоглицериновый раствор (далее ВГР) с $\rho = 1.07 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 2 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $\sigma/\rho = 66,3 \times 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}^2$.

4.1.1 Методика проведения эксперимента

Для получения формы трехмерных волн регистрация волновой картины осуществлялась с перестановкой источника по площади. Схема проведения эксперимента показана на Рисунке 4.1.

Измерение осуществлялось локальными датчиками (приемниками) в фиксированных точках рабочего участка, находящихся на одной вертикальной линии в нижней части безволновой зоны пленочного течения. Источник возбуждения локализованных трехмерных возмущений (описан в Разделе 2.3.1) последовательно перемещался по вертикальным профилям с шагом, позволяющим производить пересчет сигнала в пространственную область. Начальные точки профилей лежали ниже зоны

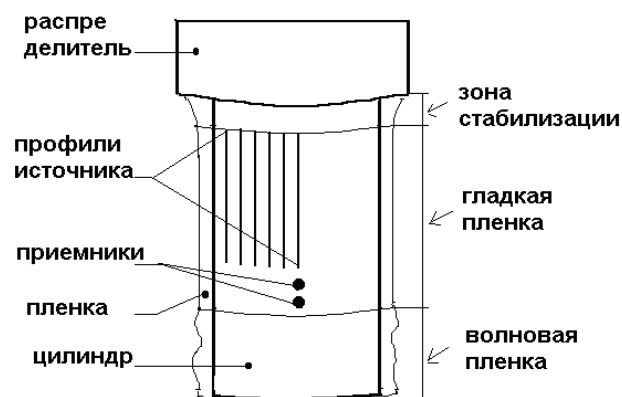


Рисунок 4.1. Схема проведения эксперимента.

гидродинамической стабилизации течения. Центральный профиль проходил по линии размещения приемников, а расстояние между соседними боковыми профилями составляло 2,5 мм. Для каждого положения источника осуществлялась двухканальная цифровая запись сигнала на жесткий диск компьютера. Синхронизация записи производилась по переднему фронту импульса напряжения, подаваемого на электродинамический привод источника. Высокая повторяемость характеристик возбуждаемого источником начального возмущения позволила интерпретировать полученные данные как результат одновременной регистрации возбуждаемой точечным источником волны площадной системой наблюдения, состоящей из $M \times N$ приемников, где M – количество точек размещения источника на профиле, а N – количество профилей. Для сокращения объема измерений съемка по боковым профилям проводилась в одном направлении от центрального профиля, а проверка на симметричность производилась по результатам съемки в нескольких точках с другой стороны от центрального профиля.

В зависимости от условий возбуждения, развитие начального возмущения происходило по одному из двух сценариев, которые будут описаны отдельно. Основной характеристикой, влияющей на характер волновой эволюции, являлась энергия возбуждения начального возмущения, в качестве меры которой была выбрана кинетическая энергия выбрасываемой источником жидкости $E = \frac{mV^2}{2}$, где m – масса выбрасываемой жидкости, V – скорость ее вылета. При малых энергиях возбуждения начального возмущения наблюдалось образование волнового пакета. При больших энергиях возбуждения происходило формирование уединенной трехмерной волны.

4.1.2. Генерация волнового пакета.

При малых энергиях возбуждения наблюдалось развитие из одиночного импульса волнового пакета. В этом случае для возбуждения начального возмущения использовался источник с выходным диаметром сопла 0,2 мм. Описываемый сценарий наблюдался при изменении массы выбрасываемой жидкости от 0,3 до 2,0 мг. С увеличением массы выбрасываемой жидкости в указанных пределах скорость вылета возрастала от 0,4 до 0,7 м/с, а длительность удара от 0,01 до 0,02 секунды. Основная тенденция – быстрое образование волнового пакета, наблюдалась при разных углах направления удара струи, поэтому все приводимые ниже результаты относятся к случаю, когда угол удара $\varphi = 90^\circ$, как показано на Рисунке 2.3 в Главе 2.

На Рисунке 4.2 приведены результаты одновременной записи сигнала в двух точках центрального профиля при последовательном уменьшении энергии возбуждения внутри указанного интервала значений.

Здесь L – расстояние от точки возбуждения до точки регистрации, $E1 - E5$ – последовательно уменьшающиеся уровни энергии возбуждения. Видно, что волновая картина, зарегистрированная в верхней точке наблюдения при более высоких энергиях возбуждения ($E1$ и $E2$) практически совпадают с волновыми картинками в нижней точке наблюдения при более низких энергиях возбуждения ($E4$ и $E5$). Это позволяет предположить, что увеличение энергии возбуждения в исследованном диапазоне эквивалентно увеличению расстояния между источником и приемником. Ниже приводятся результаты, полученные при средних уровнях энергии возбуждения. Так, для воды был выбран уровень энергии возбуждения $E3$, при котором характеристики импульса возбуждения имели следующие значения: масса выбрасываемой жидкости $m = 1.4$ мг, скорость вылета жидкости $V = 0.55$ м/с, длительность удара $\tau = 0.018$ с.

На Рисунке 4.3 показана эволюция волны вдоль центрального профиля при разных числах Рейнольдса для пленочного течения воды.

Видно, что при $Re \leq 85$ происходит быстрое формирование волнового пакета. Подобная картина наблюдается и при течении ВГР: при $Re \leq 70$ быстро формируется волновой пакет, а при $Re > 100$ начальное возмущение сохраняет компактную форму. При формировании пакета, расплывание области, захваченной волновым движением, происходит как вперед, так и назад по времени относительно основной фазы начального

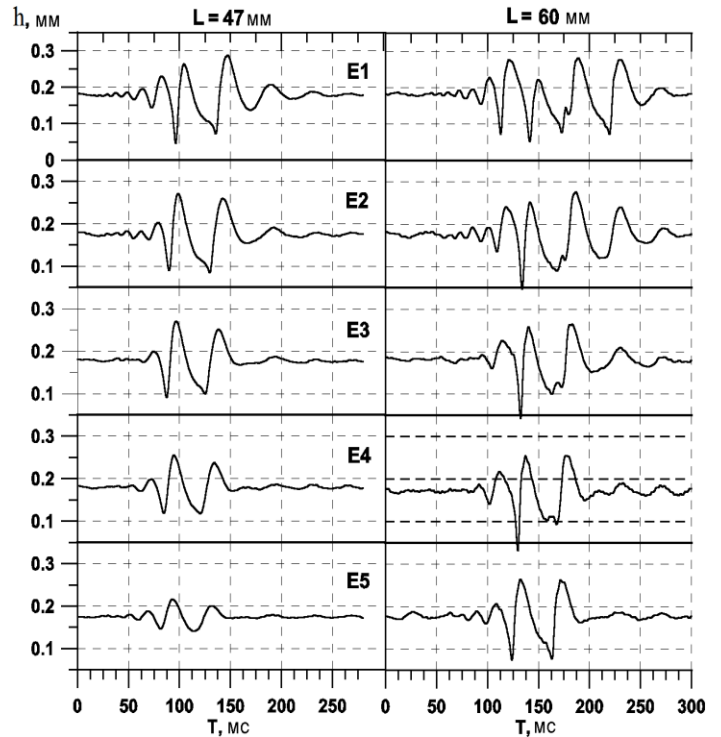


Рисунок 4.2. Влияние энергии возбуждения на волновую картину. Рабочая жидкость вода. $Re = 16$.

Так, для воды был выбран уровень энергии возбуждения $E3$, при котором характеристики импульса возбуждения имели следующие значения: масса выбрасываемой жидкости $m = 1.4$ мг, скорость вылета жидкости $V = 0.55$ м/с, длительность удара $\tau = 0.018$ с.

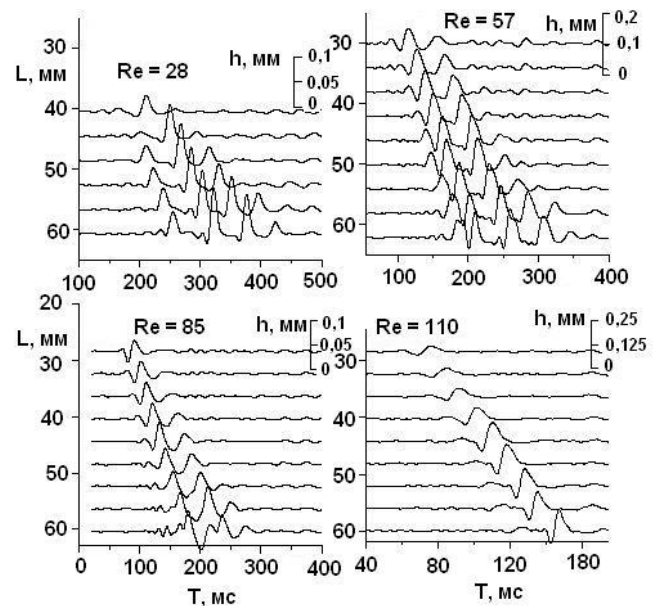


Рисунок 4.3. Эволюция волны при разных Re . Рабочая жидкость - вода.

возмущения, а амплитуда начального возмущения после непродолжительной стадии линейного роста выходит на насыщение при относительно небольших величинах ($A/h_N \approx 0,5$). Здесь A – амплитуда волны, определенная как $(A_{\max} - A_{\min})/2$, $A_{\max}$ и $A_{\min}$ – значения максимальной и минимальной толщины пленки, а фазовая скорость развивающегося пакета во всех случаях остается меньше скорости кинематической волны $C_0 = 3u_N$. Более подробно описанные тенденции проиллюстрированы ниже на примере течения водоглицеринового раствора и воды при $Re = 16$.

Для последующего пересчета в пространственную область с целью восстановления трехмерной формы волнового пакета, съемка производилась по плотным профилям с шагом вдоль профиля 0,5 мм. На Рисунке 4.4 показан результат записи волновой картины с шагом 0,5 мм вдоль центрального профиля для течения пленки ВГР при $Re = 16$. Линиями Pr1 – Pr5 обозначены времена пересчета в пространственную область. При построении трехмерной формы волны пересчет в пространственную область проводился на этих временах для всех боковых профилей. На Рисунке 4.4 стрелками обозначена фаза начального возмущения волны.

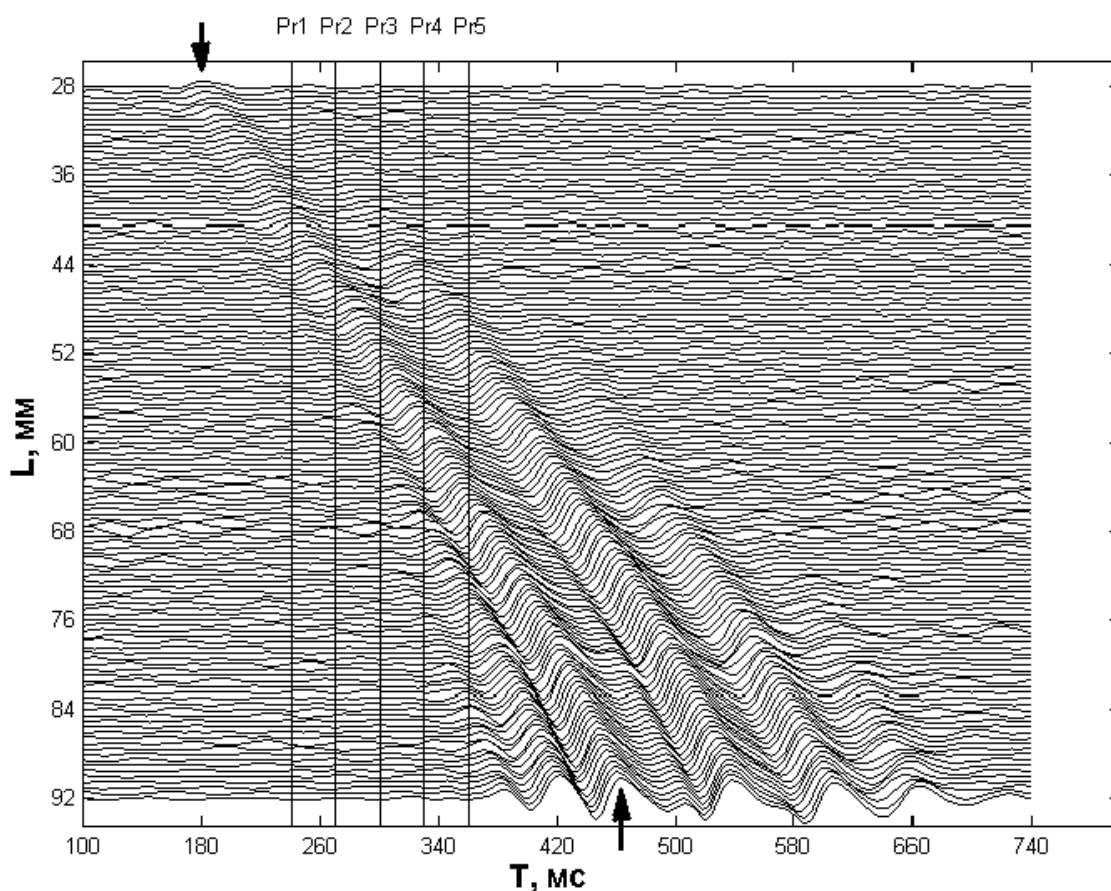


Рисунок 4.4. Развитие волнового пакета при тчении ВГР. $Re = 16$.

На Рисунке 4.5 показан результат записи с шагом 0.5 мм вдоль центрального профиля для течения воды с $Re = 16$.

Кроме общих закономерностей – быстрого развития пакета и выхода амплитуды волны на насыщение при относительно небольших значениях A/h_N (Рисунок 4.6), для случаев воды и водоглицеринового раствора наблюдаются и некоторые отличия. Так, для ВГР фазовая скорость основной фазы возрастает с увеличением расстояния от точки возбуждения

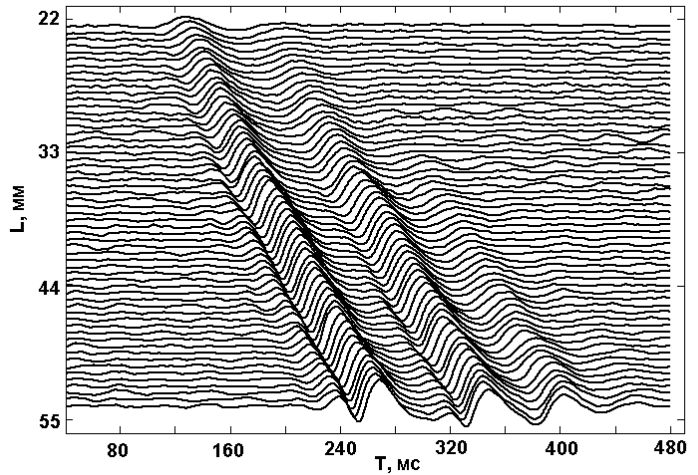


Рисунок 4.5. Развитие волнового пакета при пленочном течении воды. $Re = 16$.

(амплитуды волны), что видно непосредственно из Рисунка 4.4, от 0,18 м/с до 0,25 м/с ($C/u_N = 1,5 - 2,1$). Для воды наблюдается противоположная тенденция. Скорость основной фазы падает с увеличением расстояния (амплитуды). Вблизи от источника она составляет 23 см/с ($C/u_N = 2,4$) и уменьшается с расстоянием до 17 см/с ($C/u_N = 1,8$). Этим фактом объясняется наблюдаемое на Рисунке 4.3 увеличение времени вступления основной фазы волны при возрастании энергии возбуждения.

На Рисунке 4.6 показано изменение амплитуды основной фазы с расстоянием до источника вдоль центрального профиля для пленочного течения воды и ВГР при $Re=16$. Видно, что имеется область линейного роста амплитуды волны с расстоянием, после чего происходит выход на насыщение. При $Re=16$ амплитуда насыщения для воды составляет 0.1мм ($A/h_N \approx 0,6$), а для ВГР 0.07мм ($A/h_N \approx 0,3$).

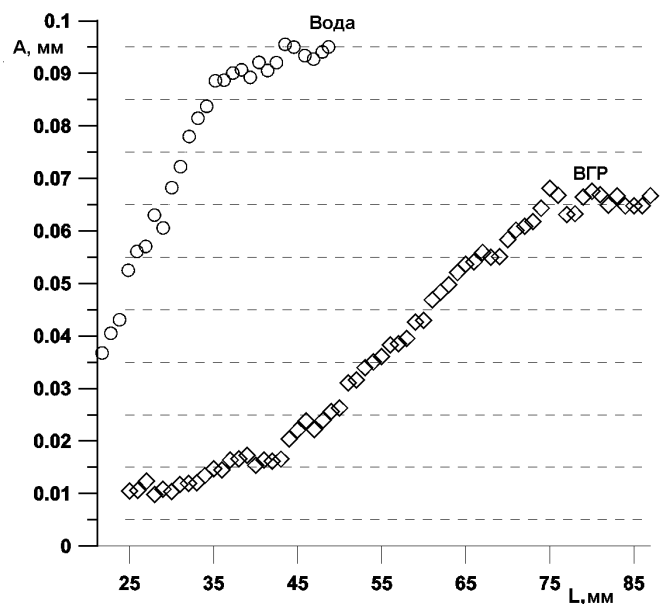


Рисунок 4.6. Зависимость амплитуды основной фазы волнового пакета от расстояния до точки возбуждения. $Re = 16$.

На Рисунке 4.7 показан

результат пересчета в пространственную область вдоль центрального профиля для ВГР (времена пересчета соответствуют временам Pr3-Pr5, указанным на рисунке 4.4) и воды при $Re = 16$.

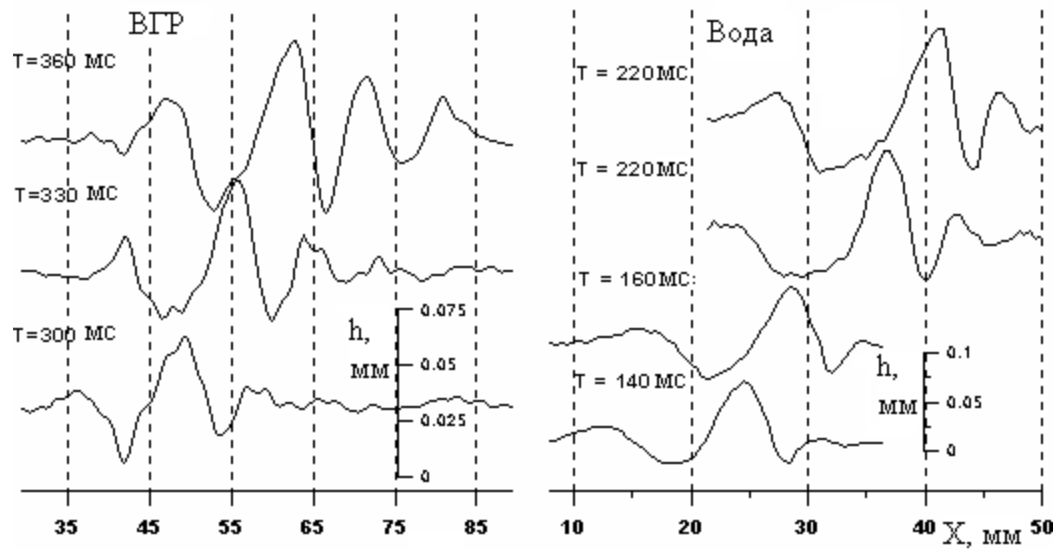


Рисунок 4.7. Пространственная форма волны вдоль центрального профиля при развитии волнового пакета. $Re = 16$.

На Рисунке 4.8 приведена трехмерная форма волны при пленочном течении воды, полученная реконструкцией по всем профилям регистрации для времени распространения $T = 200$ мс.

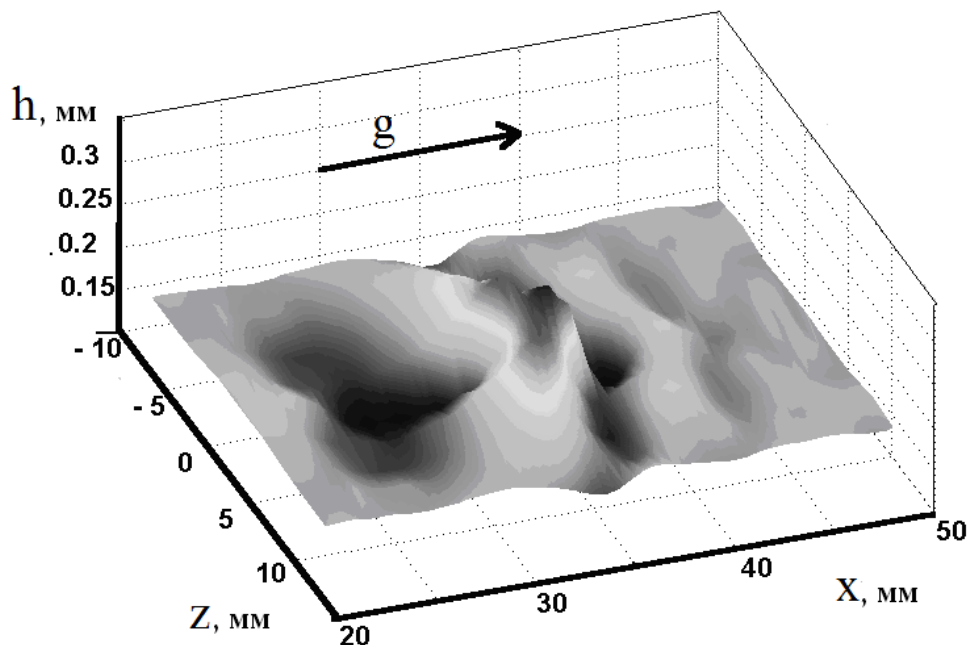


Рисунок 4.8. Трехмерная форма волны на начальном этапе генерации волнового пакета. Рабочая жидкость вода. $Re = 16$. $T = 200$ мс.

Видно, что на малых временах от начала возбуждения главный гребень волны имеет подковообразную форму, и его амплитуда быстро уменьшается при удалении от центральной части волны.

4.1.3 Эволюция начального возмущения в виде уединенной волны

При большой энергии возбуждения и направлении удара выбрасываемой источником жидкости под острым углом к направлению течения образуется уединенная одногорбая волна. В этом случае для возбуждения волн использовался источник с выходным диаметром сопла 0,4 мм. Масса выбрасываемой жидкости могла изменяться от 2 до 8 мг при одновременном увеличении скорости от 1,5 до 3 м/с и длительности удара от 0,02 до 0,03 с. Образование уединенной волны наблюдалась только при острых углах направления удара. При направлении удара под углом, близким к прямому, как правило, возникало несколько взаимодействующих друг с другом волн. Все приводимые ниже результаты относятся к случаю, когда угол удара $\varphi = 30^\circ$.

Отличительными особенностями волновой эволюции при высоких энергиях возбуждения являются наличие у трехмерной волны одного гребня большой амплитуды с развитым капиллярным предвестником и остающаяся после прохождения гребня протяженная впадина с пониженной толщиной пленки. В качестве примера на Рисунке 4.9 показана зависимость толщины пленки от времени при прохождении уединенной волны в двух точках центрального профиля для пленки воды с $Re = 10$.

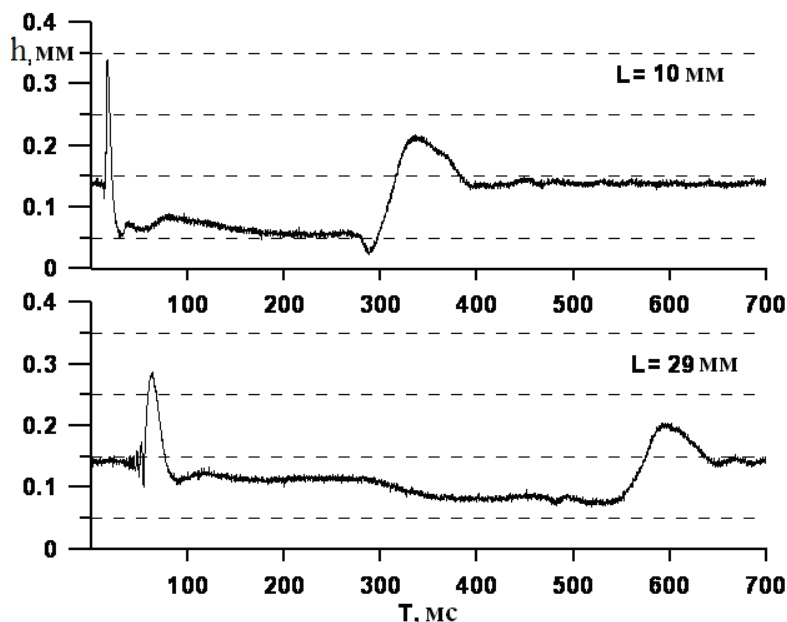


Рисунок 4.9. Зависимость толщины пленки от времени при распространении уединенной волны на разных расстояниях от точки возбуждения вдоль центрального профиля. Рабочая жидкость вода. $Re = 10$.

Эти особенности сохраняются для всех исследованных режимов течения при разных (но высоких) энергиях возбуждения. Вместе с тем, характер эволюции основного гребня зависит от энергии возбуждения: при очень высоких энергиях возбуждения амплитуда гребня с удалением от источника быстро уменьшается, а его ширина увеличивается. При меньших энергиях возбуждения амплитуда гребня слабо зависит от расстояния, а при еще более низких энергиях амплитуда гребня увеличивается с расстоянием во всей области проведения измерений. На Рисунке 4.10 в качестве примера приведен вид волны и зависимость ее амплитуды N_m от расстояния вдоль центрального профиля при разных энергиях возбуждения. Здесь N_m – максимальная толщина пленки, достигаемая при прохождении волны. Для нескольких промежуточных значений энергий возбуждения E ($E_1 > E > E_4$) зависимости амплитуды от расстояния не показаны, поскольку они занимают промежуточное положение между крайними кривыми. Как видно из Рисунка 4.10, для представленного случая амплитуда волны в процессе эволюции с разных сторон стремится к одному и тому же значению. Недостаточная длина профиля наблюдения, размер которой определяется положением линии волнообразования, не позволяет сделать вывод о том, является ли амплитуда в конце профиля установившейся, не смотря на то, что кривые зависимости амплитуды от расстояния стремятся к ней с разных сторон.

Развитие волны, как с понижением, так и с нарастанием амплитуды в зависимости от энергии возбуждения, наблюдались при всех исследованных режимах течения в интервале $10 \leq Re \leq 85$. Однако, в отличие от случая $Re = 10$, для остальных случаев не наблюдалось стремления N_m к какому либо одному выделенному значению.

В большинстве случаев, амплитуда волны в процессе эволюции меняется не монотонно. Как правило, с удалением волны от источника, ее амплитуда вначале уменьшается, а затем начинает возрастать. На Рисунке 4.11 приведены примеры, иллюстрирующие такое поведение зависимости амплитуды уединенной волны от расстояния при разных энергиях возбуждения ($E_1 > E_2 > \dots > E_5$) для ВГР и воды при $Re = 16$.

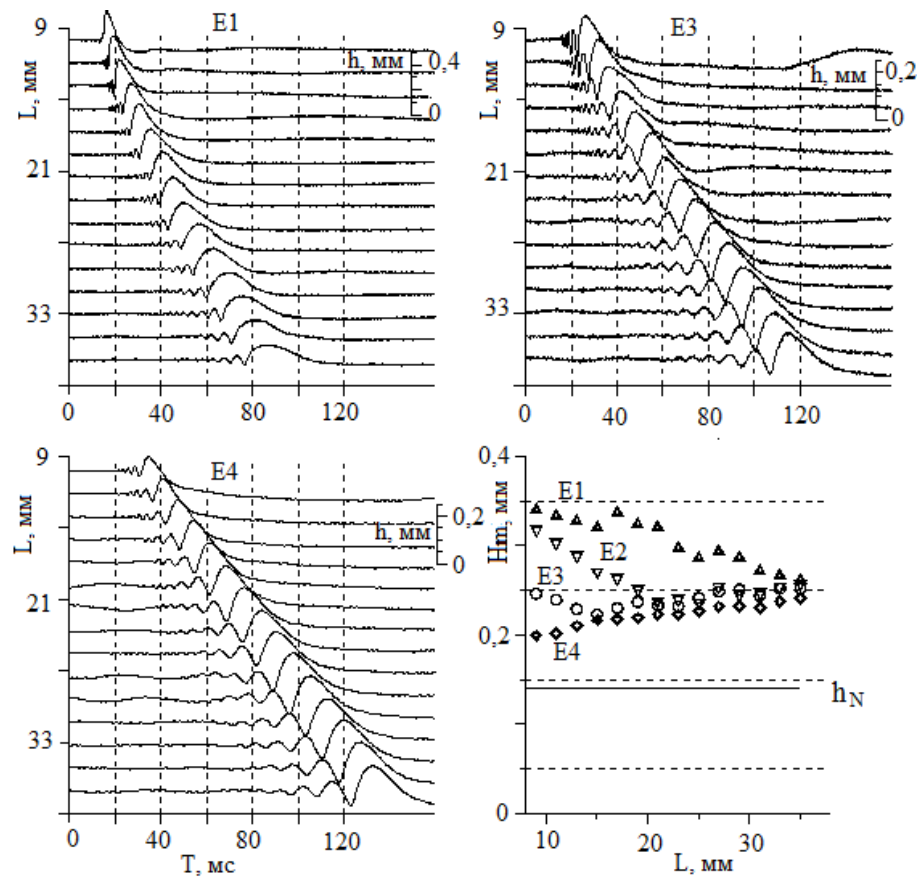


Рисунок 4.10. Развитие уединенной волны и зависимость ее амплитуды H_m от расстояния до точки возбуждения при разных энергиях возбуждения. Рабочая жидкость вода. $Re = 10$.

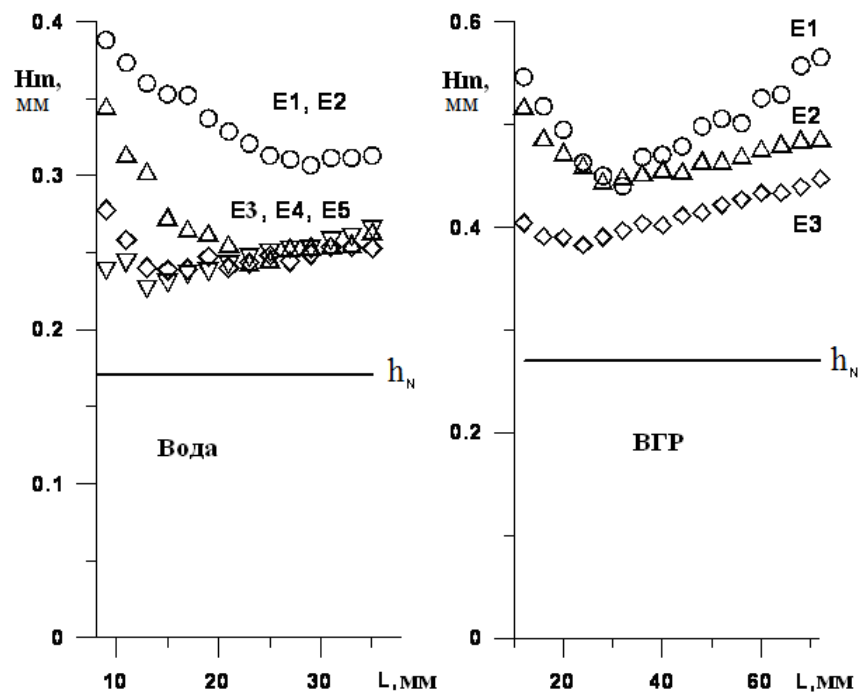


Рисунок 4.11. Зависимость амплитуды волны от расстояния до точки возбуждения при разных энергиях возбуждения. Рабочие жидкости Вода и ВГР. $Re = 16$.

Для всех исследованных режимов скорость волны оставалась выше скорости кинематических волн. Так, для воды при $Re = 10$ скорость волны в нижней части профиля составляет $0,3$ м/с ($C/u_N = 4,3$) при энергиях возбуждения $E2$ и $E4$ и остается несколько выше при энергии возбуждения $E1$. При $Re = 28$ скорость волны на воде достигает 0.5 м/с ($C/u_N = 3,7$).

Поскольку для ряда энергий возбуждения скорость и форма гребня волны медленно меняются с расстоянием, примерное представление об эволюции формы волны в пространственной области можно получить, рассматривая эволюцию формы во временной области с заменой $X = t \cdot C$. При таком преобразовании пространственная форма волны на больших расстояниях от гребня окажется искаженной, но вблизи от гребня искажения будут небольшими. Преимуществом такого подхода является то, что форму волны можно реконструировать, производя площадную съемку с относительно большим шагом вдоль профилей. На Рисунке 4.12 показан пример такой реконструкции для нескольких моментов времени на пленке ВГР при $Re = 16$. Шаг вдоль профилей в процессе съемки составлял 2 мм. Начало координат на Рисунке 4.12 привязано к гребню волны. Основными особенностями эволюции трехмерной волны, как на воде, так и на глицерине, являются следующие: гребень волны имеет подковообразную форму, за гребнем имеется длинная впадина, толщина пленки в которой существенно меньше толщины невозмущенной пленки. Амплитуда гребня вдоль боковых стенок подковы медленно падает с удалением от вершины подковы, но остается близкой к амплитуде в вершине на расстояниях нескольких поперечных размеров волны.

В процессе экспериментов не удалось зарегистрировать волны, близкие к стационарным. Пространственная форма зарегистрированных волн быстро менялась в процессе эволюции. На Рисунке 4.12 быстрое изменение формы волны хорошо видно: По мере распространения кривизна передней части гребня уменьшается, а боковые стенки расходятся в поперечном направлении со скоростью, близкой к $1/3$ скорости распространения волны и постепенно становятся более пологими. Одновременно на боковых стенках гребня начинают развиваться вторичные волны. Эти волны хорошо видны на боковой стенке уединенной волны при $T = 190$ мс.

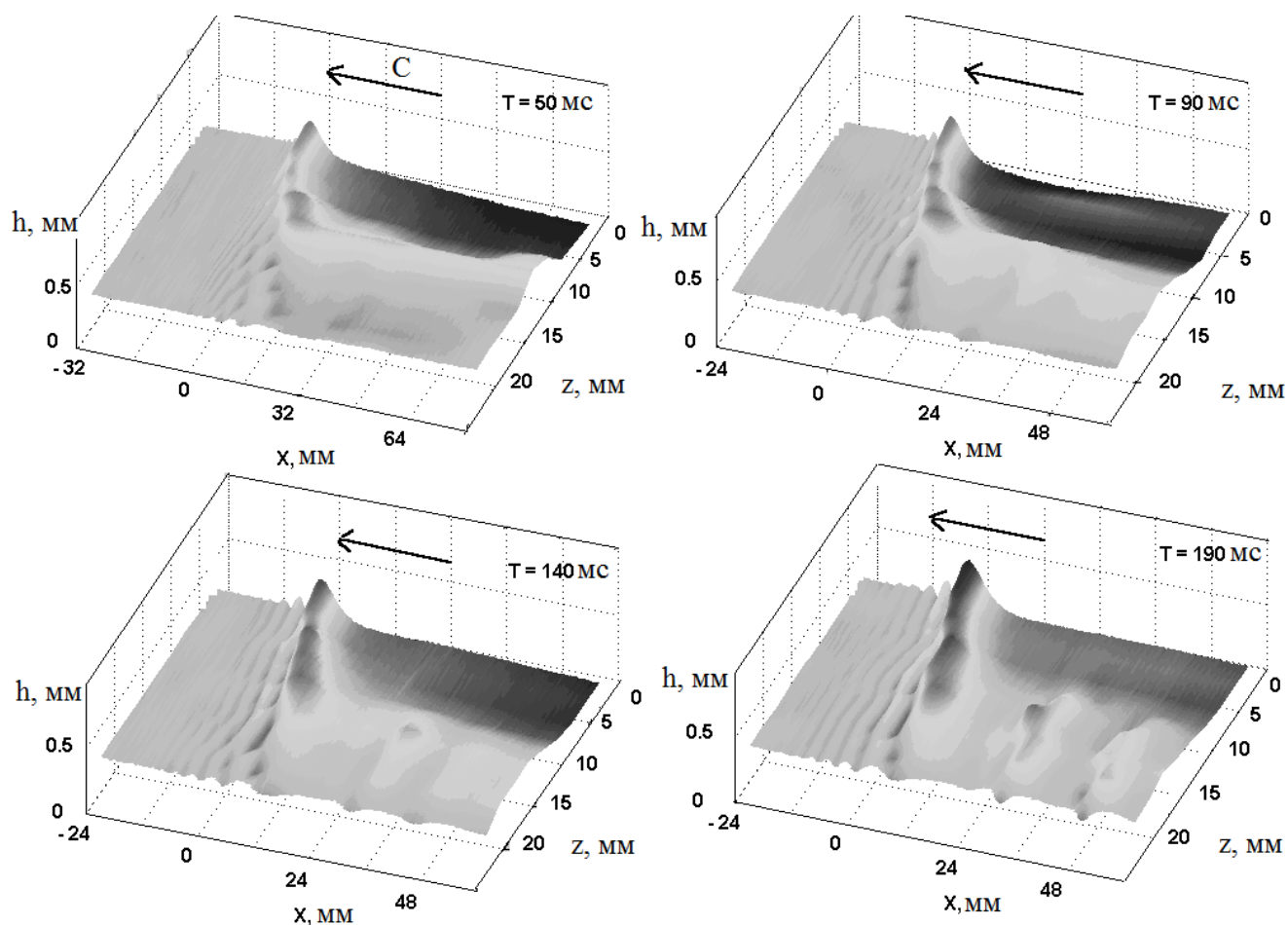


Рисунок 4.12. Эволюция уединенной трехмерной волны. Рабочая жидкость ВГР. $Re = 16$. Система координат привязана к гребню волны.

4.2. Эволюция локализованных возмущений при малых числах Рейнольдса

Исследование эволюции уединенных волн, проведенное при умеренных числах Рейнольдса с использованием методов локального измерения толщины пленки не позволило обнаружить стационарных трехмерных волн, хотя характер волновой эволюции при не очень высоких числах Рейнольдса, как, например, для воды при $Re = 10$ (Рисунок 4.10), указывает на возможность существования уединенных волн с выделенными характеристиками. В данном разделе описаны результаты экспериментального исследования эволюции локализованных трехмерных возмущений при малых числах Рейнольдса пленочного течения $Re < 5$ с использованием плевого метода ЛИФ. При малых расходах жидкости, характеризуемых малыми числами Рейнольдса, длина гладкой пленки на начальном участке течения существенно больше, чем при умеренных расходах, что позволяет проследивать эволюцию начального

возмущения на больших длинах пробега. При проведении экспериментов основное внимание уделялось поиску стационарных волн.

Эксперименты проводились на вертикальной пластине из оптически однородного стекла размерами 20 X 30 см. Для формирования пленки использовался щелевой распределитель с регулируемой шириной. Схема рабочего участка и компоновки системы измерения и системы возбуждения трехмерных волн приведена на Рисунке 4.13.

Описание гидродинамического контура, устройства рабочего участка и метода контроля равномерности орошения пластины жидкостью приведены в Разделах 2.1 и 2.3.3 Главы 2. Возбуждение трехмерных волн осуществлялось при помощи источника локализованных возмущений, описанного в Разделе 2.3.1 Главы 2. Для регистрации волновой картины и измерения мгновенного поля толщин стекающей пленки использовался метод

ЛИФ, описанный в Разделе 2.5 Главы 2. При регистрации фотографировалось поле размерами $10 \times 10 \text{ см}^2$, что обеспечивало пространственное разрешение 0,1 мм вдоль поверхности пластины. В качестве рабочей жидкости использовалась водно-спиртовая смесь с содержанием 45% процентов спирта по весу. В условиях эксперимента рабочая жидкость имела следующие физические характеристики: $\sigma = 0,03 \text{ кг/с}^2$, $\rho = 931 \text{ кг/м}^3$, $\nu = 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. В качестве флуоресцентного красителя использовался Родамин 6Ж в весовой концентрации $\approx 0,01\%$. Эксперименты проводились в диапазоне чисел Рейнольдса пленочного течения $1,5 < Re < 5$. Прямые измерения температуры при помощи проточного пробоотборника, показали, что в области проведения измерений температура пленки оставалась постоянной с точностью до $0,1^\circ\text{C}$. Выбор водно-спиртовой смеси для экспериментов обусловлен тем обстоятельством, что создание сплошной пленки при течении воды или водоглицериновых растворов умеренной вязкости при малых числах Рейнольдса является чрезвычайно сложной задачей. Даже будучи созданной путем искусственного распределения жидкости по поверхности пластины, такая

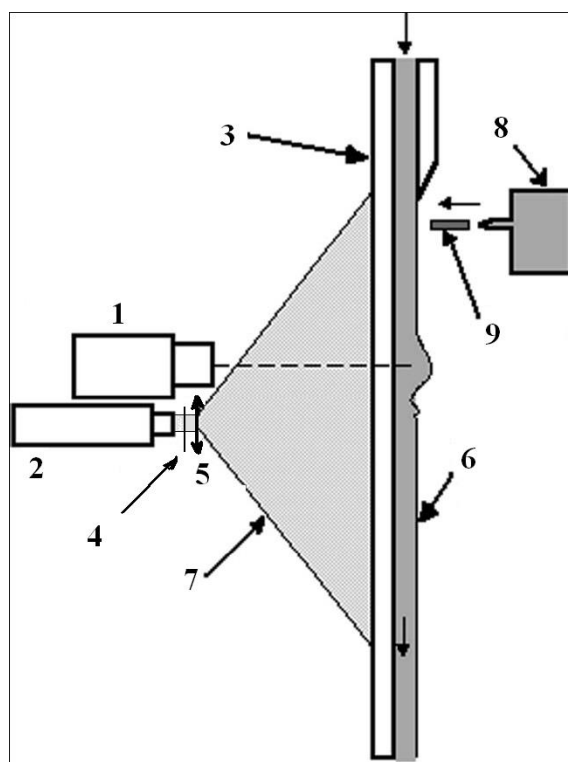


Рисунок 4.13. Схема рабочего участка и компоновки оборудования.

1 – CCD камера; 2 – лазер; 3 – стеклянная пластина; 4 – рассеиватель; 5 – объектив; 6 – пленка жидкости; 7 – световой пучок; 8 – источник возмущений; 9 – струйка жидкости.

пленка за короткое время самопроизвольно разрушается с образованием сухих областей, обычно прорастающих в центральную область течения от берегов. При использовании водно-спиртовой смеси условия смачивания пластины существенно лучше и, хотя разрывы пленки время от времени происходят, это не слишком осложняет проведение экспериментов.

4.2.1 Общие закономерности эволюции локализованных возмущений.

Общим для исследованных энергий возбуждения является смена характера эволюции волн, происходящая при $Re \approx 2,5$ ($Re/Fr^{1/11} \approx 0,5$). Для течения с $Re > 2,5$ эволюция происходит по одному из двух сценариев, описанных в Разделе 4.1, где представлены результаты исследования для $Re \geq 10$, а именно: при малых энергиях возбуждения происходит быстрый рост амплитуды начального импульса с одновременной генерацией волнового пакета, а при больших энергиях возбуждения волна развивается в виде уединенной подковообразной волны.

Для течений с $Re \leq 2,5$ при малых энергиях возбуждения начальный импульс медленно эволюционирует в виде уединенной подковообразной волны, а при больших энергиях возбуждения происходит быстрый развал начального возмущения на группу сложно взаимодействующих волн. Пример такой группы волн показан на Рисунке 4.14. В ряде случаев, при высоких энергиях возбуждения, наблюдалось образование системы из двух взаимодействующих волн, которые трансформировались в процессе последующей эволюции в стационарную двугорбую волну. Описание такой волны будет дано в Разделе 4.2.3.

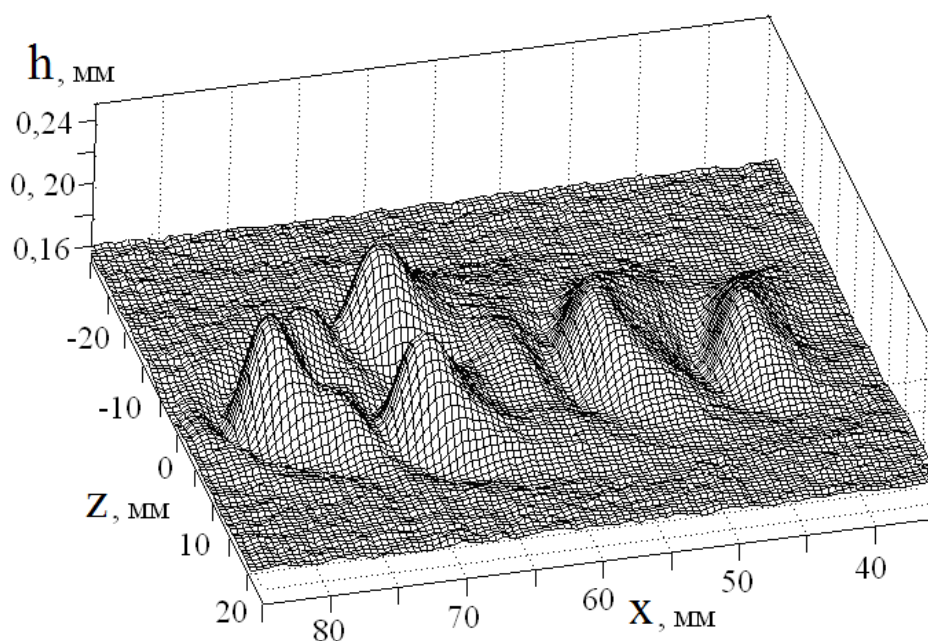


Рисунок 4.14. Группа волн, образовавшаяся при высокой энергии возбуждения. $Re = 1,9$.

Рисунки 4.15 и 4.16 иллюстрирует основные черты эволюции волн при малых энергиях возбуждения.

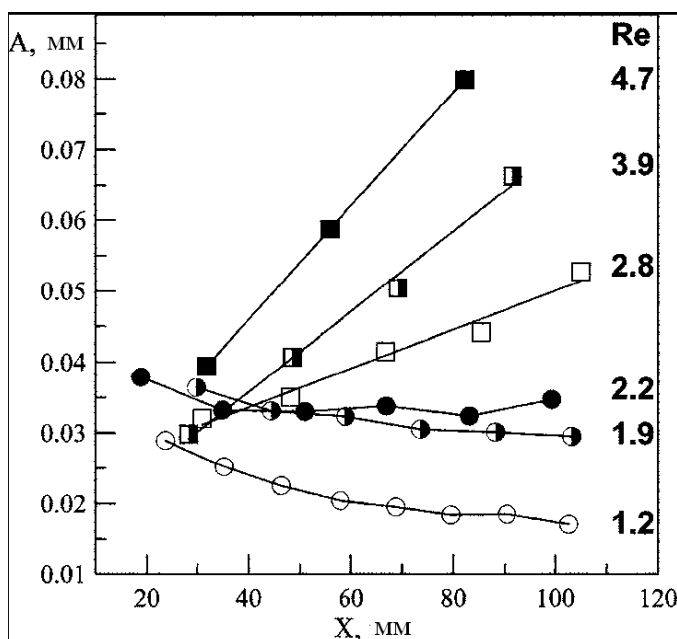


Рисунок 4.15. Зависимость амплитуды волн от расстояния до точки возбуждения. Круги – эволюция в виде уединенной волны. Квадраты – развитие волнового пакета.

Как видно из Рисунка 4.15, при развитии волнового пакета наблюдается линейный рост амплитуды волны с расстоянием. Этот процесс сводится к следующему (Рисунок 4.16): С ростом амплитуды начального возмущения происходит развитие впадины за главным максимумом волны. На противоположной стороне впадины развивается гребень, рост которого сопровождается развитием новой впадины за гребнем, что приводит к возникновению очередного гребня на противоположной стороне новой впадины и т.д. Одновременно с развитием системы гребней за главным

максимумом происходит быстрое нарастание амплитуды предвестника. В условиях эксперимента при таком сценарии эволюции волна достигает зоны развитых естественных волн на стадии линейного роста главного максимума, что не позволяет ответить на вопрос, может ли развиваться стационарная уединенная волна из локализованного возмущения малой амплитуды. Однако, как показано в разделе 4.1 для несколько больших значений Re , рост предвестника (а значит и формирование пакета) продолжается и после того, как главный максимум прекращает расти, и выходит на насыщение. Отсюда следует, что для формирования стационарной уединенной волны локализованное возмущение должно иметь достаточно высокую энергию, превышающую некоторое пороговое значение. На Рисунке 4.16 и далее $H = h/h_N$.

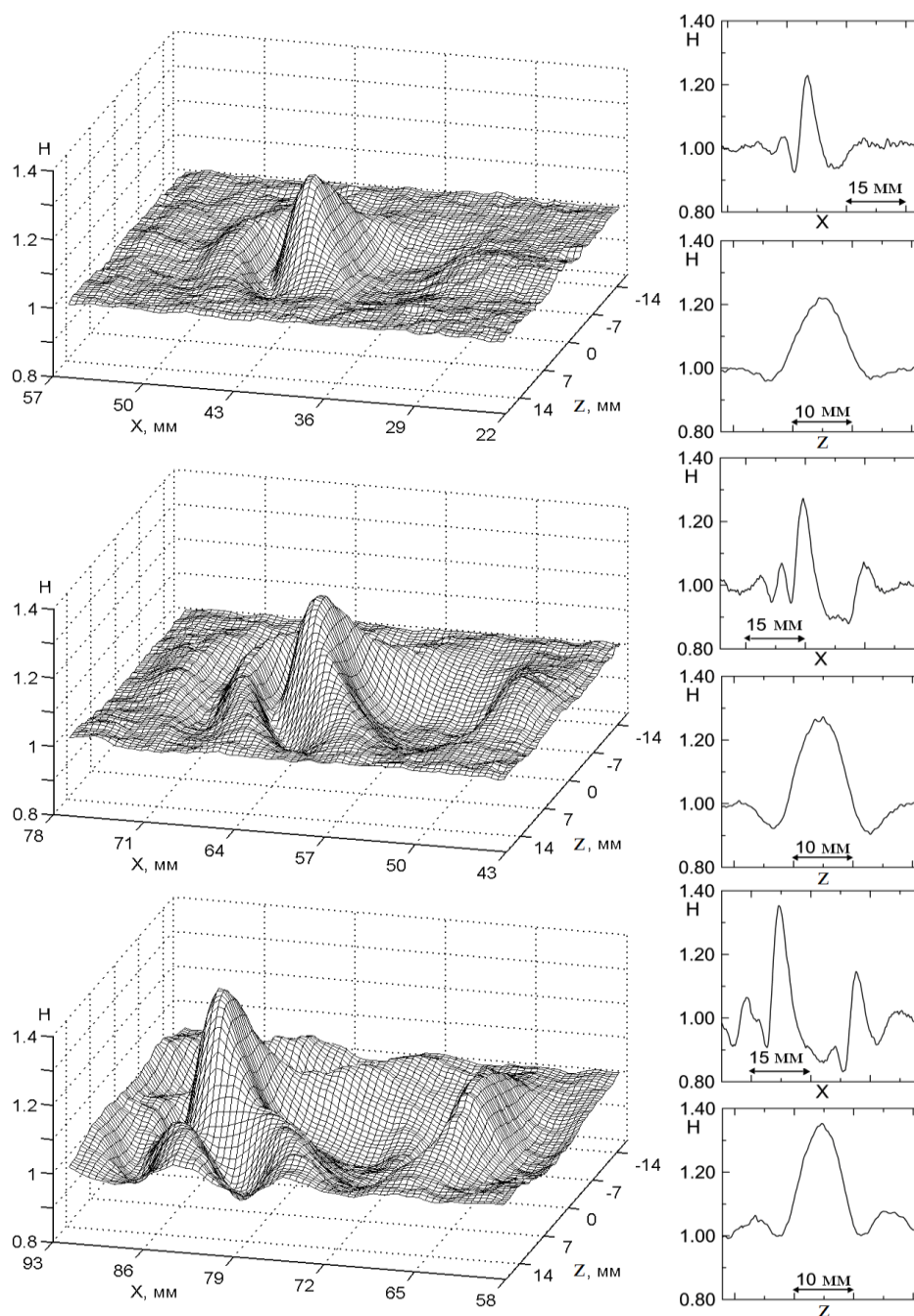


Рисунок 4.16. Изменение формы волны при развитии волнового пакета. $Re = 3,3$.

Справа – трехмерная форма волны. Слева – форма в сечениях, проходящих через центр главного гребня. Форма получена для последовательных моментов времени с интервалом 0,133с.

4.2.2. Стационарные уединенные трехмерные волны.

При проведении экспериментов особое внимание уделялось поиску стационарных волн. Предполагалось, что, подобрав определенные условия возбуждения, можно существенно сократить время трансформации начального возмущения в стационарную волну. Поэтому энергия возбуждения волны в процессе эксперимента изменялась в широких пределах. Всего в процессе экспериментов было исследовано более 80 комбинаций начальных условий по числу Рейнольдса и энергии возбуждения волны.

Направление эволюции волны определялось по изменению параметров, выбранных для ее описания.

В качестве параметров для описания подковообразных волн были выбраны следующие, представленные на Рисунке 4.17:

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

Скорость волны V , определяемая по максимуму кросскорреляционной функции между двумя полями толщин пленки, полученными через заданный интервал времени;

Полуширина волны вдоль направления течения Dx , равная расстоянию между передним и задним фронтом волны вдоль ее центрального сечения на высоте равной $h_0 + A/2$ (Рисунок 4.17а); Полуширина волны в поперечном направлении Dz , равная расстоянию между боковыми стенками гребня волны на высоте равной $h_0 + A/2$ (Рисунок 4.17б).

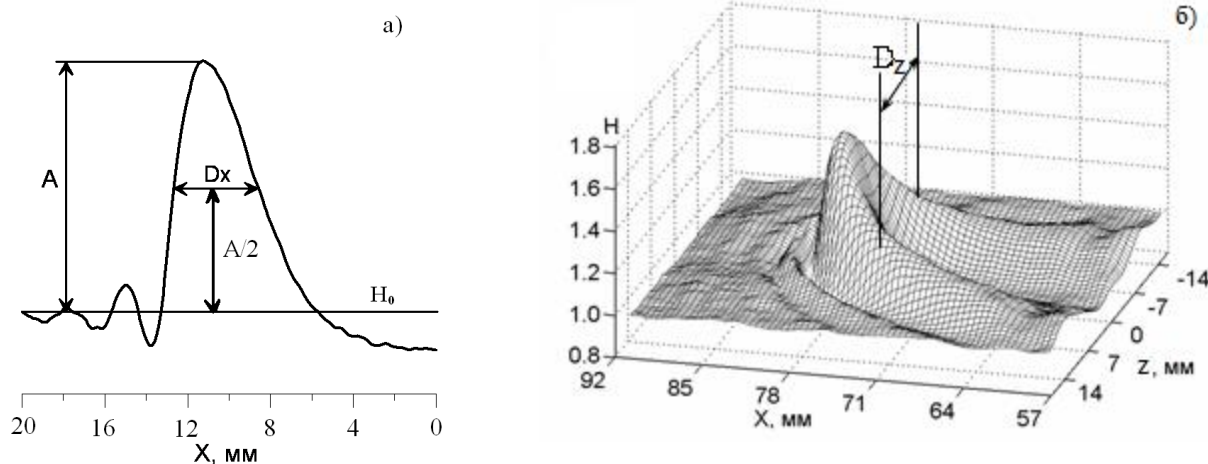


Рисунок 4.17. Характеристики, используемые для описания уединенных волн.

а) Амплитуда и полуширина Dx . б) Полуширина Dz .

Волна считалась стационарной, если все указанные характеристики оставались для нее постоянными в нижней части безволновой зоны пленочного течения на протяжении не менее трех характерных продольных размеров. Для ряда исследованных режимов течения удалось подобрать условия возбуждения, при которых начальное возмущение после непродолжительной эволюции трансформировалось в стационарную уединенную волну.

Пример эволюции с образованием стационарной волны приведен на Рисунке 4.18.

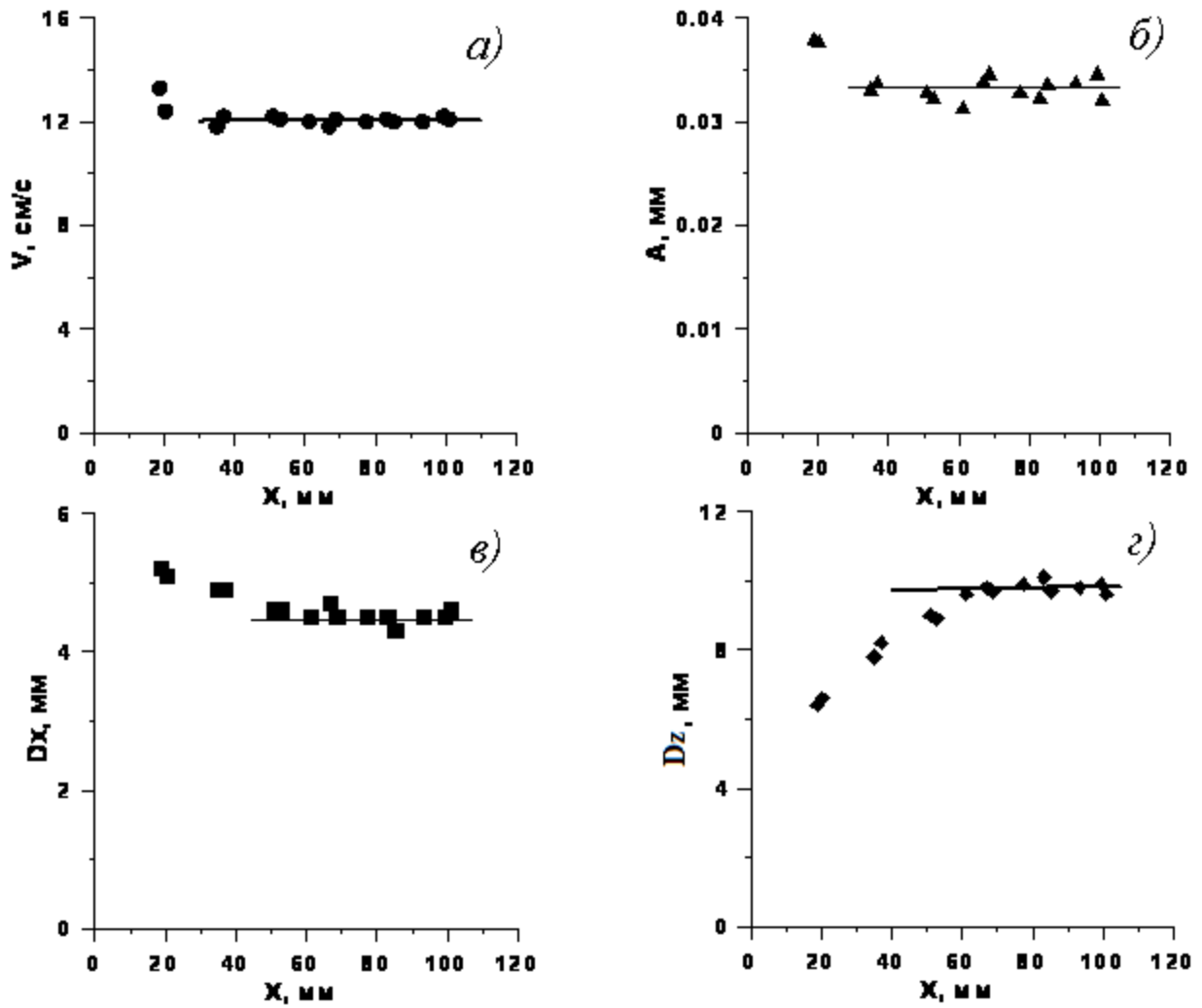


Рисунок 4.18. Эволюция характеристик локализованного возмущения при трансформации в стационарную волну. $Re = 2,5$.

а) – Изменение скорости, б) – Амплитуды, в) – Продольного размера, г) – Поперечного размера.

Форма зарегистрированных стационарных волн приведена на Рисунках 4.19 и 4.20.

Как видно из рисунков, при $2 < Re < 3$ форма волны еще близка к полученной в [69], однако уже при $Re > 3$ наблюдаются существенные отличия: изгиб гребня возрастает, его боковые стенки сильно удлиняются в продольном направлении, а между ними возникает узкая желобообразная впадина с пониженной, по сравнению с невозмущенной, толщиной пленки.

Отметим, что характеристики волны, представленной на Рисунке 4.19 в), измерены в области ее взаимодействия с растущими двумерными естественными волнами, которые видны в левой части рисунка в виде поперечных складок.

На рисунке 4.21 приведено сравнение экспериментально измеренных характеристик стационарных волн с теоретически полученными в работе [69] на основе уравнения Курамото-Сивашинского значениями для амплитуды и скорости. Несмотря на то, что теоретическое решение получено для случая $Re \sim 1$, формально оно может быть продолжено до любых чисел Рейнольдса. Как видно из Рисунка. 4.21, амплитуды и скорости зарегистрированных стационарных волн при всех числах Рейнольдса оказались близкими к теоретическим значениям.

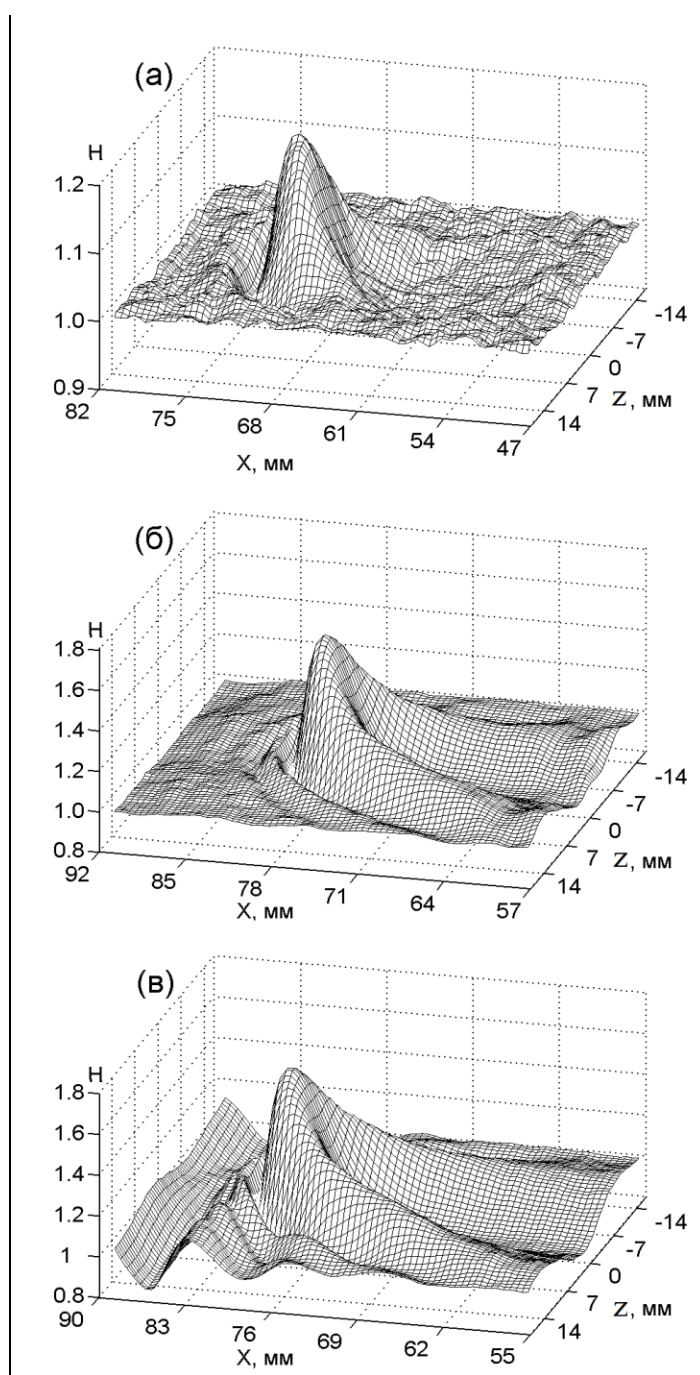


Рисунок 4.19 Пространственная форма стационарных уединенных трехмерных волн. а) - $Re = 2,5$; б) - $Re = 3,9$; в) - $Re = 4,8$.

при всех числах Рейнольдса оказались близкими к

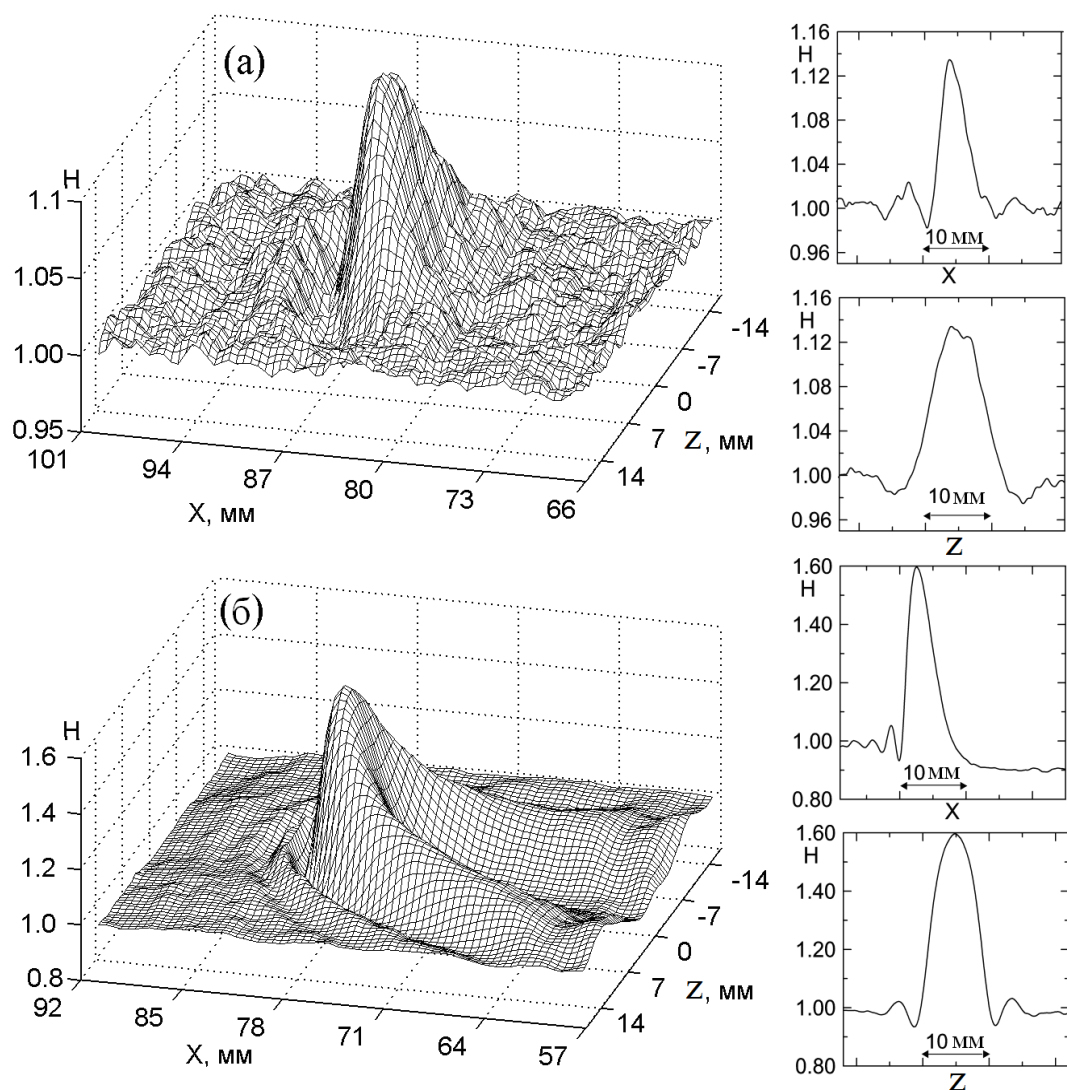


Рисунок 4.20. Форма стационарных волн.

а) $Re = 2,2$; б) $Re = 3,7$. Справа показана форма волны в продольном и поперечном сечениях, проходящих через ее максимум.

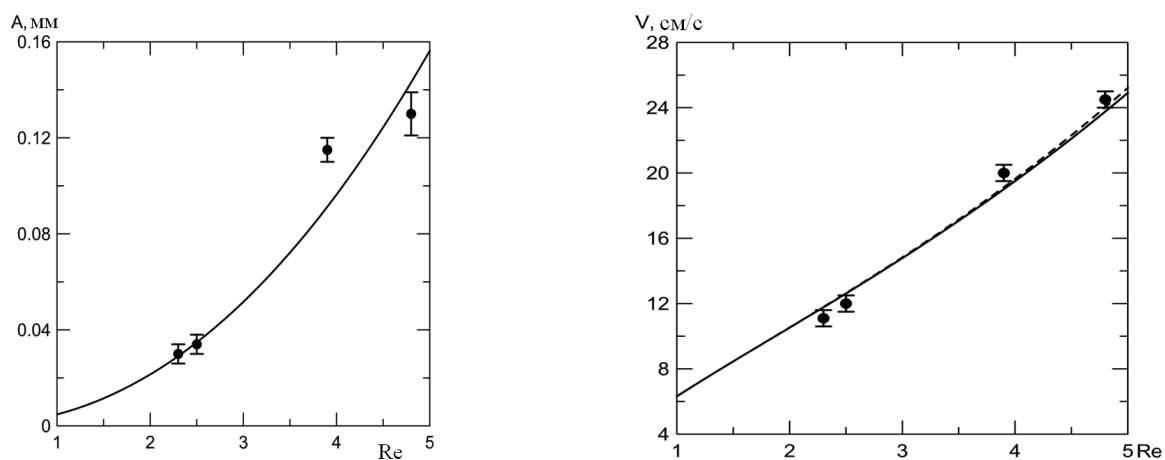


Рисунок 4.21. Характеристики стационарных уединенных волн.

Слева - амплитуда; Справа - скорость. Сплошная кривая – Расчет по [69], пунктирная – по [10].

4.2.3 О существовании многогорбых стационарных трехмерных волн.

Варьируя условия возбуждения, оказалось возможным сформировать двугорбые стационарные волны, похожие на теоретически полученные в [10] для обобщенного уравнения Курамото-Сивашинского. Как было сказано в Разделе 4.2.1, формирование таких волн наблюдалось при высоких энергиях возбуждения и $Re < 2,5$.

В отличие от одногорбых, для волн этого типа медленная эволюция наблюдалась на расстояниях, в несколько раз превышающих расстояния, необходимые для развития стационарных одногорбых волн. Кроме того, наблюдаемые двугорбые волны были менее устойчивыми, чем одногорбые: при фиксированных условиях возбуждения длительная и плавная эволюция таких волн с равной вероятностью могла закончиться как быстрым слиянием горбов с образованием нестационарной одногорбой волны на расстояниях 10 – 12 см от точки возбуждения, так и выходом на близкий к стационарному режим распространения. В силу указанных особенностей экспериментальное исследование двугорбых волн представляет собой гораздо более сложную задачу по сравнению со случаем одногорбых. Двугорбые стационарные волны были зарегистрированы в узком диапазоне чисел Рейнольдса при 1, $9 \leq Re \leq 2,2$. Трехмерная форма стационарной двугорбой волны для случая $Re = 2,2$ показана на Рисунке 4.22. Скорость ее распространения составляла $10,2 \pm 0,3$ см/с.

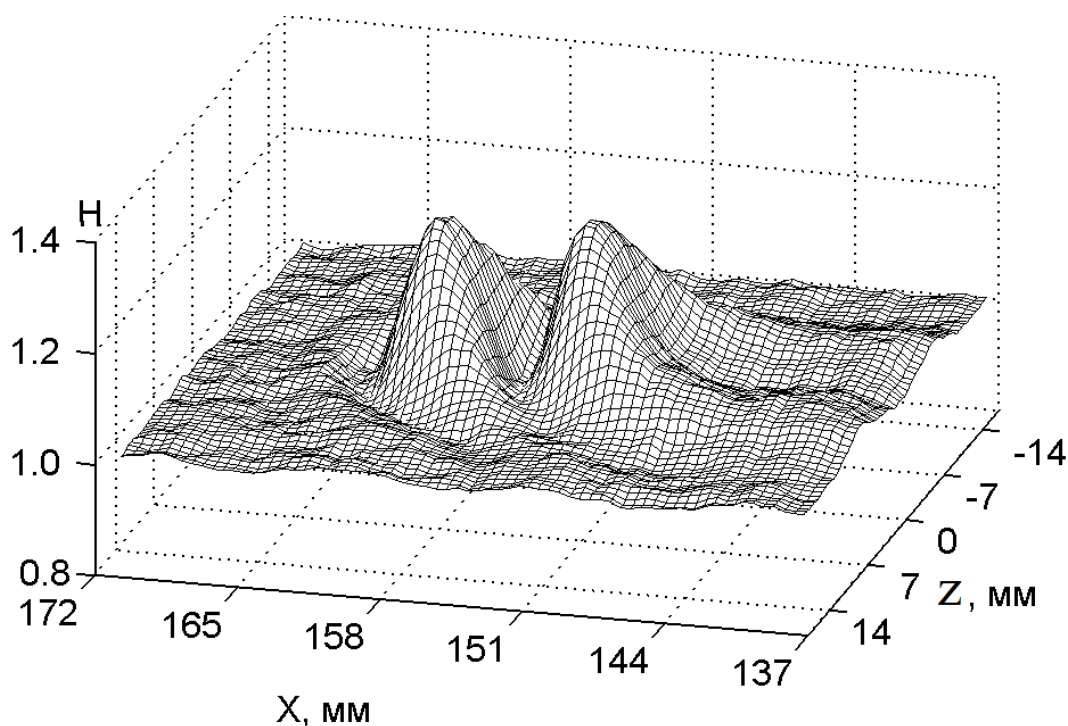


Рисунок 4.22. Стационарная двугорбая волна. $Re = 2,2$.

Впоследствии, для случая, представленного на Рисунке 4.22, Е. А. Демехиным с соавторами [134] было получено стационарное решение в виде двугорбой волны для системы уравнений Капицы-Шкадова и показано хорошее соответствие между теорией и экспериментом.

4.3 Выводы по главе 4

Проведено экспериментальное исследование эволюции локализованного трехмерного возмущения на вертикально стекающих пленках жидкости. Выявлено два основных сценария эволюции – развитие волнового пакета и формирование уединенной трехмерной волны подковообразной формы. При числах Рейнольдса пленочного течения от нескольких единиц до 70 – 80 для образования уединенной волны начальное возмущение должно обладать энергией, превышающей некоторое пороговое значение. При более низких энергиях возмущения из локализованного возмущения развивается волновой пакет.

В области малых чисел Рейнольдса $Re < 5$ впервые зарегистрированы уединенные стационарные трехмерные волны и измерены их характеристики. Характерной особенностью таких волн является подковообразная форма основного гребня, между боковыми стенками которого имеется узкая желобообразная впадина с пониженной, по сравнению с невозмущенной, толщиной пленки. Сравнение измеренных характеристик уединенных стационарных волн с теоретически предсказанными значениями показывает хорошее соответствие.

Заключение

Основными результатами работы являются следующие:

1. С использованием локальных датчиков электропроводности исследована эволюция возбужденных двумерных волн малой амплитуды на поверхности пленки жидкости стекающей по внутренней поверхности вертикальной трубы в присутствии спутного или противоточного газового потока. Основное внимание уделялось получению характеристик волн, развивающихся по линейному сценарию, когда нелинейные эффекты не оказывают существенного влияния на полученные волновые характеристики. Поскольку область линейного развития волн является короткой и расположена на начальном участке течения жидкости, особое внимание уделялось выполнению условий, при которых полученные результаты можно отнести к характеристикам линейных волн, развивающихся за пределами области гидродинамической стабилизации пленочного течения. Для волн, отвечающих таким условиям, полученные экспериментальные данные представлены в виде дисперсионных зависимостей пространственных инкрементов и фазовых скоростей от волнового числа.

Эксперименты показали, что пространственные инкременты волн, попадающих в окрестности волн максимального роста, возрастают при любом направлении течения газа по сравнению со случаем свободно стекающих пленок. Фазовая скорость волн, особенно в окрестности волн максимального роста, имеет сильную чувствительность к скорости противоточного течения газа и быстро уменьшается с ее увеличением. В случае спутного течения фазовая скорость волн слабо чувствительна к скорости газа и незначительно увеличивается с ростом скорости газа. Характер поведения дисперсионных кривых показывает, что область волновых чисел, в которых течение неустойчиво, сужается по сравнению со случаем течения под действием гравитации при наличии противотока газа и расширяется при наличии спутного газового потока. Экспериментальные результаты в случае отсутствия обдува неплохо согласуются с расчетами по линеаризованному двухволновому уравнению при $Re < 70$ в области значений $k < 0.25$.

2. Разработана система диагностики пленочных течений методом ЛИФ, позволяющая определять скорость и мгновенную форму трехмерных волн на поверхности стекающих по пластине пленок жидкости. Проанализированы основные источники погрешностей метода, включая оптические искажения, возникающие из-за волнистости свободной поверхности пленки. Показана возможность применения метода ЛИФ для исследования эволюции локализованных трехмерных возмущений.

3. В широком диапазоне чисел Рейнольдса пленочного течения $1,5 < Re < 100$ проведено экспериментальное исследование эволюции локализованного трехмерного

возмущения на вертикально стекающих пленках жидкости. Выявлено два основных сценария эволюции – развитие волнового пакета и формирование уединенной трехмерной волны подковообразной формы. При числах Рейнольдса пленочного течения от нескольких единиц до 70 – 80 для образования уединенной волны начальное возмущение должно обладать энергией, превышающей некоторое пороговое значение. При более низких энергиях возмущения из локализованного возмущения развивается волновой пакет.

4. В области малых чисел Рейнольдса $Re < 5$ впервые зарегистрированы уединенные стационарные трехмерные волны и измерены их характеристики. Отличительной особенностью таких волн является подковообразная форма основного гребня, между боковыми стенками которого имеется узкая желобообразная впадина с пониженной, по сравнению с невозмущенной, толщиной пленки. Сравнение измеренных характеристик уединенных стационарных волн с теоретически предсказанными значениями показывает хорошее соответствие.

Список сокращений и условных обозначений

ЛИФ – лазерно-индуцированная флуоресценция

$Re = q/\nu$ – число Рейнольдса пленочного течения

q – удельный объемный расход жидкости, m^2/s

ν – кинематическая вязкость, m^2/s

$Fi = \sigma^3/g\rho^3\nu^4$ – пленочное число

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м

g – ускорение свободного падения, m/s^2

ρ – плотность, kg/m^3

h – толщина, м

t – время, с

β – угол наклона, град

x, y, z – декартовы координаты, м

K – кривизна, m^{-1}

$h_N = (3\nu^2 Re/g\sin\beta)^{1/3}$ – равновесная толщина пленки жидкости по Нуссельту, м

$u_N = q/h_N$ – среднерасходная скорость жидкости по Нуссельту, m/s

u, v, w – компоненты вектора скорости, m/s

p – давление, N/m^2

P_0 – давление в газе над поверхностью жидкости, N/m^2

W – число Вебера

$We = 3W/Re$ – число Вебера

$\gamma = Fi^{1/3}$ – число Капицы

$k = 2\pi h_N/\lambda$ – безразмерное волновое число

λ – длина волны, м

D – диаметр, м

γ – коэффициент поглощения, m^{-1}

f – частота, s^{-1}

A – амплитуда волны, м

V – скорость, m/s

c – безразмерная фазовая скорость

α – безразмерный пространственный инкремент амплитуды

r – радиальная координата, м

R – радиус, м

L – расстояние, м

δ_0 – амплитуда флуктуаций толщины пленки, м

нижние индексы

N – по Нуссельту

c – критический

f – жидкость

g – газ

n – нейтральный

max – максимальное значение

0 – невозмущенное значение

Остальные обозначения поясняются в тексте.

Список литературы

1. Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М. Теплообмен в жидкостных пленках. – Киев: Техника, 1972. – 194 с.
2. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. – Вильнюс: Москлас, 1988. – 232 с.
3. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я. Гидродинамика и тепломассообмен с поверхностью раздела. – Москва: Наука, 1990. – 271 с.
4. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. – Новосибирск: Наука. – 1992. – 256 с.
5. Войнов Н. А., Сугак Е. В., Николаев Н. А., Воронин С. М. Пленочные биореакторы. – Красноярск: БОРГЕС, 2001. – 252 с.
6. 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. 21. – № 83. – P. 594 – 602.
7. Portalski S., Clegg A. J. An experimental study of wave inception on falling liquid films // Chem. Eng. Sci. – 1972. – Vol. 27. – № 6. – P. 1257 – 1265.
8. Park C. D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // AIChE J. – 2003. – Vol. 49. – № 11. – P. 2715 – 2727.
9. Demekhin E.A., Kalaidin E.N., Kalliadasis S., Vlaskin S.Yu. 2007a. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. I. Scenarios of two-dimensional-three-dimensional transition // Phys. Fluids. – 2007. – Vol. 19. – P. 114103.
10. Chang H.C., Demekhin E.A. Complex wave dynamics on thin films. – Amsterdam: Elsevier, 2002. – 401 p.
11. Craster R.V., Matar O.K. Dynamics and stability of thin liquid films // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – № 3. – P. 1131 – 1198.
12. Oron A., Davis S.H., Bankoff S.G. Long scale evolution of thin liquid films // Rev. Mod. Phys. – 1997. – Vol. 69. – № 3. – P. 931 – 980.
13. Капица П.Л. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости. I Свободное течение // ЖЭТФ. – 1948. – Т. 18. – № 1. – С. 3 – 18.
14. Капица П.Л., Капица С.П. Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости. III Опытное изучение волнового режима течения // ЖЭТФ. – 1949. – Т. 19. – № 2. – С. 105 – 120
15. Binnie A.M. Experiments on the onset of wave formation on a film of water flowing down a vertical plate // J. Fluid Mech. – 1957. – Vol. 2. – P. 551 – 553.

16. Tailby S.R., Portalski S. The hydrodynamics of liquids films flowing on vertical surface // Trans. Inst. Chem. Eng. – 1960. – Vol. 38. – P. 324 – 330.
17. Wilkes J.O., Nedderman P. The measurement of velocities in thin films of liquid // Chem. Eng. Sci. – 1962. – Vol. 17. – P. 177 – 187.
18. Stainthorp F.P., Allen J.M. The development of ripples on the surface of liquid film flowing inside a vertical tube // Trans. Inst. Chem. Eng. – 1965. – Vol. 43. P. T85 – T91.
19. Yih C.-S., 1963. Stability of liquid flow down an inclined plane // Phys. Fluids. – 1963 – Vol. 6. – № 3. – P. 321 – 334.
20. Benjamin, T.B. Wave formation in laminar flow down an inclined plane // J. Fluid Mech. – 1957. – Vol. 2. – P. 554 – 574.
21. Portalsky S., Clegg A.J. An experimental study of falling liquid films // Chem. Eng. Sci. – 1972 – Vol. 27. – P. 1257–1265.
22. Демехин Е.А., Токарев Г.Ю., Шкадов В.Я. О существовании критического числа Рейнольдса для стекающей под действием веса пленки жидкости // ТОХТ. – 1987. – Т. 21. – № 4. – С. 555 – 559.
23. Роговая И. А., Олевский В. М., Рунова Н. Г. Измерение параметров пленочного волнового течения на вертикальной пластине // ТОХТ. – 1969. – Т. 3. – № 2. – С. 200 – 208.
24. Холостых В. И., Бляхер И. Г., Шетхман А. А. Течение пленки жидкости по вертикальной поверхности // ИФЖ. – 1972. – Т. 22. – № 3. – С. 494 – 498.
25. Ганчев Б.Г., Козлов В.М. Исследование гравитационного течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины // ПМТФ. – 1973. – № 1. – С. 128 – 135.
26. Karapantsios T. D., Paras S. V., Karabelas A. J. Statistical characteristics of free falling films at high Reynolds numbers // Int. J. Multiphase Flow. – 1989. – Vol. 15. – №. 1. – P. 1 – 21.
27. Chu K. J., Dukler A. E. Statistical characteristics of thin, wavy films: Part II. Studies of the substrate and its wave structure // AIChE J. – 1974. – Vol. 20. – №. 4. – P. 695-706.
28. 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 J. – 1975. – Vol. 21. – №. 3. – P. 583 – 593.
29. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Радев К. Б. Волны и их влияние на конвективную диффузию газа в стекающих пленках жидкости // ПМТФ. – 1987. – № 3. – С. 95 – 104.
30. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Стационарные двумерные катящиеся волны на вертикальной пленке жидкости // ИФЖ. – 1976. – Т 30. – № 5. – С. 780 – 785.
31. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волнообразование при течении пленки жидкости по вертикальной стенке // ПМТФ. – 1987. – № 6. – С. 77 – 87.
32. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. Y., Pokusaev B. G. Wave formation on a vertical falling liquid film // AIChE J. – 1985. – Vol. 31. – №. 9. – P. 1446 – 1460.

33. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G. Wave formation on vertical falling liquid films // *J. Multiphase Flow*. – 1985. – Vol. 11. – № 5. – P. 607 – 627.
34. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Влияние волн на десорбцию углекислого газа из стекающих пленок жидкости // *ТОХТ*. – 1983. – Т. 17. – № 3. – С. 307 – 312.
35. Liu J., Paul J. D., Gollub J. P. Measurements of the primary instabilities of film flows // *J. Fluid Mech.* – 1993. – Vol. 250. – P. 69 – 101.
36. Liu J., Gollub J. P. Solitary wave dynamics of film flows // *Phys. Fluids* – 1994. – Vol. 6, № 5. – P. 1702 – 1712.
37. Liu J., Schneider J. B., Gollub J. P. Three-dimensional instabilities of film flows // *Phys. Fluids* – 1995. – Vol. 7. – № 1. – P. 55 – 67.
38. Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Observations of solitary wave dynamics of film flows // *J. Fluid Mech.* – 2001. – Vol. 435. – P. 191 – 215.
39. Malamataris N. A., Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions // *Phys. Fluids* – 2002. – Vol. 14. – № 3. – P. 1082 – 1094.
40. Bach P., Villadsen J. Simulation of the vertical flow of a thin, wavy film using a finite-element method // *Int. J. Heat Mass Transfer* – 1984. – Vol. 27. – № 6. – P. 815 – 827.
41. Ho L. W., Patera A. T. A Legendre spectral element method for simulation of unsteady incompressible viscous free-surface flows // *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*. – 1990. – Vol. 80. – № 1. – P. 355 – 366.
42. Malamataris N. T., Papanastasiou T. C. Unsteady free surface flows on truncated domains // *Ind. Eng. Chem. Res.* – 1991. – Vol. 30. – № 9. – P. 2211 – 2219.
43. Salamon T. R., Armstrong R. C., Brown R. A. Traveling waves on vertical films: Numerical analysis using the finite element method // *Phys. Fluids* – 1994. – Vol. 6. – № 6. – P. 2202 – 2220.
44. Ramaswamy B., Chippada S., Joo S. W. A full-scale numerical study of interfacial instabilities in thin-film flows // *J. Fluid Mech.* – 1996. – Vol. 325. – P. 163 – 194.
45. Benney D. J. Long waves on liquid films // *J. Math. Phys.* – 1966. – Vol. 45. – № 1. – P. 150 – 155.
46. Whitaker S. Effect of surface active agents on the stability of falling liquid films // *Ind. Engng. Chem. Fund.* – 1964. – Vol. 3. – № 2. – P. 132 – 142.
47. Trifonov Yu. Ya. Wavy film flow down a vertical plate: Comparisons between the results of integral approaches and full-scale computations // *J. Eng. Thermophys.* – 2008. – Vol. 17. – № 1. – P. 30 – 52.

48. 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.
49. Trifonov Y. Y. Stability of the wavy film falling down a vertical plate: The DNS computations and Floquet theory // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2014. – V. 61. – P. 73 – 82.
50. Malamataris N. A., Balakotaiah V. Flow structure underneath the large amplitude waves of a vertically falling film // *AIChE Journal*. – 2008. – Vol. 54. – № 7. – P. 1725 – 1740.
51. Dietze G. F., Leefken A., Kneer R. Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films // *J. Fluid Mech.* – 2008. – Vol. 595. – P. 435 – 459.
52. Шкадов В. Я. Волновые режимы течения тонкого слоя вязкой жидкости под действием силы тяжести // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1967. – № 1. – С. 43 – 51.
53. Шкадов В. Я. К теории течений тонкого слоя вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1968. – № 2. – С. 20 – 25.
54. Демехин Е. А., Демехин И. А., Шкадов В. Я. Солитоны в стекающих слоях вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1983. – № 5. – С. 36 – 44.
55. Шкадов В. Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1977. – № 1. – С. 63 – 66.
56. Шкадов В. Я., Холпанов Л. П., Малюсов В. А., Жаворонков Н. М. К нелинейной теории волновых течений пленки жидкости // *Теорет. основы хим. технологии*. – 1970. – Т. 4. – № 6. – С. 859 – 867.
57. Холпанов Л. П., Шкадов В. Я., Малюсов В. А. О расчете волновых характеристик стекающей пленки жидкости // *Теорет. основы хим. технологии*. – 1971. – Т. 4. – № 5. – С. 559 – 563.
58. Бунов А. В., Демехин Е. А., Шкадов В. Я. О неединственности нелинейных волновых решений в вязком слое // *ПММ*. – 1984. – Т. 48. – №4. – С. 691 – 696.
59. Демехин Е. А., Шкадов В. Я. Режимы двумерных волн тонкого слоя вязкой жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1985. – № 3. – С. 63 – 67.
60. Трифонов Ю. Я., Цвелодуб О. Ю. Нелинейные волны на поверхности пленки жидкости, стекающей по вертикальной стенке // *ПМТФ*. – 1985. – №5. – С. 15 – 19.
61. Шкадов В. Я., Демехин Е. А. Волновые движения пленок жидкости на вертикальной поверхности (теория для истолкования экспериментов) // *Успехи механики*. – 2006. – № 2. – С. 3 – 65.
62. Непомнящий А. А. Устойчивость волновых режимов в пленке, стекающей по наклонной плоскости // *Изв. АН СССР. МЖГ*. – 1974. – № 3. – С. 28 – 34.

- Ruyer-Quil C., Manneville P. Modeling film flows down inclined planes //EPJ B. – 1998. – Vol. 6. – №. 2. – P. 277 – 292.
63. Ruyer-Quil C., Manneville P. Improved modeling of flows down inclined planes // EPJ B. – 2000. – Vol. 15. – №. 2. – P. 357 – 369.
 64. Nguyen L. T., Balakotaiah V. Modeling and experimental studies of wave evolution on free falling viscous films // Phys. Fluids. – 2000. – Vol. 12. – №. 9. – P. 2236 – 2256.
 65. 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.
 66. Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P. Wave patterns in film flows: modelling and three-dimensional waves // J. Fluid Mechanics. – 2006. – Vol. 562. – P. 183 – 222.
 67. Shuler P. J., Krantz W. B. Spatially growing three-dimensional waves on falling film flow //Int. J. Multiphase Flow. – 1977. – Vol. 3. – № 6. – P. 609-614.
 68. Krishna M. V. G., Lin S. P. Nonlinear stability of a viscous film with respect to three-dimensional side-band disturbances //Phys. Fluids. – 1977. – Vol. 20. – № 7. – P. 1039-1044.
 69. Петвиашвили В. И., Цвелодуб О. Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости // ДАН. – 1978. – Т. 238. – № 6. – С. 1321 – 1323.
 70. Демехин Е. А., Шкадов В. Я. О трехмерных нестационарных волнах в стекающей пленке жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1984. – №. 5. – С. 21 – 27.
 71. Трифонов Ю. Я., Цвелодуб О. Ю. Трехмерные стационарные бегущие волны на вертикально стекающей пленке // ЖПМТФ. – 1986. – № 5. – С. 35 – 43.
 72. Tailby S. R., Portalski S. The determination of the wavelength on a vertical film of liquid flowing down a hydrodynamically smooth plate // Trans. Inst. Chem. Eng. – 1962. – Vol. 40. – P. 114 – 122.
 73. Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Kalliadasis S., Vlaskin S. Yu. Tree-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. II. Λ solitons // Phys. Fluids. – 2007. – Vol. 19. – P. 114104.
 74. Saprykin S., Demekhin E.A., Kalliadasis S. Two-dimensional wave dynamics in thin films. II. Formation of lattices of interacting stationary solitary pulses // Phys. Fluids. – 2005. – Vol. 17. – P. 117106 .
 75. Saprykin S., Demekhin E.A., Kalliadasis S. Two-dimensional wave dynamics in thin films. I. Stationary solitary pulses // Phys. Fluids. – 2005. – Vol. 17. – P. 117105
 76. Калайдин Е. Н., Власкин С. Ю., Демёхин Е. А., Каллиадасис С. О трехмерных солитонах в стекающей пленке жидкости // ДАН – 2006. – Т.406. – № 1. – С. 44 – 46.

77. Демёхин Е.А., Калайдин Е.Н., Шапарь С.Н., Шелестов В.С. Устойчивость трехмерных солитонов в вертикально стекающих пленках жидкости // ДАН. – 2007. – Т. 413. – № 2. – С. 193 – 197.
78. Liu J., Paul J. D., Gollub J.P. Measurement of the primary instabilities of film flow // J. Fluid Mech. – 1993. – Vol. 250. – P. 69 – 101.
79. Park C.D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // AIChE J. – 2003. – Vol. 49. – № 11. – P. 2715 – 2727.
80. Adomeit P., Renz U. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films // Int. J. Multiphase Flow. – 2000. – Vol. 26 – P.1183 – 1208.
81. Alekseenko S. V., Antipin V. A., Markovich D. M., Kharlamov S. M. An experimental study of the evolution of three-dimensional waves on a falling film // FORTSCHRITT BERICHTE-VDI REIHE 3 VERFAHRENSTECHNIK. – 2004. – P. 49 – 61.
82. Алексеенко С.В., Антипин В.А., Гузанов В.В., и др. Стационарные уединенные трехмерные волны на вертикально стекающей пленке жидкости // ДАН. – 2005. – Т. 405. – № 2. – С. 193 – 195.
83. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Guzanov V.V., et al. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers // Phys. Fluids. – 2005. – Vol. 17. – P. 121704
84. Woodmansee D. E., Hanratty T. J. Mechanism for the removal of droplets from a liquid surface by a parallel air flow // Chem. Eng. Sci. – 1969. – Vol. 24. – P. 299 – 307.
85. Azzopardi B. J. Drops in annular two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1997. – Vol. 23. – № 7. – P. 1 – 53.
86. Ishii M., Grolmes M. A. Inception criteria for droplet entrainment in two-phase concurrent film flow // AIChE J. – 1975. – Vol. 21. – P. 308 – 318.
87. Wallis, G. B. Flooding Velocities for Air and Water in Vertical Tubes // UKAEA Report AEEW-R123. – 1961.
88. Wallis G. B., Makkenchery S. The hanging film phenomenon in vertical annular two-phase flow // J. Fluids Enging. – 1974. – Vol. 96. – №. 3. – P. 297 – 298.
89. Pushkina O. L., Sorokin Y. L. Breakdown of liquid film motion in vertical tubes // Heat Transfer Sov. Res. – 1969. – Vol. 1, № 5. – P. 56 – 64.
90. Andreussi P., Asali J. C., Hanratty T. J. Initiation of roll-waves in gas-liquid flow // AIChE J. – 1985. – Vol. 31. – P. 119 – 126.
91. Hall Taylor N. S., Hewitt G. F., Lacey P. M. C. The motion and frequency of large disturbance waves in annular two-phase flow in air-water mixture // Chem. Eng. Sci. – 1963. – Vol. 18. – P. 537 – 552.

92. Han H., Zhu Zh., Gabriel K. S. A study on the effect of gas flow rate on the wave characteristics in two-phase gas-liquid annular flow // Nucl. Eng. Design. – 2006. – Vol. 236. – P. 2580 – 2588.
93. Omebere-Iyari N. K., Azzopardi B.J. A study of flow patterns for gas-liquid flow in small diameter tubes // Chem. Eng. Res. Design. – 2007. – Vol. 85. – P. 180 – 192.
94. Sawant P., Ishii M., Hazuku T., Takamasa T., Mori M. Properties of disturbance waves in vertical annular two-phase flow // Nucl. Eng. Design. – 2008. – Vol. 238. – P. 3528 – 3541.
95. Sekoguchi K., Mori K. New development of experimental study on interfacial structure on gas-liquid two-phase flow // Exp. Heat Transfer Fluid Mech. Thermodyn. – 1997. – Vol. 2. – P. 1177–1188.
96. Suzuki, K., Hagiwara, I., Sato, T. Heat transfer and flow characteristics of two-phase two-component annular flow // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1983. – Vol. 26. – P. 597 – 605.
97. Hagiwara, Y., Miwada, T., Suzuki, K. Heat transfer and wave structure in the developing region of two-component two-phase annular flow // Phys.-Chem. Hydrodynam. – 1985. – Vol. 6. – P. 141 – 156.
98. Sekoguchi K., Takeishi M., Ishimatsu T. Interfacial structure in vertical upward annular flow // Phys.-Chem. Hydrodynam. – 1985. – Vol. 6. – P. 239 – 255.
99. Wolf A., Jayanti S., Hewitt G. F. On the nature of ephemeral waves in vertical annular flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1996. – Vol. 22. – P. 325 – 333.
100. Damsohn M., Prasser H. M. High-speed liquid film sensor for two-phase flows with high spatial resolution based on electrical conductance // Flow Meas. Instrum. – 2009. – Vol. 20. – P. 1 – 14.
101. Ohba K., Nagae K. Characteristics and behavior of the interfacial wave on the liquid film in a vertically upward air-water two-phase annular flow // Nucl. Eng. Design. – 1993. – Vol. 141. – P. 17 – 25.
102. Alekseenko S. V., Antipin V. A., Cherdantsev A. V., Kharlamov S. M., Markovich D. M. Two-wave structure of liquid film and waves interrelation in annular gas-liquid flow with and without entrainment // Phys. Fluids. – 2009. – Vol. 21. – P. 061701.
103. Asali J. C., Hanratty T. J. Ripples generated on a liquid film at high gas velocities // Int. J. Multiphase Flow. – 1993. – Vol. 19. – P. 229 – 243.
104. Trifonov Yu. Ya. Counter-current gas-liquid wavy film flow between the vertical plates analyzed using the Navier-Stokes equations // AIChE J. – 2010. – Vol. 56. – №. 8. – P. 1975 – 1987.
105. Трифонов Ю. Я. Волновое течение пленки жидкости при наличии спутного турбулентного потока газа // ПИМТФ. – 2013. – Т. 54. – № 5. – С. 88 – 100.

106. Гугучкин В. В., Демехин Е. А., Калугин Г. Н., Маркович Э. Э., Пикин В. Г. О линейной и нелинейной устойчивости совместного плоскопараллельного течения пленки жидкости и газа // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1979. – № 1. – С. 36 – 42.
107. Чан Ван Чан, Шкадов В. Я. Неустойчивость слоя вязкой жидкости под воздействием граничного потока газа // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1979. – №2. – С. 28 – 36.
108. Jurman L. A., McCready M. J. Study of waves on thin liquid films sheared by turbulent gas flows // Phys. Fluids A. – 1989. – V. 1. – № 3. – P. 522 – 536.
- Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary // J. Fluid Mech. – 1959. – Vol. 6, № 02. – P. 161 – 205.
109. Miles J. W. On the generation of surface waves by shear flows // J. Fluid Mech. – 1957. – Vol. 3, № 02. – С. 185 – 204.
110. Jurman L. A., McCready M. J. Study of waves on thin liquid films sheared by turbulent gas flows // Phys. Fluids A. – 1989. – V. 1. – № 3. – P. 522 – 536.
111. Демёхин Е. А. Нелинейные волны в пленке жидкости, увлекаемой турбулентным газовым потоком // Изв. АН СССР. – МЖГ. – 1981. – № 2. – С. 37– 42.
112. Демехин Е.А., Токарев Г.Ю., Шкадов В.Я. Неустойчивость и нелинейные волны в вертикальной пленке жидкости, текущей в противотоке с турбулентным газовым потоком // ТОХТ. – 1989. – Т. 23. – № 1. – С. 64 – 70.
113. Семенов П. А. Течение жидкости в тонких слоях // ЖТФ. – 1944. – Т. 14. – № 7 – 8. – С. – 427 – 437.
114. Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. Instability of a liquid film moving under the effect of gravity and gas flow // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1995. – Vol. 38. – №. 11. – P. 2127 – 2134.
115. Aktershev S. P., Alekseenko S. V. Interfacial instabilities in an annular two-phase flow // Russ. J. Eng. Thermophys. – 1996. – Vol. 6. – № 4. – P. 307 – 320.
116. van Gastel K., Janssen P. A. E. M., Komen G. J. On phase velocity and growth rate of wind-induced gravity-capillary waves // J. Fluid Mech. – 1985. – Vol. 161. – P. 199 – 216.
117. Kuru, W. C., Sangalli, M., Uphold D. D., McCready, M. J. Linear stability of stratified channel flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1995. – Vol. 21. – №. 5. – P. 733 – 753.
118. Inada F., Drew D. A., Lahey R. T. An analytical study on interfacial wave structure between the liquid film and gas core in a vertical tube // Int. J. Multiphase Flow. – 2004. – Vol. 30. – №. 7. – P. 827 – 851.
119. Govan A.H., Hewitt G.F., Owen D.G., G. Burnett. Wall shear stress measurements in vertical air-water annular two-phase flow // Int. J. Multiphase Flow. – 1989. – Vol. 15. – №3. – P. 307 – 325.

120. Kowalski J. E. Wall and interfacial shear stress in stratified flow in a horizontal pipe // *AIChE J.* – 1987. – Vol. 33. – № 2. – P. 274 – 281.
121. Paras S. V., Vlachos N. A., Karabelas A. J. Liquid layer characteristics in stratified-atomization flow // *Int. J. Multiphase Flow.* – 1994. – Vol. 20. – № 5. – P. 939 – 956.
122. Mitchell J. E., Hanratty T. J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall shear-stress meter // *J. Fluid Mech.* – 1966. – Vol. 26. – № 1. – P. 199 – 221.
123. Накоряков В. Е., Бурдуков А. П., Кашинский О. Н, Гешев П. И. Электродиффузионный метод исследования локальной структуры турбулентных течений. – Новосибирск: ИТ СО АН СССР. – 1986. – 248 с.
124. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Христофоров В. В. Трение при стекании пленки по вертикальной стенке // *Инж.- Физ. Ж.* – 1973. – Т. 24. – № 5. – С. 824 – 830.
125. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Христофоров В. В., Алексеенко С. В. Экспериментальное исследование течения пленки жидкости по вертикальной стенке // *Инж.- Физ. Ж.* – 1974. – Т. 27. – № 3. – С. 397 – 401.
126. Tihon J., Tovchigrechko V., Sobolik V., Wein, O. Electrodiffusion detection of the near-wall flow reversal in liquid films at the regime of solitary waves // *J. Appl. Electrochem.* – 2003. – Vol. 33. – № 7. – P. 577 – 587.
127. Tihon J., Serifi K., Argyriadi K., Bontozoglou, V. Solitary waves on inclined films: their characteristics and the effects on wall shear stress // *Exp. Fluids.* – 2006. – Vol. 41. – № 1. – P. 79 – 89.
128. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В., Орлов В. В. Мгновенный профиль скорости в волновой пленке жидкости // *Инж.- Физ. Ж.* – 1977. – Т. 23. – № 3. – С. 399 – 405.
129. Alekseenko S. V., Antipin, V. A., Bobylev, A. V., Markovich, D. M. Application of PIV to velocity measurements in a liquid film flowing down an inclined cylinder // *Exp. Fluids.* – 2007. – Vol. 43. – № 2 – 3. – P. 197 – 207.
130. Ho F. C. K., Hummel R. L. Average velocity distributions within falling liquid films // *Chem. Eng. Sci.* – 1970. – Vol. 25. – № 7. – P. 1225 – 1237.
131. Moran K., Inumaru J., Kawaji M. Instantaneous hydrodynamics of a laminar wavy liquid film // *Int. J. Multiphase Flow.* – 2002. – Vol. 28. – № 5. – P. 731 – 755.
132. Ishigai S., Nakanisi S., Koizumi T., Oyabi Z. Hydrodynamics and heat transfer of vertical falling liquid films // *Bull. JSME.* – 1972. – Vol. 15. – № 83. – P. 594 – 602.
133. Nosoko T., Yoshimura P.N., Nagata T., Oyakava K. Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film // *Chem. Eng. Sci.* – 1996. – V. 51, № 5. P. 725 – 732.

134. Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Selin A. S. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. III. Experiment and model validation // *Phys. Fluids*. – 2010. – Vol. 22. – №. 9. – P. 092103.
135. Marshall B.W., Tiederman W.G. A capacitance depth gauge for thin liquid films // *Rev. Sci. Instrum.* – 1972. – Vol.43, – P. 344 – 547.
136. Roy R.P., Jain S. A study of thin water film flow down an inclined plate without and with countercurrent air flow // *Exp. Fluids*. – 1989. – Vol. 7, № 5. – P. 318 – 328.
137. Кротов С. В., Назаров А. Д., Павленко А. Н., и др. Емкостный измеритель локальной толщины пленки азота // *Приборы и техника эксперимента*. – 1997. – №. 1. – С. 149 – 152.
138. Павленко А. Н., Лель В. В., Серов А. Ф., Назаров А.Д. Динамика течения интенсивно испаряющейся волновой пленки жидкости // *ПМТФ*. – 2001. – Т. 42. – №3 – С. 107 – 115.
139. Чиннов Е. А., Назаров А. Д., Кабов О. А., Серов А. Ф. Измерение волновых характеристик неизотермической пленки жидкости емкостным методом // *ТиА*. – 2004. – № 3 – С. 441 – 447.
140. Miya M., Woodmansee D. E., Hanratty T. J. A model for roll waves in gas-liquid flow // *Chem. Eng. Sci.* – 1971. – Vol. 26. – №. 11. – P. 1915 – 1931.
141. Беседин С. М. Экспериментальные методы исследования волнового течения тонких пленок жидкости // *Физическая гидродинамика и теплообмен*. – Новосибирск: ИТ СО АН СССР. – 1978. – С. 17 – 21.
142. Brown R. C., Andreussi P., Zanelli S. The use of wire probes for the measurement of liquid film thickness in annular gas-liquid flows // *Canadian J. Chem. Eng.* – 1978. – Vol. 56. – № 6. – P. 754 – 757.
143. Нигматулин Б. И., Виноградов Л. А., Виноградов В. А., Курбанов Ш. Э. Методика измерения толщины и волновых характеристик поверхности жидкой пленки в пароводяном дисперсно-кольцевом потоке // *Теплофизика высоких температур*. – 1982. – Т. 20. – № 6. – С. 1145 – 1152.
144. Karapantsios T. D., Paras S. V., Karabelas A. J. Statistical characteristics of free falling films at high Reynolds numbers // *Int. J. Multiphase Flow*. – 1989. – Vol. 15. – № 1. – P. 1 – 21.
145. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Стационарные двумерные катящиеся волны на вертикальной пленке жидкости // *Инж. – Физ. Ж.* – 1976. – Т. 30. – № 5. – С. 780 – 785.
146. Alekseenko S. V., Markovich D. M., Shtork S. I. Wave Flow of rivulets on the outer surface of an inclined cylinder // *Phys. Fluids*. – 1996. – Vol. 8. – P. 3288 – 3299.
147. Alekseenko S. V., Bobylev A. V., Markovich D. M. Rivulet flow on the outer surface of an inclined cylinder // *J. Eng. Thermophys.* – 2008. – Vol. 17. – № 4 – P. 259 – 272.

148. Mouza A. A., Vlachos N. A., Paras S. V., Karabelas A. J. Measurement of liquid film thickness using a laser light absorption method // *Exp. Fluids*. – 2000. – Vol. 28. – № 4. – P. 355 – 359.
149. Portalski S., Clegg A. J. An experimental study of wave inception on falling liquid films // *Chem. Eng. Sci.* – 1972. – Vol. 27. – № 6. – P. 1257 – 1265.
150. Hewitt G. F., Lovegrove P. C., Nicholls B. Film Thickness Measurement Using a Fluorescence Technique. Part 1. Description of the Method // *AERE-R 4478*. – 1964.
151. Takamasa T., Kobayashi K. Measuring interfacial waves on film flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2000. – Vol. 26. – № 9. – P. 1493 – 1507.
152. Hazuku T., Fukamachi N., Takamasa T., Hibiki T., Ishii M. Measurement of liquid film in microchannels using a laser focus displacement meter // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 38. – № 6. – P. 780 – 788.
153. Han Y., Shikazono N. Measurement of liquid film thickness in micro square channel // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2009. – Vol. 35. – № 10. – P. 896 – 903.
154. Lel V. V., Al-Sibai F., Leefken A., Renz U. Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique // *Exp. Fluids*. – 2005. – Vol. 39. – № 5. – P. 856 – 864.
155. Zhou D. W., Gambaryan-Roisman T., Stephan P. Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique // *Exp. Thermal Fluid Sci.* – 2009. – Vol. 33. – № 2. – P. 273 – 283.
156. Алексеенко С. В., Бобылев А. В., Евсеев А. Р., и др. Измерение толщины плёнки жидкости волоконно-оптическим датчиком // *ИТЭ*. – 2003. – № 2. – С. 130 – 134.
157. Zaitsev D. V., Kabov O. A., Evseev A. R. Measurement of locally heated liquid film thickness by a double-fiber optical probe // *Exp. Fluids*. – 2003. – Vol. 34. – № 6. – P. 748 – 754.
158. Sekoguchi K., Takeishi M. Interfacial structures in upward huge wave flow and annular flow regimes // *Int. J. Multiphase Flow*. – 1989. – Vol. 15. – № 3. – P. 295 – 305.
159. Damsohn M., Prasser H. M. High-speed liquid film sensor for two-phase flows with high spatial resolution based on electrical conductance // *Flow Meas. Instrument.* – 2009. – Vol. 20. – № 1. – P. 1 – 14.
160. Belt R. J., Van't Westende J. M. C., Prasser H. M., Portela L. M. Time and spatially resolved measurements of interfacial waves in vertical annular flow // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2010. – Vol. 36. – № 7. – P. 570 – 587.
161. Grassi W., Testi D. Quantitative measurements in thermo-fluid dynamics based on colour processing // *Optics & Laser Technology*. – 2011. – Vol. 43. – № 2. – P. 381 – 393

162. Liu J., Schneider J. B., Gollub J. P. Three-dimensional instabilities of film flows // *Phys. Fluids*. – 1995. – Vol. 7. – № 1. – P. 55 – 67.
163. Liu J., Gollub J. P. Solitary wave dynamics of film flows // *Phys. Fluids*. – 1994. – Vol. 6. – № 5. – P. 1702 – 1712.
164. 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 // *Rev. Sci. Instrum.* – 1997. – Vol. 68. – № 11. – P. 4097 – 4102.
165. Johnson M. F. G., Schluter R. A., Miksis M. J., Bankoff S. G. Experimental study of rivulet formation on an inclined plate by fluorescent imaging // *J. Fluid Mech.* – 1999. – Vol. 394. – P. 339 – 354.
166. Vlachogiannis M., Bontozoglou V. Experiments on laminar film flow along a periodic wall // *J. Fluid Mech.* – 2002. – Vol. 457. – P. 133 – 156.
167. Hidrovo C. H., Hart D. P. Emission reabsorption laser induced fluorescence (ERLIF) film thickness measurement // *Meas. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 12. – № 4. – P. 467 – 477.
168. Coney M. W. E. The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two-phase flow // *J. Phys. E: Sci. Instr.* – 1973. – Vol. 6. – № 9. – P. 903-910.
169. Koskie J. E., Mudawar I., Tiederman W. G. Parallel-wire probes for measurement of thick liquid films // *Int. J. Multiphase Flow*. – 1989. – Vol. 15. – № 4. – P. 521-530.
170. Seno K., Ishioka, T., Harata, A., & Hatano, Y. Photoionization of rhodamine dyes adsorbed at the aqueous solution surfaces investigated by synchrotron radiation // *Analytical Sci.* – 2002. – Vol. 17. – Suppl. – P. i1177-i1179.
171. Melton L. A., Lipp C. W. Criteria for quantitative PLIF experiments using high-power lasers // *Exp. Fluids*. – 2003. – Vol. 35. – № 4. – P. 310-316.
172. Karasso P. S., Mungal M. G. PLIF measurements in aqueous flows using the Nd: YAG laser // *Exp. Fluids*. – 1997. – Vol. 23. – № 5. – P. 382-387.
173. Bindhu C. V., Harilal S. S., Nampoori V. P. N., Vallabhan C. P. G. Studies of nonlinear absorption and aggregation in aqueous solutions of rhodamine 6G using a transient thermal lens technique // *J. Phys. D: Applied Phys.* – 1999. – Vol. 32. – № 4. – P. 407-4011.
174. Du H., Fuh R. C. A., Li J., et al. PhotochemCAD: A computer-aided design and research tool in photochemistry // *Photochemistry and photobiology*. – 1998. – Vol. 68. – № 2. – P. 141-142.
175. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: Наука. – 1970. – 856 с.
176. Alekseenko S. V., Aktershev S. P., Cherdantsev A. V., et al. Primary instabilities of liquid film flow sheared by turbulent gas stream // *Int. J. Multiphase Flow*. – 2009. – Vol. 35. – № 7. – P. 617-627.

177. Lin S. P., Liu W. C. Instability of film coating of wires and tubes // *AIChE J.* – 1975. – Vol. 21. – №. 4. – P. 775-782.
178. Shlang T., Sivashinsky G. I. Irregular flow of a liquid film down a vertical column // *J. Physique.* – 1982. – Vol. 43. – №. 3. – P. 459-466.
179. Trifonov Yu. Ya. Steady-state traveling waves on the surface of a viscous liquid film falling down on vertical wires and tubes // *AIChE J.* – 1992. – Vol. 38. – №. 6. – P. 821-834.
180. Stücheli A., Özişik M. N. Hydrodynamic entrance lengths of laminar falling films // *Chem. Eng. Sci.* – 1976. – Vol. 31. – №. 5. – P. 369-372.
181. Cerro R. L., Whitaker S. Entrance region flows with a free surface: the falling liquid film // *Chem. Eng. Sci.* – 1971. – Vol. 26. – №. 6. – P. 785-798.