

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

На правах рукописи



Шатский Евгений Николаевич

**ВЛИЯНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА
ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕЧЕНИЯ НАГРЕВАЕМОЙ
ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ**

Специальность 01.04.14 —
«теплофизика и теоретическая теплотехника»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.

Чиннов Евгений Анатольевич

Новосибирск — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор литературы	9
1.1 Волновое течение пленок жидкости	9
1.2 Течение неизотермической пленки	18
1.2.1 Термокапиллярные структуры	21
1.2.2 Взаимодействие волн с термокапиллярными структурами .	27
1.2.3 Формирование сухих пятен в стекающих пленках жидкости	32
1.3 Выводы по главе	35
Глава 2. Описание экспериментальной установки и методики	
измерения.	36
2.1 Экспериментальная установка	36
2.2 Методики измерения	40
Глава 3. Формирование термокапиллярных структур разных	
типов	48
3.1 Влияние градиента температуры на развитие возмущений и	
формирование термокапиллярных структур	48
3.2 Термокапиллярные структуры при малых числах Рейнольдса . .	53
3.3 Управление формированием термокапиллярных структур	57
3.4 Выводы по главе	61
Глава 4. Взаимодействие трехмерных волн с	
термокапиллярными структурами разных типов	63
4.1 Взаимодействие в условиях низких градиентов температуры . . .	63
4.2 Взаимодействие в условиях высоких градиентов температуры . .	81
4.3 Влияние взаимодействия волн с термокапиллярными	
структурами на тепловой поток, соответствующий	
формированию первого устойчивого сухого пятна	91
4.4 Выводы по главе	95

Заключение	97
Список сокращений и условных обозначений	99
Список литературы	101

Введение

Течения тонких пленок жидкости реализуются во многих технологических процессах и установках разного назначения. Спектр практических приложений пленочных течений непрерывно расширяется, что стимулирует постановку и проведение новых экспериментальных и теоретических исследований. Пленки определяют режим теплопередачи в оросительных градирнях, абсорберах, скрубберах, ректификационных колоннах, испарителях, конденсаторах, аппаратах химической технологии, при движении парожидкостных смесей в трубах. Пленочные течения применяются в энергетике, в химической, фармацевтической и пищевой промышленности. Важной характеристикой таких течений является их волновая структура, влияющая как на процессы переноса, так и на режимные особенности течения. Существующие зависимости описывают теплообмен и разрыв в пленках жидкости без учета сильных термокапиллярных эффектов, что справедливо при относительно малых плотностях тепловых потоков. Промышленные аппараты вынуждены работать при малых тепловых нагрузках из-за ограничений, связанных с возможным разрывом пленочного течения, появлением и распространением сухих пятен, развитием кризисных явлений, приводящих к резкому ухудшению теплоотдачи, выходу оборудования из строя и ухудшения качества продукции. В связи с этим для широкого круга технических приложений важное значение имеет понимание гидродинамики и теплообмена в стекающих пленках жидкости.

Целью данной работы является экспериментальное исследование формирования термокапиллярных структур и их взаимодействия с волнами на поверхности стекающей нагреваемой пленки жидкости при малых и умеренных числах Рейнольдса ($0.1 < Re < 50$).

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

1. Исследовать влияние условий нагрева на формирование термокапиллярных структур разных типов, а так же определить границы существования этих структур.
2. Исследовать влияние термокапиллярных сил на волновое течение пленки жидкости.

3. Исследовать взаимодействие трехмерных волн с термокапиллярными структурами.
4. Исследовать влияние взаимодействия трехмерных волн с термокапиллярными структурами на тепловой поток, соответствующий формированию первого устойчивого сухого пятна.

Научная новизна:

1. Впервые были зафиксированы термокапиллярные структуры, формирующиеся при малых градиентах температуры, на поверхности пленки жидкости (тип Б), в условиях безволнового течения при малых значениях чисел Рейнольдса ($Re = 0,1-5$). Показано, что они отличаются по своим характеристикам от ранее обнаруженных термокапиллярных структур, формирующихся в условиях высоких градиентов температуры на поверхности пленки (тип А), и не связаны с трехмерным волновым течением.
2. Установлено, что структуры типа Б реализуются при малых числах Марангони в условиях малых значений градиентов температуры на поверхности пленки в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса и физических свойств жидкости (числа Капицы). Поперечный размер структур (расстояние между струями) определяется капиллярной постоянной и не зависит ни от вязкости жидкости, ни от расхода (чисел Марангони, Капицы и Рейнольдса пленки).
3. С использованием скоростной инфракрасной камеры выполнено экспериментальное исследование воздействия периодических искусственных возмущений на нагреваемую пленку жидкости при малых числах Рейнольдса ($Re < 2$). Показано, что развитие инициированных возмущений с длиной волны близкой к длине волны термокапиллярных структур типа А приводит к перемещению струй и воздействует на контактную линию, ограничивающую сухое пятно. Установлено, что искусственные возмущения при достаточно высоких тепловых потоках оказывают существенное влияние на изменение структуры течения и повторное орошение сухих зон.
4. Показано, что вследствие действия термокапиллярных сил на поверхности происходит деформация трехмерных волн и переход к струйному течению. При движении крупных волн деформация фронта волны

начинается в области, примыкающей к наиболее нагретой зоне остаточного слоя пленки (между формирующимися струями). Далее, по мере прохождения волны вдоль нагревателя, деформация распространяется вглубь волны, разделяя ее на струи. При движении волн среднего размера термокапиллярные силы изменяют расстояние между их гребнями, приводя в соответствие с расстоянием между формирующимися структурами в остаточном слое.

5. Впервые проведено исследование взаимодействия трехмерных волн с термокапиллярными структурами двух типов, в результате которого установлено, что при достижении высокого градиента температуры на передней кромке нагревателя течение плёнки меняет характер. Показано что вследствие такого взаимодействия:
 - происходит рост деформации пленки и амплитуды волн,
 - расстояние между струями изменяется вдоль нагревателя,
 - возникает зигзагообразное движение струй.
6. Обнаружено, что в результате взаимодействия волн с термокапиллярными структурами возрастает значение плотности теплового потока, соответствующего появлению первого устойчивого сухого пятна. Впервые обнаружен новый метод воздействия на пленочное течение, приводящий к повышению его устойчивости к разрыву. Результат является важным, так как обнаруженный способ повышения устойчивости пленок жидкости может быть использован в промышленных установках.

Теоретическая и практическая значимость Полученные новые фундаментальные знания о закономерностях формирования термокапиллярных структур, а также о воздействии термокапиллярных сил на волновое течение пленки жидкости, являются полезными для широкого круга технических приложений. Продемонстрирован способ повышения устойчивости пленок жидкости к разрыву, который может быть использован в промышленных установках.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты экспериментального исследования влияния градиента температуры на поверхности нагрева на формирование термокапиллярных структур.
2. Результаты исследования взаимодействия волн с термокапиллярными структурами в условиях различных градиентов температуры.

3. Результаты исследования влияния взаимодействия волн с термокапиллярными структурами на разрыв.

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

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: международных конференциях (7 конференция “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики 21 - 25 сентября 2009 г. Алушта, Украина, 8 конференция “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики 20-26 сентября 2010 г. Алушта, Украина, Sixth International Topical Team Workshop on two-phase systems for ground and space applications, Cava de' Tirreni, Italy, September 25-28, 2011, Seventh International Symposium on two-phase systems for ground and space applications, Beijing, China, September 17-21, 2012, II International Seminar with involvement of young scientists (scientific school) (ISHM-II), 20-21 May 2015, Novosibirsk) и Всероссийских конференциях (18 международная студенческая конференция “Студент и научно-технический прогресс”, 11 – 15 апреля 2009. г. Новосибирск, всероссийская научно-практическая конференция "Теплофизические основы энергетических технологий 24-26 июня 2010, г. Томск, Пятая Российская национальная конференция по теплообмену, 25-29 октября 2010, г. Москва, XI Всероссийская школа-конференция молодых ученых “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики”, 17-19 ноября 2010 г. Новосибирск, 49 международная студенческая конференция “Студент и научно-технический прогресс”, 16 – 20 апреля 2011. г. Новосибирск, XVIII школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева «Проблемы газодинамики и тепломассообмена в новых энергетических технологиях», 23-27 мая 2011г., г. Звенигород, 4 всероссийская конференция с участием зарубежных ученых “Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения”, 5-10 июля, Бийск, Всероссийская конференция молодых ученых «Новые нетрадиционные и возобновляемые источники энергии», 3 – 4 октября 2013 г. Новосибирск, Всероссийская конференция «XXXII Сибирский теплофизический семинар», Новосибирск, 19–20 ноября 2015).

Личный вклад. Вклад автора в исследования состоял в проведении серии экспериментов в составе научного коллектива, в самостоятельной разработке и тестировании комплекса численных алгоритмов для анализа базы данных измерений, самостоятельной обработке экспериментальных данных и интерпретации результатов, а также подготовке статей и докладов на конференциях и для публикации в рецензируемых журналах.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 27 печатных изданиях, 12 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 15 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 111 страниц с 75 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 101 наименование.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Волновое течение пленок жидкости

Пленки жидкости стекающие под действием гравитации по плоской поверхности являются хорошо известным примером конвективно неустойчивого течения с неустойчивостями разного вида, приводящими к появлению и взаимодействию поверхностных волн с большим разнообразием характеристик. Режимы с развитыми трехмерными волнами считаются заключительным этапом эволюции волн при умеренных числах Рейнольдса. На этом этапе свободная поверхность пленки жидкости покрывается многочисленными 3D-волнами, случайно взаимодействующими друг с другом [1].

Существует значительное количество различных способов классификации режимов свободного течения пленки жидкости. В общем случае режимы течения определяются двумя безразмерными параметрами Re , Ka , углом наклона поверхности, по которой стекает пленка жидкости, к горизонту θ и ее геометрическими характеристиками: длина и ширина (или диаметр трубы). Наиболее традиционным является выделение пяти режимов течения вертикальной пленки, предложенное в [2] и [1]:

- 1 - чисто ламинарный, $Re \leq 0.47Ka^{1/10}$,
- 2 - первый переходный режим, $0.47Ka^{1/10} \leq Re \leq 2.2Ka^{1/10}$,
- 3 - устойчивое волновое течение, $2.2Ka^{1/10} \leq Re \leq 75$,
- 4 - второй переходный режим, $75 \leq Re \leq 400$,
- 5 - полностью турбулентное течение, $400 \leq Re$.

Волновые характеристики пленки по длине поверхности существенно меняются. В [1] выделяются следующие наиболее типичные зоны течения: гладкая зона, зона возникновения двумерных нестационарных (линейных волн), зона двумерных стационарных (нелинейных волн), зона распада двумерных волн, зона нестационарных трехмерных волн солитонообразного вида. Область эволюции волн на поверхности пленки до зоны стабилизации волновых режимов может достигать 5-6 м [3]. При распаде двумерных волн на трехмерные в работах [4–6] выделяют синхронные волны, когда отсутствует фазовое смещение

волн в поперечном направлении, и субгармонические волны, когда фазовое смещение имеет место.

Экспериментально установлено, что тонкие слои вязкой жидкости при $Re < 400-500$ движутся ламинарно, их поверхность покрыта двумерными или трехмерными волнами, имеющими различные амплитуды и частоты [1]. Экспериментальные наблюдения показывают, что волны формируются на некотором расстоянии от распределительного устройства, а на начальном участке поверхность пленки остается гладкой. По результатам обобщения большого количества экспериментальных данных, приведенных в работе [1], при $Re = 5-50$ длина гладкой зоны для пленки воды, стекающей по вертикальной поверхности, составляет от 35 до 100 мм.

Аналитическое решение для установившегося свободного плоского течения с невозмущенной поверхностью было получено в работе [7]. Толщина пленки и профиль скорости описываются следующими зависимостями (предполагается $\rho_\nu \ll \rho_l$):

$$h_0 = l_\nu (3Re)^{1/3} / (\sin\Theta)^{1/3} = (3\Gamma_V \nu / g)^{1/3} / (\sin\Theta)^{1/3} \quad (1.1)$$

$$u = (g \sin\Theta / \nu)(yh_0 - y^2/2), u_{ave} = gh_0^2 \sin\Theta / 3\nu, u_{sur} = gh_0^2 \sin\Theta / 2\nu \quad (1.2)$$

Профиль скорости в пленке является полупараболическим, максимальную скорость имеет поверхность пленки. Давление поперек вертикально стекающего слоя не меняется, как для пограничного слоя. Объемный расход жидкости на единицу ширины пленки пропорционален кубу толщины пленки. Для числа Рейнольдса имеет место соотношение

$$Re = h_0 u_{ave} / \nu = \Gamma_V / \nu = gh_0^3 \sin\Theta / 3\nu^2 \quad (1.3)$$

Результаты исследований гидродинамики волновых пленок жидкости обобщены в работах [1; 8; 9]. После области гладкой пленки ниже по ее течению располагается участок двумерных квазистационарных волн, затем течение

эволюционирует к трехмерному. Согласно данным работы [10] волновое течение имеет место при $Re > Re_W$

$$Re_W = 0.607Ka^{1/11} \quad (1.4)$$

Согласно зависимости (1.4) при стекании воды первые волны на поверхности пленки появляются при $Re_W=5.6$, что хорошо подтверждается экспериментом [1]. Для стекания пленки жидкости по наклонной поверхности, согласно [11], теоретическое значение критического числа Re волнообразования равно

$$Re_W = 5/6ctg\Theta \quad (1.5)$$

С ростом Re амплитуда и частота волн увеличивается, а периодичность их движения нарушается. Уже при $Re>45-50$ вся поверхность пленки покрыта сплошной волновой сеткой, имеющей нерегулярную трехмерную структуру. Увеличение числа Рейнольдса пленки сопровождается усилением взаимодействия между волнами. По данным [12] переход к турбулентному течению пленки имеет место при числе Re равном

$$Re_T = 35Ka^{1/10} \quad (1.6)$$

Зависимость (1.6) подтверждается данными экспериментов [1].

Исследование течения пленки 31% раствора глицерина в воде по наклонной поверхности, формирования и развития трехмерных волн содержится в работе [5]. Двухмерные волны на поверхности пленки формировались искусственным образом за счет возмущений давления с определенной частотой в пленкоформирователе. Один из наблюдаемых сценариев изменения течения пленки жидкости вдоль лотка, показан на рис. 1.1. В верхней части лотка движутся двумерные волны, которые далее распадаются на трехмерные синхронные волны и преобразуются в солитоны. Зависимость продольных и поперечных длин волн от числа Рейнольдса показана на рис.1.2. Видно, что длина волны поперечных трехмерных возмущений убывает с ростом числа Рейнольдса. Наблюдалось

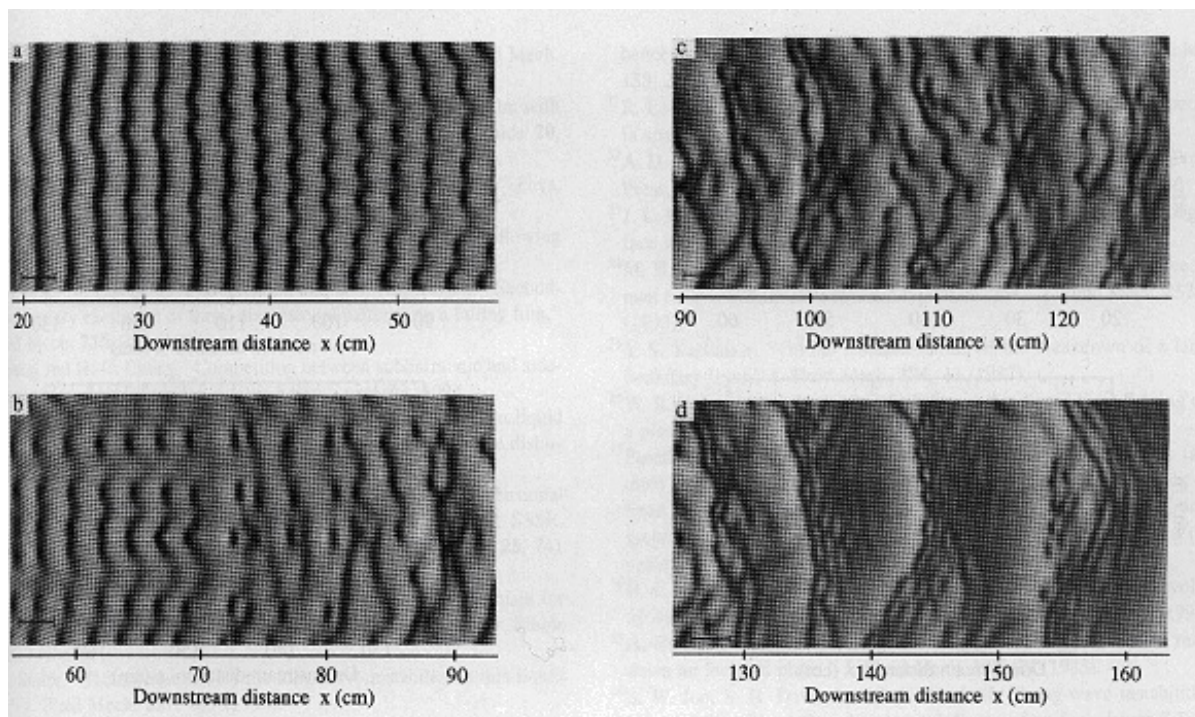


Рисунок 1.1 — Течения пленки 31% раствора глицерина в воде по наклонно поверхности $\Theta=6.4^\circ$, $Re=72$, $f=10$ Гц [5].

также образование субгармонических трехмерных волн с чередованием гребней волн в шахматном порядке.

В [13] проведены эксперименты, в которых некоторый объем жидкости с площадью поперечного сечения A_l выливался на наклонную пластину из сопла расположенного вдоль ее верхней границы. Пластина имела пятиугольную форму, ее ширина у сопла составляла 101.7 см. В течение значительного промежутка времени t течение имело двумерный характер. Выполнен анализ в рамках теории смазки без учета влияния поверхностного натяжения и контактного угла на передней границе жидкости. Измерения подтвердили выражение для длины пленки в зависимости от времени и других параметров. После того как фронт жидкости проходил определенное расстояние, его линия становилась неустойчивой. При течении силиконового масла вниз по поверхности продвигаются как максимумы волны неустойчивости, так и минимумы, причем максимумы движутся быстрее. При течении глицерина вниз продвигаются только максимумы волны, в то время как минимумы остаются неподвижными. Экспериментально было установлено, что длина волны является функцией поверхностного натяжения и сил гравитации (угла наклона пластины) и достаточно слабо зависит от расхода. В предположении, что длина волны неустойчивости определяется формой фронта, была получена зависимость

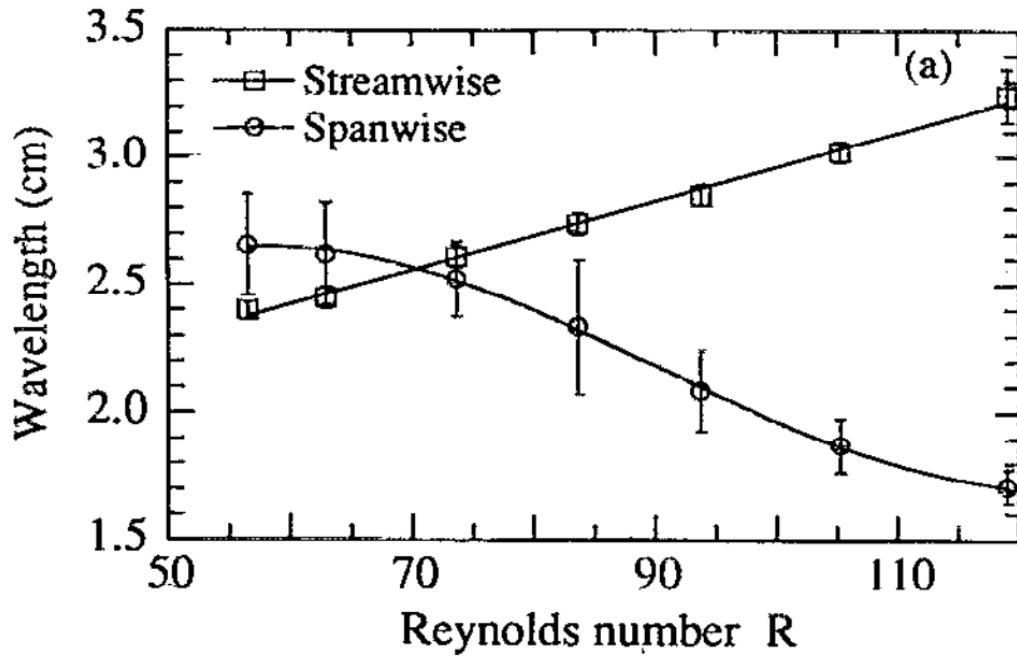


Рисунок 1.2 — Зависимость продольных и поперечных длин волн от числа Рейнольдса [5].

$$\Lambda = 7.5(A_l^{1/2}\sigma/\rho g \sin\Theta)^{1/3} \quad (1.7)$$

Эксперименты проводились на пластине из материала "Perspex". Наступающий краевой угол для силиконового масла и глицерина составлял 1 и 70 соответственно. Можно сделать вывод, что краевой угол смачивания в рассматриваемом явлении не является определяющим фактором: он не определяет процесс смачивания на начальном этапе стекания жидкости и процесс неустойчивости контактной линии.

Авторы работы [14] повторили эксперименты Хапперта с целью исследовать влияние краевого угла на динамику движения жидкости. Измеренные значения наступающего краевого угла при течении глицерина по поверхностям из плексигласа и стекла составляли 70 и 18 соответственно. Длина волны не зависела от краевого угла. Вместе с тем оказалось, что краевой угол является доминирующим фактором при последующем течении жидкости. При относительно малых углах, контактная линия имела треугольную форму (жидкость полностью смачивала твердую поверхность), а при относительно больших углах контактная линия имела прямоугольную форму (жидкость распространялась

пальцами). Различные аспекты данной проблемы (двумерное течение, возникновение неустойчивости, развитие нелинейных структур) были в дальнейшем рассмотрены экспериментально, теоретически и численно в работах [15–17].

Опубликовано значительное количество теоретических исследований движения и трехмерной неустойчивости изотермических пленок жидкости. Устойчивость гладкой пленки и двумерных волн относительно трехмерных возмущений рассматривалась в работах [4; 11; 18–20]. Нелинейная эволюция трехмерных волн изучалась в [20]. Для диапазона умеренных чисел Рейнольдса в работе [19], был проведен анализ трехмерных волн. Выделено 2 основных семейства волн. К характерным картинам относятся случаи шахматного чередования горбов, впадин и изогнутых гребней. Показано вырождение пространственных решений в двумерные с удвоением волнового числа. Теоретическое исследование течения изотермической пленки жидкости при распаде двумерных волн на трехмерные приведено в работе [4]. Для изучения стекающей пленки жидкости по вертикальной поверхности было использовано длинноволновое эволюционное уравнение. Показано, что при определенных волновых числах на поверхности пленки существуют строго нелинейные постоянные двумерные волны, которые всегда неустойчивы и распадаются на трехмерные. Развитие трехмерных волн было изучено для различных начальных условий с использованием длинноволнового уравнения развития типа Бенну.

Известно, что длина пробега пленки жидкости оказывает существенное влияние на волнообразование на ее поверхности. В работе [21] обнаружены четыре зоны влияния длины пробега пленки воды на волнообразование. Показано, что при расстоянии от пленкоформирователя до верхнего края нагревателя более 300 мм и числах Рейнольдса меньше 20 по нагревателю распространялись солитонобразные волны.

Работа [22] посвящена экспериментальному исследованию волновых характеристик стекающей изотермической пленки жидкости по вертикальному каналу. Было исследовано три жидкости (вода, растворы 1,5% и 2,5% бутанола) в зависимости от длины пробега пленки жидкости для средних чисел Re и больших чисел Ca . Толщина пленки измерялась методом электропроводности. Основная часть работы посвящена изучению влияния поверхностного натяжения на волновые характеристики течения пленки жидкости. Однако существенного влияния поверхностного натяжения на развитие волновой структуры об-

наружено не было. Визуальное наблюдение распространения пленки жидкости показало, что на поверхности жидкости с более низким поверхностным натяжением волны появляются раньше, чем для жидкости с более высоким значением поверхностного натяжения. Другая особенность, к которой ведет низкое поверхностное натяжение - в области волновой пленки (30 см от входа жидкости) для воды, волны разделены невозмущенной пленкой, в то время как для раствора бутанола, вся пленка покрыта волнами. Данные по частотам возбуждения волн на поверхности пленки, так же как и по волновой скорости находятся в хорошем соответствии с результатами полученными ранее.

Эволюция волн на поверхности изотермической пленки при течении воды вдоль вертикальной поверхности в диапазоне чисел Рейнольдса от 10 до 100 была рассмотрена в работе [23]. Изменение динамики естественно формирующихся волн при числах Рейнольдса 30 и 62 показано на рис. 1.3.

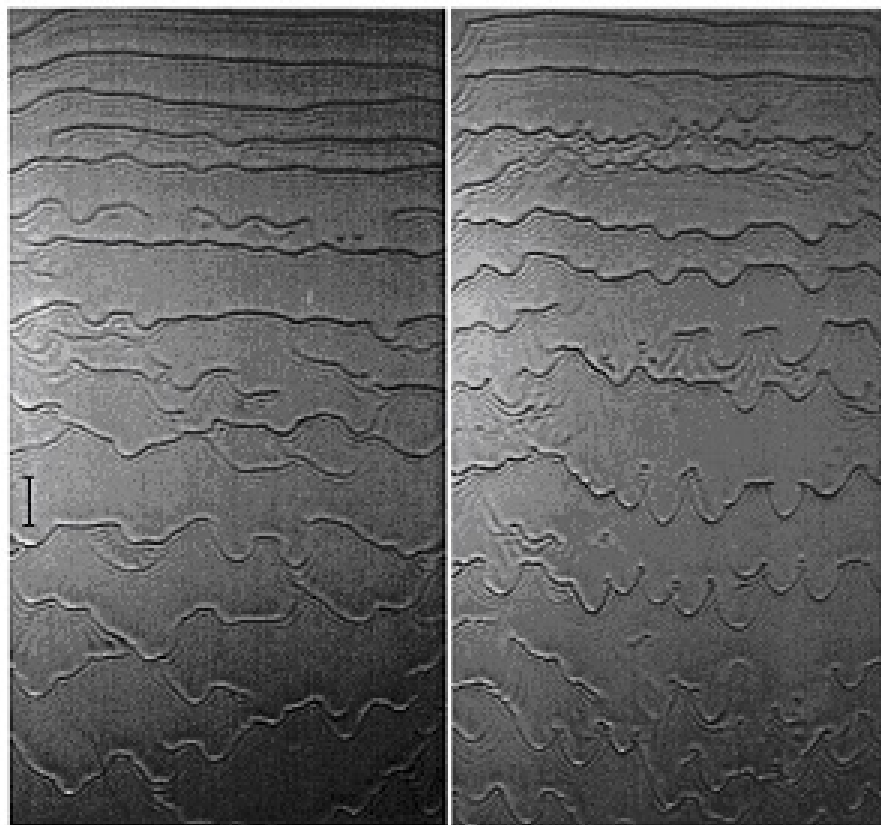


Рисунок 1.3 — Картина течения невозмущенной пленки воды слева $Re = 30.3$ справа $Re = 61.7$ [23].

Картина, наблюдаемая при числах Рейнольдса больше 40, отличается наличием определенной структуры трехмерных волн, в отличие от волн, появляющихся на малых числах Рейнольдса, которые не имеют определенных разме-

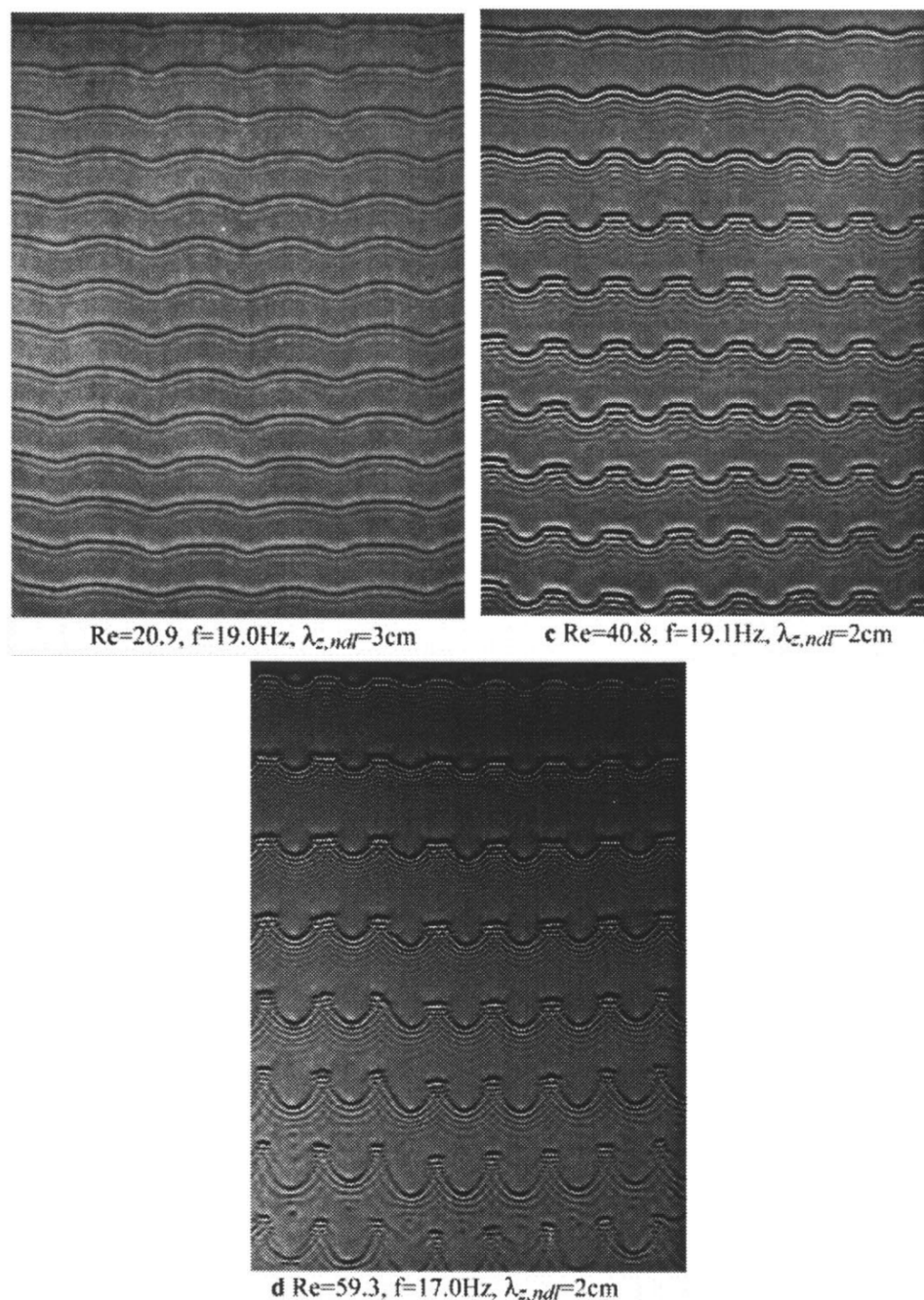


Рисунок 1.4 — Картина течения пленки воды с возмущениями постоянной длины волны [23].

ров и форм. При числах Рейнольдса больше 40 возмущения фронта двумерных волн приобретают подковообразную форму и в дальнейшем развиваются в подковообразные волны. Другой отличительной особенностью является критическая длина волны возмущения, при которой двумерные волны становятся неустойчивыми и распадаются в уединенные подковообразные волны. Для числа Рейнольдса 20 эта длина составляет 3 см, а при увеличении числа Рейнольдса она начинает уменьшаться и при числах Рейнольдса больше 40 составляет 2 см (рис.1.4).

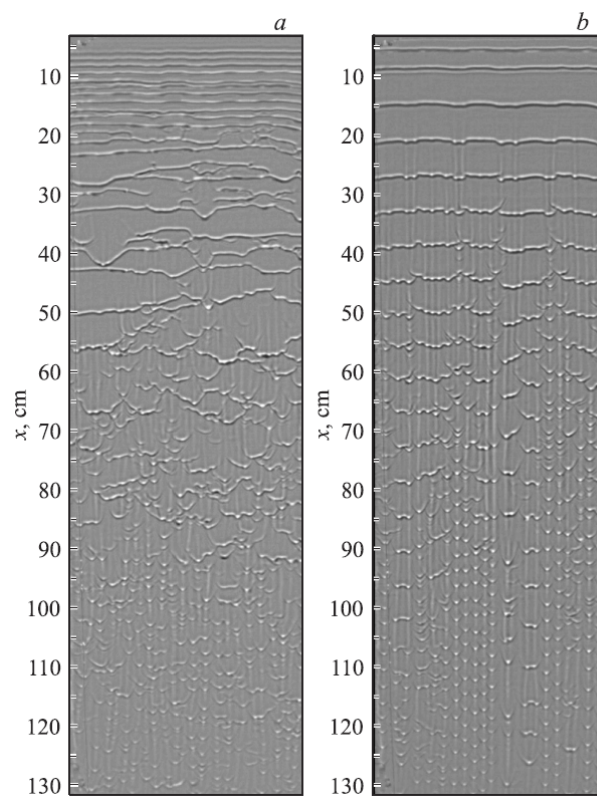


Рисунок 1.5 — Теневые фотографии течения. $Re = 14$. а — естественная волновая эволюция; б — эволюция регулярных двумерных волн, частота возбуждения $F = 6$ Гц. При включении/выключении наложенных колебаний переход от а к б и обратно происходит в течение нескольких секунд [24].

В последних работах ИТ СО РАН установлено, что переход от регулярных двумерных структур к трехмерному течению сопровождается существенным перераспределением жидкости в поперечном направлении [24–27]. Описаны характерные формы трехмерных структур, развивающихся в процессе перехода. В работе [25] эксперименты проводились на воде и растворах глицерина. Показано, что переход от двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости сопровождается существенным перераспределением жидкости в горизонтальном направлении которое вызывает периодическое изменение толщины пленки. Представлена информация о характерной форме развивающихся в процессе перехода трехмерных структур. В работе [24] представлены результаты экспериментального исследования перехода от двумерного к трехмерному волновому движению при пленочном течении жидкости по вертикальной пластине больших размеров. Эксперименты проводились на стеклянной пластине шириной 45 см и длиной 140 см в диапазоне чисел Рейнольдса $4 < Re < 110$. В качестве рабочей жидкости использовалась вода. Показано, что такой переход сопровождается формированием струй, при этом на больших расстояниях от начального участка волновое движение может быть практически полностью подавлено в межструйных областях (рис. 1.5), а расстояние между струями при $Re=14$ составляет 15 мм.

При волновом переходе 2D-3D зарегистрировано сильное поперечное перераспределение жидкости, приводящее к образованию ручейков на поверхности изотермической пленки жидкости (рис. 1.6). Обсуждаются возможные расхождения между моделированием и экспериментами, включая применимость моделей пограничного слоя и периодических граничных условий.

1.2 Течение неизотермической пленки

При течении пленок жидкости по нагреваемым поверхностям помимо гидродинамической неустойчивости, приводящей к развитию волнового течения, возникают так же термокапиллярные неустойчивости разного типа, связанные с переносом жидкости вдоль границы раздела фаз вследствие действия градиента поверхностного натяжения.

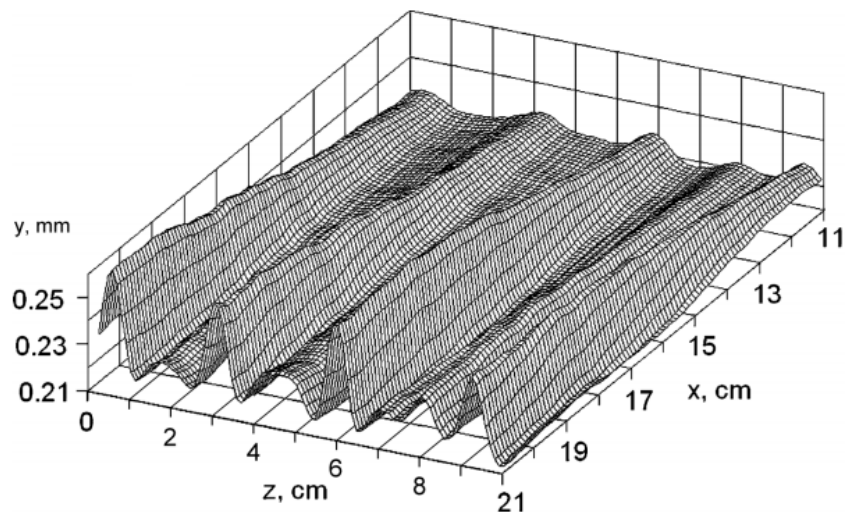


Рисунок 1.6 — Усредненная толщина пленки воды. $Re = 40$, $F = 19$ Гц [26].

Теплообмен, гидродинамика и кризисные явления в нагреваемых пленках жидкости стекающих по вертикальным трубам длиной от 0.3 до 3 м подробно изучены в литературе [28–30]. Исследование теплообмена в смеси гелий-ксенон в каналах различной формы рассматривалось в работах [31; 32]. В работе [32] получены экспериментальные данные по теплообмену в смеси гелий-ксенон в канале с треугольным поперечным сечением. Результаты численного моделирования сравнивались с экспериментальными данными и известными эмпирическими корреляциями. Было продемонстрировано, что из-за сопротивления газовой смеси на углах канала температура как газовой смеси, так и стенки канала растет. Было показано, что полученные значения числа Нуссельта адекватно описываются зависимостью для развитого турбулентного течения в круглых каналах. В [33] было обнаружено влияние длины нагревателя на величину теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости. В этих работах исследования проводились при относительно малых тепловых потоках и проявление термокапиллярных эффектов зарегистрировано не было.

В работах [34; 35] представлены новые экспериментальные методики для исследования пленочных течений. Показано что волновое течение пленки жидкости оказывает существенное влияние на теплообмен [36].

В [37] выполнено экспериментальное исследование испарения, кипения и кризиса теплообмена в пленке жидкого азота при температуре насыщения, стекающей по вертикальной поверхности с нагревателем 65x12 мм. В докризисных режимах зарегистрировано регулярное ривулетное течение жидкости. Известно, что даже в отсутствие термокапиллярного эффекта и фазового пре-

вращения наличие волн на поверхности пленки существенно интенсифицирует тепломассоперенос. В работе [38] представлено исследование волновых характеристик и теплообмена при течении пленки азота по вертикальной нагреваемой поверхности в условиях насыщения. Показано, что при ламинарно-волновом режиме течения интенсивное пленочное испарение может приводить к существенному возрастанию амплитуды крупных волн и интенсификации теплообмена. Результаты исследования повторного смачивания поверхности перегретого вертикального медного нагревателя стекающей пленкой азота представлены в работе [39]. Экспериментально показано, что на тонкостенной фольге распространяющийся фронт повторного смачивания не является плоским и характеризуется ячеистой структурой с регулярными кипящими струями и межструйными зонами. Исследование методов интенсификации тепло и массообмена проведено в [40–42].

В работе [43] теоретически показано, что на поверхности пленки конденсата развиваются естественные волны, обусловленные неустойчивостью течения, которые существенно интенсифицируют теплообмен. Изучена эволюция двумерных возбужденных волн и их влияние на теплообмен.

Теоретические и численные исследования теплообмена и гидродинамики в пленке жидкости, стекающей вдоль наклонной подложки под действием силы тяжести с локальным источником тепла проведены в [44]. Разработана двумерная модель, основанная на приближении тонкого слоя, описывающая деформации поверхности пленки. В работе [45] изучено влияние температурной зависимости вязкости и поверхностного натяжения на динамику и теплообмен при течении и испарении пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в микроканале. Эффект зависимости поверхностного натяжения от температуры гораздо более существен. Получено, что при изучении динамики и испарения неизотермических пленок учет зависимости вязкости и поверхностного натяжения жидкости от температуры необходим, поскольку эта зависимость определяет важнейшие характеристики пленки – ее наименьшую толщину и интенсивность испарения.

Подавляющая часть экспериментальных исследований по течению пленок в неизотермических условиях выполнена при стекании воды по вертикальным трубам длиной 0.3–3.6 м в диапазоне чисел Рейнольдса от 20 до 1000. Обзор работ приведен в [29; 46; 47]. В этих условиях, как правило, на поверхности пленок жидкости не реализуются значительные градиенты температуры, термока-

пиллярные эффекты проявляются на фоне развитых двумерных и трехмерных волн и, не оказывая определяющее влияние на изменение волновой картины, приводят к разрыву пленки. В [48] показали, что разрыв пленки жидкости при высоких числах Рейнольдса происходит под действием термокапиллярных сил, направленных поперек потока жидкости от ламинарного остаточного слоя к трехмерным солитонобразным (roll) волнам. Разрыв пленки происходит внизу обогреваемой части трубы, быстро распространяется вверх и приводит к резкому перераспределению расхода жидкости по периметру трубы [49] и ухудшению теплоотдачи.

В большинстве работ, где исследовался нагрев пленок, например [29; 49], регулярные структуры не наблюдались по трем причинам: использовались протяженные вертикальные трубы длиной более 0.5 м с малым диаметром менее 30 мм при относительно высоких значениях числа Рейнольдса пленки. В работе [50] показано, что при $Re=500-800$ нагрев пленки жидкости не оказывает заметного влияния на ее гидродинамику, в то время как при $Re=285$ это влияние существенно.

Первое упоминание о формировании регулярных струй на поверхности нагреваемой пленки жидкости, по-видимому, содержится в работе [51], где исследовался теплообмен к пленке воды, стекающей по внешней стороне вертикальной трубы диаметром 31.5 мм с обогреваемым участком длиной 0.2 м. При уменьшении расхода, в пленке образовывались два или три вертикальных утолщения с тонкой пленкой жидкости между ними. При дальнейшем уменьшении расхода жидкости в тонкой пленке появлялись смываемые сухие пятна, которые затем становились устойчивыми и разделяли жидкость на отдельные струйки.

1.2.1 Термокапиллярные структуры

Эффект образования регулярной структуры течения стекающей пленки жидкости при локальном нагреве обнаружен в 1994 г. в ИТ СО РАН [52]. Установлена термокапиллярная природа данного явления. По сути, открыто новое явление в физике жидкостей – формирование пространственной структуры в

тонкой движущейся под действием гравитации пленке жидкости при ее локальном нагреве со стороны подложки.

В экспериментах проф. О.А. Кабова [52–54] впервые обнаружено формирование регулярных структур в виде трехмерных образований (позднее названы структуры типа А) в пленке 25% раствора спирта, стекающей по плоскости с нагревателями малого размера 6.5x13 мм. Регулярные структуры типа А были зафиксированы в однокомпонентных жидкостях, таких как МД-3Ф [55] (рис.1.7), вода [21] и FC-72 [56]. При плотности теплового потока выше порогового значения на нагревателе формировался горизонтальный вал, что приводило к движению жидкости в виде вертикальных струй и тонкой пленки между ними. При этом резко возрастала устойчивость пленки жидкости к разрыву. Появление сухих пятен происходило при тепловых потоках на порядок более высоких, чем на протяженных нагревателях. В [57] прямыми измерениями температурного поля на поверхности пленки жидкости установлено, что формирование регулярных подковообразных структур имеет термокапиллярную природу. Механизм формирования таких структур, проанализирован в [58]. Предложена физическая модель формирования вала жидкости и образования регулярных структур.

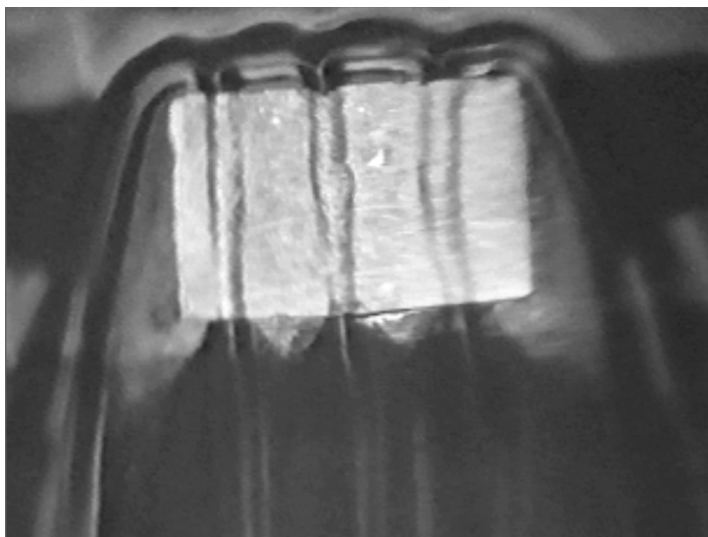


Рисунок 1.7 — Регулярные структуры на поверхности пленки МД-3Ф, $Re=6$, $q=2,2 \text{ Вт/см}^2$ [55].

В последующих экспериментах [56;59] был обнаружен другой тип термокапиллярной структуры на поверхности нагреваемой пленки (рис. 1.8). Режимы течения, соответствующие первому и второму типам названы, соответственно, режимами А и Б. Указанные режимы появляются при существенно различных уровнях теплового потока и различаются характером зависимости расстояния

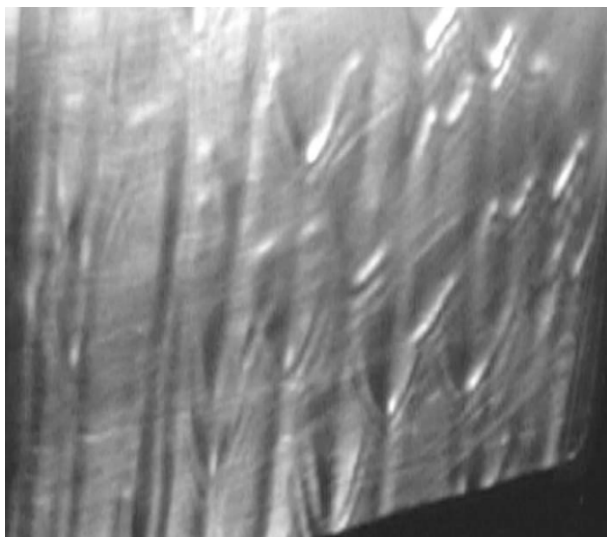


Рисунок 1.8 — Фотографии течения пленки воды при $Re = 22$, $q = 0,91$ $Вт/см^2$ [56].

между струями от плотности теплового потока и числа Рейнольдса. В режиме Б при $Re > 5$ на протяженных нагревателях струи развиваются на фоне трехмерных волн. Трехмерные волны распространяются преимущественно по гребням струй. Продольный градиент температуры вызывает рост относительной амплитуды волн, что приводит к интенсификации локального теплообмена, а в конечном итоге к разрыву пленки и появлению сухих пятен.

Дальнейшие исследования были посвящены вопросам влияния термокапиллярных структур на теплообмен, исследованию механизмов перехода от режима А к режиму Б и способов воздействия на этот процесс [60–62]. Были выделены область формирования структур и области, где возникал разрыв пленки жидкости и кипение в струях. Было показано, что формирование струй на поверхности пленки в определенных условиях приводит к увеличению как локального, так и среднего теплообмена (рис. 1.9).

Имеется большое число теоретических работ по движению жидкости в тонких пленках, в которых при различных предположениях выведены уравнения движения. Эта множественность подходов объясняется многоплановостью рассматриваемого явления, его зависимостью от большого числа факторов. Преобладание тех или иных из них приводит к качественным отличиям в характере движения, что, естественно, требует различных подходов при описании. Традиционно используют приближение тонкого слоя и применяют разложение по малому параметру ϵ , характеризующим отношение толщины пленки к длине волны. Вывод эволюционных уравнений для изотермической пленки детально

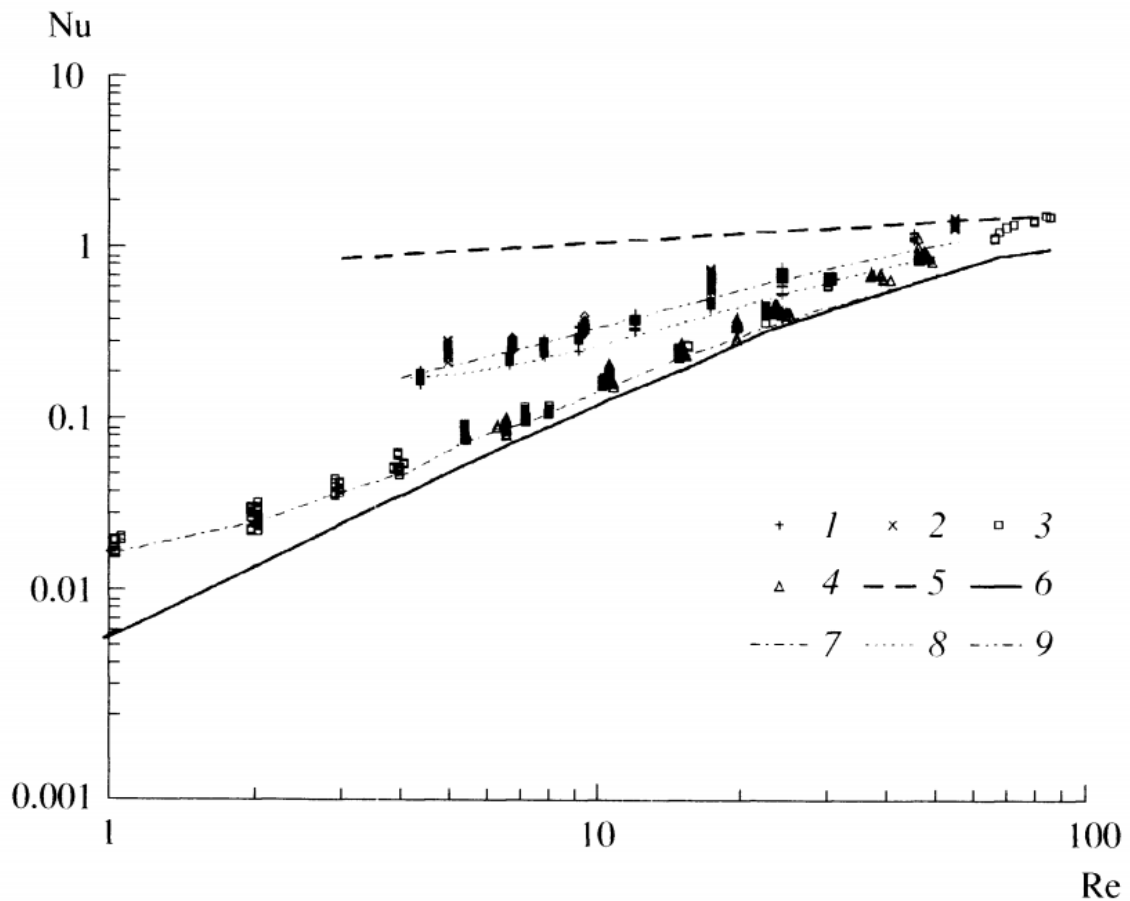


Рисунок 1.9 — Зависимость Nu от Re . Экспериментальные данные: 7 - FC-72, $T_0 = 18^\circ\text{C}$; 2 - FC-72, $T_0 = 30^\circ\text{C}$; 3 - вода, $X_n = 63$ мм; 4 - вода, $X_n = 396$ мм. Расчеты: 5 - [63]; 6 - по зависимостям (2) и (3) из [64]; 7 - по зависимостям (7), (5) и (4) для воды [64]; 8 - по зависимостям (3) и (4) для FC-72 при $T_0 = 18^\circ\text{C}$ [64]; 9 - по зависимостям (5) и (4) для FC-72 при $T_0 = 30^\circ\text{C}$ [64].

описан в книге [1]. Некоторые теоретические аспекты устойчивости течения тонких пленок по нагреваемой поверхности и формирования струй рассмотрены в [6; 65].

Существенное влияние эффекта Марангони в пленочных течениях влечет за собой возникновение нескольких новых видов неустойчивостей [66; 67]. В однородно нагретых гравитационно стекающих пленках жидкости при малых числах Рейнольдса, термокапиллярные эффекты усиливают волновую неустойчивость. Их нелинейное взаимодействие приводит к разрушению двумерного волнового режима, возникновению волнистости поверхности в поперечном направлении и формированию струй (рис. 1.10).

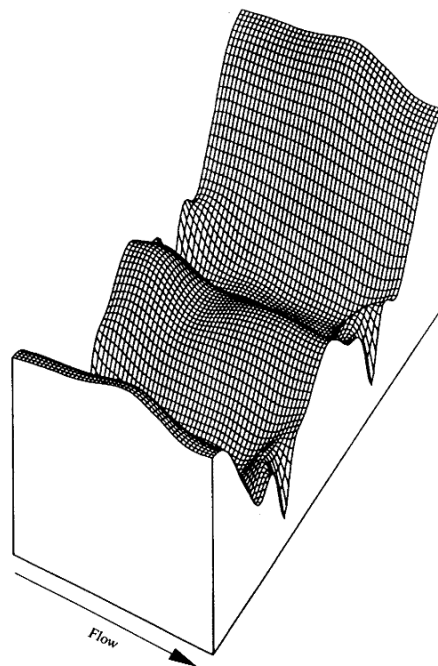


Рисунок 1.10 — Деформация поверхности при образовании ривулет [65].

Дальнейшее развитие данной неустойчивости может приводить к разрыву пленки [65]. Описанный в этой работе сценарий развития течения определяется интенсивностью теплообмена жидкости с газовой фазой и предполагается, что температура подложки имеет постоянную температуру. Расчеты трехмерной эволюции формы поверхности здесь выполнены для значения числа Био $Bi=1$. Для исследуемых в данной работе режимов течения условие $Bi=1$ соответствует интенсивности теплообмена на поверхности пленки $(5-10) \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2\text{К}$, которая на 2-3 порядка превышает практически наблюдаемый коэффициент теплоотдачи. Выбор в [65] такого значения Bi , по-видимому, обусловлен тем, что при $Bi=1$ линейная теория дает максимум термокапиллярной неустойчиво-

сти в рассматриваемом случае. Анализ экспериментальных исследований [57] показывает, что теплообмен на границе раздела жидкость-газ не оказывает существенного влияния на формирование обнаруженных при локальном нагреве пленок регулярных структур и длину волны неустойчивости.

Как и в [65] в последующих работах [68–70] уравнение энергии решалось в упрощенном виде или распределение температуры на свободной границе считалось заданным [71].

Основная часть экспериментов была выполнена при малых и умеренных числах Рейнольдса $Re < 40$. Первые эксперименты, в которых было обнаружены термокапиллярные структуры на поверхности локально нагреваемой пленки, инициировали ряд теоретических публикаций, посвященных устойчивости термокапиллярного течения неизотермических пленок жидкости, [70; 72; 73] и др. Формирование структур на поверхности пленки с образованием вала жидкости под действием термокапиллярных сил рассматривалось в теоретических работах [74; 75], где численно решались уравнения Навье-Стокса в полной постановке.

Детальное экспериментальное и теоретическое исследование (рис. 1.11) формирования термокапиллярных структур при $0.1 < Re < 2$ выполнено в [75]. Получены данные по критическому числу Марангони и по длине волны неустойчивости в зависимости от чисел Рейнольдса и Вебера. Исследовано влияние интенсивности нагрева на геометрию структуры. Показано, что критическое число Марангони растет нелинейно с увеличением числа Рейнольдса. Показано хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных.

Несмотря на определенные успехи, достигнутые в исследовании устойчивости термокапиллярных течений тонких слоев жидкости, «всплеск» теоретических публикаций, к сожалению, не привел к существенному прорыву в понимании физических механизмов формирования термокапиллярных структур на поверхности нагреваемой пленки. Во многих работах используются полуэмпирические предположения или параметры. Результаты расчетов в лучшем случае подтверждают имеющиеся экспериментальные данные, но практически не прогнозируют реальные ситуации, встречающиеся в эксперименте. Отметим, что даже в настоящее время теоретические исследования в этой области ограничены значениями числа Рейнольдса $Re < 10$ и не описывают режим развитых

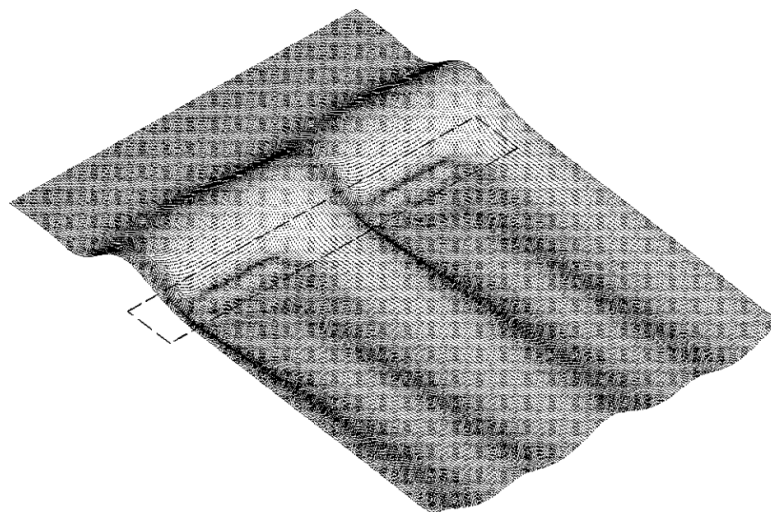


Рисунок 1.11 — Рассчитанная стационарная трехмерная структура при $Re = 0,52$, $We = 568$, $Pr = 22,06$, $Ma = 1322$ и $Bi = 0,015$, демонстрирующая образование небольших ручейков из-за вторичной термокапиллярной неустойчивости [75].

трехмерных волн в неизотермической пленке. Подробный анализ последних теоретических и экспериментальных работ содержится в обзорах [76; 77].

1.2.2 Взаимодействие волн с термокапиллярными структурами

Исследование влияния термокапиллярных сил на распространение двумерных волн по поверхности пленки воды, стекающей по поверхности вертикальной трубы диаметром 24 мм, выполнено в [78]. Длина трубы составляла 1.5 м. Как и во многих других работах, волны на поверхности пленки, стекающей по трубам малого диаметра, при умеренных числах Рейнольдса сохраняли двумерность, и регулярные вертикальные неоднородности зарегистрированы не были (рис. 1.12).

Теоретическое исследование влияние термокапиллярных сил на двумерные волны выполнено в работе [79]. Использовалось длинноволновое приближение типа Benney, при $Re \ll 1$, $Bi=0$ и линейное распределение температуры подложки. Показано, что при нагреве подложки, термокапиллярные силы вызывают рост амплитуды двумерных волн.

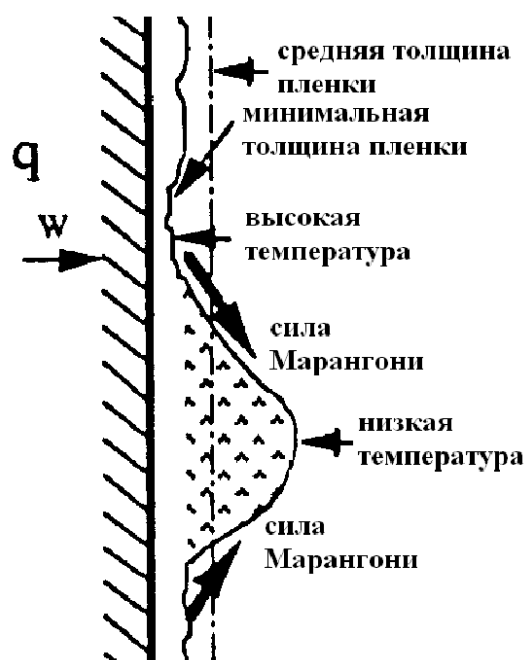


Рисунок 1.12 — Влияние термокапиллярных сил на двумерную пленку [78].

Исследование влияния термокапиллярных сил на распространение двумерных волн по поверхности пленки воды, стекающей по вертикальной трубе диаметром 24 мм, выполнено в [78]. Волны на поверхности пленки, стекающей по трубам малого диаметра при умеренных числах Рейнольдса, сохраняли двумерность вплоть до тепловых потоков близких к соответствующим разрыву пленки. Регулярные вертикальные неоднородности зарегистрированы не были.

Исследование эффекта Марангони в нагреваемой жидкой пленке при развитии волнового движения описано в работе [80]. С использованием высокоскоростной термографической съемки и конфокального метода измерения толщины показано существование термокапиллярных структур в остаточном слое жидкости между фронтами крупных волн.

В работе [81] представлены результаты экспериментального исследования особенностей эволюции уединенной трехмерной волны на поверхности пленки жидкости, свободно стекающей по вертикальной нагреваемой поверхности в условиях постоянства теплового потока. Одиночный солитон возбуждался точечным источником (ударом капли рабочей жидкости на безволновом участке течения пленки). Установлено небольшое влияние волны на температуру поверхности пленки. Показано, что при взаимодействии трехмерной волны с термокапиллярными структурами на поверхности пленки происходит перемещение гребня волны в центр струи. При этом ширина волны уменьшается до двух раз

и становится близкой к поперечным размерам струи. Авторы определили этот процесс как втягивание волны в струю.

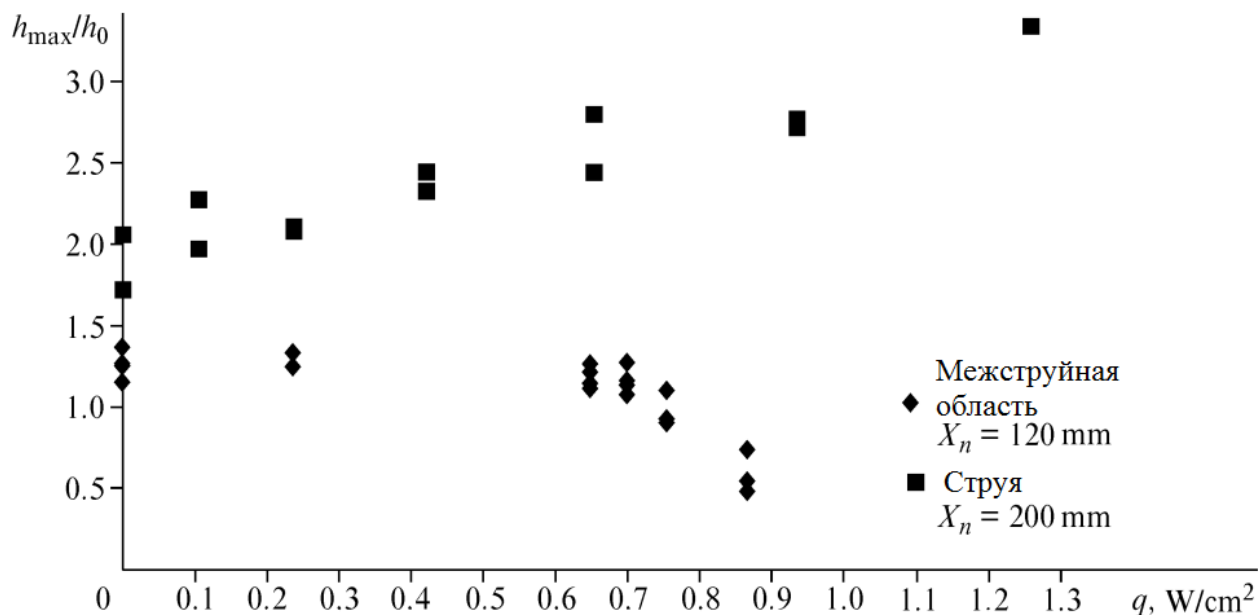


Рисунок 1.13 — Зависимость амплитуды крупных волн от плотности теплового потока для пленки воды, $Re=22$ [82].

В работе Чиннова и др. [82] емкостный метод применен для исследования волновых характеристик пленки воды при формировании струй на вертикальном нагревателе размером 150x150 мм для $Re=22$ при разных длинах пробега пленки от сопла до верхнего края нагревателя. Использовались четыре автономных емкостных датчика, которые располагались в шахматном порядке. При нагреве пленки и формировании струй, пара датчиков располагалась в межструйной области, а другая пара в зоне движения гребня струи или его окрестности. Было показано, что для межструйной области амплитуда волн уменьшается с увеличением теплового потока, а в области струи возрастает (рис.1.13).

Так же было отмечено, что при увеличении теплового потока в межструйной области происходит уменьшение частоты следования крупных волн. Если при нулевом потоке q частота находилась в диапазоне 11 – 13 Гц, то при $q = 0.86$ Вт/см², $X = 264$ мм она равнялась примерно 5 Гц. На гребне волн при изменении q частота оставалась постоянной и составляла 12-13 Гц.

Одной из первых теоретических работ по влиянию термокапиллярных сил на формирование и развитие неустойчивости на поверхности пленки является [83]. В ней показано существование неустойчивости Марангони при гравита-

ционном стекании пленки воды по нагреваемой поверхности в условиях постоянного теплового потока со стороны подложки. Следует выделить работы [84;85]. Исследование влияния гидродинамической и термокапиллярной неустойчивости на поверхности пленки жидкости для умеренных чисел Рейнольдса численно проведено в работе [85]. Для исследования использовалась система из четырех эволюционных уравнений на толщину пленки, температуру на межфазной границе и поток жидкости в продольном и поперечном направлениях. Показано, что используемая модель достаточно точно описывает влияние термокапиллярных сил связанных с эффектом Марангони на волны гидродинамической природы в широком диапазоне параметров. Выделено 3 режима течения, различающиеся значением числа Рейнольдса: 1) $0 < Re < 1.5$ – режим, развивающийся только под действием термокапиллярных сил, характеризующийся отсутствием волн в поперечно направлении (1.14 а); 2) $1.5 < Re < 4.5$ – режим взаимодействия гидродинамической и термокапиллярной неустойчивости, характеризующийся наличием волн как в продольном так и в поперечном направлениях (рис. 1.14 b-c); 3) $Re < 4.5$ – режим развитой трехмерной гидродинамической неустойчивости, характеризуется отсутствием влияния термокапиллярных сил (рис. 1.14 d). Для анализа режимов использовались энергии деформаций в продольном и поперечном направлениях, определенные как сумма квадратов Фурье компонент, полученных из преобразования Фурье продольного и поперечного профиля расчетной сетки. Показано, что эволюция энергий деформации со временем для выявленных режимов изменяется по-разному (рис. 1.14.).

В режиме 1 энергия деформаций в продольном направлении (E_x) затухает со временем, а энергия деформаций в поперечном направлении (E_z) возрастает. В режиме 2 энергия деформаций как в продольном так и в поперечном направлении растет вплоть до разрыва. Последний режим, характеризующийся развитыми волнами, не имеет выделенных структур, поэтому энергия деформаций не меняется со временем.

Рассмотренная работа является первой теоретической публикацией, в которой подтверждено существование ранее экспериментально обнаруженных структур двух типов на поверхности неизотермической пленки жидкости. Показано, что в термокапиллярном режиме волновое течение пленки затухает, а в термокапиллярно-волновом режиме волны распространяются вдоль струй. Однако расчеты ограничены областью $Re < 5-8$ и не описывают режим гидро-

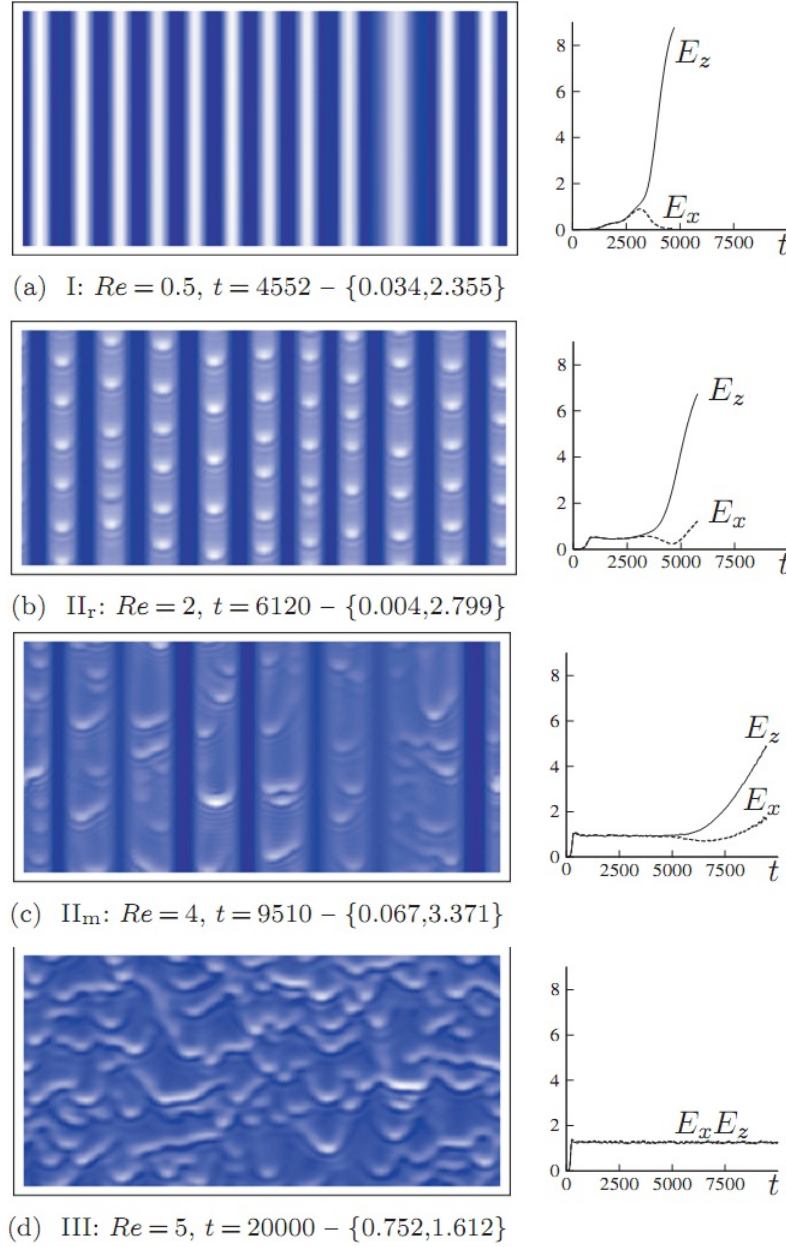


Рисунок 1.14 — Примеры течения пленки перед разрывом для различных чисел Рейнольдса [85].

динамической неустойчивости волновой пленки жидкости к трехмерным возмущениям.

В работах [37; 38; 80; 86] проводились экспериментальные исследования регулярных струйных течений в пленках жидкостей, стекающих по обогреваемым поверхностям. Изучены их характеристики. Подтверждено существование термокапиллярно-волнового режима течения.

В работах [60; 87] исследовано влияние вводимых в пленку стационарных возмущений в виде расположенных в горизонтальный ряд цилиндров на количество струй на нагревателе. Изменение расстояния между цилиндрами позво-

лило определить «наиболее опасную» длину волны искусственных возмущений, при которой существенно изменялось расстояние между струями на поверхности пленки жидкости. Обнаружено, что сценарий развития возмущений зависел от влияния их интенсивности (диаметров возмущающих цилиндров). Искусственные возмущения на поверхности пленки уменьшали расстояние между струями от значений, соответствующих течению в режиме Б, до значений, близких к режиму А. Обнаружено отличие искусственных возмущений от структур А. Искусственные возмущения достаточной интенсивности позволяли изменять расстояние между струями при высоких числах Re , где возмущения в режиме А не наблюдались. В этих работах исследовано только конечное изменение расстояний между струями после воздействия возмущений. Первые результаты по влиянию нестационарных возмущений приведены в [88].

В целом в литературе переход от изотермического течения трехмерной волновой пленки жидкости к термокапиллярно-волновому режиму формирования струй и взаимодействие термокапиллярных неустойчивостей остаются мало исследованными.

1.2.3 Формирование сухих пятен в стекающих пленках жидкости

Экспериментальное исследование теплообмена и термокапиллярного разрыва в стекающей пленки жидкости на протяженных нагревателях было проведено в [89–91]. В качестве рабочей жидкости использовалась вода с начальной температурой 20 °С. Для контроля толщины пленки, использовался волоконно-оптический датчик. Зарегистрировано формирование струйного течения. Сухие пятна образовывались в области тонкой пленки между струями (рис. 1.15). Установлено, что расстояние между соплом и нагревателем определяет гидродинамику жидкости при относительно низких тепловых потоках, но не оказывает заметного влияния на тепловой поток, при котором происходит разрыв пленки [90]. По мере роста теплового потока толщина пленки между струями постепенно уменьшается, а при достижении определенной критической толщины, пленка самопроизвольно разрывается. Критическая толщина пленки практи-

чески не зависит от числа Рейнольдса, а также от угла наклона пластины и составляет примерно 60 мкм. Процесс разрыва включает в себя два этапа: 1) резкое истончение пленки вплоть до образования тонкого остаточного слоя; 2) разрыв и высыхание остаточной пленки. Тепловой поток, необходимый для разрыва пленки, почти не зависит от угла наклона пластины, но растет с числом Рейнольдса [91].

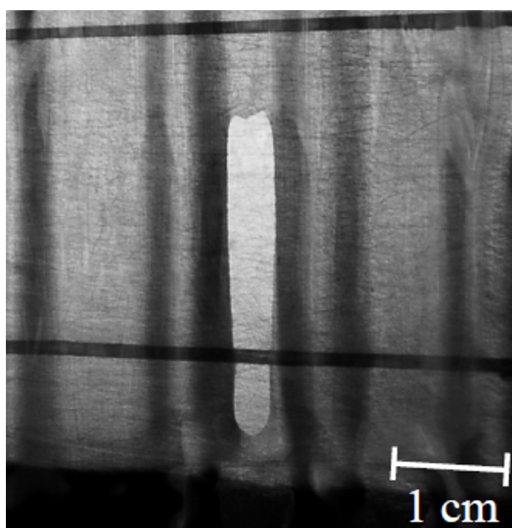


Рисунок 1.15 — Фотография сухого пятна [91].

Влияние свойств жидкости и числа Рейнольдса на термокапиллярный разрыв пленки, стекающей по вертикальной пластине с нагревателем 150 x 150 мм изучалось в работе [91]. Установлено, что вязкость жидкости оказывает существенное влияние на пороговое значение удельного потока тепла, соответствующего разрыву пленки. Для того, чтобы учесть влияние свойств жидкости, традиционный критерий разрыва K_p ($K_p = -q_{idp}(d\sigma/dT)/[\lambda\rho(g\nu)^{2/3}]$, где q_{idp} - тепловой поток, при котором происходит разрыв пленки, σ - коэффициент поверхностного натяжения, T - температура, λ - теплопроводность жидкости, ρ - плотность жидкости, g - ускорение свободного падения, ν - кинематическая вязкость жидкости) был модифицирован путем умножения на отношение L/l_δ , где L - длина нагревателя, а $l_\delta = (\sigma\mu^2/(\rho^3g^2))^{1/5}$ - характерный масштаб критической толщины пленки в изотермических условиях [92]. Это позволило успешно обобщить все полученные данные (рис. 1.16).

В [93; 94] волоконно-оптическим датчиком отражательного типа, расположенного со стороны свободной поверхности пленки, выполнено измерение толщины пленки жидкости в межструйной области. Установлено, что при увеличении теплового потока пленка между струями утончается и к моменту разрыва

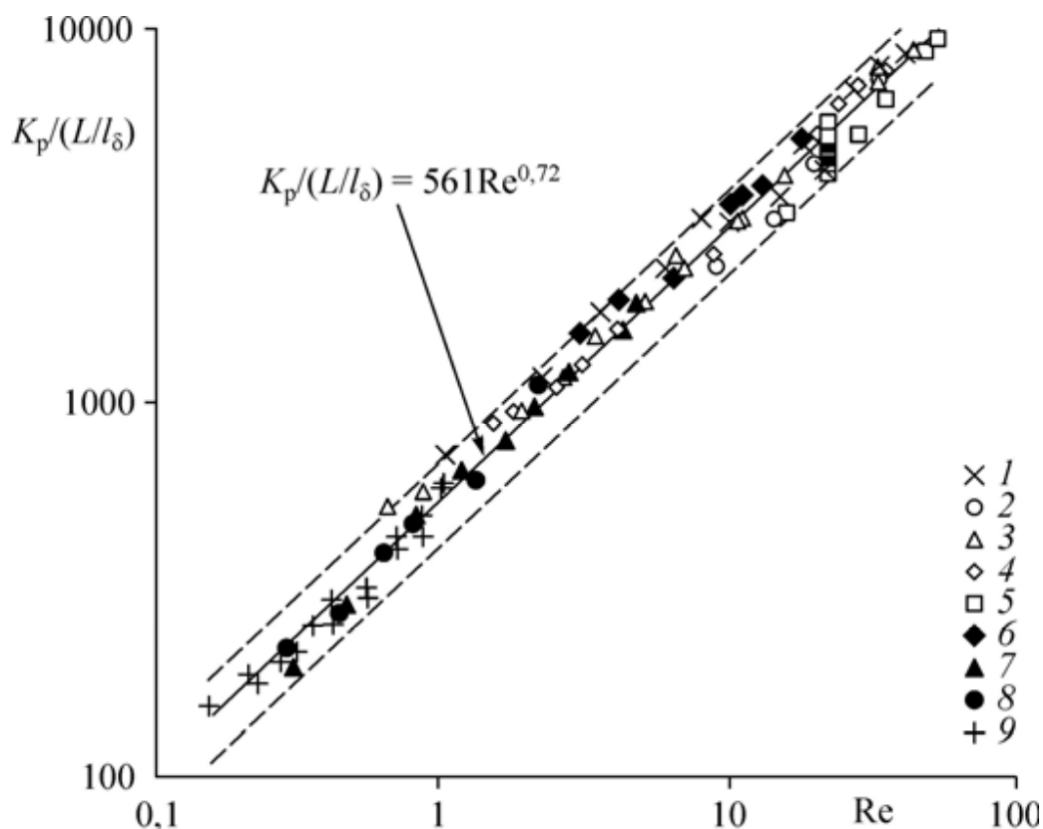


Рисунок 1.16 — Обобщение экспериментальных данных по критическому тепловому потоку [90].

ва составляет 50-60 % от толщины Нуссельта. Волновое течение сохраняется вплоть до разрыва, но амплитуда волн снижается в 3-4 раза. Показано, что полученные данные по средней толщине, толщине остаточного слоя и амплитуде волн удовлетворительно согласуются с данными, приведенными в работе [1] для изотермической пленки. Однако для корректного восстановления измеренного волоконно-оптическим датчиком профиля волновой пленки необходимо привлекать дополнительную информацию или использовать независимые измерения другим методом.

Экспериментальное исследование теплообмена при течении диэлектрической пленки жидкости по локальным нагревателям было выполнено в [95]. При достижении порогового значения теплового потока, на поверхности пленки формировались регулярные структуры. С уменьшением угла наклона пластины длина волны регулярных структур увеличивалась. При этом изменение угла наклона пластины существенно не влияет на теплообмен при тепловых потоках ниже пороговых. Разрыв пленки происходил либо после либо в момент формирования регулярных структур. Было показано что тепловой поток, при котором

формируется первое устойчивое сухое пятно, уменьшается с уменьшением угла наклона пластины и увеличивается с уменьшением длины нагревателя вдоль потока.

1.3 Выводы по главе

На основании проделанного анализа литературы можно сделать следующее заключение.

Обнаружено существование гидродинамической неустойчивости при переходе от двумерных волн к трехмерным и два типа термокапиллярной неустойчивости. Однако термокапиллярные структуры типа Б наблюдались только при $Re > 5$. В области чисел Рейнольдса от 15 [23] или 40 [24] гидродинамическая неустойчивость (переход от двумерных к трехмерным волнам) приводит к формированию струй с расстоянием между ними близким к наблюдаемому при формировании струй в режиме Б. Необходимо выполнить исследования для малых чисел Рейнольдса, чтобы доказать независимое существование термокапиллярных структур типа Б.

Установлено, что вязкость жидкости оказывает существенное влияние на пороговый тепловой поток, при котором происходит разрыв пленки. Влияние вязкости жидкости на характеристики термокапиллярных структур остается не изученным, особенно в условиях малых значений числа Рейнольдса пленки.

Исследование взаимодействия трехмерных волн с термокапиллярными структурами носит фрагментарный характер и нуждается в детальном исследовании.

Показано, что разрыв неизотермической пленки жидкости имеет термокапиллярную природу. Однако не выявлено влияние разных типов термокапиллярной неустойчивости на механизм разрыва пленки.

Глава 2. Описание экспериментальной установки и методики измерения.

2.1 Экспериментальная установка

Стенд представлял собой замкнутый циркуляционный контур, включающий резервуар с насосом, рабочий участок, фильтр, ротаметры, трубопроводы и запорную арматуру. Рабочий участок состоял из несущей плиты 2 (рис. 2.1), на которую устанавливался пленкоформирователь 1 и нагреватель 5. Рабочая жидкость с помощью насоса подавалась в пленкоформирователь, который включал накопительную камеру, распределительное устройство и сопло с калиброванной плоской щелью. Жидкость стекала по пластине и по соединительным каналам, под действием гравитации возвращалась в резервуар с электронасосом. Плита изготавливалась из текстолита и имела размеры 650x440x60 мм. Пленкоформирователь располагался в верхней части несущей плиты и расстояние от сопла до нагревателя X_n изменялось от 65 до 543 мм. Стабилизатор температуры 4 представляющий собой плоский металлический теплообменник с системой каналов, по которым прокачивалась рабочая жидкость, располагался в верхней части несущей пластины. Внешняя поверхность термостабилизатора тщательно шлифовалась, что обеспечивало постоянство щели сопла. Вертикальный рабочий участок был открыт в атмосферу. Ширина потока жидкости определялась шириной щели сопла $A_n=225$ мм. Высота щели сопла варьировалась в пределах 200-300 мкм.

Для создания возмущений использовалась механическая система расположенных по горизонтальной линии цилиндров разного диаметра, которая опускалась в пленку жидкости поперек потока выше верхнего края нагревателя на 10–17 мм. Изменение интенсивности возмущений достигалось использованием цилиндров разного диаметра: $d_w = 1.5$ и 2 мм. Расстояние l_w между цилиндрами изменялось от 5 до 18 мм.

В экспериментах использовались следующие жидкости: дистиллированная вода, этиленгликоль и 60% раствор глицерина в воде. Начальная температура жидкости при выходе из сопла пленкоформирователя составляла

варьировалась от 15 до 70⁰С. Число Рейнольдса пленки изменялось от 0.1 до 50. В экспериментах проводились визуальные наблюдения с регистрацией изображения на цифровые видео и фото камеры. Мгновенное поле толщин пленки жидкости измерялось флуоресцентным методом [96], мгновенное поле температуры измерялось инфракрасным сканером Titanium HD 570M. В работе использовались два нагревательных элемента с различными условиями на поверхности нагрева для формирования различных градиентов температуры на поверхности пленки.

Таблица 1 — Физико-химические свойства используемых в работе жидкостей.

Рабочая жидкость	T ₀ , °C	ρ , кг/м ³	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\sigma \cdot 10^3$, Н/м	l_σ , м	$d\sigma/dT \cdot 10^3$, Н/(м*К)	Ka	Ma _{av}	Ma _l
Дистиллированная вода	15-70	997	0.912	72.16	0.0027	0.191	5.6*10 ¹⁰	59	11
60% раствор глицерина в воде	24	1151	7.665	67.8	0.0026	0.131	6*10 ⁶	3	2.4
Этиленгликоль	24	1112	15.17	45.74	0.002	0.09	1.3*10 ⁵	-	-

Нагревательный элемент №1

На первом нагревательном элементе реализовывалось граничное условие близкое к $T_W = \text{const}$. Нагреватель представляли собой плоский теплообменник из меди шириной 150 мм и длиной 100 мм с прямоугольными каналами внутри для прокачивания нагретой жидкости. В качестве теплоносителя использовалась вода. Средняя плотность теплового потока на нагревателе определялась по количеству тепла переданного от подогревающей воды из выражения

$$q = G_W c_W \Delta T_W / S_k \quad (2.1)$$

Где G_W - массовый расход теплоносителя, c_W - теплоемкость теплоносителя, ΔT_W - перепад температур на входе и выходе из нагревателя, S_k - площадь нагревателя.

Расход воды изменялся от 10 до 120 г/с и измерялся с помощью ротаметра с индивидуальной калибровкой. Температура воды на входе и выходе

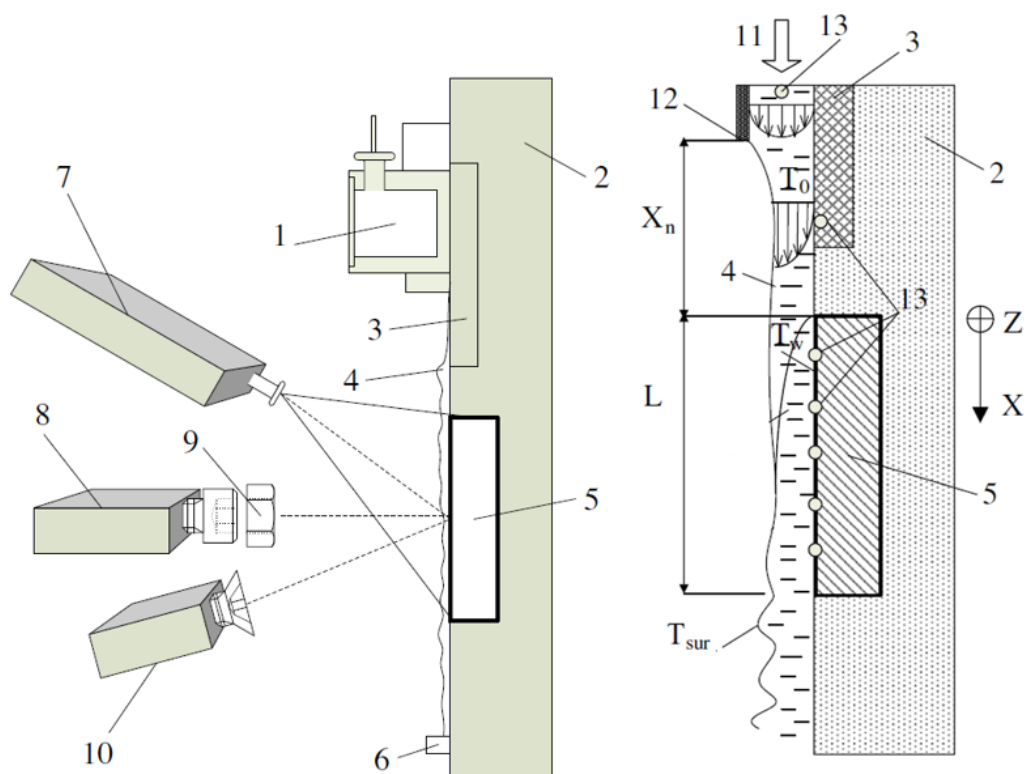


Рисунок 2.1 — Схема установки: 1 – пленкоформирователь, 2 – пластина, 3 – стабилизатор температуры, 4 – пленка жидкости, 5 – нагреватель, 6 – сбор жидкости, 7 – лазер, 8 – камера, 9 – фильтр, 10 – ИК сканер, 11 – вход рабочей жидкости, 12 – сопло, 13 – термопары.

из нагревателя измерялась двумя термопарами. Термопары были помещены в тщательно теплоизолированные смесительные камеры из нержавеющей стали. Перепад температур между входом и выходом поддерживался в диапазоне $0.8\text{--}3\text{ }^{\circ}\text{C}$. Была выполнена специальная тарировка термопар с использованием ртутных термометров для точных измерений. Цена деления шкалы составляла $0.01\text{ }^{\circ}\text{C}$. Измерение термо э.д.с. термопар осуществлялось автоматизированной цифровой системой National Instruments. Абсолютная погрешность измерений термо э.д.с. не превышала 4 мкВ , что для хромель-копелиевых термопар составляла 0.05°C .

Тарировка и измерения осуществлялись на одной и той же аппаратуре. Подсоединение термопар не изменялось. Холодный спай термопар помещался в сосуд Дьюара со смесью мелкого льда и дистиллированной воды, что обеспечивало поддержание температуры $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Точность тарировки остальных термопар составляла $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Температура обращенной к пленке стенки нагревателя измерялась тремя термопарами, расположенными на вертикальной оси симметрии. Расстояния термопар от верхней кромки нагревателя составляло 25, 50 и 75 мм, соответственно. Плотность теплового потока к пленке изменялась в диапазоне от 0.25 до 6.5 Вт/см².

Нагревательный элемент №2

На втором нагревательном элементе реализовывалось граничное условие близкое к $q=\text{const}$. Основной конструкции нагревательного элемента служит плита из стали толщиной 6 мм размером 150x150 мм с запрессованными в нее 25 штифтами. Все остальные элементы конструкции нагревательного элемента располагаются в виде «слоеной структуры» и стянуты между собой. Тепловыделяющим элемент изготавливался из нержавеющей стальной фольги толщиной 100 мкм в виде параллельных соединенных между собой полос (рис. 2.2). Полость шириной 2 мм вокруг нагревателя заполнялась эпоксидной смолой. Локальная плотность теплового потока измеряется в пяти точках по длине пластины.

В стальной плите термопары располагались в выфрезерованных пазах. Сверху термопары закрывались медной пластинкой и зачеканивались. Поверхность нагревательного элемента тщательно полировалась вместе с текстолитовой пластиной. Температура поверхности нагревательного элемента вычислялась с поправкой на глубину залегания термопар. Плотность теплового потока определялась двумя способами: 1) с использованием перепада температур на пластинке из нержавеющей стали ($q_l = \Delta T_{hc} \lambda_{mm} / d_m$, где ΔT_{hc} - разность температур на внешней и внутренней сторонах пластины, λ_{mm} - теплопроводность пластины, d_m - расстояние между термопарами), 2) по мощности, выделенной на нагревателе ($q=Q/LB$, где Q – электрическая мощность на нагревателе, L - длина нагревателя, B – ширина нагревателя).

Локальный тепловой поток определялся парными термопарами в пяти точках нагревателя при значениях $X_t = 6, 20, 40, 80, 130$ мм. Относительное расстояние от верхней кромки X_t/L составляло 0.04, 0.13, 0.27, 0.53, 0.87. Температура стенки измерялась в восьми точках нагревателя при значениях $X_t=2,$

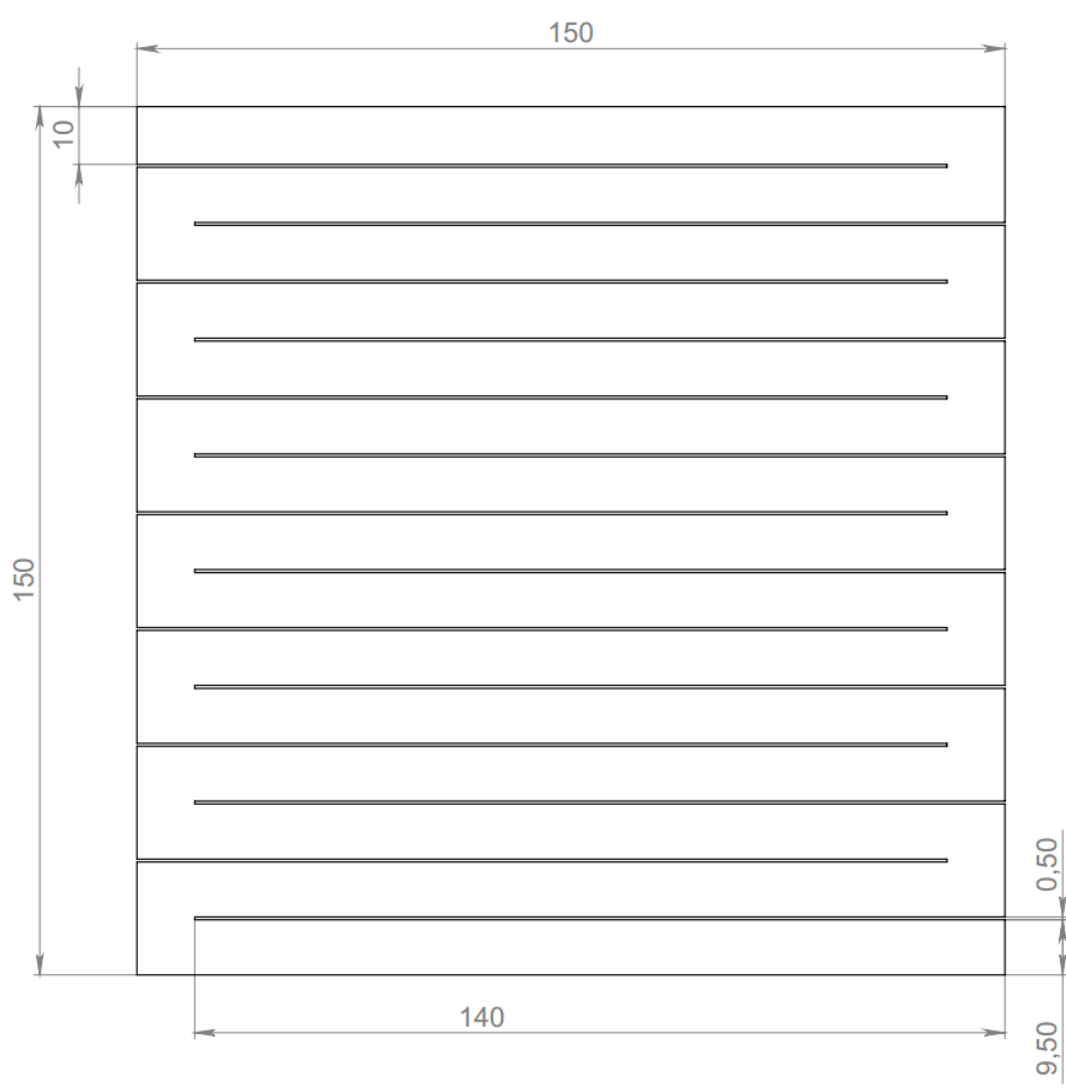


Рисунок 2.2 — Чертеж нагревательного элемента.

6, 20, 30, 40, 80, 130, 144 мм и перед нагревателем $X_t = -10$ мм (X_t/L составляет 0.013, 0.04, 0.13, 0.2, 0.27, 0.53, 0.87, 0.96 и -0.067 , соответственно).

2.2 Методики измерения

В ходе визуальных наблюдений течения пленок воды, проводилось мгновенное фотографирование течения на фотокамеру при различных значениях плотности теплового потока на нагревателе. Измерения проводились в нижней части нагревателя при $X = 110-150$ мм (область выделенная белыми линиями на рис. 2.3, 2.4).

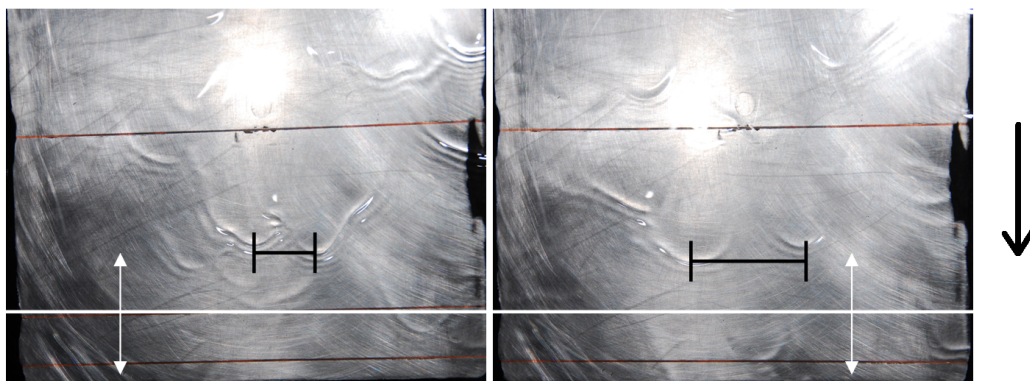


Рисунок 2.3 — Измерение расстояния между гребнями трехмерных волн для пленок воды при $Re=10$, $q=0.02$ Вт/см².

По полученным фотографиям определялась функция распределения расстояний между гребнями трехмерных волн. Рассматривались волны, гребни которых были расположены на одной прямой (поперек потока) или смещены по вертикали не более чем на 20 мм. Выбирались соседние гребни волн, и измерялось поперечное расстояние между ними.

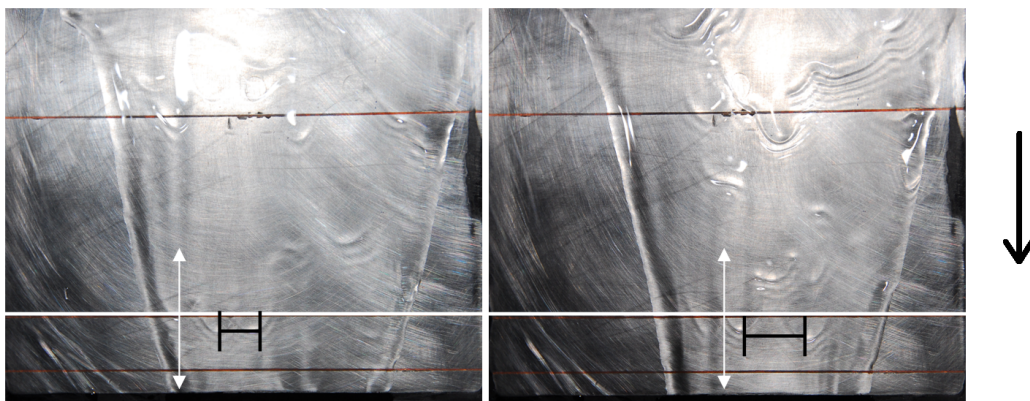


Рисунок 2.4 — Измерение расстояния между гребнями трехмерных волн для пленок воды при $Re=10$, $q=0.79$ Вт/см².

Флуоресцентный метод

Для определения мгновенного поля толщины и волновых характеристик пленки использован модифицированный флуоресцентный метод. Отличительной особенностью компоновки измерительной системы в эксперименте является расположение источника и приемника излучения со стороны свободной поверх-

ности пленки (рис. 2.5). Для возбуждения флуорофора используется NdYAG лазер с непрерывной накачкой (длина волны 532 нм), освещающий на пластине площадку размерами 120x120 мм. Переизлучённый флуорофором свет регистрируется цифровой камерой с красным светофильтром (рис.2.6).

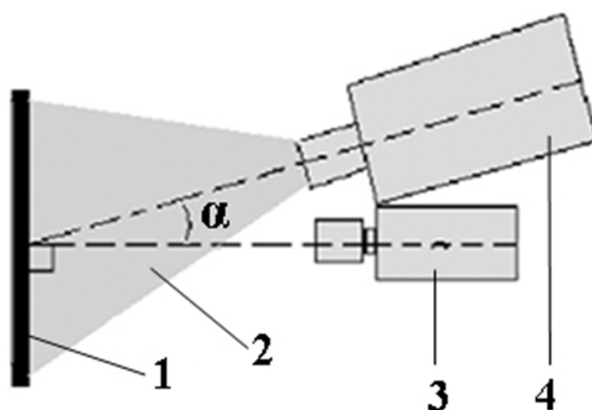


Рисунок 2.5 — Схема измерительной системы. 1 – пленка жидкости, 2 – лазерный луч, 3 – приемник излучения, 4 – источник излучения.

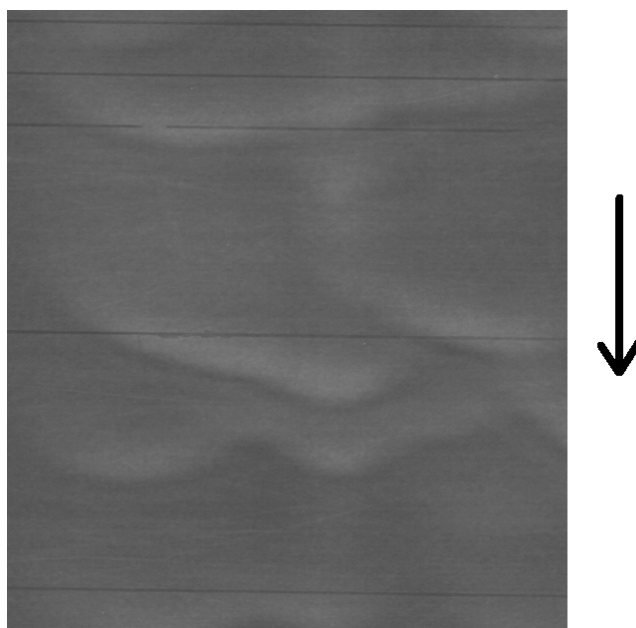


Рисунок 2.6 — Исходное изображение пленки, полученное флуоресцентным методом.

При проведении измерений на площади 100x100 мм, система обеспечивает пространственное разрешение 0.1 мм/пикс.

Даже в условиях малого испарения жидкости неизотермический эксперимент с использованием флуоресцентного метода накладывает существенно более жесткие требования на выбор флуорофора. Помимо того, что флуорофор

не должен влиять на физические характеристики жидкости, флуоресцентные свойства его раствора в рабочей жидкости не должны зависеть от температуры. В качестве флуоресцентного красителя в экспериментах был использован Родамин 6Ж. В диапазоне концентраций 10 - 100 мкмоль/литр Родамин 6Ж практически не влияет на поверхностное натяжение воды. Зависимость от температуры флуоресцентных свойств его рабочих растворов разных концентраций определялась экспериментально в диапазоне температур от 20 °С до 50 °С. С целью обеспечения достаточного динамического диапазона яркости флуоресцентной жидкости для проведения экспериментов на нагревателе был выбран раствор с концентрацией 20 мг/л (44.4 мкмоль/литр), поскольку температурное изменение яркости флуоресценции раствора такой концентрации при температуре 50 °С не превышает 1% по сравнению с яркостью раствора при температуре 20 °С.

Калибровка измерительной системы производилась в условиях эксперимента. При калибровке измерялась локальная интенсивность свечения плоскопараллельных слоев рабочей жидкости фиксированной толщины, создаваемых над поверхностью нагревателя в области измерений при помощи плоской стеклянной пластинки. При построении калибровочной зависимости, определяющей связь между интенсивностью изображения с локальной толщиной пленки, учитывалась разница коэффициентов отражения стекла и воды. Точность восстановления толщины плоской пленки по калибровочной зависимости составляет 5 – 10 мкм для пленок толщиной 200 – 400 мкм.

Криволинейность свободной поверхности приводит к дополнительным ошибкам восстановления, связанным с перераспределением интенсивности проходящих через нее световых потоков. В традиционных схемах флуоресцентного метода оценить уровень этих ошибок затруднительно, поскольку для возбуждения флуоресценции используется свет от протяженных источников (газоразрядных ламп), приходящий к каждому участку поверхности пленки в широком диапазоне углов. В модифицированном флуоресцентном методе для возбуждения флуоресценции используется слабо расходящийся световой пучок и оценка уровня ошибок, связанных с криволинейностью свободной поверхности, существенно упрощается.

Анализ перераспределения интенсивности, проведенный в приближении геометрической оптики показал, что для режимов течения, реализованных в

экспериментах, основной эффект связан с фокусировкой под гребнями волн, что может приводить к незначительному завышению амплитуды этих волн. Однако в большинстве случаев уровень искажения достаточно мал, и им можно пренебречь. Так, для крупных волн за счет оптических искажений завышение амплитуды не превышает 4 – 6 мкм. Наибольшие искажения, связанные с перераспределением интенсивности, возникают в области сворачивания пленки в ривулет. Несмотря на большие углы наклона свободной поверхности, достигающие в этой области 30° , фокусировка по-прежнему является основным источником искажений и для исследованных режимов и может приводить к завышению амплитуды гребня ривулета на 20 – 30 мкм. Таким образом, для исследованных режимов течения, суммарная погрешность измерения толщины не превышает 3% для области пленочного течения и 7% в области сворачивания пленки в ривулет.

Тепловизионный метод

Распределение температуры на поверхности жидкой пленки измерялось с использованием инфракрасного сканера Titanium 570M, рис. 2.7 а. Схема сканера приведена на рис. 2.7 б.

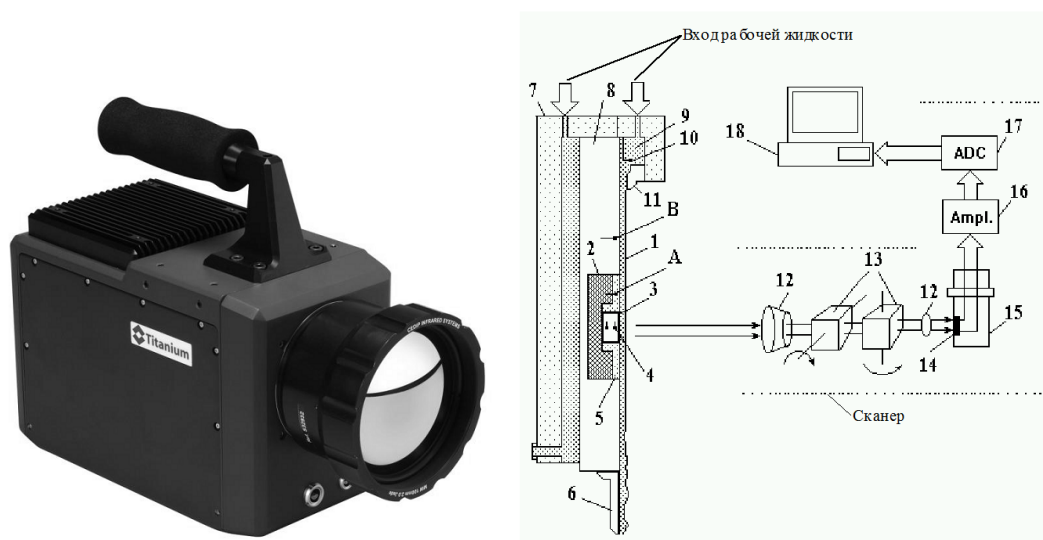


Рисунок 2.7 — (слева) фотография и (справа) схема сканера.

Система регистрировала инфракрасное излучение в диапазоне длин волн 3,7 x 4,8 мкм с разрешением до 640 x 512 пикселей, с частотой полных кадров

Таблица 2 — Основные параметры.

Тип приемника излучения	KPT (HgCdTe)
Количество элементов в матрице	640x512 пикселей
Спектральный диапазон	$3.7\mu\text{m}$ - $4.8\mu\text{m}$
Кадрирование	320x256 точек, 160x128 точек по выбору
Частота кадров	до 117 Гц в полноэкранный режиме
Размер элемента матрицы	$15\mu\text{m}$ x $15\mu\text{m}$
Минимальная разрешимая разность температур эквивалентная шуму (NETD)	18 мК

до 115 Гц и чувствительностью 18 мК. Для пленок воды в этом диапазоне коэффициент излучения близок к единице (черное тело). Излучение от поверхности пленки (1), стекающей по поверхности пластины (8) и нагревателя (3), проходило через германиевый объектив (12) и две вращающиеся германиевые четырехгранные призмы (13) и принималось приемником излучения (14). В качестве приемника использовался фотодиод – HgCdTe (15), охлаждаемый до азотной температуры встроенной системой, работающей по циклу Стирлинга. Электрический сигнал, поступающий с приемника излучения, усиливался усилителем (16) и преобразовывался аналого-цифровым преобразователем (17). Оцифрованные значения пересылались в персональный компьютер (18). Сканирование поверхности пленок производилось с расстояния, не превышающего 1 м, что позволяло не учитывать ослабление излучения атмосферой. Предполагалось, что основное излучение принималось приемником с верхних 10 мкм толщины пленки жидкости [57].

Синхронное измерение полей температуры и толщины

Для более детального исследования взаимодействие трехмерных волн с термокапиллярными структурами двух типов и анализа влияния термокапиллярных и инерционных сил на характеристики течения была проведена серия экспериментов по синхронному измерению полей температуры и толщины. На рис.2.8 приведена схема расположения оборудования при синхронном измерении полей температуры и толщины.

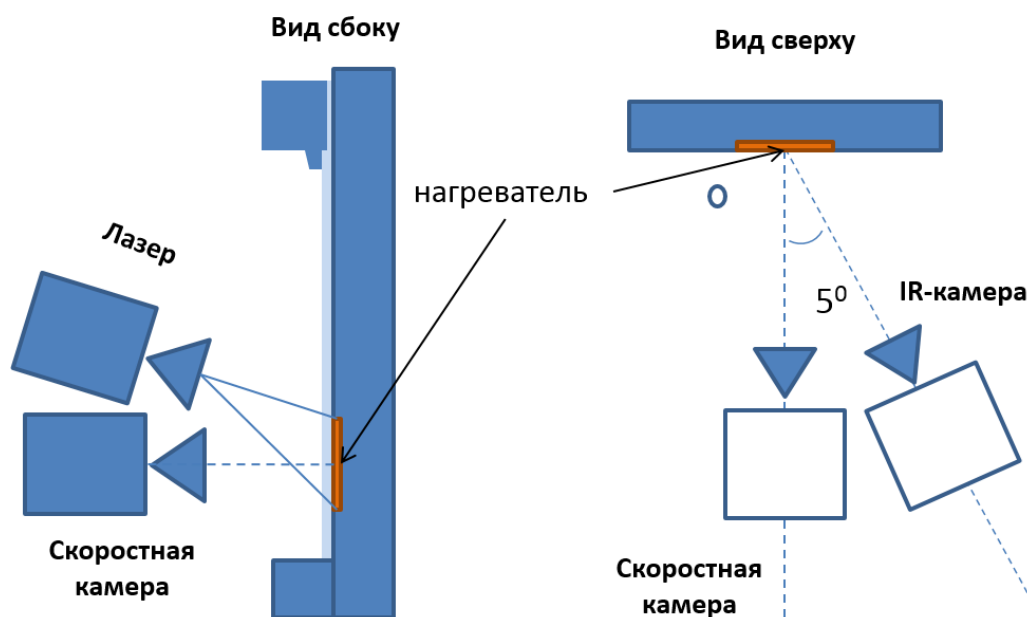


Рисунок 2.8 — Схема расположения оборудования при синхронном измерении полей температуры и толщины.

Синхронизация измерения полей толщины и температуры производилась с помощью светового сигнала. Учитывая инертность лампочки, время экспозиции кадров и прочие ошибки, погрешность наложения данных составила не более 10 мс, что незначительно при исследуемых параметрах. Для наложения данных были предварительно сделаны калибровочные снимки поверхности с мерной линейкой. Области, с искусственными неоднородностями (вызванными сухими частями нагревателя) были обрезаны и получена область 60x100 мм. ИК сканер был установлен на расстоянии 50 см от поверхности нагревателя, под углом 5° к нормали поверхности. Небольшая величина угла дала возможность использовать полученные данные без дополнительной обработки. Данная компоновка системы обеспечивала пространственное разрешение по толщине –

0,11 мм/пикс, пространственное разрешение по температуре – 0,3 мм/пикс и частоту съемки – 100 Гц.

Глава 3. Формирование термокапиллярных структур разных типов

3.1 Влияние градиента температуры на развитие возмущений и формирование термокапиллярных структур

Исследование формирования термокапиллярных структур в условиях различных градиентов температуры проводилось на нескольких жидкостях: вода, 60% раствор глицерина в воде, этиленгликоль. Свойства жидкостей представлены в таблице 1, где Ka - число Капицы ($Ka = \sigma^3 / (g\nu^4\rho^3)$), Ma - число Марангони ($Ma = \gamma\Delta T / (\rho\nu^{4/3}g^{1/3})$, γ производная коэффициента поверхностного натяжения от температуры), индекс av показывает, что разница температур считается между средней температурой на поверхности пленки и начальной температурой пленки, индекс l показывает, что разница температур посчитана по максимальному перепаду температур поперек течения пленки.

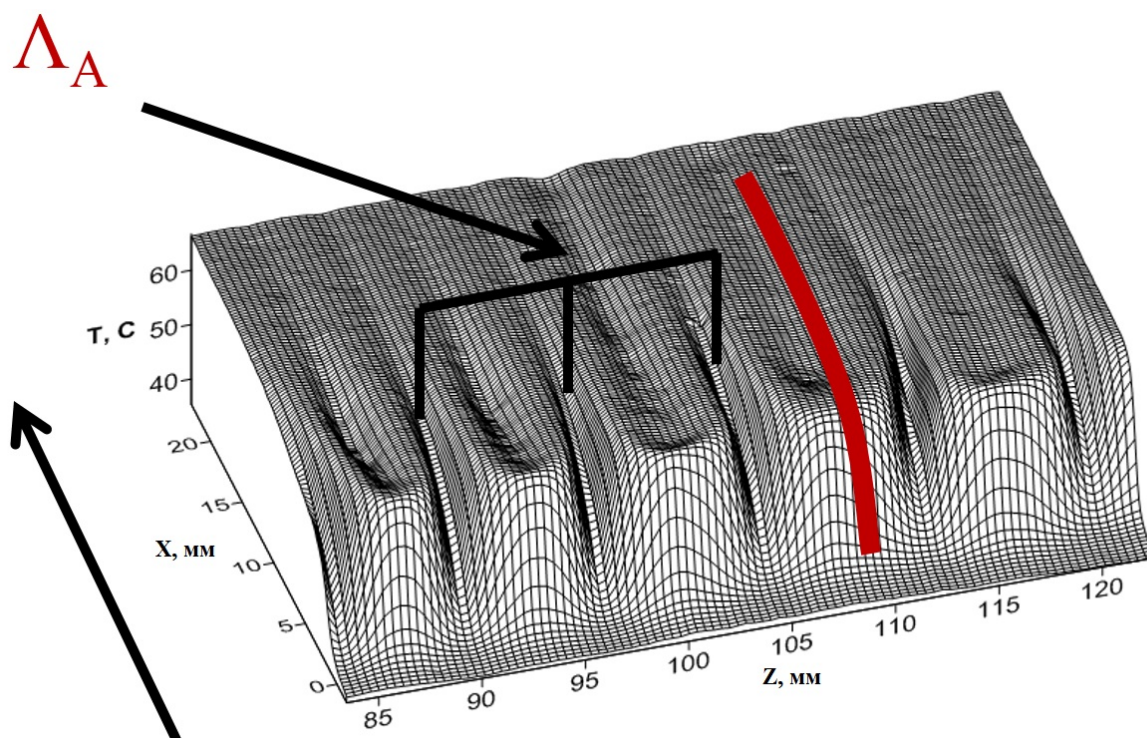


Рисунок 3.1 — Температура поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, $q = 0.1 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 0.1$.

На рис. 3.1 представлено распределение температуры на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, стекающей вдоль медного нагревателя (№1).

Этот нагреватель, как показано выше, позволял получать высокие градиенты температуры на поверхности пленки. Число Рейнольдса - 0.1, плотность теплового потока - 0.1 Вт/см^2 . Где X - координата отсчитываемая от верхней кромки нагревателя, Z - координата отсчитываемая от левой кромки нагревателя.

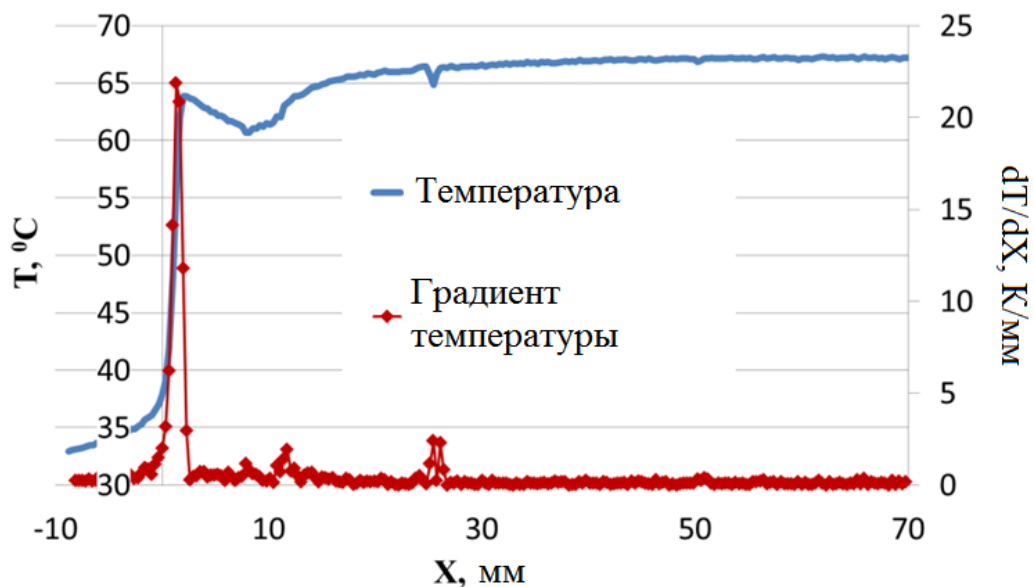


Рисунок 3.2 — Температура и градиент температуры в межструйной области (красная линия на рис.3.1) на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, $q = 0.1 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 0.1$.

Течение пленки происходило в сторону возрастания координаты X . Видно, что при натекании на нагреватель ($X=0$ мм), течение разделилось на вертикальные струи, расстояние между которыми (Λ_A) составляло 8.5 мм. При этом продольные градиенты температуры в области между струями достигали значений порядка 20 K/mm , а градиенты температуры вдоль струи 5 K/mm . Распределение температуры и градиента температуры в межструйной области (красная линия на рис.3.1) на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде представлено на рис. 3.2.

На стальном нагревателе (№2) реализовывалось граничное условие $q=\text{const}$. При этом течение пленки жидкости происходит в условии плавного изменения температуры, т.е. при прохождении верхней кромки на поверхности не возникает высоких градиентов температуры. Термокапиллярные структуры типа А не образовывались. На рис. 3.3 показана температура пленки 60% раствора глицерина в воде в верхней части нагревателя (а) и в нижней части (б). Видно, что распределение температуры на верхней кромки практически одно-

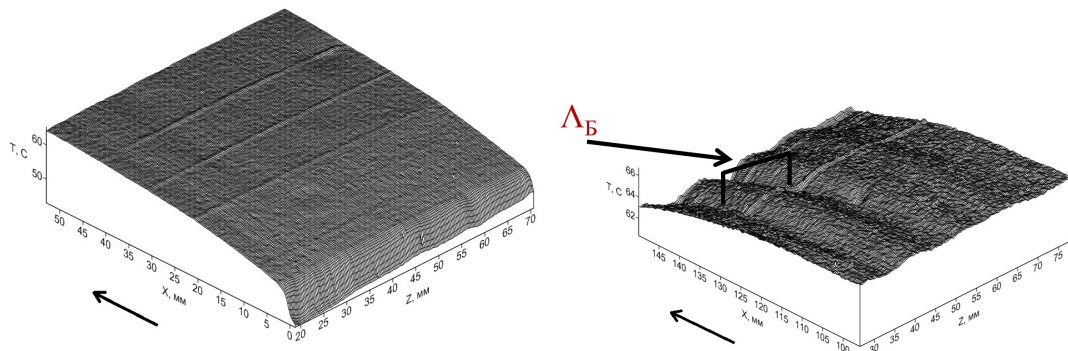


Рисунок 3.3 — Температура поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде а) в верхней части нагревателя, б) в нижней части нагревателя; $Re=0.1$, $q=0.1$ Вт/см².

родное. В нижней же части нагревателя проявляются температурные неоднородности порядка 1°C , а расстояние между неоднородностями (Λ_B) порядка 14 мм.

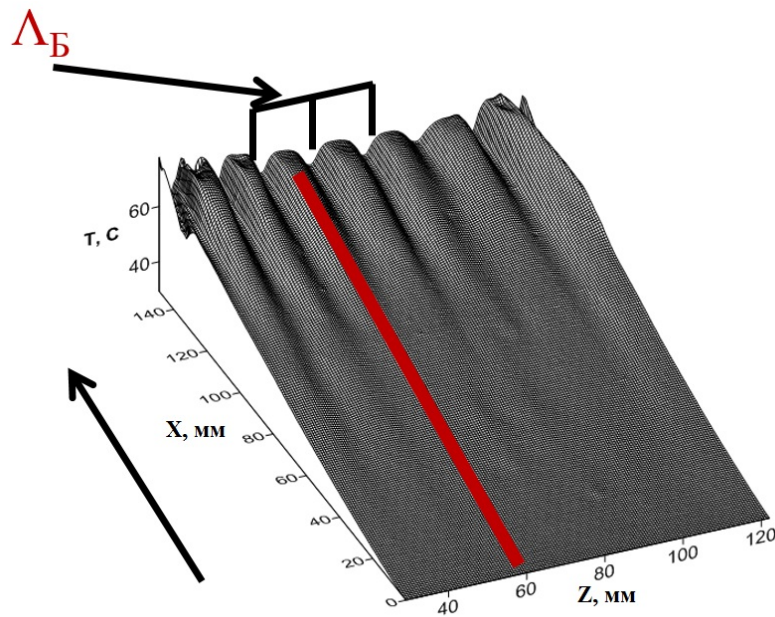


Рисунок 3.4 — Распределение температуры на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$, $q=1.6$ Вт/см².

На рис. 3.4 показано распределение температуры на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде (число Рейнольдса - 2, плотность теплового потока - 1.6 Вт/см²). Видно, что распределение температуры вблизи верхней кромки нагревателя практически однородное. В условиях безволнового течения на поверхности пленки образуются термокапиллярные структуры в виде струй жидкости с тонкой пленкой между ними. Струи возникают на поверхно-

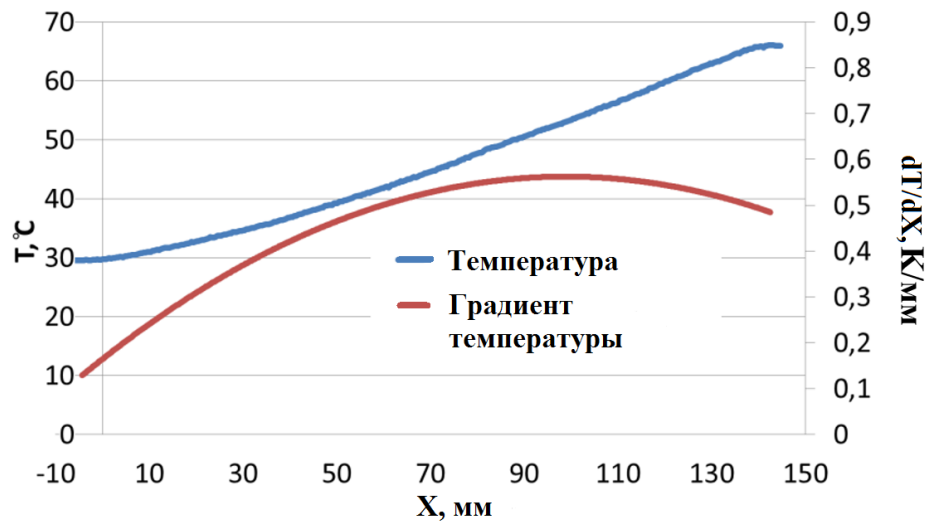
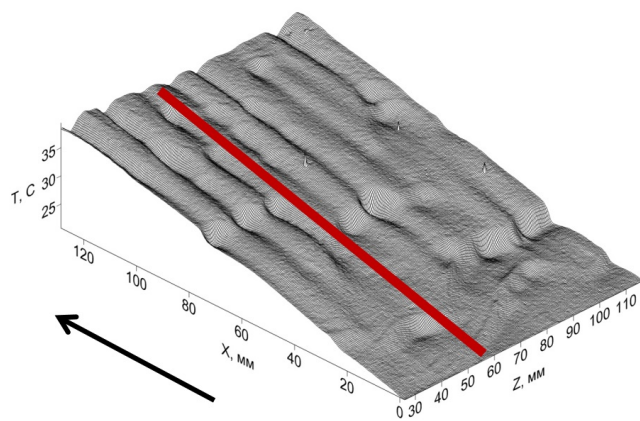


Рисунок 3.5 — Температура и градиент температуры в межструйной области (красная линия на рис.3.4) на поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$, $q=1.6$ Вт/см².

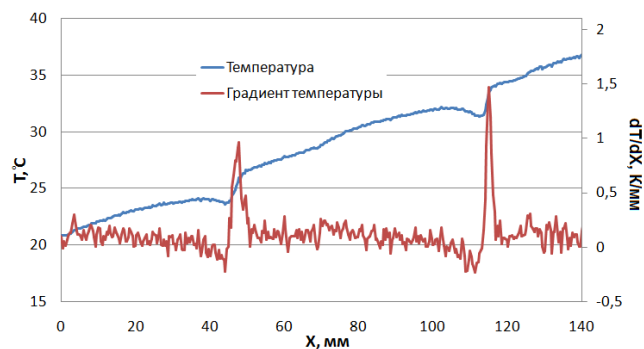
сти пленки постепенно с увеличением длины пробега по нагревателю. Начало формирования струй находится, примерно, на расстоянии 20 мм от верхнего края нагревателя. При этом продольные (рис. 3.5) и поперечные градиенты температуры на поверхности не превышают 0,5 К/мм, разность температуры в струе и межструйной области при $X=130$ мм имеет величину порядка 4 °C, а расстояние между струями (Λ_B) составляет 14 мм. В данных экспериментах структуры были зафиксированы при значениях чисел Рейнольдса от 0,1 до 10.

Формирование термокапиллярных структур в условиях волнообразования при $Re=10$ представлено на рис. 3.6. Как видно, структуры формировались постепенно с увеличением расстояния от верхней кромки нагревателя. Поперечные градиенты температуры на поверхности не превышают 0,5 К/мм. В результате движения волн на поверхности пленки возникали продольные градиенты температуры не превышающие значения 1 К/мм. В результате воздействия термокапиллярных сил на фронт волны происходила его деформация и переход к струйному течению.

Температура и градиент температуры на поверхности пленки в межструйной области (красные линии на рис.3.6а и рис.3.7а) показаны на рис.3.6б и рис.3.7б. Как и в случае безволновой пленки градиенты температуры на нагревателе с граничным условием близким к $T=\text{const}$ почти на порядок превышают градиенты температуры на нагревателе с граничным условием близким

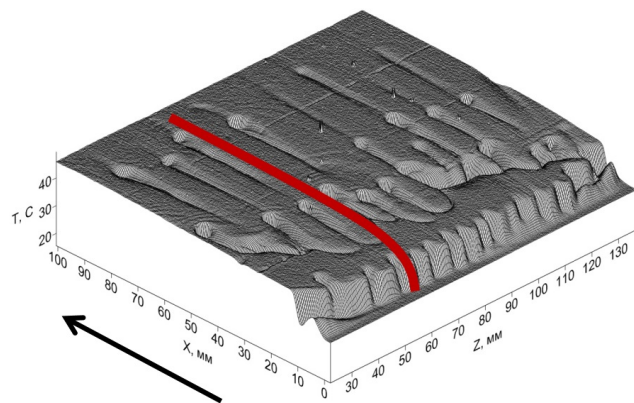


(a)

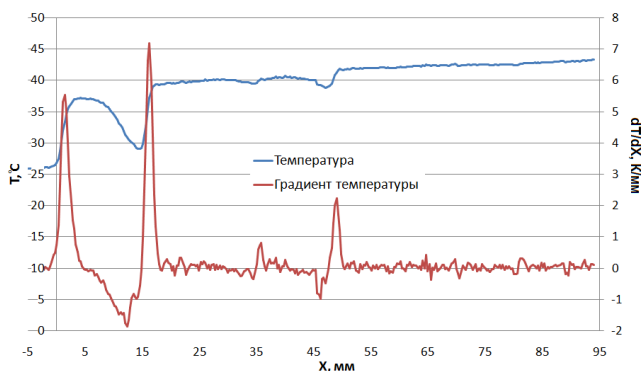


(б)

Рисунок 3.6 — (a) Температура поверхности пленки воды для нагревателя с граничным условием близким к $q=\text{const}$, $Re=10.5$, $q=0.79$ Вт/см²; (б) Распределение температуры и градиента температуры в межструйной области.



(a)



(б)

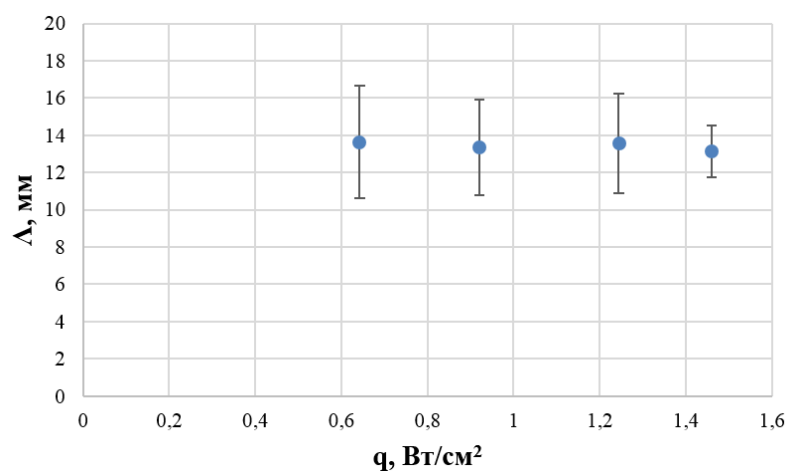
Рисунок 3.7 — (a) Температура поверхности пленки воды для нагревателя с граничным условием близким к $T=\text{const}$, $Re=10.5$, $q=0.79$ Вт/см²; (б) Распределение температуры и градиента температуры в межструйной области.

к $q=\text{const}$. При этом неоднородности температуры вдоль течения возникают в следствие протекания по нагревателю волн.

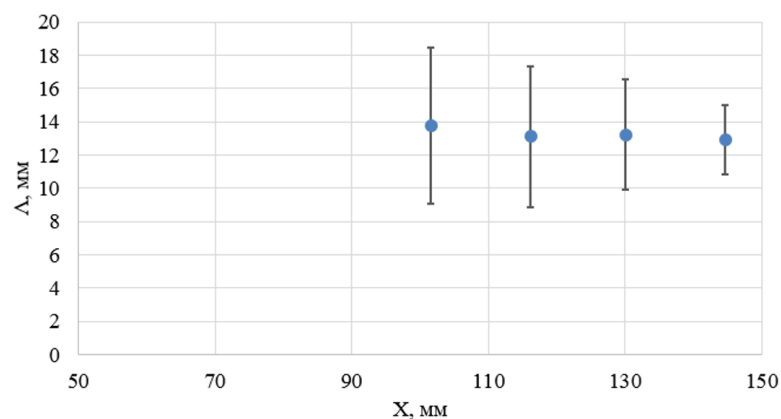
Таким образом, можно видеть, что основополагающим параметром для формирования термокапиллярных структур в стекающей пленке жидкости является величина градиента температуры на поверхности нагрева.

3.2 Термокапиллярные структуры при малых числах Рейнольдса

На рис. 3.8 представлена характерная зависимость расстояния между струями от плотности теплового потока и длины пробега пленки по нагревателю для течения пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$. Для рис.3.8 а измерения производились вдоль линии на расстоянии 130 мм от начала нагревателя. Для каждого теплового потока значения усреднялись.



(а)



(б)

Рисунок 3.8 — Зависимость расстояния между струями от плотности теплового потока (а) и длины пробега пленки по нагревателю (б) для течения пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$.

На рис. 3.9 представлено распределение неоднородности температуры от длины пробега пленки по нагревателю для течения пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$. В качестве критерия неоднородности температуры взято отношение разности максимальной (T_{max}) и минимальной температуры (T_{min})

к средней температуре (T_{aver}) поверхности пленки на линии поперек течения (рис.3.10).

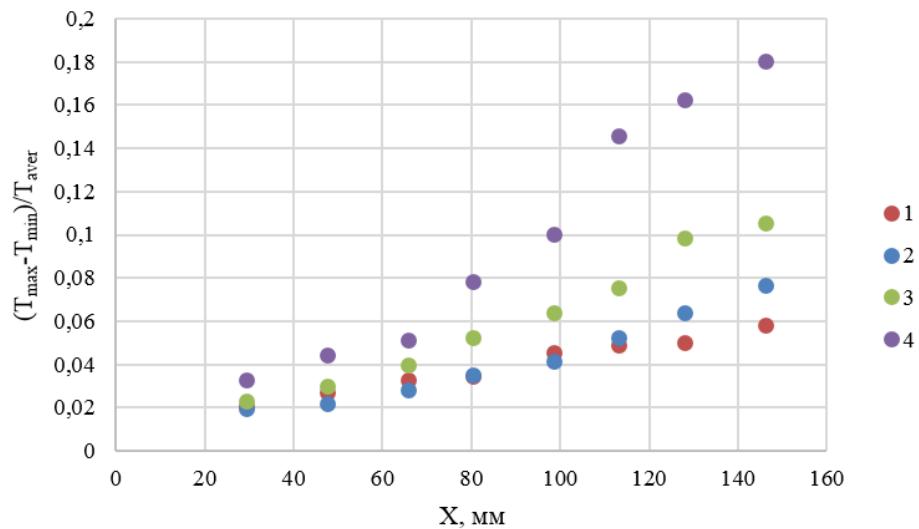


Рисунок 3.9 — Распределение неоднородности температуры в поперечном направлении от длины пробега пленки по нагревателю для разных тепловых потоков, $Re=2$; 1 – $q = 0.92$ Вт/см², 2 – 1.24 Вт/см², 3 – 1.46 Вт/см², 4 – 1.6 Вт/см².

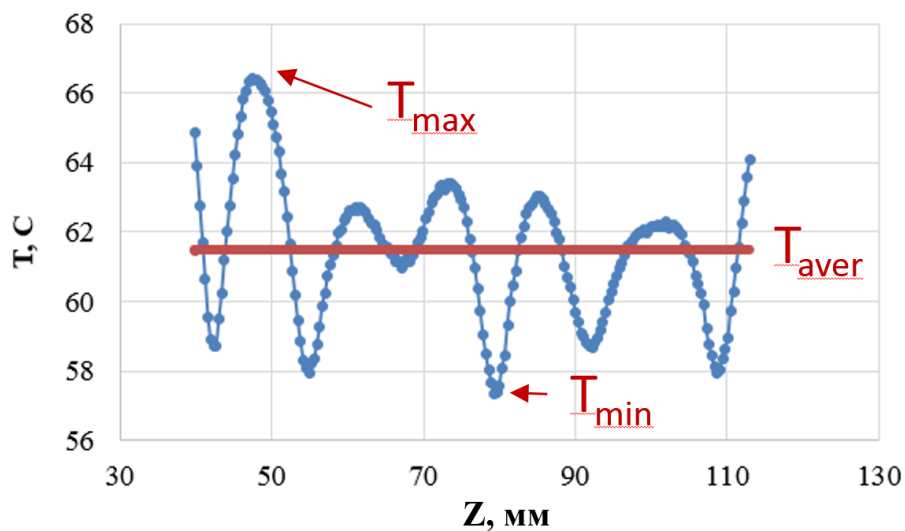


Рисунок 3.10 — Профиль температуры поверхности пленки 60% раствора глицерина в воде, $Re=2$, $X=145$ мм, $q = 1.6$ Вт/см².

Видно, что среднее расстояние между струями постоянно и имеет величину порядка 13.5 мм и не зависит ни от теплового потока ни от длины пробега пленки по нагревателю. С другой стороны величина теплового потока напрямую влияет на степень неоднородности температуры и высоту струй. Видно,

что неоднородность температуры увеличивается как с увеличением длины пробега пленки по нагревателю так и с увеличением плотности теплового потока.

На рис. 3.11 представлены данные по формированию структур разных типов, включающие результаты данной работы, результаты работ [55; 57; 61; 85; 95].

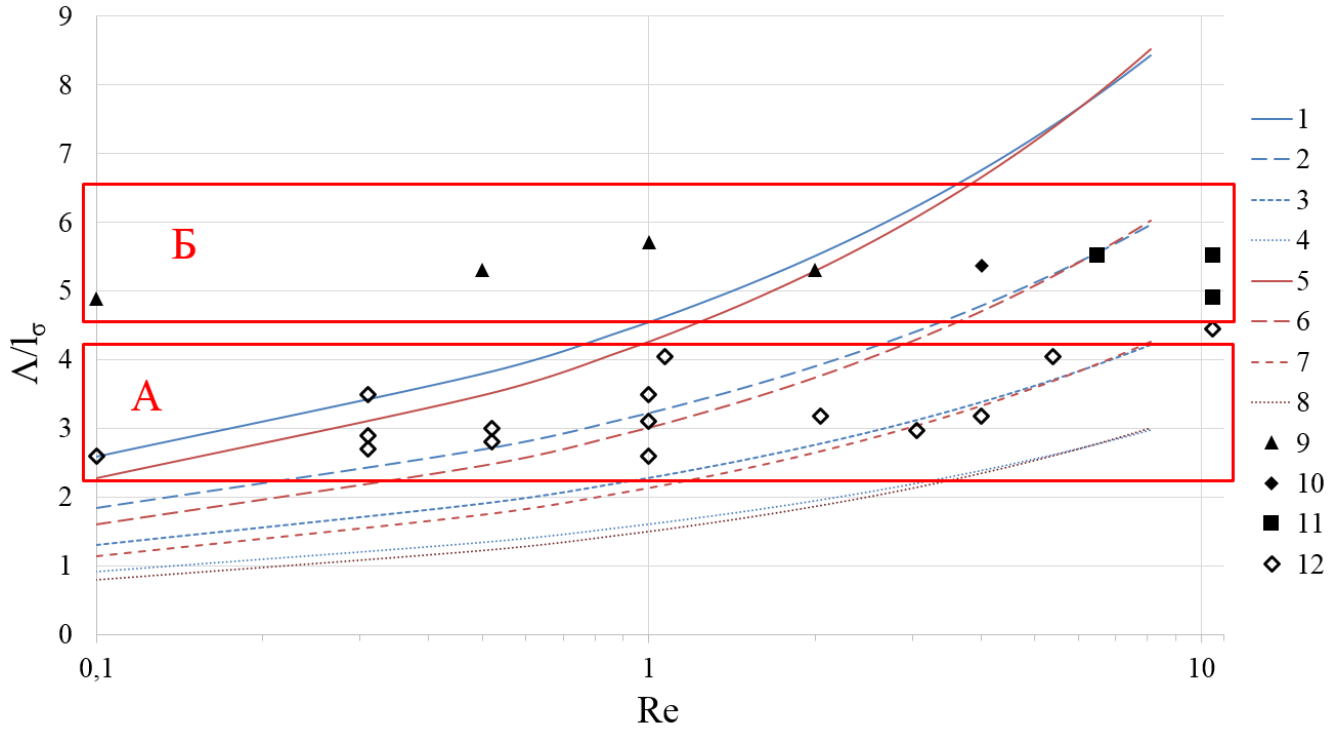


Рисунок 3.11 — Сравнение экспериментальных и теоретических данных для стекающей пленки воды. Теоретические расчеты из работы [85] по формуле для линейной неустойчивости: 1 - глицерин, $Ma=25$; 2 - глицерин, $Ma=50$; 3 - глицерин, $Ma=100$; 4 - глицерин, $Ma=200$; 5 - этиленгликоль, $Ma=25$; 6 - этиленгликоль, $Ma=50$; 7 - этиленгликоль, $Ma=100$; 8 - этиленгликоль, $Ma=200$; Экспериментальные данные: 9 - глицерин (тип Б); 10 - этиленгликоль (тип Б); 11 - вода (тип Б), результаты данной работы и [61]; 12 - вода (тип А) [55; 57; 95].

Приведены теоретические результаты для значений числа Марангони 25, 50, 100 и 200, рассчитанные из полученной в работе [85] зависимости

$$\lambda_{riv} = \frac{2\pi}{k_{z_{max}}} = \frac{4\pi(1+B)}{\sqrt{3MB}}; M = \frac{Ma}{K^{1/3}(3Re)^{4/9}}; B = Bi(3Re)^{1/3} \quad (3.1)$$

$$Ma = -\gamma\Delta T/(\rho\nu^{4/3}g^{1/3}); K = \frac{\sigma}{\rho\nu^{4/3}g^{1/3}} \quad (3.2)$$

где γ - производная коэффициента поверхностного натяжения от температуры, ΔT - разница между средней температурой на поверхности нагревателя и начальной температурой жидкости, g - ускорение силы тяжести. Представлено сопоставление теоретических данных с результатами работ, полученными для формирования структур А и Б. Теоретическая зависимость, полученная в работе [85], дает возрастание длины волны неустойчивости (расстояния между струями) с уменьшением Ma , но при этом остается неизменной тенденция ее увеличения с ростом Re , что противоречит опытным данным. При $Re > 5-8$ расчеты по теоретической модели [85] не приводят к формированию струйных течений, в то время как полученные опытные данные описывают переход от трехмерного волнового течения изотермической пленки к термокапиллярно-волновому режиму Б при широком изменении параметров. Как следует из таблицы 1 диапазон изменения числа Марангони составлял почти 2 порядка.

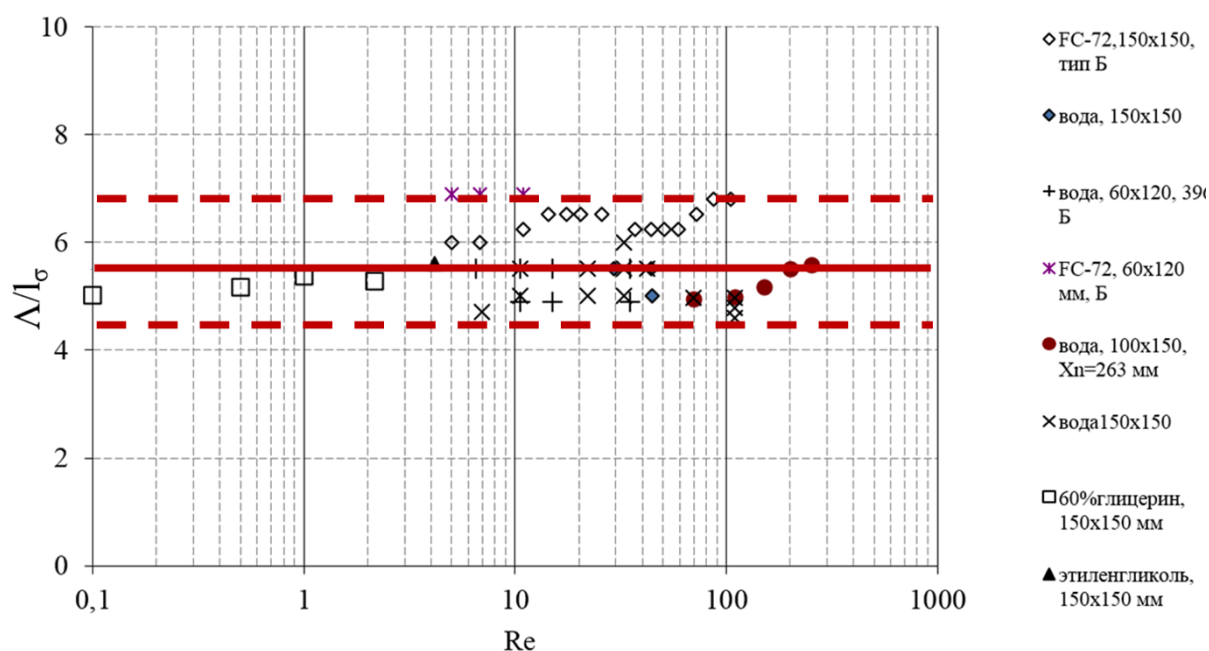


Рисунок 3.12 — Обобщение известных данных по безразмерному расстоянию между струями для структур типа Б.

Для анализа данных были использованы разные безразмерные критерии и параметры. Обобщение всех известных данных по расстоянию между струями при формировании термокапиллярных структур типа Б приведено на рис. 3.12. Расстояния измерялись для жидкостей с различными плотностями, коэффициентами поверхностного натяжения и в широком диапазоне изменения вязкости и расхода жидкости. Расстояние между струями обезразмеривалось делением на капиллярную постоянную жидкости ($l_\sigma = \sqrt{\sigma/\rho g}$). Как видно все данные по

безразмерному расстоянию между струями с 25% погрешностью имеют значение 5.5, которое не зависит ни от вязкости жидкости ни от числа Рейнольдса. Применение других параметров приводило к худшим результатам. Например, использование параметра $l_\delta = (\sigma\mu^2/(\rho^3g^2))^{1/5}$, который применялся в [92], приводило к увеличению разброса данных на порядок.

3.3 Управление формированием термокапиллярных структур

Выполнено экспериментальное исследование влияния внешних возмущений на формирование термокапиллярных структур и повторное смачивание сухих пятен. Внешние возмущения с определенным расстоянием между цилиндрами периодически вносились в пленку жидкости выше верхнего края нагревателя, как показано в 2.1. В результате внесения возмущений с разным расстоянием между цилиндрами была определена "наиболее опасная" длина волны.

Воздействие возмущений с "наиболее опасной" длиной волны в сравнении с другой длиной волны показано на рис. 3.13. График обобщает все имеющиеся данные по воздействию возмущений на расстояние между струями для различных жидкостей и чисел Рейнольдса в условиях малых градиентов температуры на поверхности нагрева ($q = \text{const}$). Формирование термокапиллярных структур при внесении возмущений с длиной волны, отличной от "наиболее опасной" происходит так же, как в невозмущенном случае. Струи образуются в нижней части нагревателя, при этом в верхней части пленка остается невозмущенной. При внесении возмущений с "наиболее опасной" длиной волны происходит перестройка течения и расстояние между струями становится равным расстоянию между возмущающими цилиндрами.

На рис. 3.14 приведена термограмма поверхности вертикально стекающей пленки жидкости ($q = 1.8 \text{ Вт/см}^2$) при градации серого цвета. Показано невозмущенное течение пленки жидкости при плотности теплового потока достаточной для образования сухих пятен.

Течение происходило сверху вниз. Светлой линией с рисками отмечена область по ширине нагревателя, занимаемая пятью термокапиллярными струями со средним расстоянием между ними 13 мм. Между струями видны осушен-

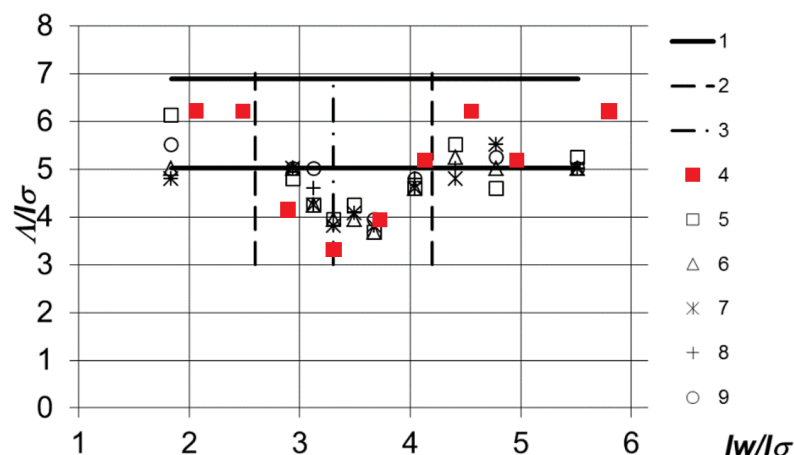


Рисунок 3.13 — Влияние длины волны возмущающей системы на формирование регулярных структур для различных жидкостей и чисел Рейнольдса: 1 — без возмущений, 2 — граница влияния искусственных возмущений, 3 — наиболее опасная длина волны, 4 — $Re = 0.1$, 5 — $Re = 7.7$, 6 — $Re = 14.4$, 7 — $Re = 20.7$, 8 — $Re = 28.2$, 9 — $Re = 38.2$ [60].

ные области (заштрихованные области). Из-за отличия коэффициентов черноты пленки и нагревателя, значения температуры на нагревателе не соответствует реальным значениям. Восстановление точного значения температуры нагревателя в рамках данной работы не проводилось. Воздействие внешних возмущений с "наиболее опасной" длиной волны, соответствующей расстоянию между цилиндрами $l_w = 10$ мм и диаметрами цилиндров $d_w = 2$ мм, приводило к полной перестройке структуры течения. Возмущения длительностью 0.8 с. вводились в пленку с периодом 2 с. На всем протяжении нагревателя расстояние между струями изменялось до значения 10 мм. При периодическом воздействии искусственных возмущений сухие пятна исчезали за период времени 5.5 с.

На рис. 3.15 а показано распределение температуры на поверхности пленки жидкости в окрестности невозмущенного сухого пятна (граница пятна отмечена темной линией). Построенная область соответствует области, занимаемой темным прямоугольником на рис. 3.14. Координата X отсчитывалась от верхней кромки нагревателя, Z от левого края нагревателя. Профили температуры на линии движения струи возмущения (штриховая линия на рис. 3.15) построенные до точки контакта пленки и сухого пятна показаны на рис. 3.16 для различных моментов времени.

Через 1.14 с после начала возмущения происходила перестройка течения на большей части нагревателя и перемещенная струя доходила до верхней гра-

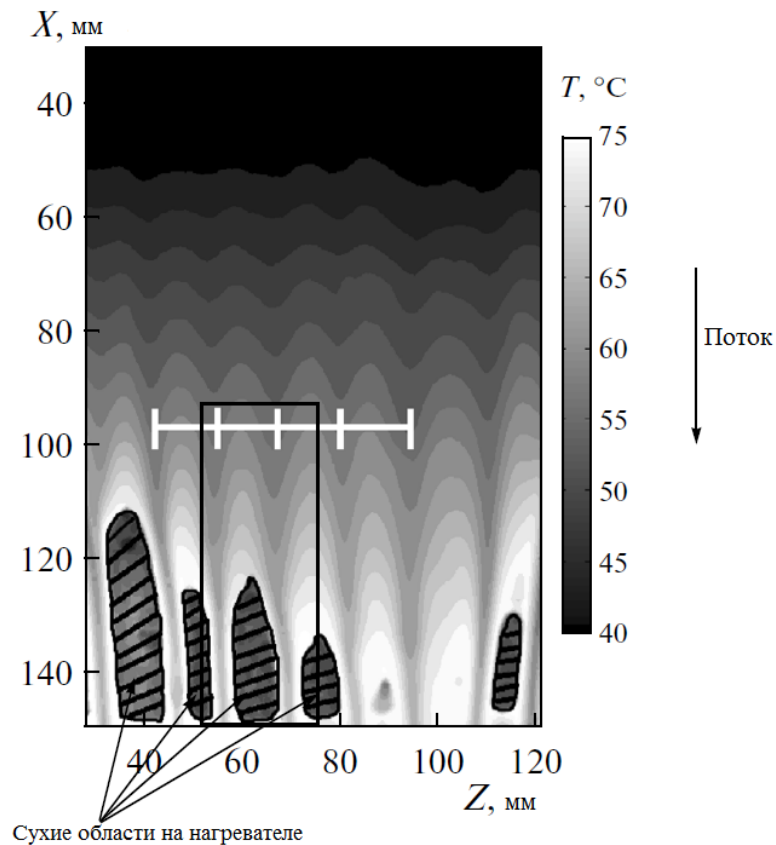


Рисунок 3.14 — Термограмма поверхности пленки 60% раствора глицерина в невозмущенном состоянии. $Re = 2.2$, $q = 1.8 \text{ Вт/см}^2$.

ницы сухого пятна (рис. 3.15 а, рис. 3.16 линия 2). В последующие 20 мс область перегретой жидкости сужалась, а температура в зоне контакта струи и сухого пятна оставалась на уровне 72°C . Далее происходило перемещение контактной линии с одновременным уменьшением температуры перегретой жидкости (рис. 3.16 линии 2-4). Скорость перемещения контактной линии составляла 72 мм/с . Через 30 мс температура жидкости на линии контакта достигала минимального значения 62°C , а область перегретой жидкости исчезала. Видно, что область контакта струи жидкости с сухим пятном расположена не по центру пятна (рис. 3.15 а). В результате через 0.25 с после начала движения контактной линии струя начинала обходить ее и как следствие снова возникала область перегретой жидкости (линия 5 рис. 3.16). Возмущение достигало нижнего края нагревателя за время 1.4 с. Температура жидкости в окрестности осушенной зоны возрастала. Далее струя возвращалась к прямолинейному вертикальному движению, перемещая сухое пятно вправо.

Сухое пятно не орошалось полностью за полный период до начала нового возмущения, который составлял две секунды. Через 0.8 с после ввода систе-

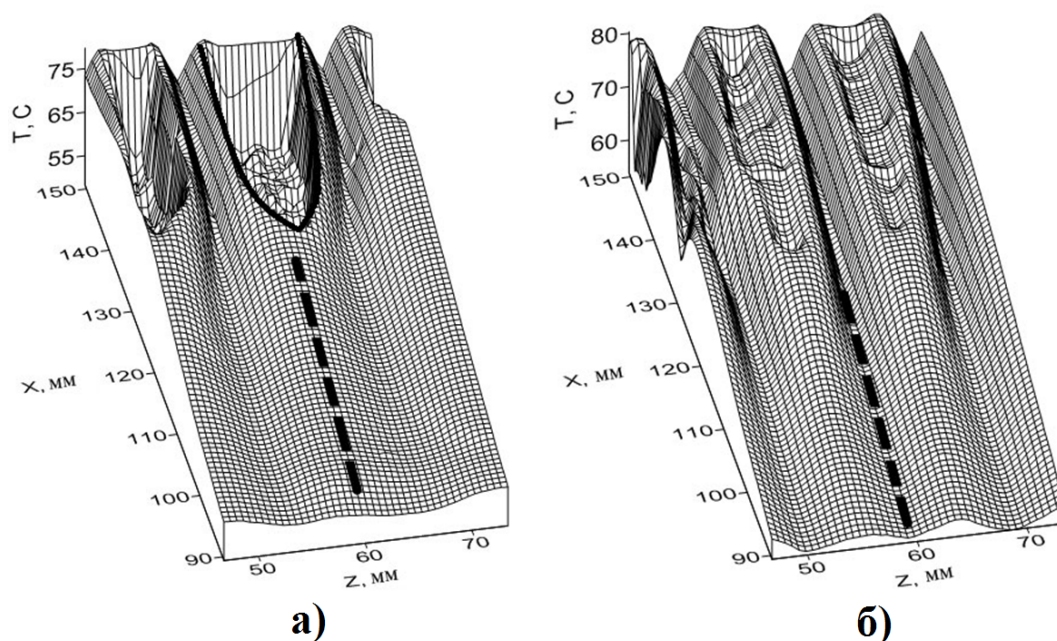


Рисунок 3.15 — Распределение температуры поверхности пленки в нижней части нагревателя при возмущении пленки (выделенная область на рис. 3.14): а) через 1.14 с после внесения возмущающих цилиндров в пленку жидкости; натекание струи на сухое пятно; б) температура пленки после удаления сухого пятна через 5.5 с после начала возмущения.

мы цилиндров в жидкость она отводилась от стекающей пленки. Начинался обратный процесс формирования течения струй в невозмущенном режиме. Расстояние между струями возрастало, что так же приводило к деформации сухих пятен. Пятно полностью исчезало на третьем периоде возмущений на фазе затухания искусственных возмущений. Температура пленки после удаления сухого пятна представлена на рис. 3.15 б через 5.5 с после начала процесса. Произошло замывание сухого пятна. Расстояние между струями (13 мм), характерное для термокапиллярного режима течения невозмущенной пленки, изменилось до значения соответствующего длине волны возмущающей системы (10 мм). Видно, что воздействия периодических искусственных возмущений с определенной длиной волны приводит к перемещению струй и контактной линии в неизотермической пленке жидкости, вызывая изменение структуры течения и повторное орошение сухих зон. При этом варьирование параметров эксперимента не приводило к существенному изменению характера воздействия возмущений на контактную линию. В частности было рассмотрено течение пленки при числах

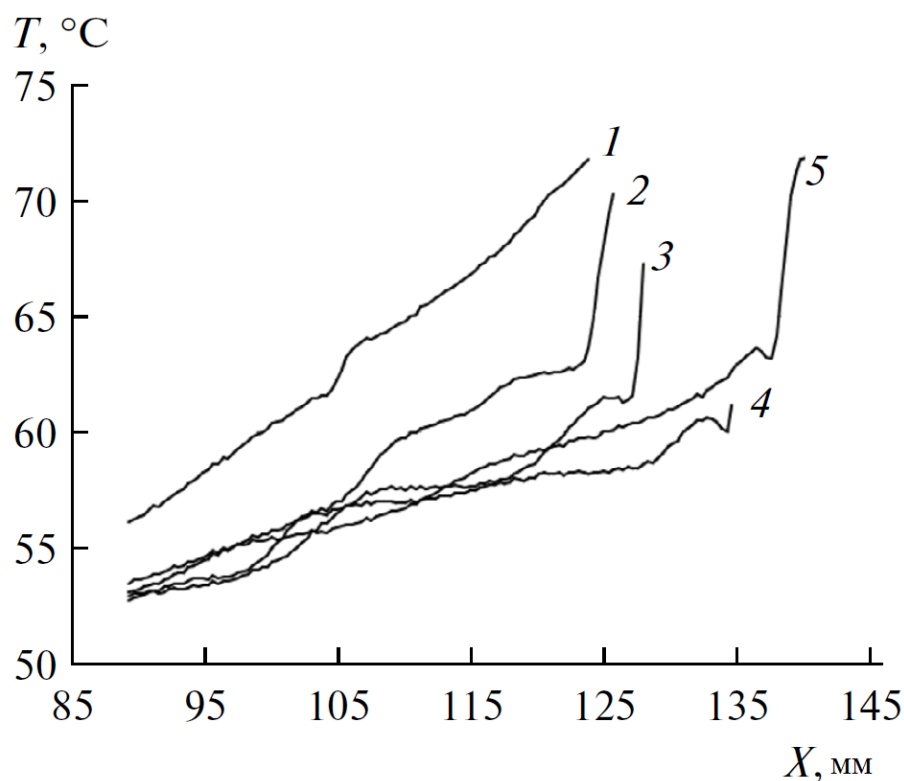


Рисунок 3.16 — Профили температуры на линии движения струи возмущения (рис. 3.15) построенные до точки контакта пленки и сухого пятна. Линии соответствуют различным моментам времени: 1 - начало воздействия, $t=0$ с; 2 - струя дошла до сухого пятна, $t=1.14$ с; 3 - $t=1.31$ с; 4 - $t=1.42$ с; 5 - $t=1.51$ с.

Рейнольдса $Re=0.5, 1$, а так же несколько значений теплового потока, соответствующие разрыву пленки.

3.4 Выводы по главе

В данных экспериментах впервые структуры типа Б были зафиксированы в условиях безволнового течения при малых значениях чисел Рейнольдса $0.1 < Re < 5$. При этом было показано, что продольные градиенты температуры на поверхности пленки являются одним из основных факторов, влияющих на формирование структур разных типов.

Можно заключить, что структуры типа Б реализуются при малых числа Марангони в условиях малых значений градиентов температуры на поверхности пленки в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса пленки и физи-

ческих свойств жидкости (числа Капицы). Поперечный размер структур (расстояние между струями) определяется капиллярной постоянной и не зависит ни от вязкости жидкости, ни от расхода (чисел Марангони, Капицы и Рейнольдса пленки).

Выполнено экспериментальное исследование воздействия периодических искусственных возмущений на нагреваемую пленку жидкости при малых числах Рейнольдса. Показано, что развитие термокапиллярных возмущений при внесении искусственных возмущений с "наиболее опасной" длиной волны приводит к перемещению струй и воздействует на контактную линию, ограничивающую сухое пятно в вертикально стекающей нагреваемой пленке. Установлено, что искусственные возмущения с "наиболее опасной" длиной волны при достаточно высоких тепловых потоках оказывают существенное влияние на изменение структуры течения и повторное орошение сухих зон.

Глава 4. Взаимодействие трехмерных волн с термокапиллярными структурами разных типов

4.1 Взаимодействие в условиях низких градиентов температуры

Течение гладкой пленки жидкости относительно редко встречается в промышленных установках и аппаратах. Важным является изучение волнового движения пленки жидкости и взаимодействие волн с термокапиллярными структурами.

Выполнено исследование влияния термокапиллярных сил на трехмерные волны в условиях реализации низких температурных градиентов на поверхности пленки жидкости. Для этих целей использовался нагреватель размером 150x150 мм, на котором выполнялось граничное условие близкое к $q=\text{const}$ (нагреватель №2).

На рис. 4.1 представлен характерный режим течения пленки воды по нагревателю при величине плотности теплового потока 0.79 Вт/см^2 . В этом режиме течение можно разделить на 2 части: течение волновой пленки, только поступившей на нагреватель, и струйное течение в нижней части нагревателя. Расстояние от пленкоформирователя до нагревателя выбиралось таким образом, чтобы по нагревателю распространялись трехмерные солитообразные волны постоянной амплитуды [21; 22] ($X_n = 543 \text{ мм}$). В нижней части нагревателя течение разделось на струи, по которым происходило основное движение жидкости, и тонкую пленку между ними. На рисунке видно натекание крупного солитона на нагреватель в верхней части фотографии. По бокам расположены осушенные области, возникающие вследствие конечной ширины нагревателя и появления больших температурных градиентов на границе нагреватель-текстолит. В нижней части фотографии представлен ряд струй на поверхности пленки, по которым распространялись волны. Стрелками отмечено расстояние между струями.

На рис. 4.2 показано распределение толщины при течении пленки воды по нагревателю, полученное флуоресцентным методом. Представлено течение в нижней части нагревателя (выделено рамкой на рис. 4.1). Направление потока

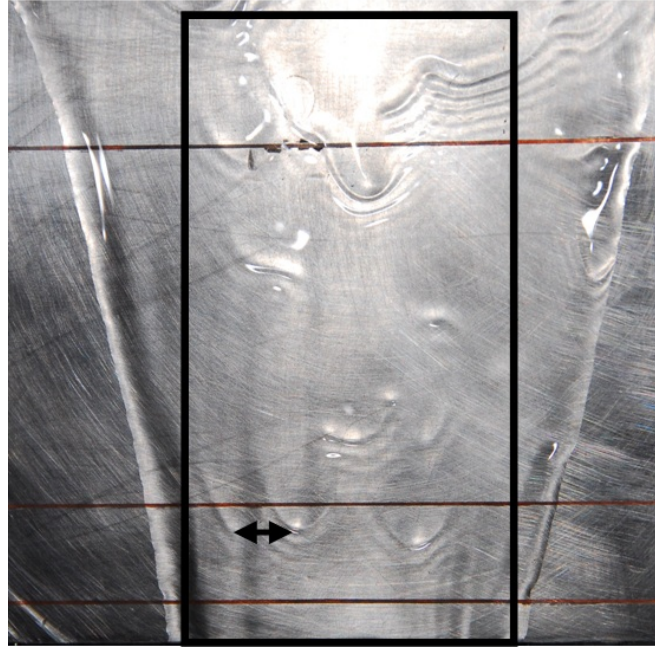


Рисунок 4.1 — Характерная картина течения пленки воды по нагревателю 150x150 мм., $q = 0.79 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 10.5$. Здесь и далее стрелкой показано направление течения жидкости.

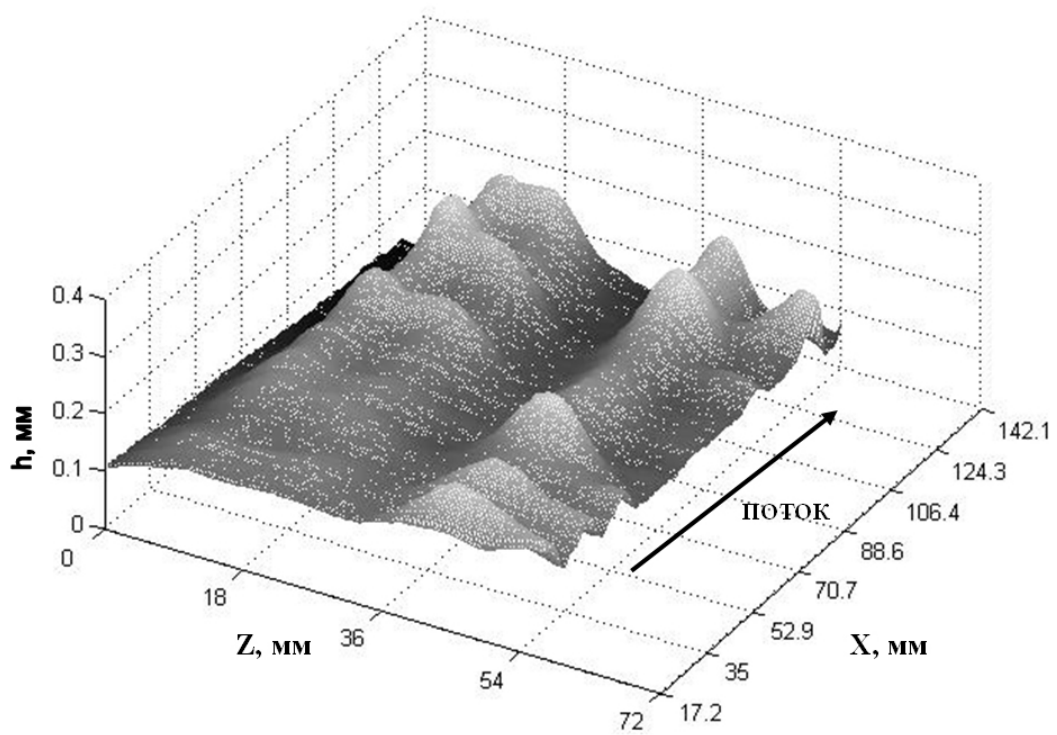


Рисунок 4.2 — Восстановленное с помощью флуоресцентного метода поле толщины. $q = 0.79 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 10.5$.

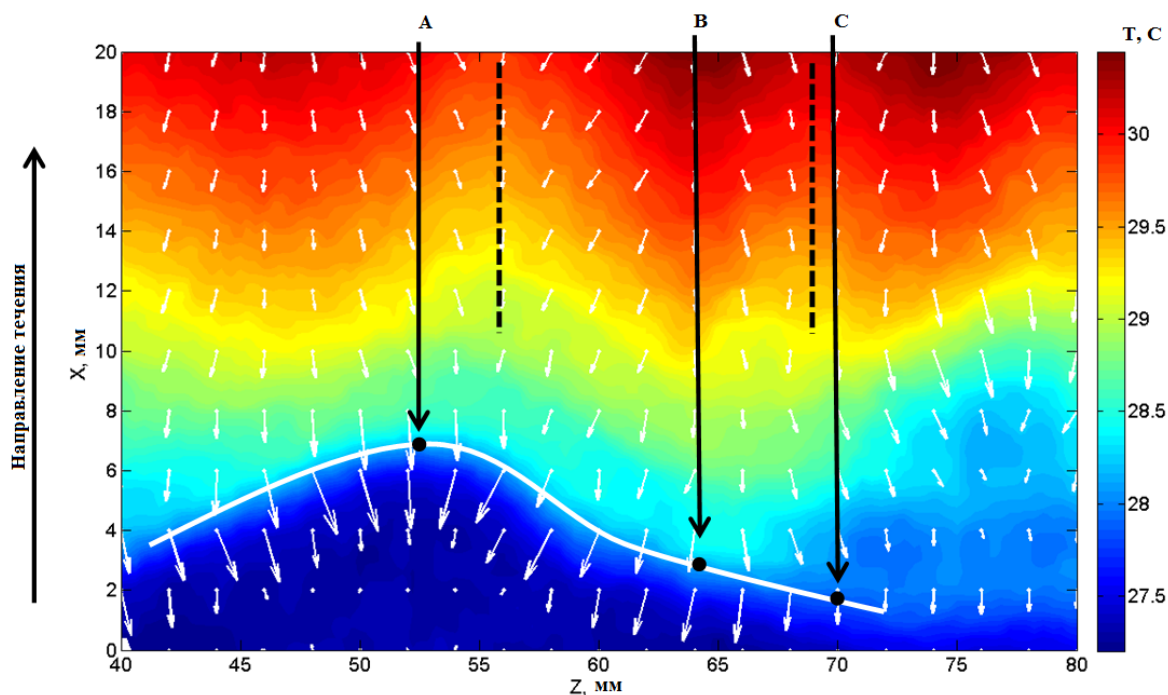


Рисунок 4.3 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=20$ мс.

показано стрелкой, X – продольная координата на нагревателе с отсчетом от верхней кромки нагревателя, Z – поперечная координата на нагревателе. Видно, что в межструйной области практически отсутствует волновое движение, в то время как по струям распространяются волны.

Можно выделить два типа волн на нагревателе: волны средних размеров и крупные солитоны. По данным измерения флуоресцентным методом средняя ширина волн среднего размера составляла 14 мм, а амплитуда (максимальная толщина) – 0.18 мм. Перепад температуры между гребнем волны и межструйной областью составлял 1.5-3 К. Перепад температуры между гребнем крупной волны и межструйной областью составлял 3-5 К. Ширина фронта крупного солитона составляла 25-35 мм, а амплитуда 0.22-0.27 мм.

Для изучения механизма трансформации отдельных волн рассмотрим движение крупной волны, ширина которой в несколько раз превосходит расстояние между термокапиллярными струями (поперечные неоднородности толщины и температуры), которые уже сформировались в остаточном слое пленки перед натекающей крупной волной.

Движение волны по нагревателю можно разбить на характерные интервалы. Отсчет времени происходил от момента пересечения гребнем волны верхней

кромки нагревателя ($t_0=0$ с). Следующий момент времени (t_1) наступал, когда ширина волны в области нагревателя достигала максимальной величины, то есть волна полностью находилась на нагревателе. Затем следовал момент первого деформирования фронта (t_2), который определялся, когда на фронте возникали силы, не перпендикулярные линии фронта. Следующий момент (t_3) соответствовал распаду фронта волны. Затем осуществлялось поперечное перемещение частей волны в области с минимальным значением температуры в остаточном слое пленки перед волной. Момент (t_4) соответствовал достижению центра гребня волны линии с минимальным значением температуры. Дальнейшее движение происходило по строго вертикальным линиям - струям.

На рис. 4.3 представлена карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны (ширина фронта 35 мм) на нагреватель в момент времени $t = 20$ мс (течение снизу вверх, $Re = 10,5$, $q = 0,98$ Вт/см²), которые пропорциональны градиентам температуры ($\tau_{sur} = -grad\sigma = -\frac{d\sigma}{dT}gradT$, где σ - коэффициент поверхностного натяжения) на поверхности пленки, и температура поверхности пленки. Фронт выделен сплошной белой линией. Определение фронта проходило по максимальному градиенту температуры на поверхности. Напряжения направлены перпендикулярно линии фронта волны и не вызывают его деформацию. Перед фронтом видны температурные неоднородности (пунктирные линии соответствуют минимумам температуры). Расстояние между минимумами температуры составляет 14 мм и совпадает с расстоянием между струями, формирующимися в режиме Б при малых числах Рейнольдса ($Re < 5$, см. главу 3.1) и при более высоких числах Рейнольдса ($Re = 15-45$) [97; 98]. На фронте крупной волны возмущения не наблюдаются. Градиенты температуры в остаточном слое перед волной составляют 0,05-0,1 К/мм. Градиенты температуры на фронте волны направлены перпендикулярно линии фронта и имеют величину 0,8 К/мм. Фронт волны практически не деформирован, а скорость его распространения составляет 260 мм/с. Рассмотрим движение нескольких точек на фронте с течением времени. Выделены три точки: передняя точка гребня фронта волны А, точка возникающего изгиба В, формирующаяся передняя точка второго гребня волны С.

На рис. 4.4 показаны касательные напряжения и температуры поверхности пленки при $t=60$ мс. Фронт волны отмечен сплошной белой линией. Видно, что геометрия фронта начала изменяться: стал появляться прогиб фронта вол-

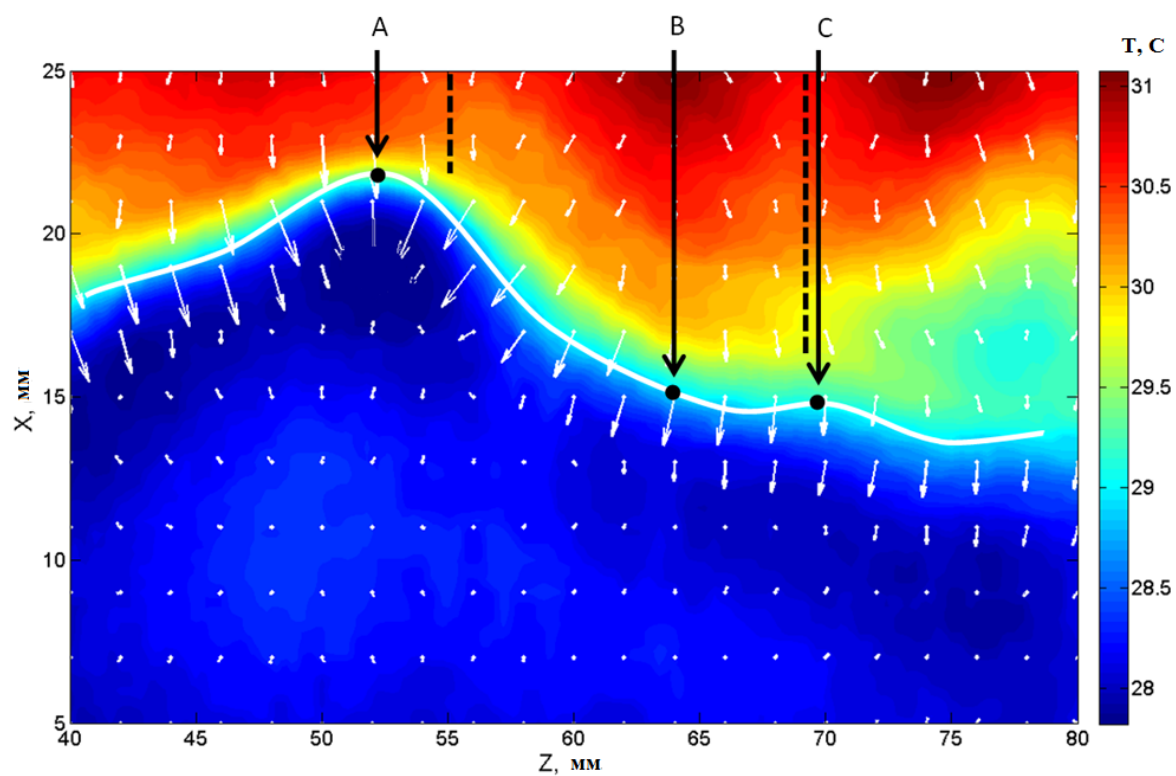


Рисунок 4.4 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=60$ мс.

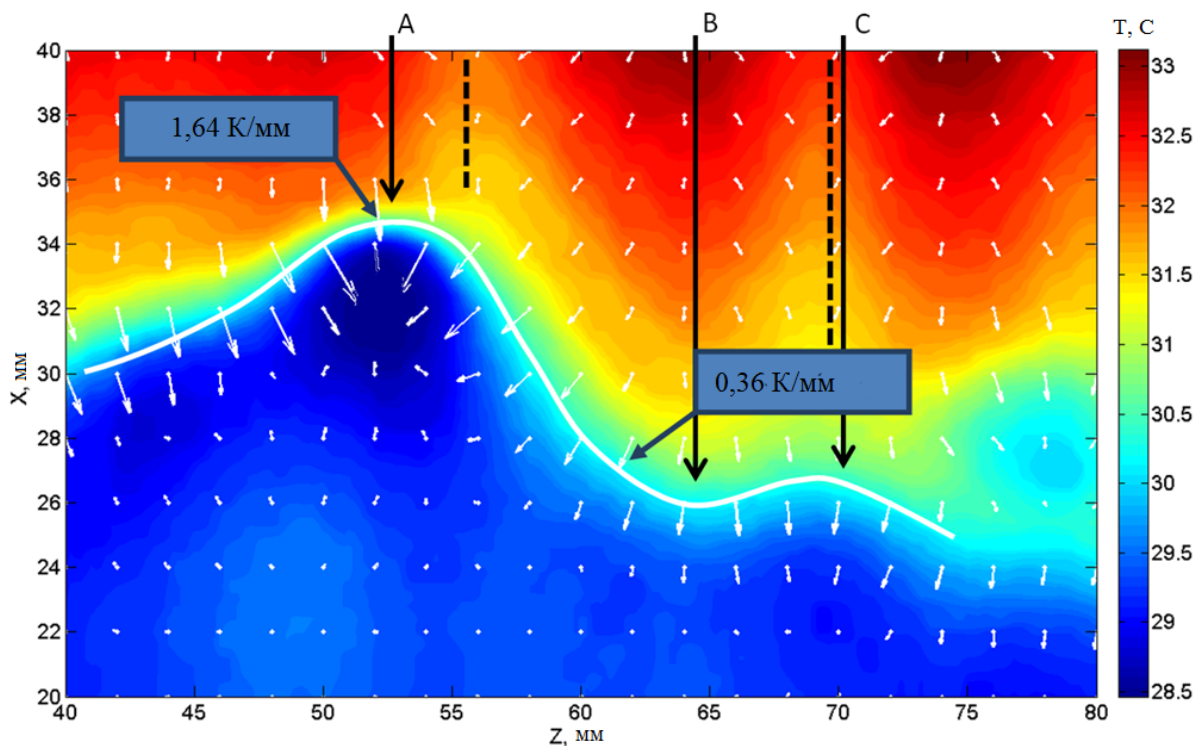


Рисунок 4.5 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=90$ мс.

ны в области точки В. При этом распределение касательных термокапиллярных напряжений выглядит следующим образом: максимальное значение достигается в точке А ($\tau=0,33$ Па), минимальное значение в точке В ($\tau=0,17$ Па) и немного выше в точке С ($\tau=0,2$ Па). Скорости всех точек практически одинаковы 260 мм/с. В области прогиба фронта волны касательные напряжения имеют минимальные значения и не позволяют объяснить механизм формирования перегиба волны влиянием только тормозящих термокапиллярных сил.

На рис. 4.5 показана температура поверхности пленки при $t=90$ мс. Скорости точек А и С возросли до 300 мм/с, в точке В скорость 260 мм/с. Фронт волны прошел расстояние 30 мм от начала нагревателя. Непосредственно перед фронтом в остаточном слое наблюдаются неоднородности температуры с характерными градиентами 0,14 К/мм. В точке А касательное термокапиллярное напряжение возросло до 0,5 Па, в В и С практически не изменилось и составляет 0,2 Па. В точке А высота волны максимальна, а области точки В толщина пленки жидкости на линии фронта волны достигает минимального значения. При этом толщина пленки в точке С больше чем в точке В. Соответственно, масса и инерция жидкости на гребне волны (окрестность точки А) существен-

но больше, чем в области точки В. В результате, несмотря на максимальное значение касательных термокапиллярных напряжений в точке А, торможение волны не происходит, а, наоборот, скорость возрастает. При этом, по-видимому, осуществляется обнаруженный в [25] подсос жидкости с периферии волны к ее гребню. В области точки В масса жидкости меньше и термокапиллярные напряжения не позволяют фронту волны ускоряться. В области точки С, наоборот, происходит увеличение массы жидкости, что обуславливает ускорение фронта волны. В результате линия фронта волны значительно искривляется.

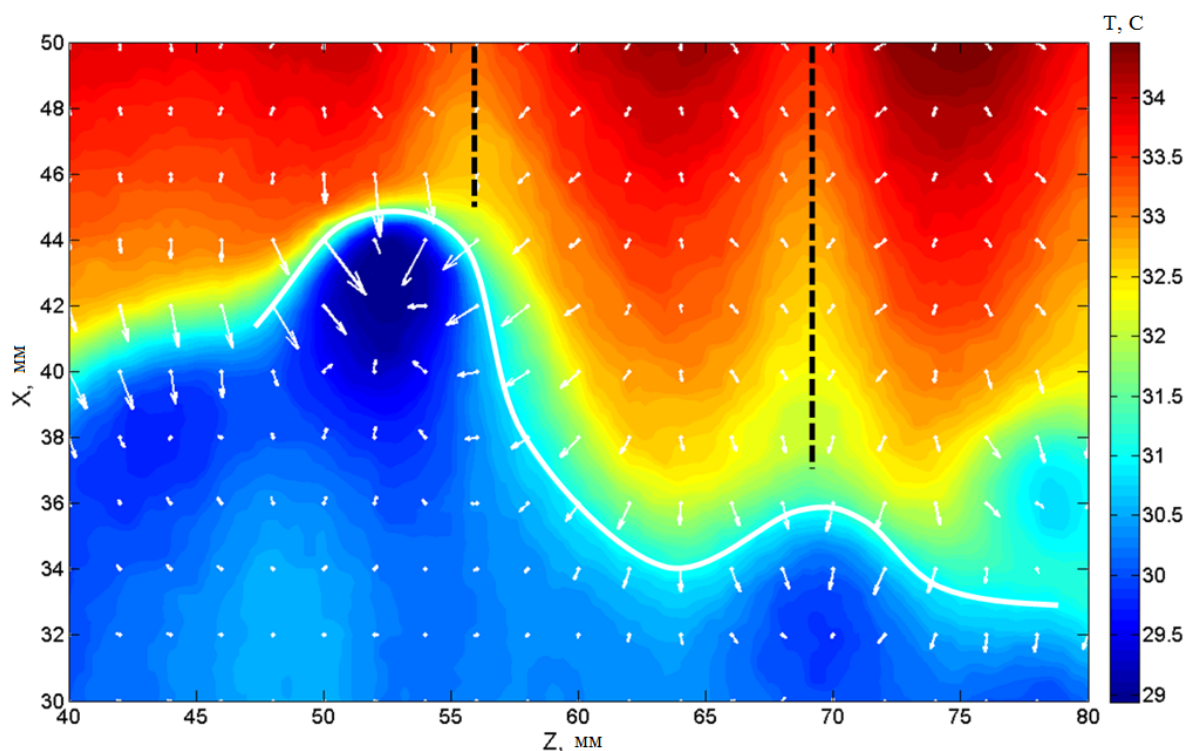


Рисунок 4.6 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=140$ мс.

На рис. 4.6 показан фронт волны при $t=140$ мс. Видно, что происходит дальнейшее выделение гребня в точке С и дальнейшая деформация фронта в точке В. Соответственно осуществляется перераспределение жидкости и ее концентрация в области точки С. Скорости фронта волны в точках А и С продолжают возрастать, а в точке В она практически не изменяется.

На рис. 4.7 представлено распределение модуля продольной и поперечной составляющей поверхностных термокапиллярных напряжений на фронте волны. Погрешность определения напряжений складывается из погрешности измерения температуры и расстояния и не превышает 0,2 Па для τ_x и 0,5 Па

для τ_z . Слева и справа от точки А ($Z = 52$ мм) поперечная составляющая поверхностных термокапиллярных напряжений распределена неравномерно, что инициирует движение гребня по направлению к центру струи, формирующейся в остаточном слое ($Z = 56$ мм). Аналогичный эффект наблюдается в точке С, но поперечная составляющая поверхностных термокапиллярных напряжений намного меньше. Амплитуда волны в точке С так же меньше, поэтому величина этого воздействия достаточна для перемещения гребня волны влево к линии ($Z = 69$ мм).

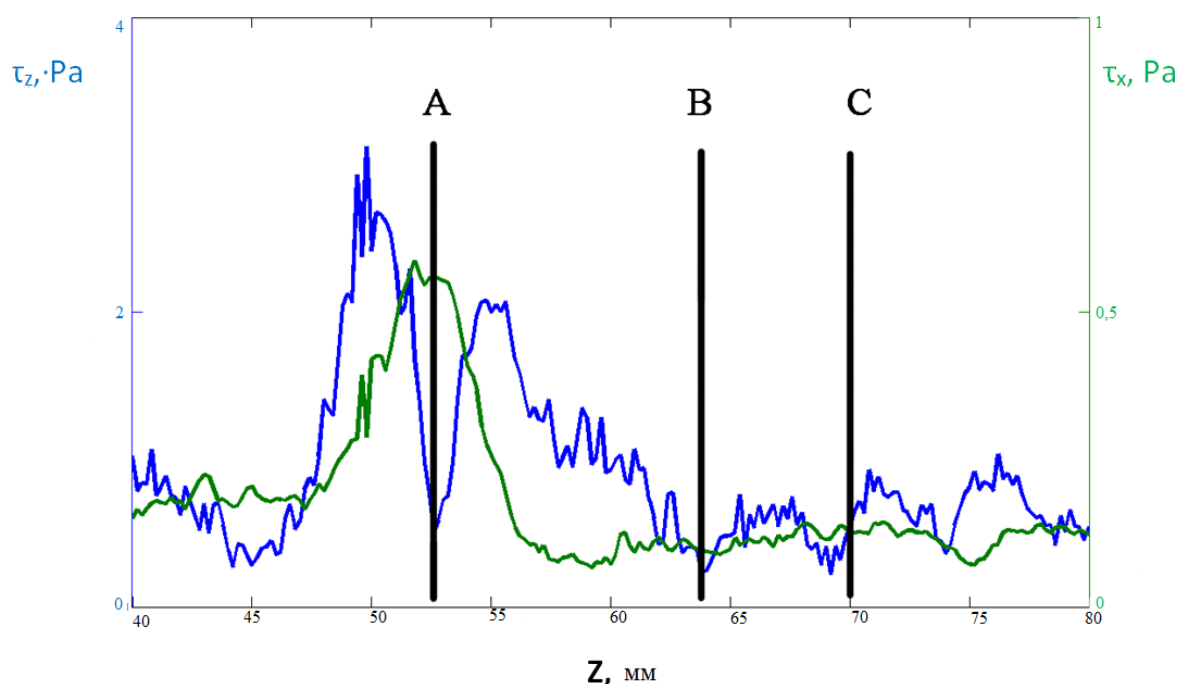


Рисунок 4.7 — Распределение продольной и поперечной составляющей поверхностных термокапиллярных напряжений вдоль фронта волны ($t=140$ мс).

Дальнейшее движение вызывает разрушение целостности фронта и выделение отдельных струй. При $t = 270$ мс происходит полное совмещение гребня волны со струями в остаточном слое, рис. 4.8. Видно, что при $X > 100$ мм волны двигаются вдоль вертикальных линий. Поперечные касательные напряжения, действующие на гребень волн с разных сторон примерно одинаковы. Соответственно поперечное перемещение струй прекращается. Таким образом, показано, что сочетание термокапиллярных и инерционных эффектов в волновой пленке жидкости приводит к деформации крупных естественно образующихся волн и их распаду на волны меньшей ширины, которые перемещаются

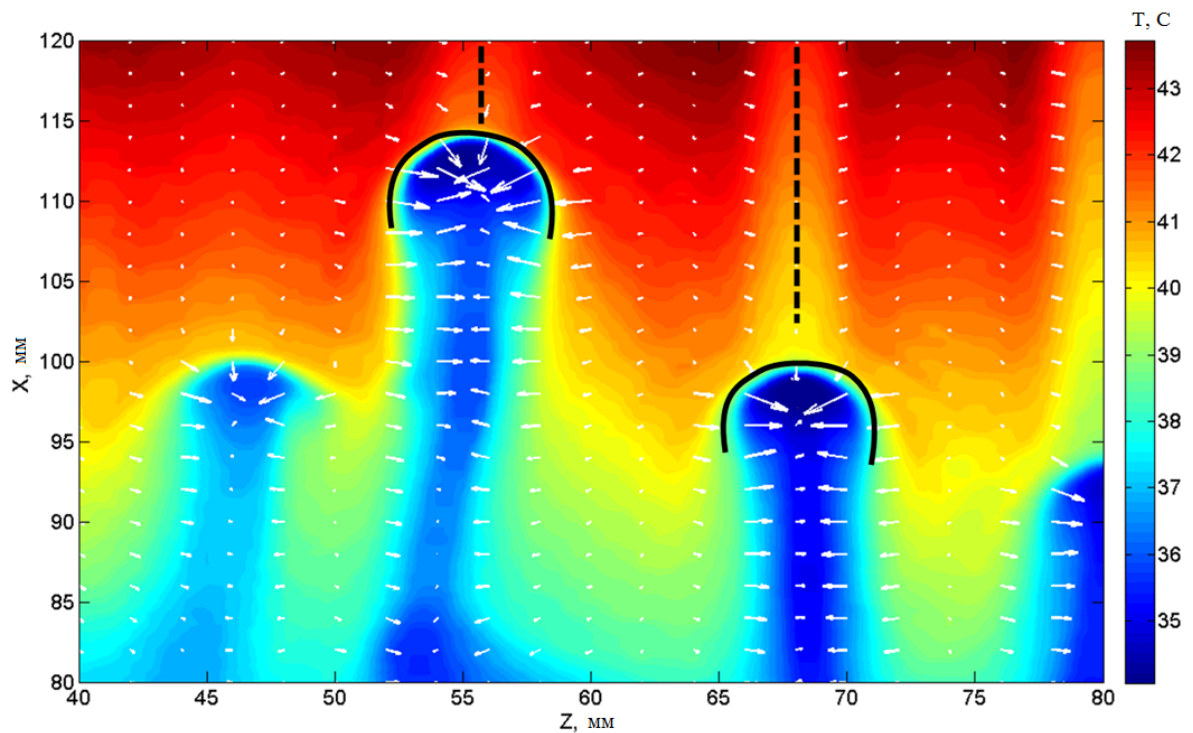


Рисунок 4.8 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений в нижней части нагревателя (переход к струйному течению) $t=270$ мс.

в сторону струй, образованных термокапиллярной структурой в остаточном слое. Данный сценарий является наиболее распространенной схемой разрушения крупных волн.

Существуют более редкие сценарии, когда происходит замедление гребня волны с большим перераспределением жидкости в поперечном направлении. На рис. 4.9 показано движение волны, когда ее гребень совпадает с максимумом температурных неоднородностей в остаточном слое перед фронтом. В этом случае гребень волны попадает между формирующимися струями. Реализуется другой сценарий трансформации крупного солитона. В данном случае движение волны сопровождается торможением ее гребня и интенсивным переносом массы жидкости в поперечном направлении. В итоге на месте гребня волны образуется межструйная область с малой толщиной пленки жидкости, где волны отсутствуют.

Рассмотрим эволюцию волны, представленной на рис. 4.10. В остаточном слое перед фронтом наблюдаются неоднородности температуры, минимумы которых имеют поперечные координаты $Z_1=68$ мм (А) и $Z_2=80$ мм (В) соответственно. Гребень волны имеет поперечную координату $Z_3=87.5$ мм (С). Дальнейшее движение фронта отслеживаем вдоль линий с данными координатами.

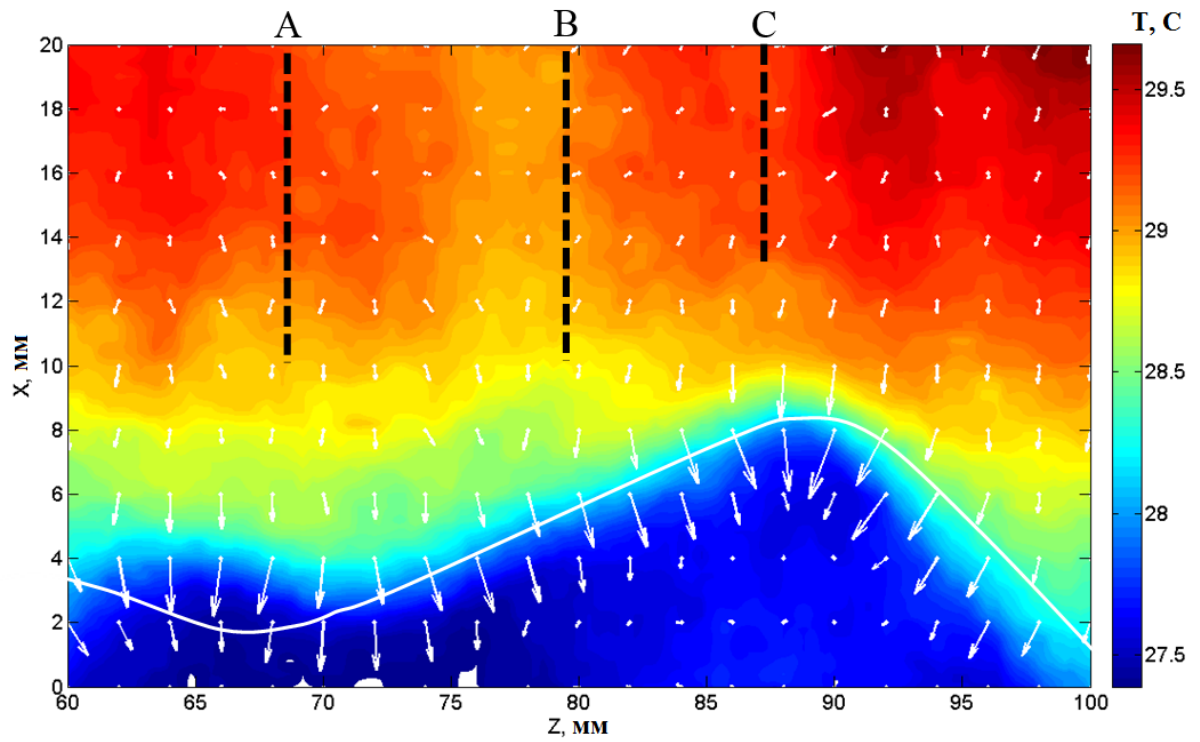


Рисунок 4.9 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=30$ мс.

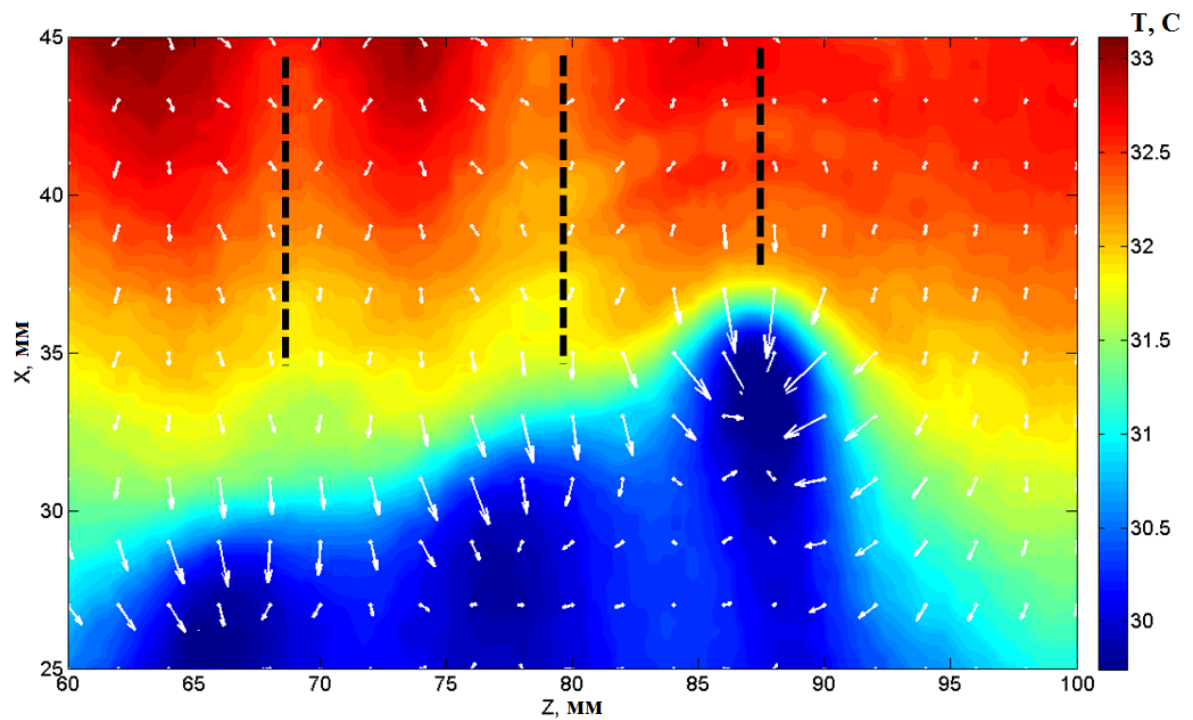


Рисунок 4.10 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=140$ мс.

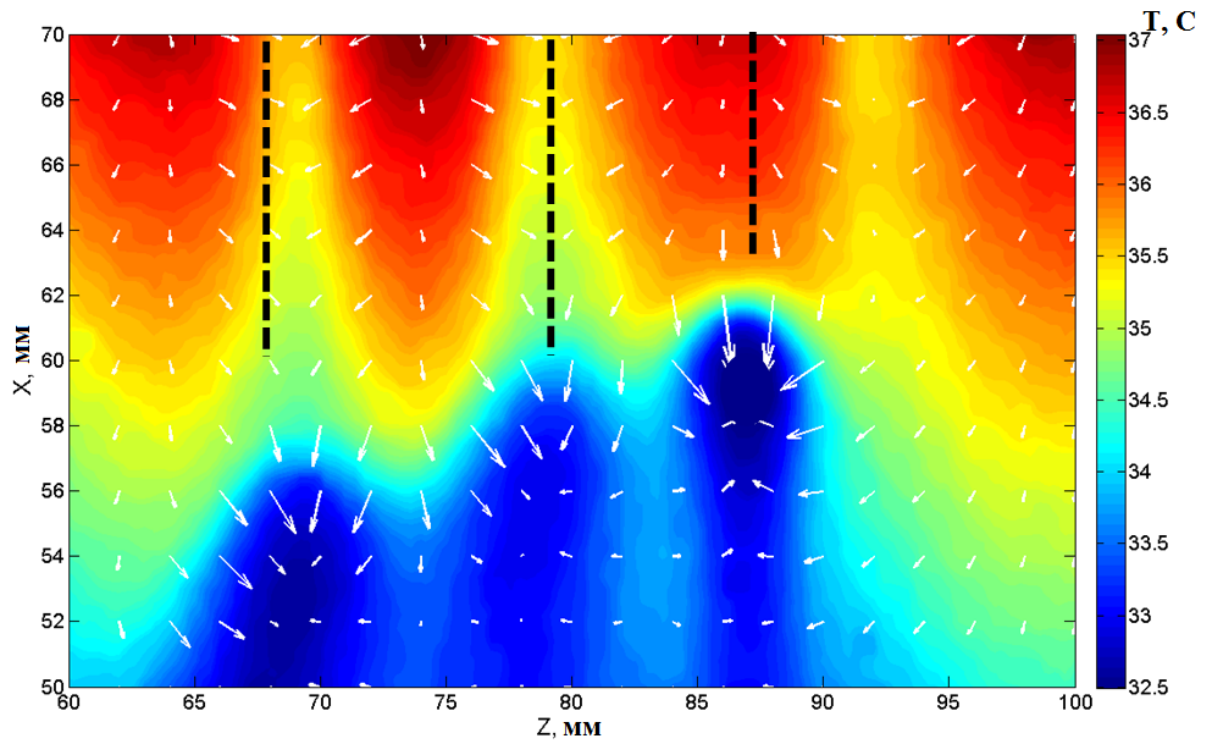


Рисунок 4.11 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=240$ мс.

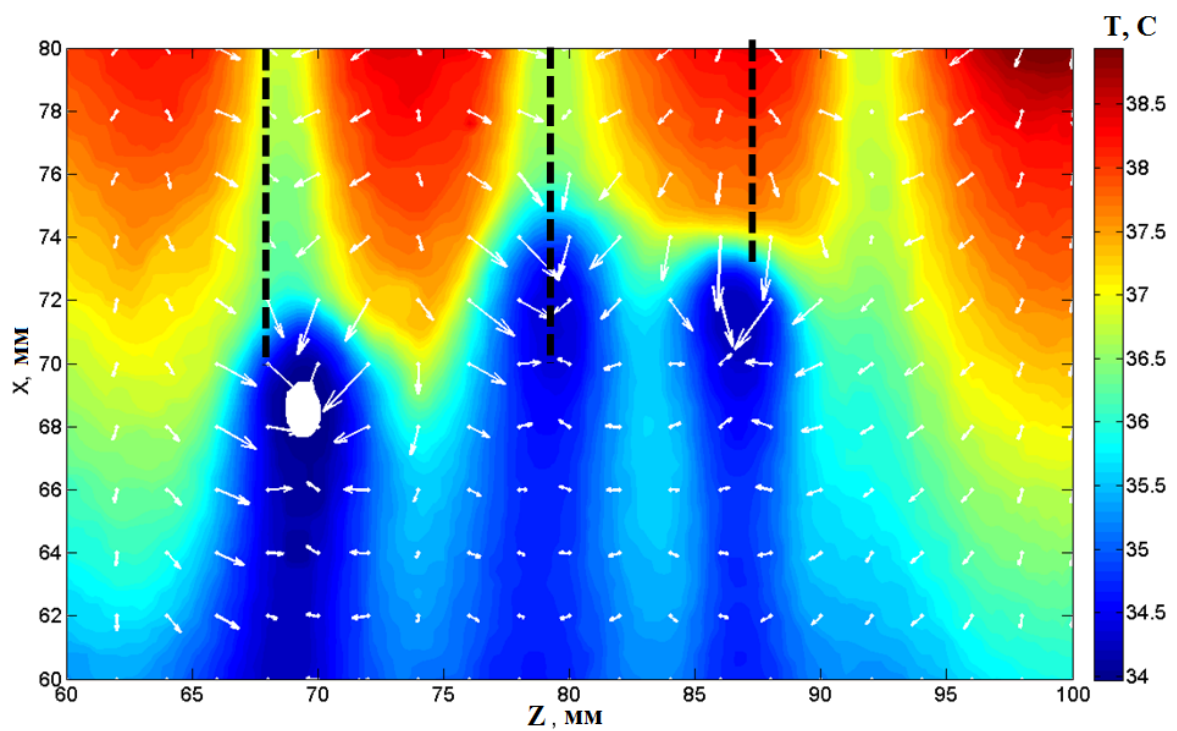


Рисунок 4.12 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=290$ мс.

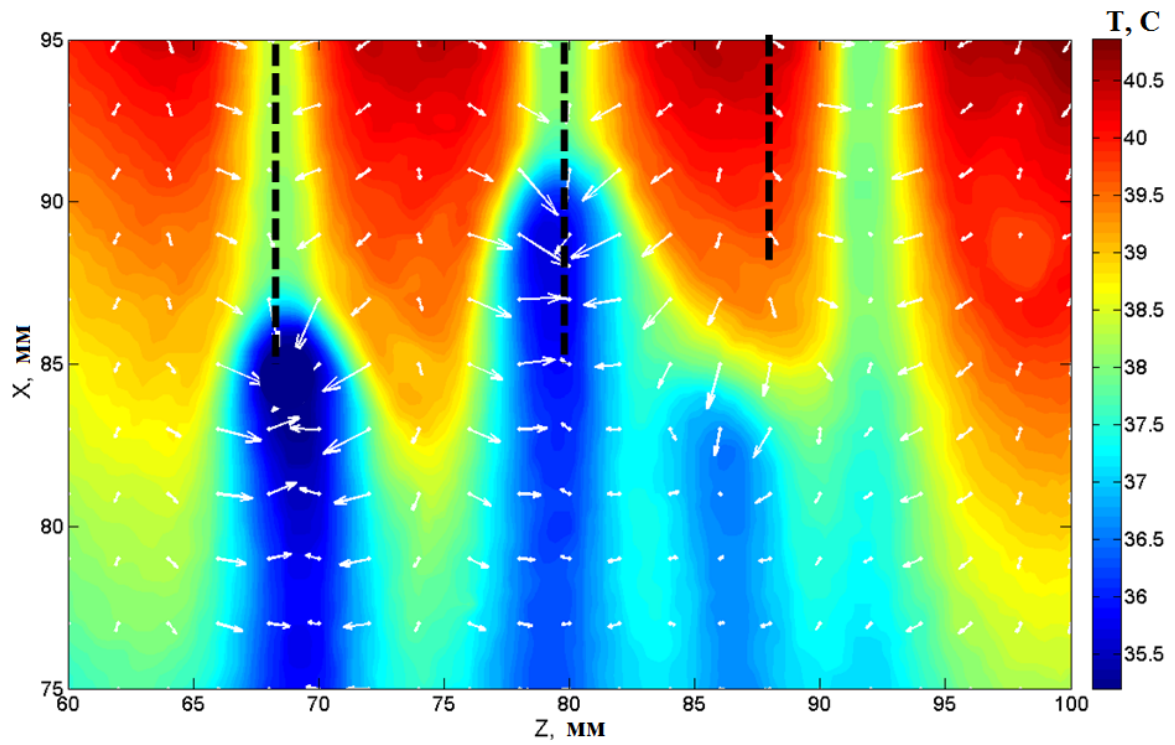


Рисунок 4.13 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=340$ мс.

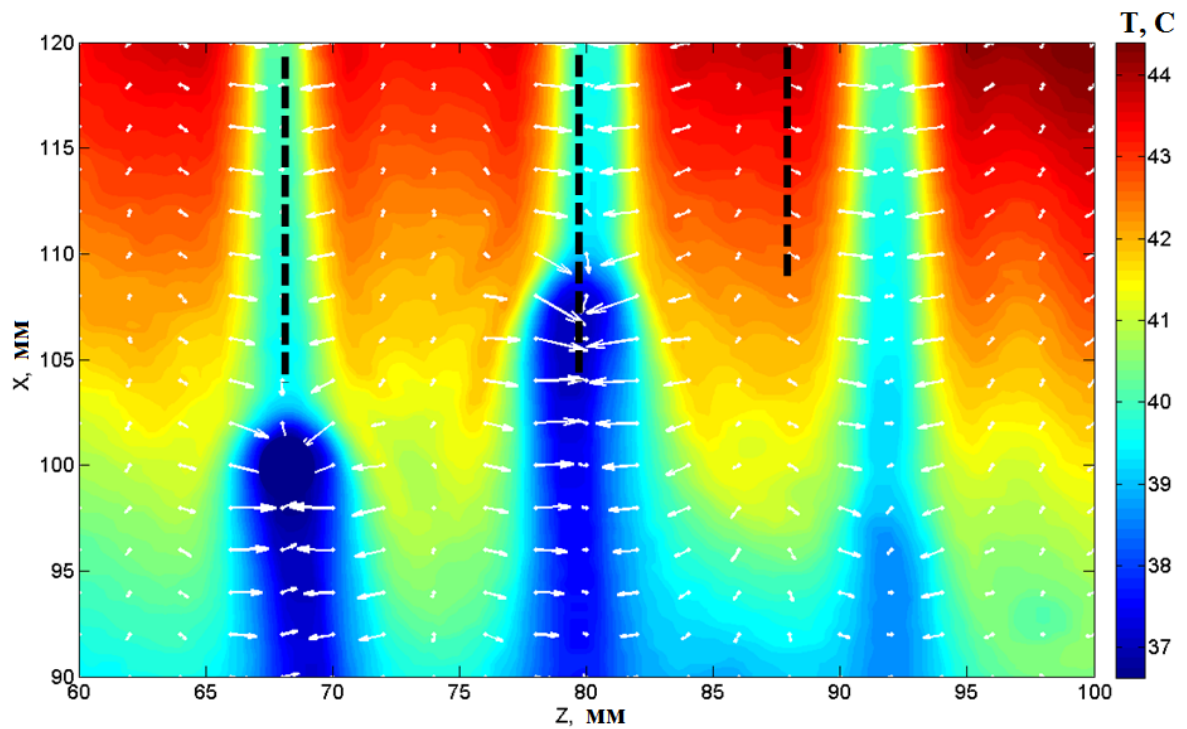


Рисунок 4.14 — Карта поверхностных термокапиллярных напряжений (показаны стрелками) при натекании крупной волны на нагреватель в момент времени $t=390$ мс.

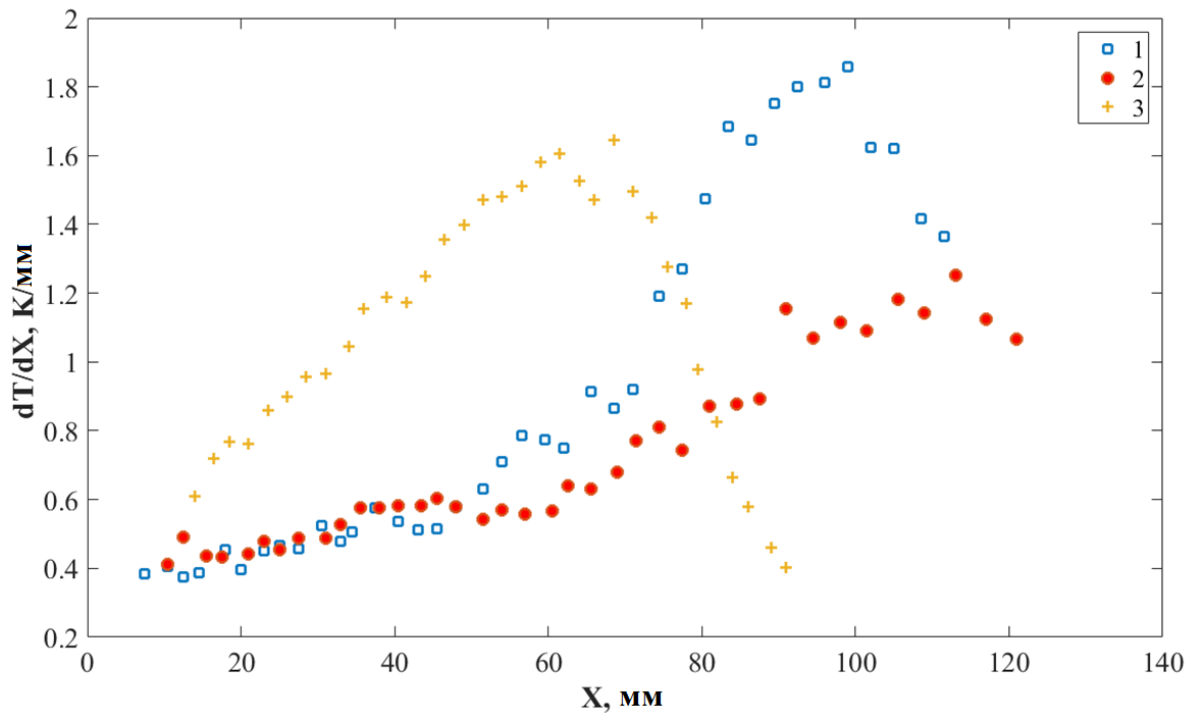


Рисунок 4.15 — Зависимость градиента температуры на фронте волны от длины пробега по нагревателю: 1 - $Z=68$ мм, 2 - $Z = 80$ мм, 3 - $Z = 87.5$ мм.

Зная температуру вдоль выбранных линий в каждый момент времени, можно построить градиент температуры. Максимальный градиент температуры достигается на фронте волны. Таким образом, зная координату максимума градиента температуры, мы однозначно определяем координату фронта волны. Зная величину максимального градиента температуры и координату в каждый момент времени движения фронта можно построить их зависимость для трех линий от X , рис. 4.15.

Видно, что градиент температуры на фронте волны в верхней части нагревателя практически совпадает для всех трех линий и имеет значение порядка 0.4 К/мм. В верхней части нагревателя при $X < 70$ мм наиболее высокие касательные напряжения (градиенты температуры) наблюдаются вдоль гребня волны (линия С). Это приводит к тому что скорость его движения остается практически постоянной, рис. 4.16. Наименьшие касательные напряжения зарегистрированы вдоль линии В, что приводит к формированию нового гребня волны, скорость движения которого возрастает. Аналогичный процесс проходит вдоль линии А. До кадра, показанного на рис. 4.11, касательные напряжения и скорости фронта волны по линиям А и В примерно одинаковы. При $X > 70$ мм ситуация меняется. На рис. 4.12 видно, что в этот момент гребень волны, двига-

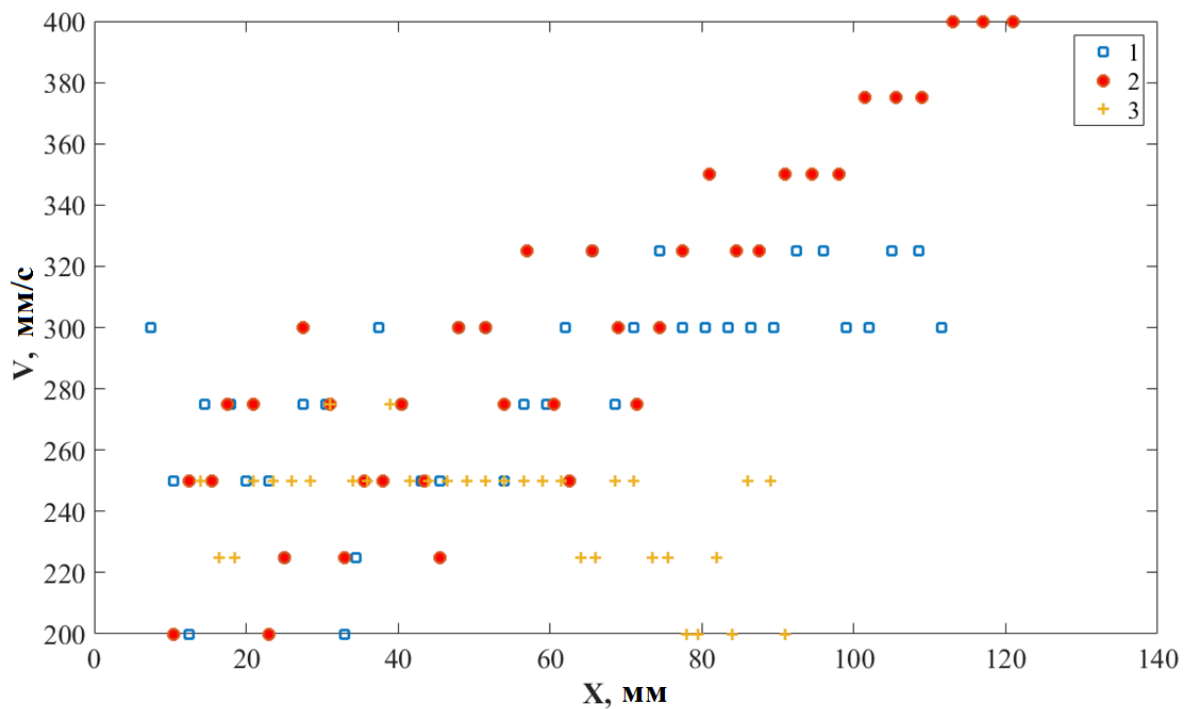


Рисунок 4.16 — Зависимость скорости фронта волны от длины пробега по нагревателю: 1 - $Z = 68$ мм, 2 - $Z = 80$ мм, 3 - $Z = 87.5$ мм.

ющийся вдоль линии В начинает опережать гребень волны,двигающийся вдоль линии С. Меняется характер зависимости градиента температуры вдоль линий В и С. Наименьший рост касательных напряжений наблюдаются вдоль линии В. Осуществляется перемещение жидкости из области старого гребня (линия С) в область нового (линия В), происходит значительный рост скорости нового гребня волны. Вдоль линии А касательные напряжения растут наиболее сильно, а значение скорости становится постоянной. Вдоль линии С касательные напряжения начинают уменьшаться. К этому моменту масса жидкости в области старого гребня волны существенно уменьшилась и продолжает уменьшаться. Скорость гребня уменьшается до значения 200 мм/сек, а потом незначительно возрастает. На рис. 4.12 и 4.13 вместо крупной волны уже сформированы три струи, по которым гребни волн движутся с разными скоростями. Поперечные расстояния между струями не одинаковы. Остатки старого гребня волны (линия С) перемещаются вправо, где формируется новая струя. В итоге формируется струйное течение с примерно одинаковым расстоянием между струями, рис. 4.14.

При движении трехмерных волн малого размера, процесс формирования струй происходит быстрее. Этому способствует малый размер и форма волны.

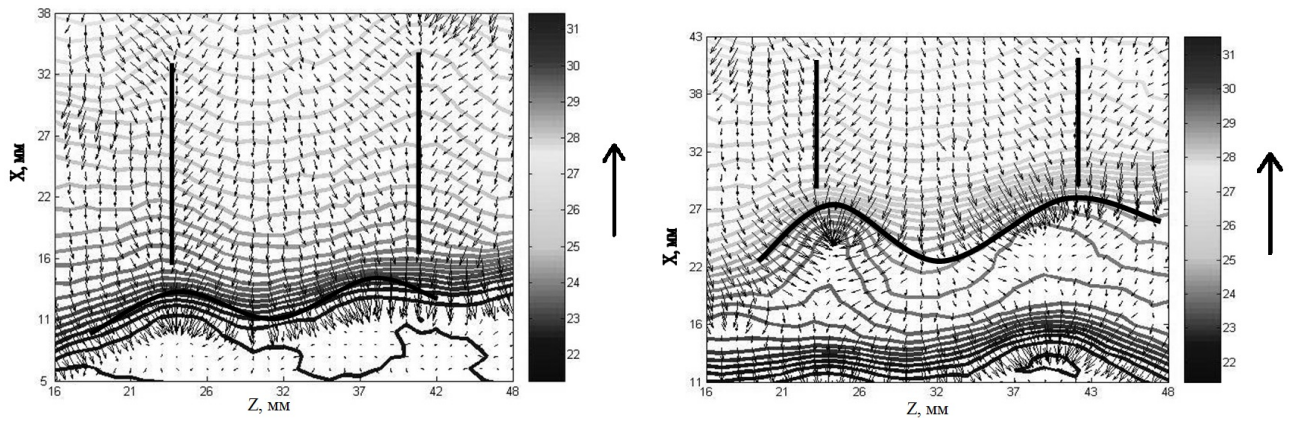


Рисунок 4.17 — Касательное напряжение на поверхности пленки в моменты времени (а) $t=0.03$ с, (б) $t=0.11$ с.

На нагреватель поступал фронт трехмерной волны (рис. 4.17 а, $t=0.03$ с), выделенный жирной сплошной кривой линией, с расстоянием между гребнями меньшим чем расстояние между минимумами температуры (показаны жирными сплошными вертикальными линиями). Расстояние между гребнями трехмерных волн составляло 14 мм, расстояние между минимумами температуры "тепловыми струями" – 17 мм. Далее при продвижении фронта в области гребней волны наблюдалось уплотнение как изотерм так и векторов касательных напряжений. При этом на правый гребень силы действовали не скомпенсировано по его ширине, большее воздействие происходило слева от гребня. На рис. 4.17 б. показан фронт волны через 0.08 с ($t=0.11$ с). Видно, что вокруг гребней волны изотермы располагались также плотно, но в области между гребнями изотермы проходили не так плотно. Происходило дальнейшее изменение фронта. Касательные напряжения вокруг гребней волны сворачивали их в «капли», которые далее продолжали двигаться по "тепловым струям".

На нагреватель поступал фронт трехмерной волны (рис. 4.17 а, $t=0.03$ с), выделенный сплошной кривой линией, с длиной волны меньше чем расстояние между тепловыми струями (показаны сплошными вертикальными линиями). Расположение фронта волны относительно температурных неоднородностей в остаточном слое такое, что левый гребень волны двигался по линии "тепловой струи", правый гребень смещен от тепловой струи на 3 мм и область между гребнями фронта соответствовала минимуму температурных неоднородностей в остаточном слое. Расстояние между гребнями трехмерных волн составляло 14 мм, расстояние между тепловыми струями – 17 мм. Далее при продвижении фронта в области гребней волны наблюдалось уплотнение как изотерм так и век-

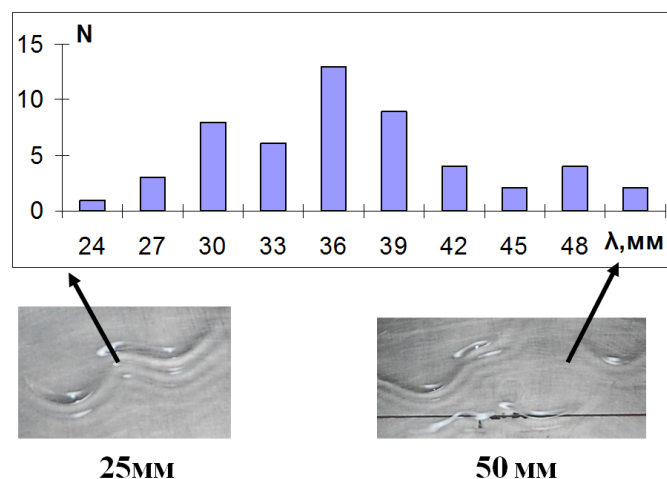


Рисунок 4.18 — Гистограмма распределения расстояний между гребнями трехмерных волн для изотермического течения пленки воды, $Re=10.5$.

торов касательных напряжений. При этом на правый гребень силы действовали не скомпенсировано по его ширине, большее воздействие происходило слева от гребня. На рис. 4.17 б. показан фронт волны через 0,08 с ($t=0,11$ с). Видно, что вокруг гребней волны изотермы располагались также плотно, но в области между гребнями изотермы проходили не так плотно. Происходило продавливание фронта. Касательные напряжения вокруг гребней волны сворачивали их в «капли», которые далее продолжали двигаться по «тепловым струям».

Таким образом рассмотрены основные сценарии эволюции трехмерных волн в струи, что позволяет лучше понять механизм этого процесса.

Для исследования близких закономерностей перехода к струйному течению производилась статистическая обработка расстояния между гребнями трехмерных волн. Для изотермического течения распределение имеет максимум в районе 37 мм и соответствует наиболее вероятному расстоянию между гребнями. Однако распределение имеет большой разброс. В потоке так же можно найти волны расположенные на расстоянии от 20 мм до 55 мм друг от друга (рис. 4.18).

Полученные данные согласуются с результатами работы [23], где рассмотрена эволюция волн на поверхности изотермической пленки при течении воды вдоль вертикальной поверхности в диапазоне чисел Рейнольдса от 10 до 100. Формирование фронта трехмерных волн создавалось искусственно, с помощью ряда иголок, расположенных на выходе пленкоформователя. В проведенных экспериментах было установлено, что расстояние между гребнями трехмерных волн для числа Рейнольдса порядка 10 составляет 30-35 мм.

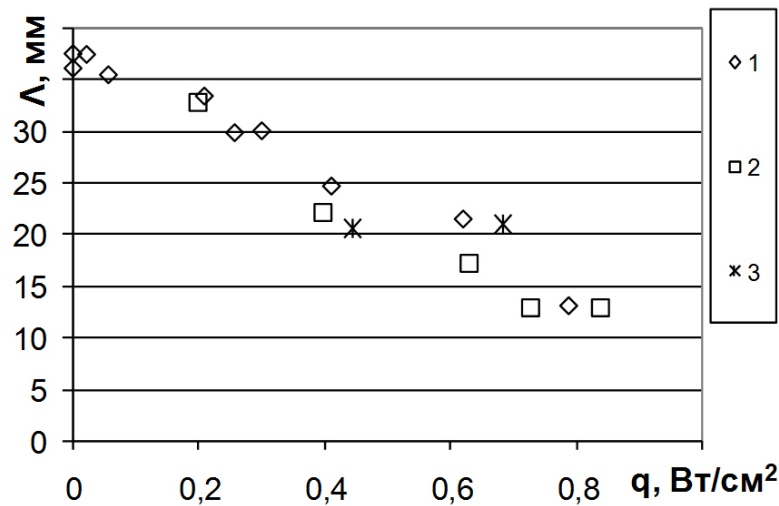


Рисунок 4.19 — Зависимость расстояния между гребнями волн или струями от плотности теплового потока в нижней части нагревателя при $X = 130$ мм, построенная по следующим данным: 1 – обработки цифровых фотографий, 2 – обработки тепловизионных изображений, 3 – обработки данных флуоресцентного метода.

Зависимость расстояния между струями от плотности теплового потока в нижней части нагревателя при $X = 130$ мм показана на рис. 4.19. Обработывались данные по распределению температуры и толщины (полученные флуоресцентным методом). В отсутствие нагрева и при малых плотностях тепловых потоков параметр Λ определялся как расстояние между гребнями волн. В отсутствие нагрева полученные данные согласуются с результатами работы [4], а при высоких тепловых потоках совпадают с ранее полученными данными для формирования термокапиллярных структур в режиме Б [97–99].

На рис. 4.20 представлено изменение расстояния между гребнями трехмерных волн от длины пробега пленки по нагревателю. Красной линией отмечено расстояние между струями в нижней части нагревателя. Разброс данных в верхней части нагревателя показывает наличие в потоке волн различных размеров. Видно, что течение разделено на 2 области: слева область деформации трехмерных волн, справа область развитого струйного течения (режим Б). При этом в рассмотрение попадают волны всех размеров, начиная от самых малых (соответствуют нижней границе области) и заканчивая самыми крупными (верхняя граница области деформации). Верхняя граница области деформации соответствует распространению по нагревателю крупных солитонообразных волн, рассмотренных выше (рис. 4.3). А распространение волн средних размеров (рис.

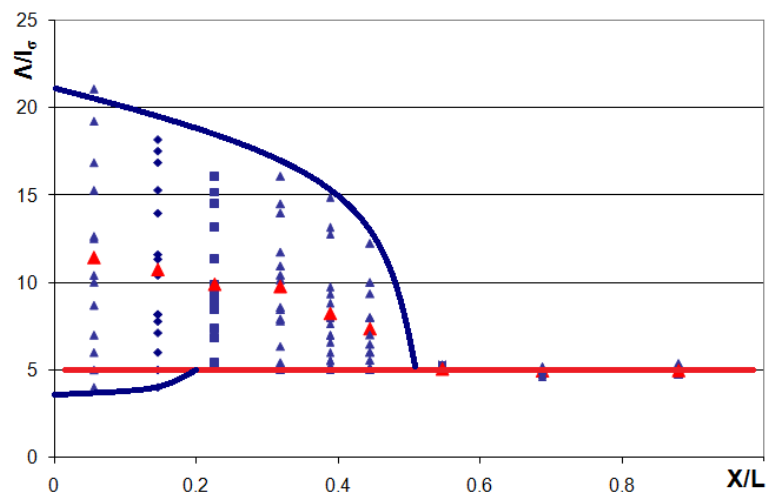


Рисунок 4.20 — Карта изменения расстояния между гребнями трехмерных волн вдоль нагревателя. $q = 0.79 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 10.5$.

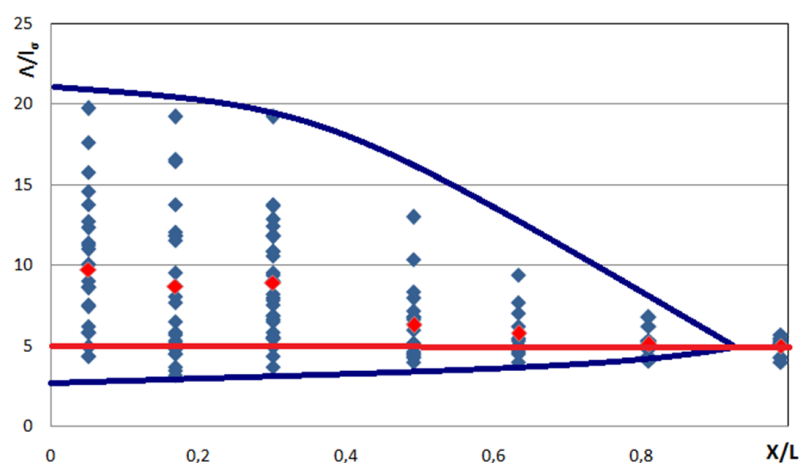


Рисунок 4.21 — Карта изменения расстояния между гребнями трехмерных волн вдоль нагревателя. $q = 0.54 \text{ Вт/см}^2$, $Re = 10.5$

4.17) происходит по нижней линии зоны деформации. Как показано на рисунке, деформация трехмерных волн происходит вплоть до середины нагревателя при числе Рейнольдса 10,5 и плотности теплового потока $q=0.8 \text{ Вт/см}^2$. Изменение плотности теплового потока будет приводить к движению границы между областями таким образом, что при уменьшении плотности теплового потока эта граница будет сдвигаться вправо (т.е. зона деформации трехмерных волн будет возрастать), рис. 4.21.

Скорости фронта волны в струе и в межструйной области показаны на рис. 4.22. С увеличением длины пробега скорость волн в струе возрастала от 250 мм/с до 400 мм/с, что хорошо согласуется с данными [1]. Скорость в меж-

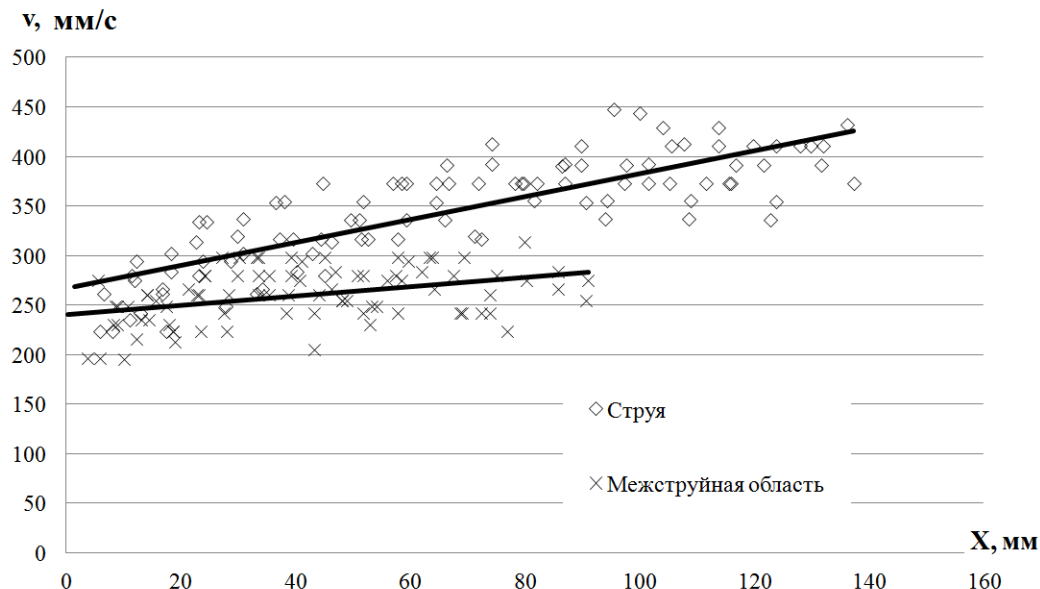


Рисунок 4.22 — Скорость волн в струе и в межструйной области, $q = 0,79$ Вт/см², $Re = 10,5$

струйной области практически не менялась. При этом волны в межструйной области исчезали к нижней части нагревателя.

4.2 Взаимодействие в условиях высоких градиентов температуры

Высокие градиенты температуры на поверхности пленки жидкости достигались, как показано выше (2.1), на медном нагревателе размером 150x100 мм, где использовалась жидкость в качестве теплоносителя. На поверхности нагревателя реализовывалось условие близкое к $T = \text{const}$.

Осуществлялось синхронное измерение полей толщины и температуры на поверхности пленки жидкости в области нагревателя.

На рис. 4.23 представлены мгновенные поля толщин и температур пленки при $Re = 15$, $q = 2.55$ Вт/см². Течение пленки направлено в сторону увеличения координаты X . Начало нагревателя соответствует $X = 0$. Можно выделить две области прогрева пленки. При $X < 23$ мм происходит сильное изменение температуры поверхности и толщины пленки. Из-за волновой поверхности пленки прогрев происходит неравномерно и, как следствие, более тонкие области прогреваются быстрее. Существует обратная зависимость между толщиной и

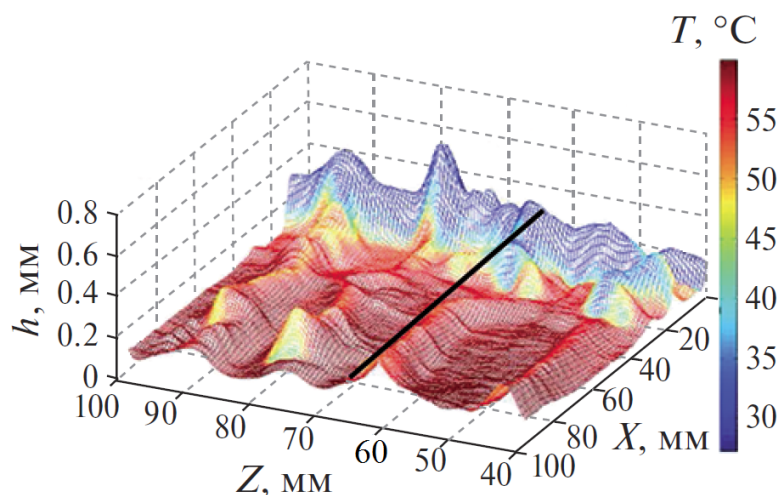


Рисунок 4.23 — Мгновенные поля толщин и температур пленки.

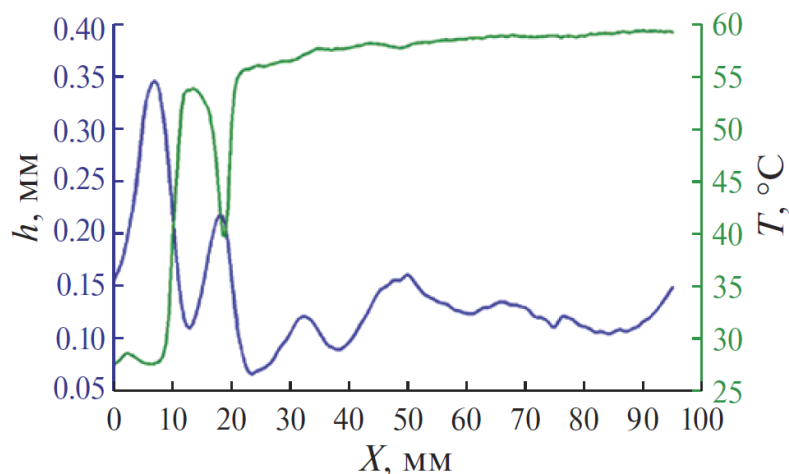


Рисунок 4.24 — Распределение температуры (1) и толщины (2) по линии $Z = 68$ мм (рис. 4.23).

температурой поверхности пленки (локальным минимумам толщины соответствуют максимумы температуры, рис. 4.24). Наибольшие изменения толщины и температуры наблюдаются перед фронтом волны при $8 < X < 13$ мм. В этой области реализуются наибольшие значения продольного градиента температуры, которые приводят к существенному росту амплитуд волн.

При $X > 23$ мм пленка жидкости прогрета и ее температура близка к температуре нагревателя. Взаимосвязь между толщиной пленки жидкости и температурой на ее поверхности нарушается. Если изменение толщины пленки сохраняет периодичность, отражая волновой характер течения, то температура поверхности изменяется слабо. Значения продольного градиента температуры на поверхности пленки становятся малыми, амплитуда волн уменьшается.

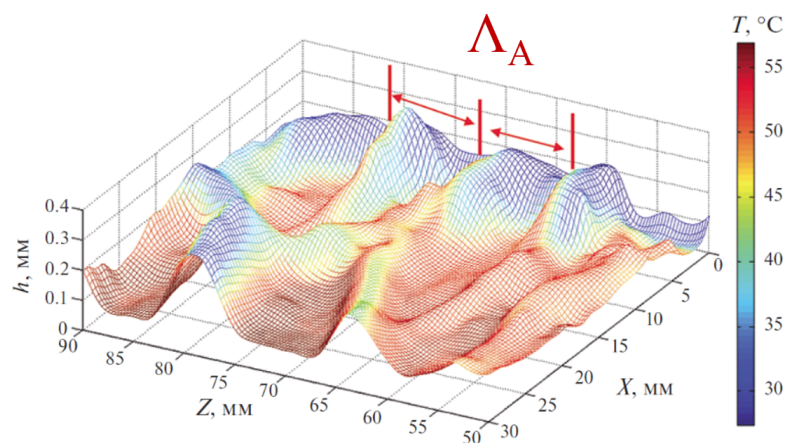


Рисунок 4.25 — Поля толщин и температур пленки на передней кромке нагревателя в остаточном слое после прохождения фронта волны, $q = 2.55$ Вт/см².

По достижении продольным градиентом температуры значений больших 7-10 К/мм, что происходит при превышении $q = 2$ Вт/см², начинается формирование термокапиллярных структур. В области передней кромки нагревателя ($X < 10$ –15 мм) на поверхности остаточной пленки жидкости после прохождения фронта волны формируются термокапиллярные структуры в виде ряда струй с тонкой пленкой между ними (рис. 4.25, $q = 2.55$ Вт/см²). Расстояние между струями составляет $\Lambda = 10$ мм, что соответствует расстоянию между структурами в режиме А [53]. Высота этих неоднородностей равна 0.12 мм. При натекании нового фронта на такие структуры появляется периодическая неоднородность фронта волны по толщине в поперечном направлении.

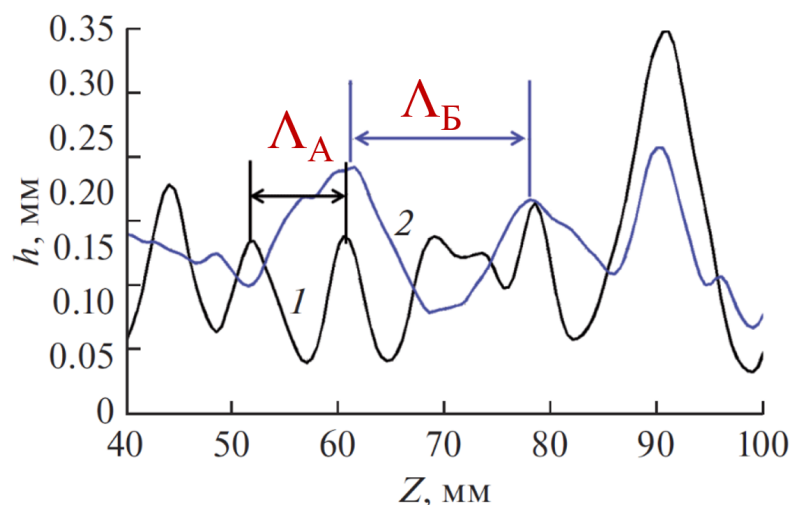


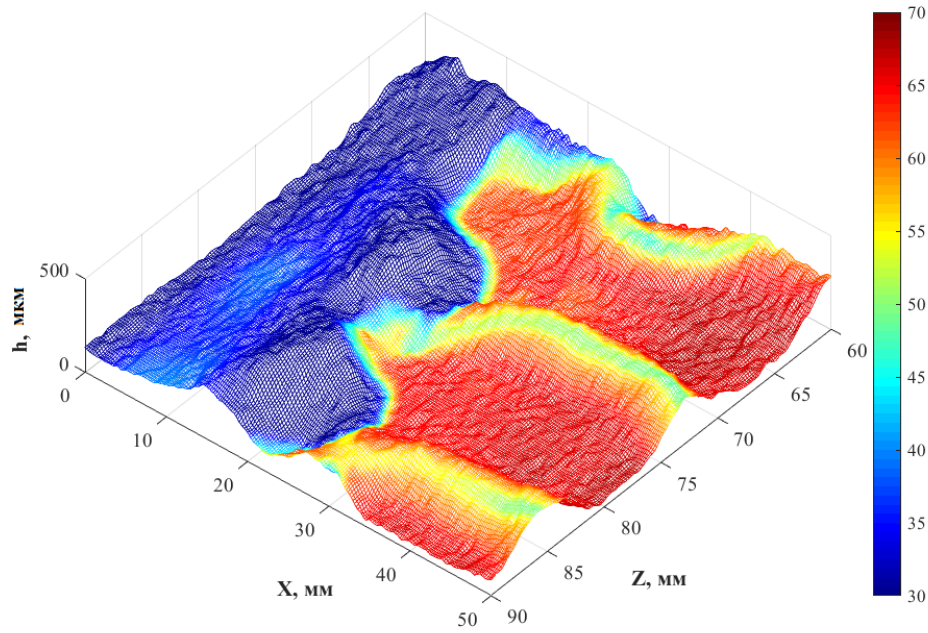
Рисунок 4.26 — Изменение расстояний между струями вдоль нагревателя в двух сечениях: 1 – $X = 10$ мм, 2 – $X = 90$ мм.

Такое возмущение фронта приводит к формированию трехмерных волн с поперечным расстоянием между гребнями $\Lambda_A = 10$ мм (рис. 4.26). Однако при $X > 23$ мм, где пленка жидкости прогрета почти до температуры нагревателя, а градиенты температуры на ее поверхности резко уменьшаются, данная длина волны становится неустойчивой и в нижней части нагревателя происходит слияние гребней трехмерных волн и формирование термокапиллярных структур в режиме Б со средним расстоянием между струями $\Lambda_B = 15$ мм (рис. 4.26).

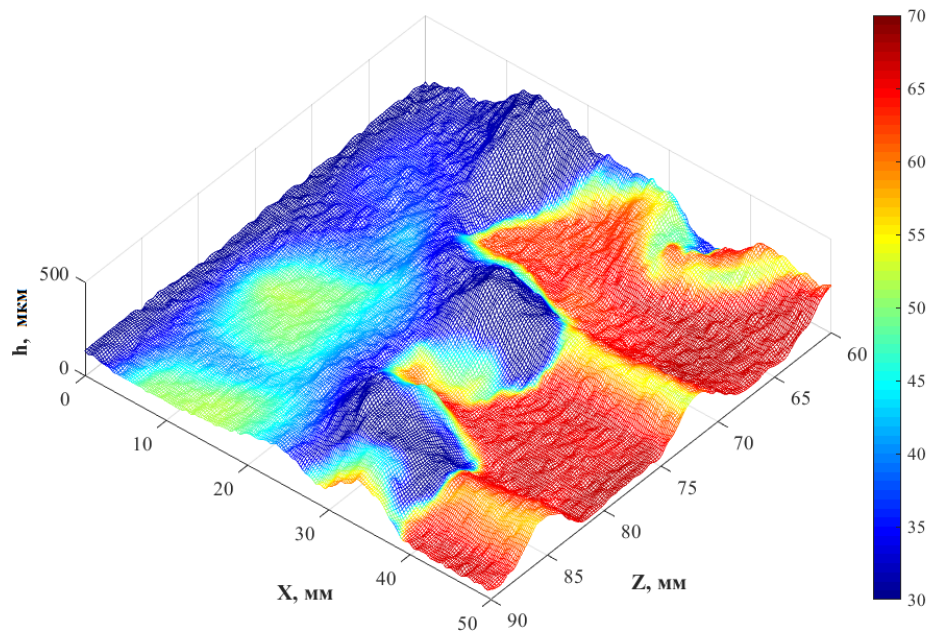
Подобным образом происходит взаимодействие волн с термокапиллярными структурами при более высоких числах Рейнольдса. На рис. 4.27 представлен процесс формирования термокапиллярных структур в верхней части нагревателя для $Re=33$ и $q=5.4$ Вт/см². В начальный момент времени ($t=0$, рис. 4.27 а) в верхней части нагревателя ($0 < X < 10$ мм) можно наблюдать невозмущенный остаточный слой после прохождения фронта волны, гребень которой расположен в области $X=15-20$ мм. Распределение температуры и толщины при этом можно считать равномерным (рис. 4.28, $t=0$). В следующий момент времени ($t=0.02$ с) на поверхности остаточного слоя возникает неоднородность температуры (рис. 4.28 а, $t=0.02$ с). Перепад температуры между максимумом ($Z=79$ мм) и минимумом ($Z=85$ мм) составляет 11°C . При этом заметной деформации поверхности не наблюдается (4.28 б, $t=0.02$ с). При дальнейшем рассмотрении поверхность остаточного слоя деформируется вследствие действия термокапиллярных сил (рис. 4.27 в) и в верхней части нагревателя формируются термокапиллярные структуры с расстоянием между струями $\lambda=11$ мм (рис. 4.27 в).

На рис 4.29 представлены данные по амплитуде волн струе и в межструйной области от длины пробега пленки по нагревателю для $Re=33$ (A – амплитуда волны, X – координата вдоль нагревателя, $X=0$ – начало нагревателя). Из графиков видно, что амплитуда волн в верхней части нагревателя выше, чем в нижней и возрастает с увеличением плотности теплового потока.

При достижении высоких значений продольного градиента температуры, что происходит при плотности теплового потока в диапазоне от 3 до 3,4 Вт/см², начинается формирование термокапиллярных структур. В области передней кромки нагревателя $Z < 10-15$ мм на поверхности остаточной пленки жидкости после прохождения фронта волны формируются термокапиллярные структуры в виде ряда струй с тонкой пленкой между ними. Расстояние между структурами составляет $\Lambda = 10$ мм, что соответствует расстоянию между ранее исследо-

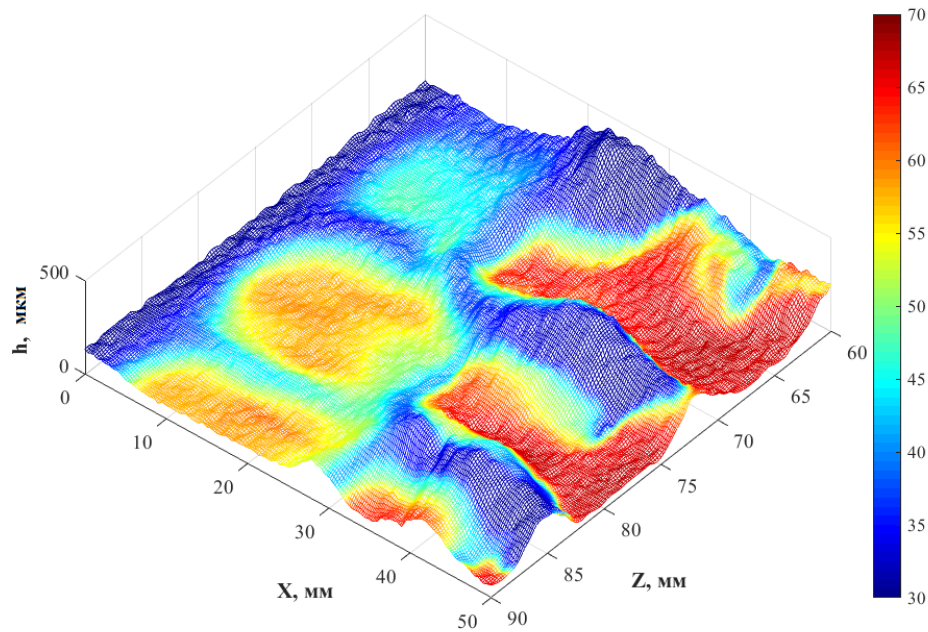


а)

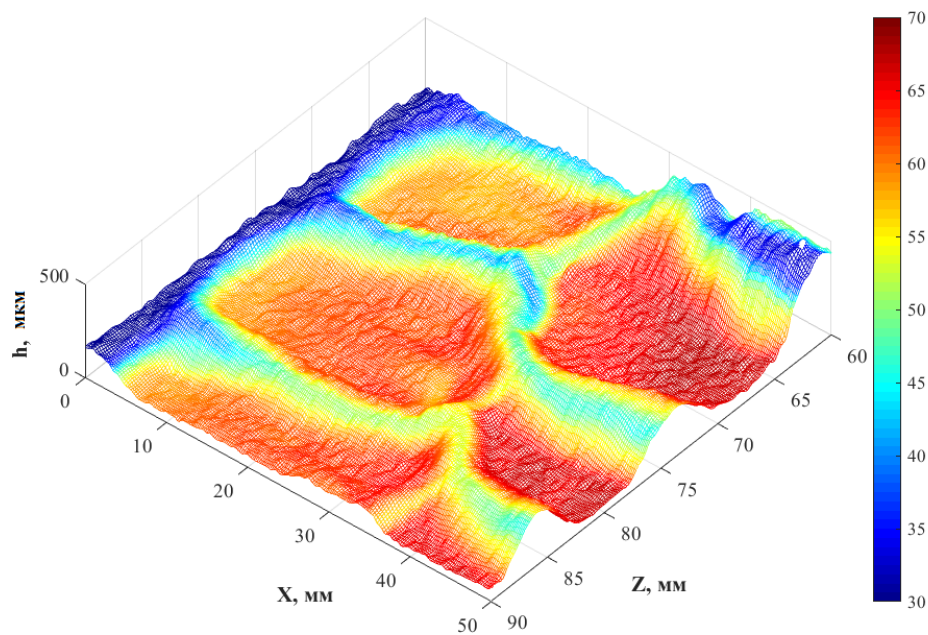


б)

ванным структурами в режиме А при других числах Рейнольдса. При натекании нового фронта на такие структуры появляется периодическая неоднородность фронта волны по толщине в поперечном направлении. Такое возмущение фронта приводит к формированию трехмерных волн с поперечным расстоянием между гребнями равном 10 мм, как и для $Re=15$. Однако при $Z > 23$ мм, где пленка жидкости прогрета и близка к температуре нагревателя, а гради-



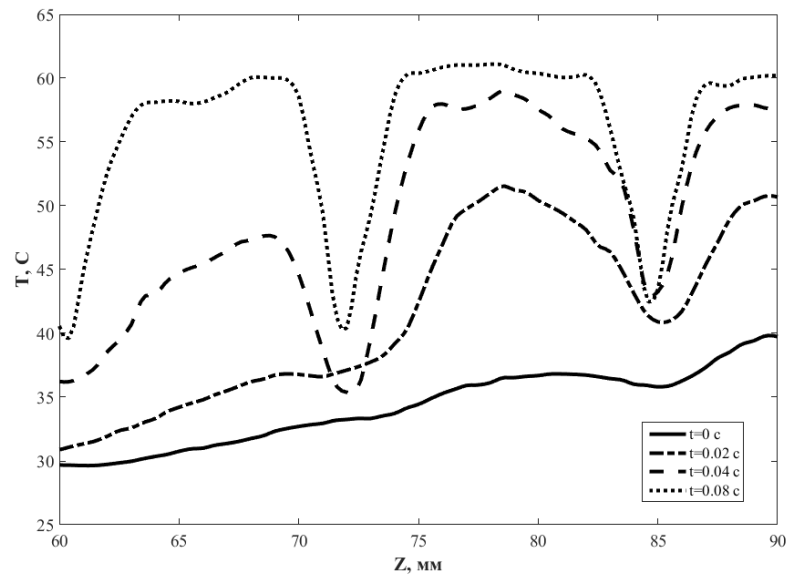
B)



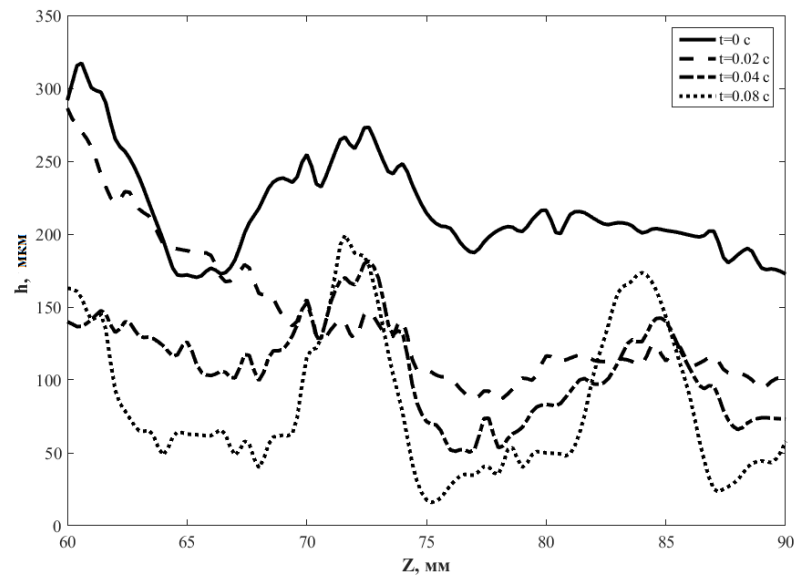
Г)

Рисунок 4.27 — Распределение температуры и толщины пленки при формировании термокапиллярных структур в моменты времени (а) $t=0$, (б) $t=0.02$ с, (в) $t=0.04$ с, (г) $t=0.08$ с, $Re=33$, $q=5.4$ Вт/см².

енты температуры на ее поверхности резко уменьшаются, данная длина волны неустойчивости перестает быть определяющей и к нижней части нагревателя происходит слияние гребней трехмерных волн и формирование термокапилляр-



а)



б)

Рисунок 4.28 — Распределение температуры (а) и толщины (б) пленки на линии $X=10$ мм при формировании термокапиддлярных структур, $Re=33$, $q=5.4$ Вт/см².

ных структур в режиме Б со средним расстоянием между струями равном 15 мм.

Аналогичная картина наблюдалась и при других числах Рейнольдса. Так для $Re=50$ при достижении плотности теплового потока $q=4$ Вт/см², градиенты температуры возрастали до 10 К/мм, что характерно для возникновения структур типа А. Периодически, эти структуры были видны достаточно отчет-

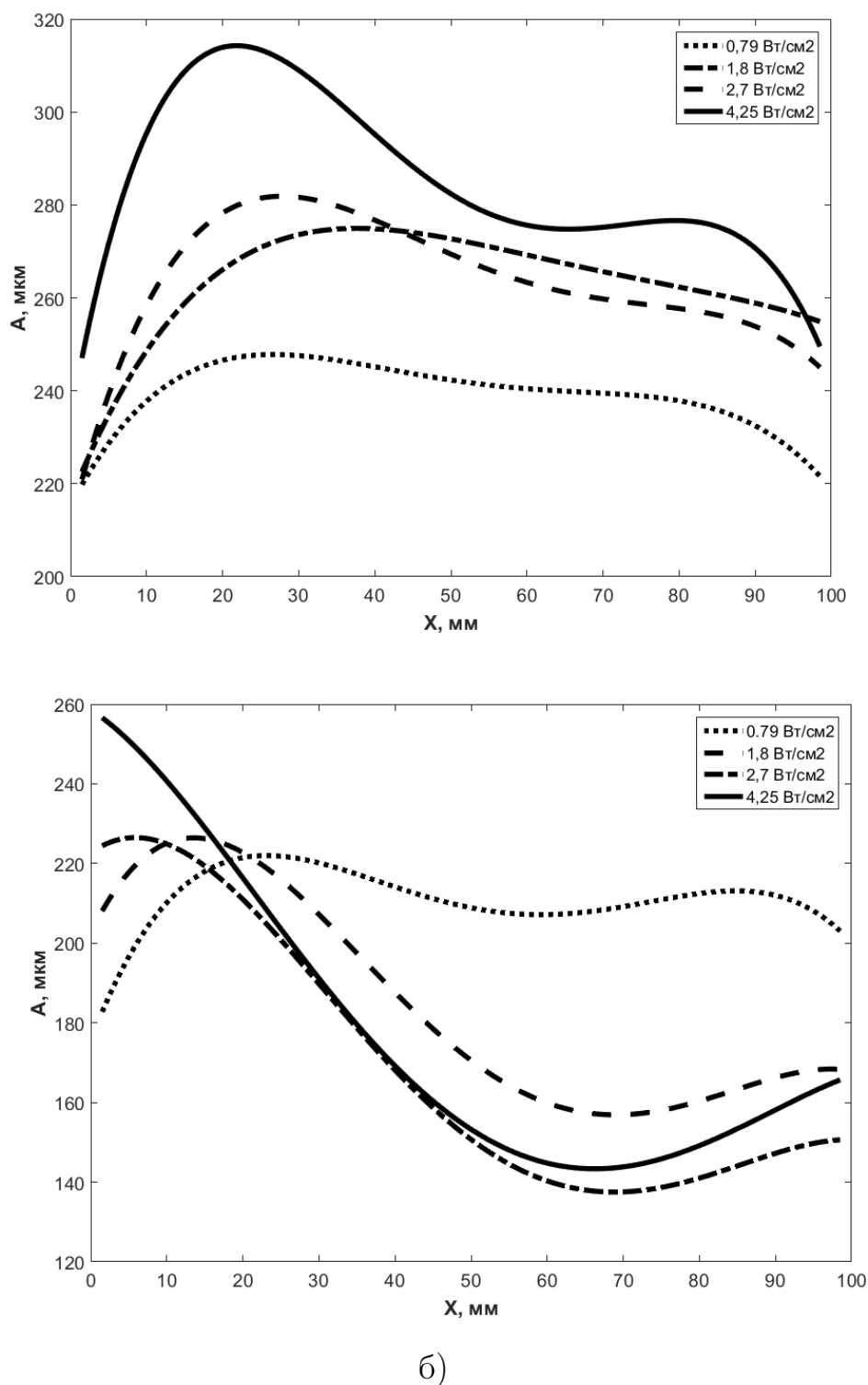


Рисунок 4.29 — Амплитуда волн в струе (а) и в межструйной области (б) от длины пробега пленки по нагревателю для различных значений теплового потока на нагревателе, $Re=33$.

ливо. Они формировались в остаточном слое перед фронтом набегающей волны вблизи передней кромки нагревателя. Среднее расстояние между струями в поперечном направлении соответствовало средней длине волны неустойчивости в

режиме А при меньших значениях Re . Обнаружено, что толщина остаточного слоя пленки в области между струями может сильно уменьшаться. Трехмерные гидродинамические волны разрушались в верхней части нагревателя. Определяющее влияние на процесс оказывала термокапиллярная неустойчивость в верхней части нагревателя.

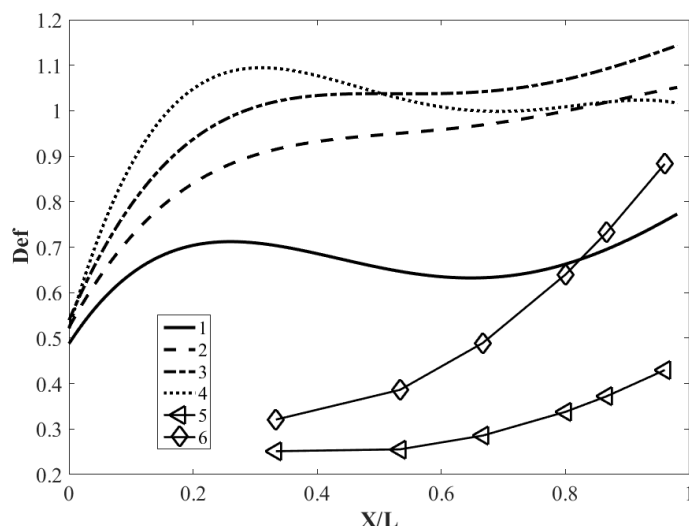


Рисунок 4.30 — Зависимость поперечных деформаций от безразмерной длины пробега пленки вдоль нагревателя. При формировании структур типа А для нагревателя размером 150x100 мм при $Re=33$: 1 - $q=0.8$ Вт/см², 2 - $q=1.8$ Вт/см², 3 - $q=2.7$ Вт/см², 4 - $q=4.25$ Вт/см²; При формировании структур типа Б, для нагревателя размером 150x150 мм при $Re=33$, $X_n = 200$ мм: 5- $q=0.64$ Вт/см², 6- $q=1.21$ Вт/см² [97].

На рис. 4.30 представлены зависимости деформации поверхности пленки от безразмерной продольной координаты вдоль нагревателя для различных значений теплового потока. Для количественного описания поперечных деформаций в пленке жидкости использован критерий $Def = \frac{h_{riv} - h_{val}}{h_0}$, определяемый как отношение разницы между средними толщинами пленки на гребне струи и в межструйной области к начальной толщине пленки. Как видно из графиков при формировании структур А (линии 1-4) характер зависимости меняется при высоких плотностях теплового потока. Это связано с тем, что при достижении пороговой плотности на верхней кромке нагревателя в остаточном слое жидкости между фронтами волн формируются термокапиллярные структуры в виде струй с тонкой пленкой между ними. Взаимодействие волн с данными структурами приводит к увеличению деформации в начале нагревателя.

амплитуд волн, их преобразованию в струи и появлению витания струй (отклонение от строго вертикального течения). Далее с увеличением длины пробега пленки по нагревателю деформации уменьшаются. При этом в нижней части нагревателя также формируется струйное течение с расстоянием между струями около 15 мм, как и при меньших Re . С другой стороны при формировании структур Б (линии 5, 6) деформации поверхности растут постепенно как с увеличением теплового потока, так и с увеличением длины пробега по нагревателю.

На рис. 4.31 представлено поле толщины пленки усредненное по 600 кадрам. Видно что поверхность пленки сильно неоднородна и можно выделить область струи (сплошная линия 1) и межструйную область (пунктирная линия 2). При этом в нижней части струи более выражены, а расстояние между ними порядка 14 мм.

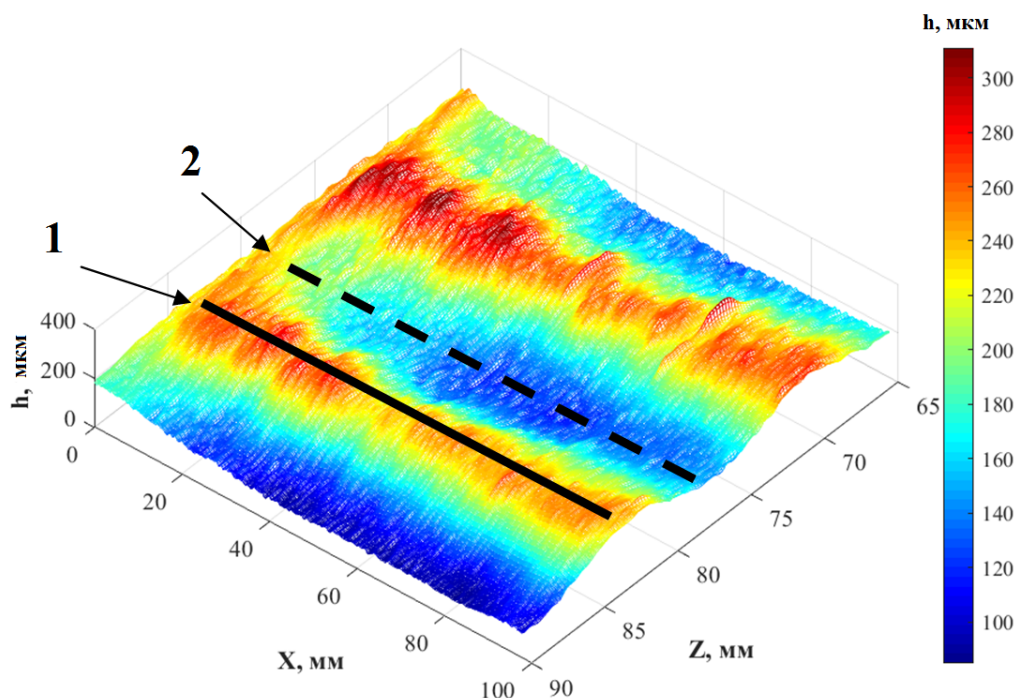


Рисунок 4.31 — Поле толщины пленки усредненное по 600 кадрам, $Re=33$, $q=4.25 \text{ Вт/см}^2$.

На рис. 4.32 представлено мгновенное поле толщины пленки. Видно, что струя движется не строго по сплошной линии, а пересекая ее в нескольких точках. Рассмотрим механизм формирования струи. Когда фронт двумерной волны натекает на нагреватель, распределение толщины вдоль фронта (фронт 2 на рис. 4.32) практически равномерное. Далее при прохождении нагревателя на фронт начинают действовать термокапиллярные силы в направлении против

течения. Это воздействие приводит к тому что на фронте начинают выделяться гребни (фронт 1 на рис. 4.32), а толщина фронта между гребнями начинает уменьшаться. В процессе уменьшения толщины происходит перераспределение жидкости вдоль фронта. Жидкость из перемычек движется в сторону гребня, при этом движение настолько интенсивное, что гребень смещается от прямолинейного движение. Вследствие такого взаимодействия гребень волны формирует струю, которая постоянно смещается от среднего значения (возникает "витание").

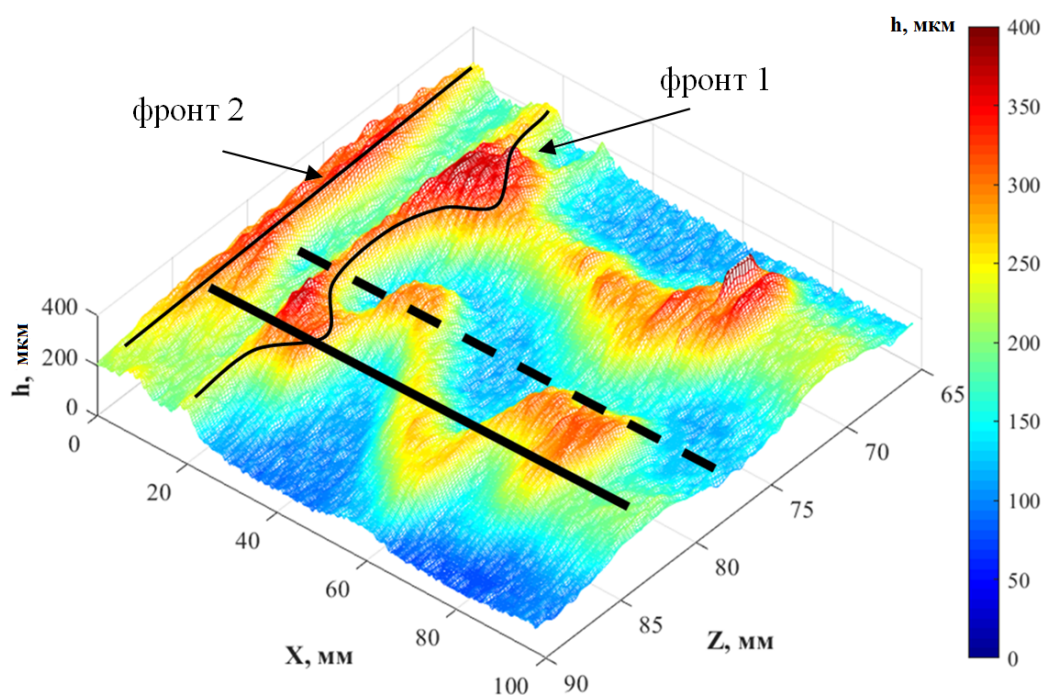


Рисунок 4.32 — Мгновенное поле толщины, $Re=33$, $q=4.25$ Вт/см².

4.3 Влияние взаимодействия волн с термокапиллярными структурами на тепловой поток, соответствующий формированию первого устойчивого сухого пятна

Исследовано формирование термокапиллярных структур типа А при разрыве пленки жидкости. На рис. 4.33 показано формирование структур А и взаимодействие плёнки с устойчивым сухим пятном в различные моменты времени для $Re=33$, $q=5.83$ Вт/см². Граница сухого пятна показана черной линией. На рис. 4.33а представлен момент, когда фронт волны еще не достиг границы сухо-

го пятна. Верхний край сухого пятна находится на расстоянии 30 мм от начала нагревателя. Как видно из рис. 4.27, на этом расстоянии уже происходит деформация фронта, поэтому к моменту, когда волна начинает взаимодействовать с пятном (рис. 4.27 в, рис. 4.33 б), основная масса жидкости сосредоточена в формирующихся струях. Жидкость, оставшаяся в перемычке, натекает на пятно и деформирует его, но полного замыывания не происходит (рис. 4.33 в, рис. 4.33 г).

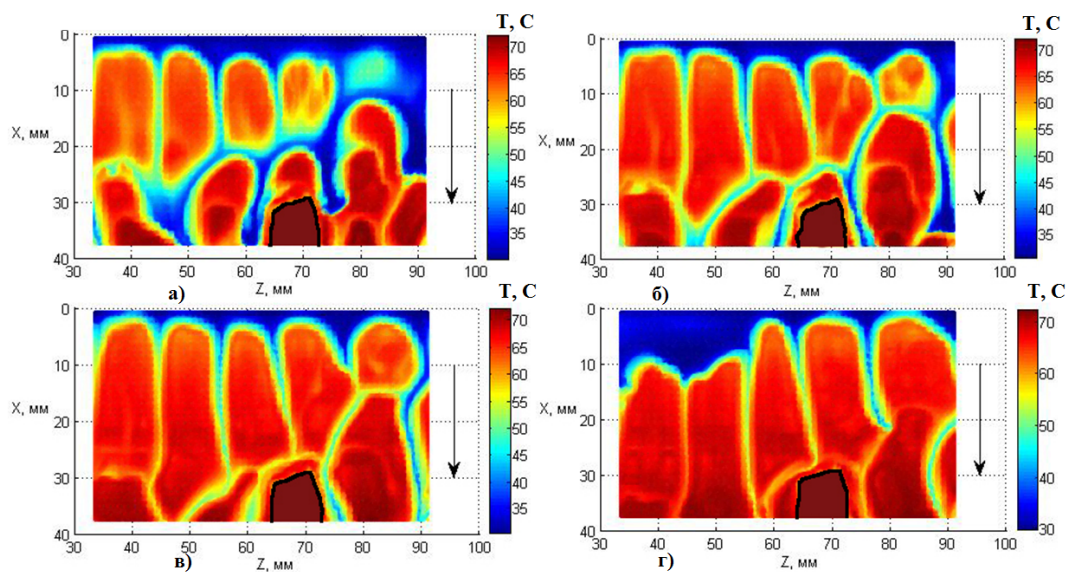


Рисунок 4.33 — Распределение температуры на поверхности плёнки при формировании структур А и взаимодействие натекающего фронта с сухим пятном. Чёрной линией обозначена граница сухого пятна, стрелкой указано направление течения. (а) $t=0$, (б) $t=0.02$ с, (в) $t=0.04$ с, (г) $t=0.08$ с, $Re=33$, $q=5.83$ Вт/см².

Выполнено исследование влияния начальной температуры жидкости на плотность теплового потока соответствующему разрыву жидкости (появлению первого устойчивого сухого пятна) q_{cr} для чисел Рейнольдса 33 и 50. Начальная температура пленки воды изменялась в пределах от 15 до 70 °С. Обнаружено, что величина критической плотности теплового потока, соответствующего разрыву пленки, существенно уменьшается с увеличением начальной температуры пленки жидкости, 4.34.

Обобщение опытные данных по тепловому потоку, соответствующему разрыву пленки, выполнено в виде зависимости критерия Km_{cr}^* от Re , 4.35. Критерий Km_{cr}^* , характеризует удельную тепловую мощность W_{cr}/B , выделенную на нагревателе, на прогрев пленки

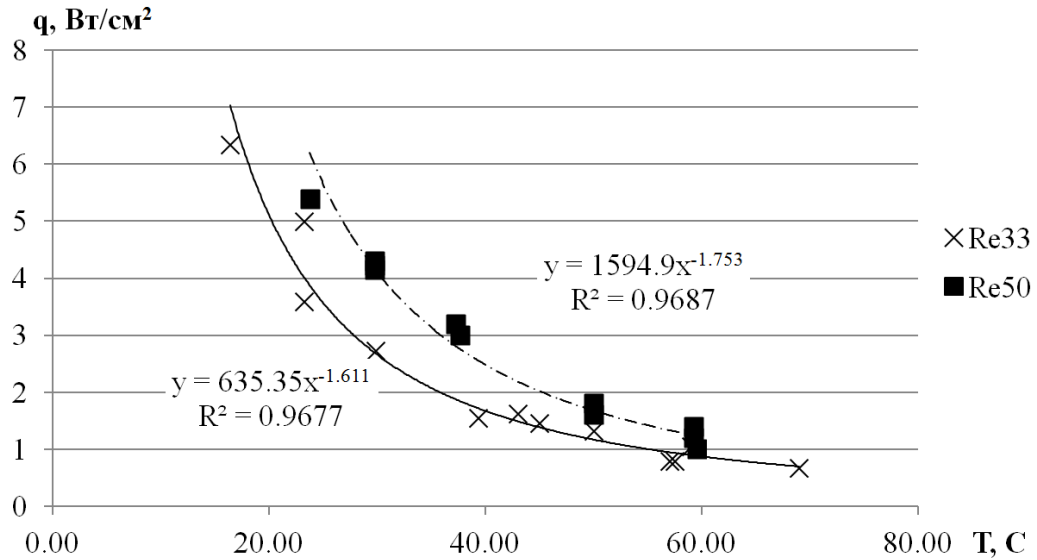


Рисунок 4.34 — Зависимость теплового потока, соответствующего формированию первого устойчивого сухого пятна, от начальной температуры пленки. 1 – Re=33, 2 – Re=50.

$$Km_{cr}^* = -q_{cr} \frac{\gamma}{c\rho^2 g^{2/3} \nu^{5/3}} \frac{L}{l_\nu} = -\frac{W_{cr} \gamma}{B c \rho^2 g \nu l_\nu^2}$$

где B – ширина нагревателя, c – теплоемкость жидкости, g – ускорение свободного падения, L – длина нагревателя, l_ν – масштаб вязко-гравитационного взаимодействия $l_\nu = (\nu^2/g)^{1/3}$, Pr – число Прандтля $Pr = \nu/a = \mu c_p/\chi$, q_{cr} – плотность теплового потока, при которой происходит формирование первого устойчивого сухого пятна, χ – теплопроводность жидкости, μ – динамическая вязкость жидкости, ν – кинематическая вязкость жидкости, γ – производная коэффициента поверхностного натяжения по температуре $\sigma_T = \partial\sigma/\partial T$, ρ – плотность жидкости.

На рис.4.35 приведены данные по разрыву пленки жидкости при формировании структур «А» и «Б». При развитии на поверхности пленки жидкости только структур Б разрыв происходил всегда в нижней части нагревателя, Рис.4.33 б, между сформировавшимися струями. С увеличением плотности теплового потока в нижней части нагревателя происходило резкое увеличение деформации пленки жидкости, рис. 4.30, что и приводило к ее разрыву. На рис.4.35 представлено обобщение данных, полученных ранее в работах [64; 89; 100; 101] для разных типов жидкости. Данные для разрыва в режиме «Б» обобщаются зависимостью

$$Km_{crB}^* = 210 \text{ Re}^{0.95}$$

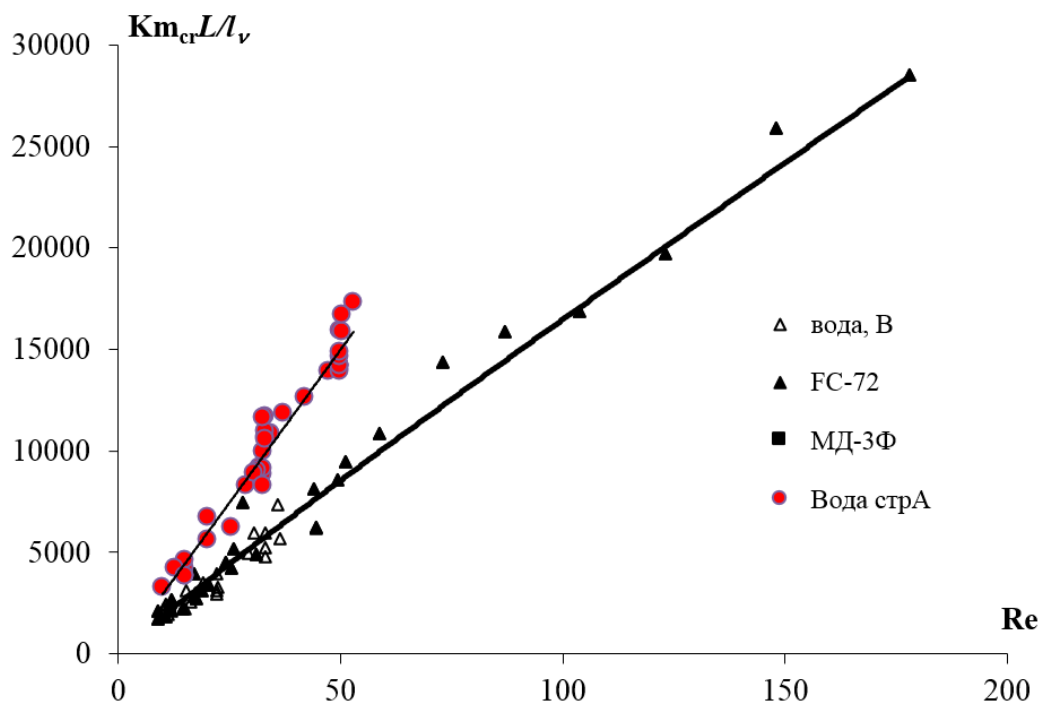


Рисунок 4.35 — Обобщение опытных данных по тепловому потоку, соответствующему разрыву пленки.

При формирования структур в режиме А на поверхности пленки жидкости плотности теплового соответствующего разрыву существенно возрастали. Менялся характер разрыва пленки жидкости, что объясняется изменением деформации пленки. Значительное влияние начальной температуры пленки жидкости связано с изменением вязкости жидкости от температура, которая входит в критерий Km

$$Km_{crA}^* = 290 Re$$

Таким образом, показано, что формирования метастабильных термокапиллярных структур типа А в верхней части нагревателя оказывает влияние на величину критического теплового потока, соответствующего разрыву пленки жидкости. Взаимодействие трехмерных волн с термокапиллярными структурами приводит к увеличению амплитуд волн, их преобразованию в струи и появлению витания струй (отклонения от строго вертикального течения). При этом деформация пленки жидкости в средней части нагревателя увеличивается. Показано, что величина критического теплового потока возрастает с увеличением числа Рейнольдса пленки и при высоких значениях Re существенно превосходит данные по разрыву в отсутствие термокапиллярных структур типа А. Можно

заклучить, что впервые обнаружен новый метод воздействия на пленочное течение, приводящий к повышению его устойчивости к разрыву. Результат является важным, так как обнаруженный способ повышения устойчивости пленок жидкости может быть использован в промышленных установках. Основные факторы, влияющие на разрыв: деформация, витание струй, амплитуды волн.

4.4 Выводы по главе

Показано, что вследствие действия термокапиллярных сил на поверхности происходит деформация трехмерных волн и переход к струйному течению. При движении крупных солитообразных волн деформация фронта волны начинается в области, примыкающей к наиболее нагретой зоне остаточного слоя пленки (между формирующимися струями). Далее, по мере прохождения волны вдоль нагревателя, деформация распространяется вглубь волны, разделяя ее на струи. При движении волн среднего размера термокапиллярные силы изменяют расстояние между их гребнями, приводя в соответствие с расстоянием между формирующимися структурами в остаточном слое.

Полученные данные показывают, что в рассматриваемых условиях термокапиллярная неустойчивость изначально не связана с трехмерной неустойчивостью гидродинамических волн. Они возникают и развиваются независимо, а потом начинают взаимодействовать.

Показано, что длина волны неустойчивости меняется вдоль нагревателя. Впервые проведено исследование взаимодействия трехмерных волн с термокапиллярными структурами двух типов, в результате которого установлено, что в условиях высокого градиента температуры на передней кромке нагревателя течение плёнки меняет характер при достижении пороговой плотности теплового потока. Показано что вследствие такого взаимодействия:

- в верхней части нагревателя происходит рост амплитуды волн
- в верхней части нагревателя происходит деформации пленки
- гребень волны формирует струю, которая постоянно смещается от среднего значения (возникает "витание").

Показано, что величина критического теплового потока, соответствующего появлению первого устойчивого сухого пятна, возрастает с увеличением числа Рейнольдса пленки и при высоких значениях Re существенно превосходит данные по разрыву в отсутствие термокапиллярных структур типа А.

Заключение

1. Впервые структуры типа Б были зафиксированы в условиях безволнового течения при малых значениях чисел Рейнольдса ($Re = 0,1-5$). Показано, что они отличаются по своим характеристикам от ранее обнаруженных термокапиллярных структур типа А и не связаны с гидродинамическим волновым течением.
2. Установлено, что структуры типа Б реализуются при малых числах Марангони в условиях малых значений градиентов температуры на поверхности пленки в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса и физических свойств жидкости (числа Капицы). Поперечный размер структур (расстояние между струями) не зависит ни от вязкости жидкости, ни от расхода (чисел Марангони, Капицы и Рейнольдса пленки).
3. Выполнено экспериментальное исследование воздействия периодических искусственных возмущений на нагреваемую пленку жидкости при малых числах Рейнольдса. Показано, что развитие инициированных термокапиллярных возмущений типа А приводит к перемещению струй и воздействует на контактную линию, ограничивающую сухое пятно. Установлено, что искусственные возмущения при достаточно высоких тепловых потоках оказывают существенное влияние на изменение структуры течения и повторное орошение сухих зон.
4. Показано, что вследствие действия термокапиллярных сил на поверхности происходит деформация трехмерных волн и переход к струйному течению. При движении крупных солитонообразных волн деформация фронта волны начинается в области, примыкающей к наиболее нагретой зоне остаточного слоя пленки (между формирующимися струями). Далее, по мере прохождения волны вдоль нагревателя, деформация распространяется вглубь волны, разделяя ее на струи. При движении волн среднего размера термокапиллярные силы изменяют расстояние между их гребнями, приводя в соответствие с расстоянием между формирующимися структурами в остаточном слое.
5. Впервые с использованием синхронного измерения полей температуры и толщины проведено исследование взаимодействия трехмерных волн

с термокапиллярными структурами двух типов, в результате которого установлено, что при достижении высокого градиента температуры на поверхности пленки жидкости в области передней кромки нагревателя течение плёнки меняет характер. Показано что вследствие такого взаимодействия:

- происходит рост деформации пленки и амплитуды волн,
- расстояние между струями изменяется вдоль нагревателя,
- возникает зигзагообразное движение струй.

6. Обнаружено, что в результате взаимодействия волн с термокапиллярными структурами возрастает значение плотности теплового потока, соответствующего появлению первого устойчивого сухого пятна. Впервые обнаружен новый метод воздействия на пленочное течение, приводящий к повышению его устойчивости к разрыву. Результат является важным, так как обнаруженный способ повышения устойчивости пленок жидкости может быть использован в промышленных установках.

Список сокращений и условных обозначений

A_n – ширина щели сопла пленкоформирователя, м

$A=h_{max}$ – амплитуда волны, м

B – ширина нагревателя, м

c_p – теплоемкость при постоянном давлении, Дж/К

d_w – диаметр цилиндров возмущающей системы, м

$Def=(h_{riv}-h_{val})/h_0$ – деформация поверхности пленки

F – частота, Гц

g – ускорение свободного падения, m^2/c

G_W – массовый расход теплоносителя, кг/с

h – толщина пленки, м

h_{riv} – толщина пленки в струе, м

h_{val} – толщина пленки в межструйной области, м

h_0 – толщина пленки на верхней кромке нагревателя, м

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

$Ka=\sigma^3/g\nu^4\rho^3$ – число Капицы

$Km_{cr}^* = -q_{cr} \frac{\sigma_T}{c\rho^2g^{2/3}\nu^{5/3}} \frac{L}{l_\nu}$ – модифицированное число Марангони

l_w – расстояние между цилиндрами возмущающей системы, м

$l_\sigma = (\sigma/(\rho g))^{1/2}$ – капиллярная постоянная, м

$l_\delta = (\sigma\mu^2/(\rho^3g^2))^{1/5}$ – характерный масштаб критической толщины пленки

в изотермических условиях, м

L – длина нагревателя, м

$Ma = \gamma\Delta T/(\rho\nu^{4/3}g^{1/3})$ – число Марангони

$Nu = \alpha h/\chi$ – число Нуссельта

$Pr = \nu/a = \mu c_p/\chi$ – число Прандтля

q – плотность теплового потока, Вт/см²

$Re = \Gamma/\rho\nu$ – число Рейнольдса

S_k – площадь нагревателя, м²

t – время, с

T_0 – начальная температура пленки, °C

W_{cr} – тепловая мощность, выделенная на нагревателе, на прогрев пленки,

Дж

X – координата вдоль нагревателя, м

X_n – расстояние от сопла пленкоформователя до верхней кромки нагревателя, м

Z – координата поперек нагревателя, м

Греческие символы

α - коэффициент теплоотдачи, Вт/м²К

$\gamma = \delta\sigma/\delta T$ – производная коэффициента поверхностного натяжения по температуре, Н/м*К

Γ - удельный массовый расход жидкости, кг/м³с

Λ – расстояние между гребнями трехмерных волн, струями, м

μ – динамическая вязкость жидкости, кг/мс

ν - кинематическая вязкость, м²/с

θ - угол наклона, град

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/м

$\tau_{sur} = -grad\sigma = -\delta\sigma/\delta T$ – поверхностное термокапиллярное напряжение, Н/м

ρ - плотность, кг/м³

χ - теплопроводность жидкости, Вт/мК

Список литературы

1. *Алексееенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г.* Волновое течение пленок жидкости. — ВО "Наука 1992.
2. Experimental study of structure of gas flow in tube banks axes normal to flow: Part 1, karman vortex flow from two tubes at various spacings / S. Ishigai, E. Nishikawa, E. Nishimura, K. Cho // *Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineering*. — 1972. — Т. 15, № 86. — С. 949–956.
3. *Ганчев Б.Г., Козлов В.М.* Исследование гравитационного течения пленки жидкости по стенкам вертикального канала большой длины // *ПМТФ*. — 1973. — № 1. — С. 128–135.
4. *Joo S. W., Davis S. H.* Instabilities of three-dimensional viscous falling films // *J. Fluid Mech.* — 1992. — Т. 242. — С. 529–547.
5. *Liu J., Schneider J. B., Golub J.P.* Three-dimensional Instabilities of Film Flows // *Phys. Fluids*. — 1995. — Т. 7, № 1. — С. 55–67.
6. *Oron A., Davis S.H., Bankoff S.G.* Long-scale evolution of thin liquid films // *Reviews of Modern Physics*. — 1997. — Т. 69, № 3. — С. 931–980.
7. *Nusselt W.* Die Oberflächen-Kondensation des Wasserdampfes // *Zeitschrift der VDI*. — 1916. — № 27. — С. 541–546.
8. *Алексееенко С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г.* Волны на поверхности вертикально стекающей пленки жидкости // *Препринт № 36 – 79.- Новосибирск ИТ СО РАН СССР*. — 1979. — С. 51.
9. *Цвелодуб О.Ю.* Трехмерные стационарные бегущие волны на вертикально стекающей пленке жидкости // *Дис. докт. физ.-мат. наук.- Новосибирск: ИТ СО РАН*. — 1990.
10. *Капица П.Л.* Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости // *Журн. exper. и теор. физ.* — 1948. — Т. 18, № 1. — С. 3–28.

11. *Benjamin T.B.* Wave formation in laminar flow down an inclined plane // *J. Fluid Mech.* — 1957. — Т. 2. — С. 554–574.
12. *Brauer H.* Stromung und Wärmeübergang bei Riselfilmen // *VDI-Forsch.* — 1956. — Т. 22, № 457. — С. 5–40.
13. *Huppert H.E.* Flow and instability of a viscous current down a slope // *Nature.* — 1982. — Т. 300. — С. 427–429.
14. *Silvi N., Dussan V.E.B.* On the rewetting of an inclined solid surface by a liquid // *Phys. Fluids.* — 1985. — Т. 28, № 1. — С. 5–7.
15. *Lopez P.G., Bankoff S.G., Miksis M.J.* Non-isothermal spreading of a thin liquid film on an inclined plane // *J. Fluid Mech.* — 1996. — Т. 324. — С. 261–286.
16. *Bertozzi A.L., Brenner M.P.* Linear stability and transient growth in driven contact lines // *Physics of Fluids.* — 1997. — Т. 9, № 3. — С. 530–539.
17. *Hocking L.M., Debler W.R., Cook K.E.* The growth of leading-edge distortions on a viscous sheet // *Physics of Fluids.* — 1999. — Т. 11, № 2. — С. 307–313.
18. *Непомнящий А. А.* Устойчивость волновых режимов в пленке, стекающей по наклонной плоскости // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* — 1974. — Т. 9, № 3. — С. 28.
19. *Трифонов Ю.А., Цвелодуб О.Ю.* Нелинейные волны на стекающих пленках вязкой жидкости // *ПМТФ.* — 1986. — № 6. — С. 35–43.
20. *Демехин Е.А., Шкадов В.Я.* О трехмерных нестационарных волнах в стекающей пленке жидкости // *Известия АН СССР, МЖГ.* — 1984. — № 5. — С. 170–174.
21. *Чиннов Е.А.* Влияние условий волнообразования на формирование струйного течения в нагреваемых пленках жидкости // *Теплофизика и Аэромеханика.* — 2009. — Т. 16, № 1. — С. 69–77.
22. *Drosos E. I. P., Paras S. V., Karabelas A. J.* Characteristics of developing free falling films at intermediate Reynolds and high Kapitza numbers // *International Journal of Multiphase Flow.* — 2004. — Т. 30. — С. 853.

23. *Park C. D., Nosoko T.* Three-Dimensional Wave Dynamics on a Falling Film and Associated Mass Transfer // *AIChE Journal*. — 2003. — Т. 49, № 11. — С. 2715–2727.
24. О формировании струй при изотермическом пленочном течении жидкости в процессе перехода к трехмерному волновому движению / С.В. Алексеенко, А.В. Бобылев, В.В. Гузанов и др. // *Письма ЖТФ*. — 2014. — Т. 40, № 22. — С. 97.
25. Особенности перехода от регулярного двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости / С.В. Алексеенко, В.В. Гузанов, Д.М. Маркович, С.М. Харламов // *Письма ЖТФ*. — 2012. — Т. 38, № 16. — С. 16.
26. The transition from two-dimensional to three-dimensional waves in falling liquid films: Wave patterns and transverse redistribution of local flow rates / S.M. Kharlamov, V.V. Guzanov, A.V. Bobylev и др. // *Physics of Fluids*. — 2015. — Т. 27, № 11. — С. 114106.
27. Динамика струй при изотермическом пленочном течении / А.В. Бобылев, В.В. Гузанов, С.М. Харламов и др. // *Письма в журнал технический физики*. — 2017. — Т. 43, № 15. — С. 19–27.
28. *Воронцов Е.Г., Тананайко Ю.М.* Теплообмен в жидкостных пленках. — Киев: Техника, 1972. — 193 с.
29. *Гимбутис Г.* Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. — Вильнюс: Мокслас, 1988. — 232 с.
30. *Kandlikar S. G.* Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation. — Philadelphia: CRC Press LLC, 1999. — 784 с.
31. *Elistratov S. L., Vitovsky O. V., Slesareva E. Yu.* Experimental Investigation of Heat Transfer of Helium–Xenon Mixtures in Cylindrical Channels // *Journal of Engineering Thermophysics*. — 2016. — Т. 24, № 1. — С. 33–35.
32. Heat Transfer in a Flow of Gas Mixture with Low Prandtl Number in Triangular Channels / O. V. Vitovsky, S. L. Elistratov, M. S. Makarov и др. // *Journal of Engineering Thermophysics*. — 2016. — Т. 25, № 1. — С. 15–23.

33. Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Бочагов В.Н. К вопросу образования "сухих пятен" в стекающих тонких пленках жидкости // *Изв. СО АН СССР*. — 1977. — Т. 3, № 13. — С. 46–51.
34. Charogiannis A., Zadrazil I., Markides C.N. Thermographic particle velocimetry (TPV) for simultaneous interfacial temperature and velocity measurements // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2016. — Т. 97. — С. 589–595.
35. Charogiannis A., An J.S., Markides C.N. A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2015. — Т. 68. — С. 516–536.
36. Markides C.N., Mathie R., Charogiannis A. An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2016. — Т. 93. — С. 872–888.
37. Pavlenko A.N., Lel V.V. Heat transfer and crisis phenomena in a falling films of cryogenic liquid // *Russian Journal of Engineering Thermophysics*. — 1997. — Т. 7, № 3–4. — С. 177–210.
38. The growth of wave amplitude and heat transfer in falling intensively evaporating liquid films / A.N. Pavlenko, V.V. Lel, A.F. Serov и др. // *Journal of Engineering Thermophysics*. — 2002. — Т. 11, № 1. — С. 7–49.
39. Динамика повторного смачивания перегретой поверхности стекающей пленкой жидкости / А. Н. Павленко, А. С. Суртаев, А. Н. Цой и др. // *ТВТ*. — 2014. — Т. 52, № 6. — С. 886.
40. Pecherkin N.I., Pavlenko A.N., Volodin O.A. Heat transfer and critical heat flux at evaporation and boiling in refrigerant mixture films falling down the tube with structured surfaces // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2015. — Т. 90. — С. 149–158.

41. *Pavlenko A.N., Volodin O.A., Surtaev A.S.* Hydrodynamics in falling liquid films on surfaces with complex geometry // *Applied Thermal Engineering*. — 2017. — Т. 114. — С. 1265–1274.
42. *Chernyavskii A.N., Pavlenko A.N.* Numerical simulation of heat transfer and determination of critical heat fluxes at nonsteady heat generation in falling wavy liquid films // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2017. — Т. 105. — С. 648–654.
43. *Актершев С.П., Алексеенко С.В.* Волновое течение пленки конденсата // *ТБТ*. — 2014. — Т. 52, № 1. — С. 84.
44. *Kabova Yu.O., Kuznetsov V.V., Kabov O.A.* Temperature dependent viscosity and surface tension effects on deformations of non-isothermal falling liquid film // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. — 2012. — Т. 55. — С. 1271–1278.
45. *Кабова Ю. О., Кузнецов В. В., Кабов О. А.* Влияние температурной зависимости физических свойств жидкости на течение и испарение пленки, увлекаемой потоком газа в микроканале // *Доклады академии наук*. — 2015. — Т. 462, № 5. — С. 536–539.
46. *Ганчев Б.Г.* Охлаждение элементов ядерных реакторов стекающими пленками. — Москва: Энергоатомиздат, 1987. — 192 с.
47. *Bankoff S.G.* Significant questions in thin liquid film heat transfer // *Journal of Heat Transfer*. — 1994. — Т. 116. — С. 10–16.
48. *Bohn M.S., Davis S.H.* Thermocapillary breakdown of falling liquid films at high Reynolds number // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. — 1993. — Т. 36. — С. 1875–1881.
49. *Fujita T., Ueda T.* Heat transfer to falling liquid films and film breakdown-ii, saturated liquid films with nucleate boiling // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 1978. — Т. 21. — С. 109–118.
50. *Zhang J.T., Peng X.F., Peterson G.P.* Experimental investigation on the hydrodynamics of falling liquid film flow by nonlinear description procedure // *Int. J. Heat Mass Transfer*. — 2000. — Т. 43. — С. 3847–3852.

51. *Norman W.S., McIntyre V.* Heat transfer to liquid film on a vertical surface // *Trans. Instn. Chem. Engirs.* — 1960. — Т. 38, № 6. — С. 301–307.
52. *Кабов О.А.* Теплоотдача от нагревателя с малым линейным размером к свободно стекающей пленке жидкости // Труды Первой Российской национальной конференции по теплообмену. — 1994. — С. 90–95.
53. *Kabov O.A., Diatlov A.V., Marchuk I.V.* Heat Transfer from a Vertical Heat Source to Falling Liquid Film // *Proc. 1st Int. Symp. on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation.* — 1995. — С. 203.
54. *Kabov O.A.* Heat Transfer from a small heater to a falling liquid film // *Heat Transfer Research.* — 1996. — Т. 27, № 1. — С. 221–226.
55. *Kabov O.A., Chinnov E.A.* Heat transfer from a local heat source to a subcooled falling liquid film evaporating in a vapor-gas medium // *Russ. J. Eng. Thermophys.* — 1997. — Т. 7, № 1/2. — С. 1–34.
56. *Чиннов Е.А., Кабов О.А.* Формирование струйных течений при гравитационном стекании волновой нагреваемой пленки жидкости // *ПМТФ.* — 2003. — Т. 44, № 5. — С. 128.
57. *Kabov O.A., Marchuk I.V., Chupin V.M.* Thermal imaging study of the liquid film flowing on vertical surface with local heat source // *Russian Journal of Engineering Thermophysics.* — 1996. — Т. 6, № 2. — С. 104–138.
58. *Кабов О.А.* Влияние капиллярных эффектов на пленочную конденсацию и теплообмен в пленках жидкости // *Дис. докт. физ.-мат. наук.- Новосибирск: ИТ СО РАН.* — 1999.
59. *Е.А. Чиннов.* Гидродинамика и теплообмен в капиллярных течениях с естественной циркуляцией // *Дис. докт. физ.-мат. наук.- Новосибирск: ИТ СО РАН.* — 2004.
60. *Чиннов Е.А., Жуковская О.В.* Влияние искусственных возмущений на формирование структур в неизотермической пленке жидкости // *Письма ЖТФ.* — 2006. — Т. 32, № 9. — С. 87.

61. Чиннов Е.А. Деформация подковообразных волн при нагреве пленки жидкости // *Письма в ЖТФ*. — 2008. — Т. 34, № 14. — С. 40–47.
62. Теплообмен в недогретой до температуры насыщения испаряющейся пленке жидкости / Е.А. Чиннов, О.А. Кабов, О.В. Жуковская, И.А. Ширина // *ТВТ*. — 2006. — Т. 44, № 6. — С. 903–9112.
63. *Alhusseini A., Tuzla K., Chen J.C.* Falling Film Evaporation of Single Component Liquids // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. — 1998. — Т. 41. — С. 1623.
64. Теплообмен в недогретой до температуры насыщения испаряющейся пленке жидкости / Е. А. Чиннов, О. А. Кабов, О. В. Жуковская, И. А. Шарина // *ТВТ*. — 2006. — Т. 44, № 6. — С. 903–912.
65. *Joo S. W., Davis S. H., Bankoff S.G.* A mechanism for rivulet formation in heated falling films // *J. Fluid Mech.* — 1996. — Т. 321. — С. 279–298.
66. *Lin S.P.* Finite-amplitude side-band stability of a viscous film // *J. Fluid Mech.* — 1974. — Т. 63. — С. 417–429.
67. *Kelly R.E., Davis S.H., Goussis D.A.* On the instability of heated film flow with variable surface tension // *Proc. 8 th. Int. Heat Transfer Conf.* — 1986. — Pp. 1937–1942.
68. Nonlinear evolution of nonuniformly heated falling liquid films / B. Scheid, A. Oron, Colinet. P. и др. // *Physics of Fluids*. — 2002. — Т. 14. — С. 4130–4151.
69. *Skotheim J.M., Thiele U., Scheid B.* On the instability of a falling film due to localized heating // *J. Fluid Mech.* — 2003. — Т. 475. — С. 1–19.
70. *Kalliadasis S., Kiyashko A., Demekhin E.A.* Marangoni instability of a thin liquid film heated from below by a local heat source // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2003. — Т. 475. — С. 377–408.
71. *Sharypov O.V., Medvedko K.A.* On the stability of a 2D film flow regime with a non-uniform temperature of the free surface // *Russian Journal of Engineering Thermophysics*. — 2000. — Т. 10. — С. 315–336.

72. Thermocapillary long waves in a liquid film flow. Part 1. low dimensional formulation / C. Ruyer-Quil, B. Scheid, S. Kalliadasis и др. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2005. — Т. 538. — С. 199–222.
73. *Scheid B., Ruyer-Quil C., Manneville P.* Wave patterns in film flows: modelling and three-dimensional waves // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2006. — Т. 562. — С. 183–222.
74. *Frank A. M.* 3D numerical simulation of regular structure formation in a locally heated falling film // *European Journal of Mechanics, B/Fluids*. — 2003. — Т. 22, № 5. — С. 445–471.
75. *Frank A. M., Kabov O. A.* Thermocapillary structure formation in a falling film: experiment and calculations // *Physics of Fluids*. — 2006. — Т. 18, № 3. — С. 032107–1–032107–10.
76. *Davalos-Orozco L. A.* Stability of thin liquid films falling down isothermal and nonisothermal walls // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. — 2013. — Т. 1, № 2. — С. 93–138.
77. *Davalos-Orozco L. A.* Thin liquid films flowing down heated walls: a review of recent results // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. — 2016. — Т. 4, № 2–3. — С. 109–131.
78. *Ito A., Masunaga N., Baba K.* Marangoni effects on wave structure and liquid film breakdown along a heated vertical tube // *Advances in Multiphase Flow*. — 1995. — С. 255.
79. Long-wave instabilities of non-uniformly heated falling films / S. Miladinova, S. Slavtchev, G. Lebon, J. C. Legros // *J. Fluid Mech*. — 2002. — Т. 453. — С. 153–175.
80. Investigation of the Marangoni effect on the regular structures in heated wavy liquid films / V.V. Lel, A. Kellerman, G. Deitze и др. // *Experiments in Fluids*. — 2008. — Т. 44, № 2. — С. 341–354.
81. Экспериментальное исследование особенностей эволюции уединенных трехмерных волн на поверхности нагреваемой пленки жидкости /

- С.В. Алексеенко, В.В. Гузанов, Д.М. Маркович, С.М. Харламов // *Письма в ЖТФ*. — 2014. — Т. 40, № 6. — С. 19.
82. Измерение волновых характеристик неизотермической пленки жидкости емкостным методом / Е.А. Чиннов, А.Д. Назаров, О.А. Кабов, А.Ф. Серов // *Теплофизика и Аэромеханика*. — 2004. — Т. 11, № 3. — С. 441.
 83. *Ludviksson V., Lightfoot E.N.* Hydrodynamic stability of marangoni films // *AIChE Journal*. — 1968. — Т. 14, № 4. — С. 620.
 84. *Tiwari N., Mester Z., Davis J.M.* Stability and Transient Dynamics of Thin Liquid Films Flowing over Locally Heated Surfaces // *Phys. Rev. E*. — 2007. — Т. 76, № 5. — С. 05636.
 85. Interaction of three-dimensional hydrodynamic and thermocapillary instabilities in film flows / B. Scheid, S. Kalliadasis, C. Ruyer-Quil, P. Colinet // *Physical Review E*. — 2008. — Т. 78. — С. 066311–1–066311–16.
 86. Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wave liquid films / V.V. Lel, X. Stadler, A.N. Pavlenko, R. Kneer // *Heat and Mass Transfer*. — 2007. — Т. 43, № 11. — С. 1121–1132.
 87. Чиннов Е.А. Управление формированием структур в нагреваемой пленке жидкости // *ТБТ*. — 2009. — Т. 47, № 1. — С. 68–74.
 88. Чиннов Е.А. Нестационарное воздействие искусственных возмущений на нагреваемую пленку жидкости // *Письма ЖТФ*. — 2009. — Т. 35, № 1. — С. 83.
 89. Heat transfer and breakdown of subcooled falling water film on a vertical middle size heater / E.A. Chinnov, O.A. Kabov, I.V. Marchuk, D.V. Zaitsev // *International Journal of Heat and Technology*. — 2002. — Т. 20, № 1. — С. 69.
 90. The effects of wave formation and contact angle on thermocapillary breakdown of a falling liquid film / D.V. Zaitsev, O.A. Kabov, V.V. Cheverda, N.S. Bufetov // *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. — 2004. — Т. 42, № 3. — С. 449.

91. Zaitsev D.V., Rodionov D.A., Kabov O.A. Study of thermocapillary film rupture using a fiber optical thickness probe // *Microgravity Science and Technology*. — 2007. — Т. 19, № 3/4. — С. 100.
92. Зайцев Д.В., Семенов А.А., Кабов О.А. Влияние вязкости на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2016. — Т. 23, № 4. — С. 649–652.
93. Экспериментальное исследование волнового течения пленки жидкости по нагреваемой поверхности / Д.В. Зайцев, Е. А. Чиннов, О.А. Кабов, Марчук И.В. // *Письма в ЖТФ*. — 2004. — Т. 39, № 6. — С. 31.
94. Zaitsev D.V., Kabov O.A. Study of the thermocapillary effect on a wavy falling film using a fiber optical thickness probe // *Experiments in Fluids*. — 2005. — Т. 39, № 4. — С. 712.
95. Influence of plate inclination on heat transfer and breakdown of locally heated flowing liquid film / E.A. Chinnov, O.A. Kabov, A.V. Muzykantov, D.V. Zaitsev // *International Journal of Heat and Technology*. — 2001. — Т. 19, № 1. — С. 31.
96. Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers / S. V. Alekseenko, V. A. Antipin, V. V. Guzanov и др. // *Physics of Fluids*. — 2005. — Т. 17, № 12. — С. 121704.
97. Волновые характеристики неизотермической пленки жидкости при формировании струй на ее поверхности / Е.А. Чиннов, А.Д. Назаров, А.В. Сапрыкина и др. // *ТВТ*. — 2007. — Т. 45, № 5. — С. 725–732.
98. Chinnov E.A., Kabov O.A. Marangoni Effect on Wave Structure in Liquid Films // *Micro gravity science and technology*. — 2007. — Т. 19, № 3/4. — С. 18–22.
99. Комплексное измерение волновых характеристик нагреваемой пленки жидкости емкостным и флуоресцентным методами / Е.А. Чиннов, С.М. Харламов, А.Д. Назаров и др. // *ТВТ*. — 2008. — Т. 46, № 5. — С. 821–828.

100. Чиннов Е.А., Шарина И.А. Влияние угла наклона пластины на формирование струй и разрыв неизотермической пленки жидкости // *Теплофизика и аэромеханика*. — 2008. — Т. 15, № 1. — С. 121–130.
101. Chinnov E.A., Kabov O.A. Heat transfer from a local heat source to subcooled liquid film // *High Temperature*. — 2001. — Т. 39, № 5. — С. 703–713.