

На правах рукописи



КЛЮЕВ ДЕНИС СЕРГЕЕВИЧ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ
ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ
В ДВУХСЛОЙНЫХ ЖИДКИХ СИСТЕМАХ**

Специальность 1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Тюмень – 2022

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

На сегодняшний день широкое распространение получила идея применения лазерно-индуцированного термокапиллярного эффекта в методах бесконтактной диагностики материалов, манипуляции микрообъёмами жидкостей, а также в качестве технологии управления свободной поверхностью с целью преобразования оптического сигнала.

В силу своей природы форма термокапиллярной деформации поверхности зависит от множества свойств жидкости и подложки, а также от параметров нагревателя. Существующие сегодня методы бесконтактной диагностики материалов, основанные на методе фототермокапиллярного отклика [1], позволяют измерять только диаметр последнего, без расшифровки его структуры. Решение обратной задачи по его расшифровке позволило бы, отталкиваясь от известных уравнений гидродинамики, определять внутренние параметры системы. Однако в силу технических ограничений это не тривиальная задача. В связи с этим важной является проблема разработки метода определения профиля поверхности путём её сканирования. Восстановление структуры отклика на основе измеренного профиля и сравнение его с экспериментальным позволяет установить достоверность и оценить точность результата сканирования. Основная проблема заключается в том, что для восстановления структуры отклика необходима гладкая, хорошо аппроксимирующая данные сканирования функциональная зависимость. Эта задача является актуальной как для методов диагностики материалов, так и для жидкостных оптических преобразователей.

В последние пару десятилетий активно развивается направление оптофлюидных технологий [2]. Необходимость создания адаптивных оптических устройств на основе жидкости состоит в том, что по сравнению с их механическими твердотельными аналогами, первые [3-12] обладают большей компактностью, не требуют множества вспомогательных движущихся деталей, а их основным преимуществом является гибкость настройки. Точное описание формы жидкостных элементов крайне необходимо для верного определения критически важных параметров оптических устройств (фокусное расстояние и кривизна), а также для корректного расчёта структуры оптических сигналов, проходящих через эти устройства.

Целью данной работы является экспериментальное и численное исследование поведения поверхности раздела одно- и двухслойных систем жидкостей при наличии локального градиента температуры, вызванного поглощением лазерного излучения на межфазной границе.

Задачами, выполнение которых необходимо для осуществления указанной цели являются:

Разработка и апробация способа повышения точности и скорости определения формы границы раздела системы жидкость-воздух;

Получение и анализ экспериментальных данных об эволюции формы поверхности двухслойных систем, а также о ключевых особенностях

протекания процессов термокапиллярной конвекции в зависимости от параметров среды;

Проведение численных расчётов и сравнение их результатов с данными натуральных экспериментов;

Оценка возможности практического использования двухслойной системы в качестве оптического элемента при наличии локального нагрева межфазной границы.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Усовершенствована физико-математическая модель лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое жидкости. Нововведением является применение в физико-математической модели условий открытых внешних воздушных границ расчётной области, удалённых от эбонитовой чашки Петри, и учёт тепловых потерь за счёт излучения;

2. Обнаружен новый тип гидродинамической неустойчивости колебательного типа в двухслойной системе ПМС/бензиловый спирт со свободной поверхностью верхнего слоя;

3. Предложена аппроксимирующая функция, позволяющая описывать сложный профиль деформации поверхности двухслойной системы;

4. Предложена и исследована двухслойная система со свободной поверхностью верхнего слоя в качестве жидкостного оптического элемента — подвижной, самоцентрирующейся диафрагмы.

Практическая значимость работы заключается в предложенной аппроксимирующей функции для усовершенствования метода определения профиля деформации поверхности жидкости. Предложенная аппроксимация может быть полезна другим исследователям в качестве вспомогательного инструмента для описания деформаций границ раздела жидкость – газ, а также может быть использована для повышения точности сканирующих методов диагностики жидкостей.

Предложена адаптивная самоцентрирующаяся оптофлюидная диафрагма с возможностью перемещения и аттенюации проходящего излучения. Идея данной диафрагмы может быть использована как основа для создания систем наблюдения за фотофобными микроорганизмами, находящимися в жидкой среде и не терпящих длительного воздействия прямого солнечного излучения; применения в качестве элемента в системах машинного зрения, либо для использования в бионике.

Достоверность результатов обеспечивается точностью используемого современного измерительного оборудования; их высокой воспроизводимостью; согласованностью между экспериментально измеренными и использованными в численной модели параметрами жидкостей, а также высокой сходимостью результатов численных расчётов с данными, полученными из натурального эксперимента.

Личный вклад автора состоит в разработке и проведении натуральных экспериментов по исследованию процессов развития термокапиллярной неустойчивости в жидкостных системах; обработке и последующем анализе результатов измерений; созданию численных моделей экспериментов и

проведению их сравнительного анализа, а также в разработке и апробации метода использования двухслойных систем в качестве оптического элемента. Автором предложена и протестирована аппроксимирующая функция, позволяющая с высокой точностью описывать профиль деформированной поверхности жидкости, в том числе при наличии термокапиллярного разрыва.

Положения, выносимые на защиту:

1. Представлена усовершенствованная осесимметричная физико-математическая модель лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое жидкости, включающая условия открытых внешних воздушных границ расчётной области, удалённых от эбонитовой чашки Петри, и тепловых потерь за счёт излучения;

2. Результаты экспериментального исследования профиля лазерно-индуцированной термокапиллярной деформации однослойной системы;

3. Предложена аппроксимирующая функция, позволяющая описывать сложный профиль деформации поверхности двухслойной системы;

4. Результаты исследования обнаруженного нового типа гидродинамической затухающей неустойчивости колебательного типа в двухслойной жидкостной системе;

5. Результаты исследования нового типа оптофлюидного элемента на основе двухслойной системы со стационарным термокапиллярным разрывом — жидкостной адаптивной самоцентрирующейся диафрагмы. Показана возможность её перемещения и аттенюации.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

- 12-th International Conference «Two-Phase Systems for Space and Ground Applications». Novosibirsk, Russia, 11-16, September 2017;
- Bubble & Drop. Lyon, France June 26-30th 2017;
- The 9th Conference of the International Marangoni Association. Interfacial Fluid Dynamics and Processes. Guilin, China, August 31 - September 5, 2018;
- IV Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых учёных. Теплофизика и физическая гидродинамика. Ялта, Республика Крым, 15–22 сентября 2019;
- VII Всероссийская конференция с участием зарубежных учёных «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения». Красноярск, 1–4 июля 2020.

Публикации. Результаты диссертационного исследования опубликованы в 10 печатных работах, 4 из которых являются статьями в рецензируемых научных журналах перечня Web of Science и Scopus, а одна входит в журнал перечня ВАК.

Структура и объём диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Общий объём работы составляет 106 страниц и включает 36 рисунков. Список литературы включает в себя 135 источников.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, обозначены цель и задачи исследования, изложены научная новизна и практическая значимость работы, указан личный вклад автора, сформулированы положения, выносимые на защиту, приводятся сведения об апробации работы, публикациях, структуре и объёме диссертации.

В первой главе проведён анализ опубликованных работ по исследованию термокапиллярной конвекции и деформации свободной границы в тонких слоях жидкости. Рассмотрены основные существующие методы измерения профиля деформированной поверхности жидкого слоя. Проведён обзор существующих типов адаптивных жидкостных диафрагм, указаны их основные преимущества перед твердотельными аналогами и показаны их недостатки.

Во второй главе приведены описание и результаты экспериментального и численного исследований термокапиллярной (ТК) деформации свободной поверхности прозрачного слоя силиконового масла ((ПМС-5), производитель Пента Юниор, ГОСТ 13032-77).

Схема экспериментальной установки показана на рисунке 1. Источник теплового потока создавали на границе раздела ПМС-5 - поверхность эбонита 3, поглощающей излучение лазера 1 (АТС-53-250, $P_w = 12.7$ мВт, 532 нм).

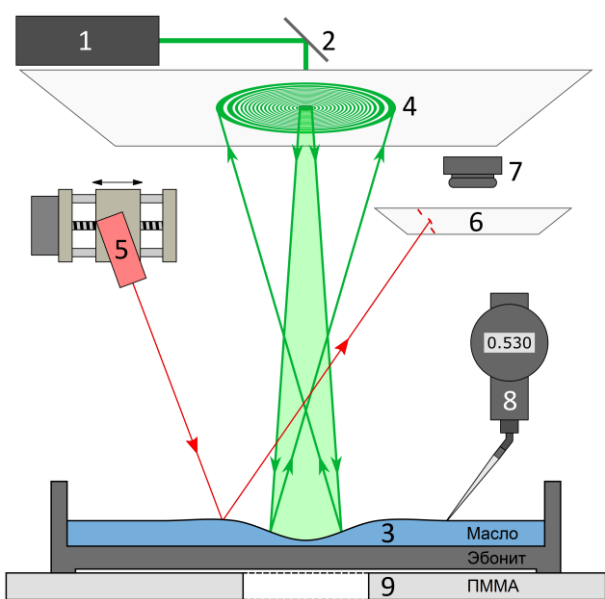


Рисунок 1. Схема установки: 1 — лазер; 2 — направляющее зеркало; 3 — слой масла на поверхности эбонита; 4 — ТК отклик на белом экране; 5 — сканирующий лазер; 6 — экран для считывания информации о форме деформации; 7 — камера; 8 — цифровой микрометр для контроля начальной толщины слоя масла; 9 — горизонтальный стол.

Пучок лазера, отражённый от направляющего зеркала 2, проходил через небольшое отверстие в экране 4 и, частично отражаясь от искривлённой поверхности масла, попадал на белый экран 4, где за счёт интерференции формировал картину ТК отклика (ТКО) в виде чередующихся тёмных и ярких концентрических колец. По изменению диаметра ТКО отслеживали динамику развития ТК деформации слоя масла (см. рисунок 2), определяли времена стационаризации деформации, а также толщину слоя, при которой происходит его ТК псевдоразрыв¹ и время его достижения.

Для сканирования профиля поверхности использовали систему, состоящую из линейного двигателя с закреплённым на нем полупроводниковым лазером 5, излучение которого с помощью сферической и цилиндри-

¹ ПМС-5 хорошо смачивает эбонит, поэтому на поверхности последнего всегда присутствует тонкая плёнка масла.

ческой линзы, а также трёхщелевой диафрагмы преобразовывали в тонкий лазерный лист, разделённый на три части.

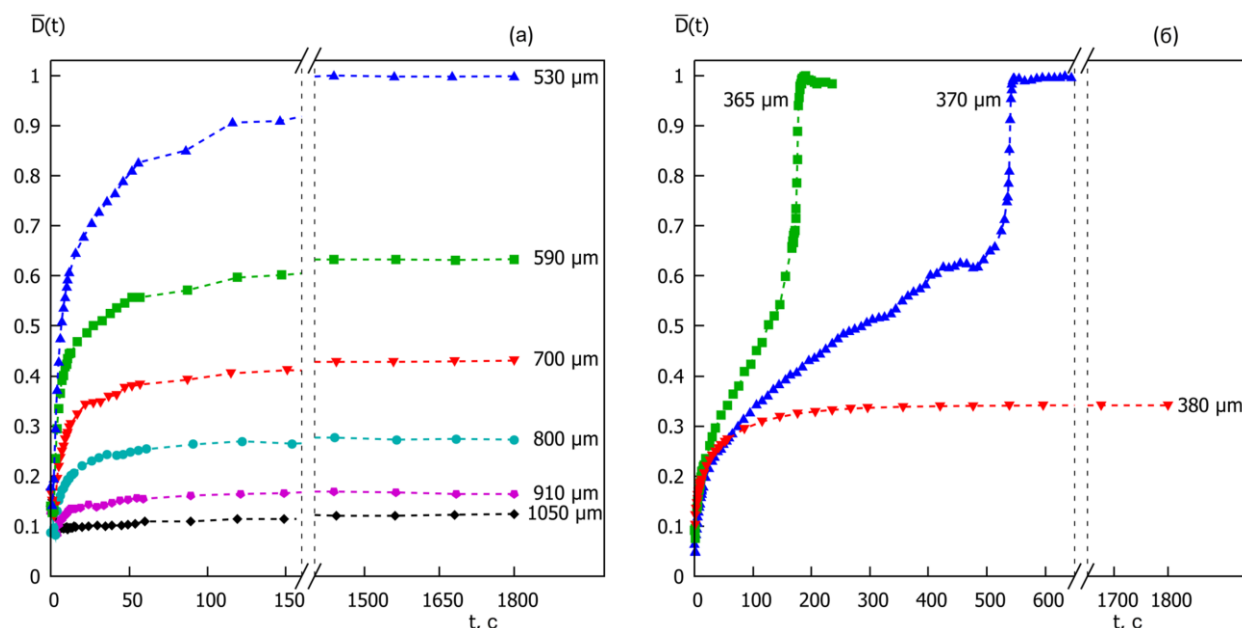


Рисунок 2. (а) Динамика изменения диаметра ТК отклика для диапазона толщин слоя от 350 до 1050 мкм; (б) Сравнение динамики ТК отклика для предразрывного слоя 380 мкм со слоями с псевдоразрывом от 365 до 370 мкм.

Отражённое от свободной поверхности жидкости излучение формировало на экране сканера 6 пунктирную линию, по искривлению которой судили о деформации слоя в области засветки лазерным листом. Камерой 7, подключённой к ПК, получали с экрана сканера цифровые изображения для дальнейшей программной обработки. Подпружиненный столик 9 из полиметилметакрилата служил для выставления горизонтальности слоя.

На рисунке 2 приведены временные зависимости нормированного диаметра ТКО, $\bar{D}(t) = D(t) / D_\infty$, от толщины слоя масла, где D_∞ — стационарный диаметр. Рисунок 2 (а) показывает, что для диапазона толщин от 530 до 1050 мкм система выходила на стационар за время около 30 минут. В этом случае, $\bar{D}(t)$, обусловленный максимальным углом наклона поверхности, переставал видимо изменяться. Таким образом, сканирование профиля ТК деформации начинали спустя 30 минут после включения индуцирующего лазера. При последовательном уменьшении толщины слоя было определено, что ТК псевдоразрыв возникает при толщинах менее 380 мкм (см. рисунок 2 (б)). Деформация 380 мкм слоя достигала стационарной формы и переставала видимо меняться к 30 минуте лазерного нагрева, тогда как слои 365 и 370 мкм претерпевали псевдоразрыв на 180 с и 540 с, соответственно.

Верхнее ограничение толщины слоя в 1050 мкм обосновывается тем, что в более толстых слоях при заданной мощности лазерного излучения погрешность для вертикальной координаты профиля становится соизмерима с размерами ТК углубления.

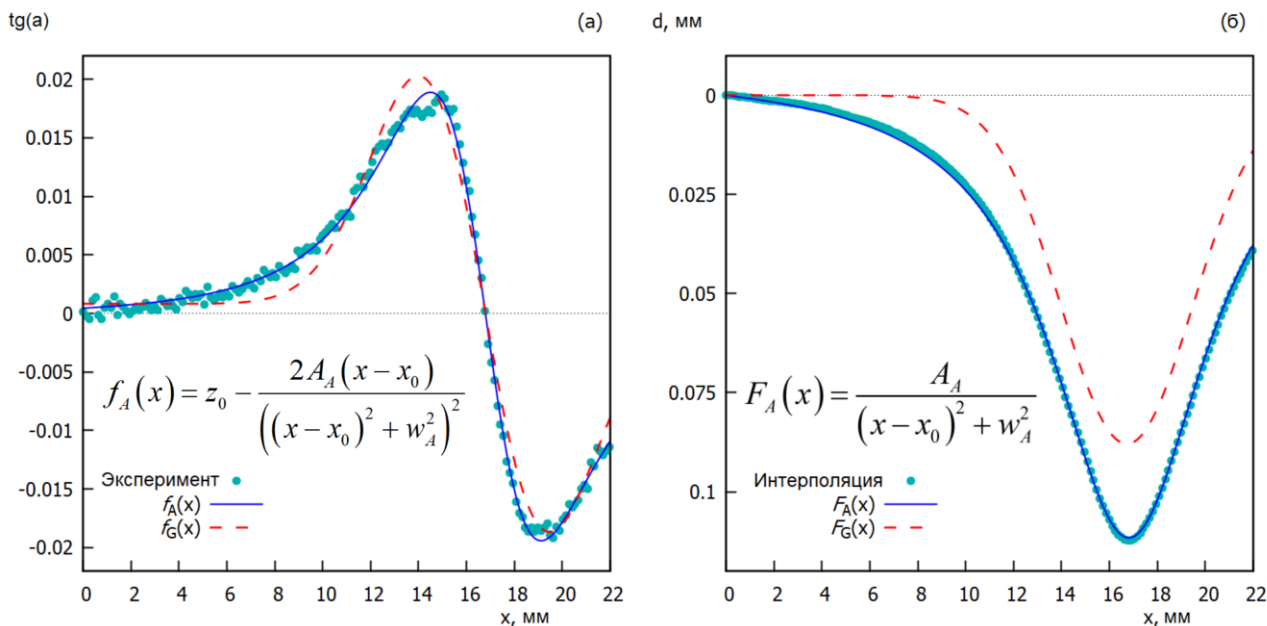


Рисунок 3. (а) Экспериментально измеренный наклон поверхности для слоя 530 мкм и аппроксимации функциями $f_G(x)$ (Гаусс) и $f_A(x)$ (Аньези); (б) Профили углубления для слоя 530 мкм, полученные разными подходами.

В рамках исследования на примере слоя толщиной 530 мкм (см. рисунок 3) показано, что аппроксимация функцией Аньези $F_A(x)$ (также известной как плотность вероятности распределения Лоренца) позволяет восстанавливать профиль деформации, аналогичный полученному с помощью метода интерполяции кубическими сплайнами. Преимущество первого состоит в том, что полученный с его помощью профиль содержит меньшее количество описывающих его параметров (высота A_A , ширина w_A , смещение z_0), позволяет точно определить центр симметрии деформации (x_0), а также даёт возможность расчёта интерференционной картины, необходимой для сравнения с ТКО, полученным напрямую.

Для получения профиля деформаций в слоях менее 530 мкм и предсказания толщин, при которых возникает ТК псевдоразрыв, на основе системы уравнений Навье-Стокса и уравнения теплового баланса была разработана физико-математическая модель ТК конвекции в слое жидкости со свободной поверхностью, индуцированной лазерным излучением. Особенности модели является одновременное использование параметров экспериментальной установки в качестве геометрии задачи, учёт конвекции в воздухе совместно с условием открытых внешних воздушных границ системы, удалённых от эбонитовой чашки Петри, а также учёт в задаче граничных условий тепловых потерь за счёт излучения. Расчёт производили в программном пакете COMSOL Multiphysics® методом конечных элементов в цилиндрической системе координат без учёта испарения вследствие малой летучести ПМС-5 в рамках времени эксперимента.

На рисунке 4 представлены результаты численного расчёта для двух граничных условий: (1) потери тепла происходят только с поверхности эбонитовой подложки ($\tau_{oil} \rightarrow 1$), где τ_{oil} — коэффициент пропускания ИК излучения ПМС-5; (2) потери тепловой энергии осуществляются с поверхности

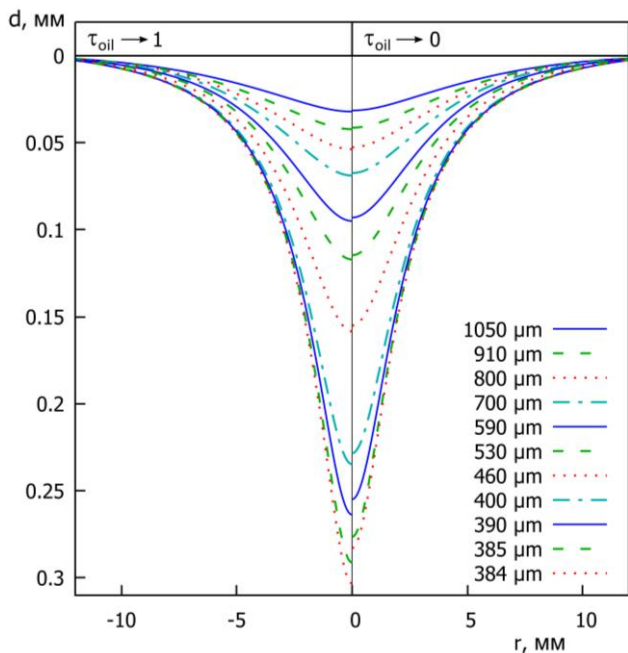


Рисунок 4. Результаты численного расчёта профилей ТК деформации поверхности неразрывных слоёв в диапазоне 384...1050 мкм для двух условий излучения $\tau_{oil} \rightarrow 1$ (левая сторона графика) и $\tau_{oil} \rightarrow 0$ (правая сторона).

деформации составляет менее 5 мкм. Сравнение профилей ТК деформации, полученных в натурном и численном экспериментах для слоёв 530...1050 мкм, показаны на рисунке 5.

масла ($\tau_{oil} \rightarrow 0$). Оба этих предельных случая оценивают минимальные и максимальные потери тепла за счёт теплового излучения в окружающую среду.

В случае $\tau_{oil} \rightarrow 1$ глубина деформации поверхности возрастает нелинейно с уменьшением начальной толщины слоя и достигает максимального значения в 300 мкм для предразрывного слоя толщиной 384 мкм. Дальнейшее уменьшение начальной толщины слоя приводит к образованию ТК псевдоразрыва. На этом же рисунке можно увидеть, что разница между двумя граничными условиями ($\tau_{oil} \rightarrow 1$ и $\tau_{oil} \rightarrow 0$) становится значительной для слоёв толщиной менее 400 мкм, в то время как в более толстых слоях ($h_0 > 400$ мкм) разница в глубине ТК

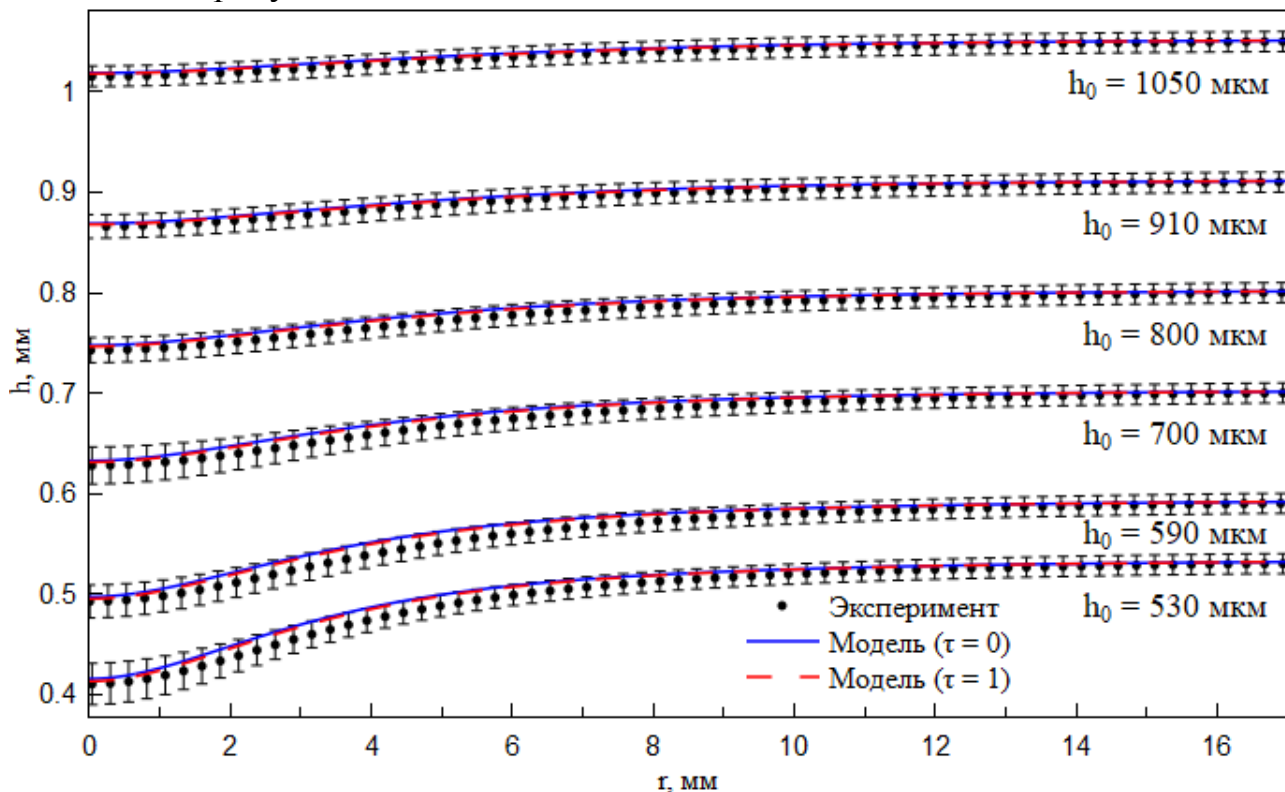


Рисунок 5. Сравнение расчётных и экспериментально измеренных профилей ТК деформации поверхности в диапазоне толщин 530...1050 мкм для двух условий излучения с обозначенными планками погрешностей, рассчитанными отдельно.

Общее расхождение между экспериментальными данными и результатами численных расчётов составили не более ± 7 мкм в центре деформации и в среднем около ± 12 мкм на периферии для всех измеренных толщин (см. рисунок 5).

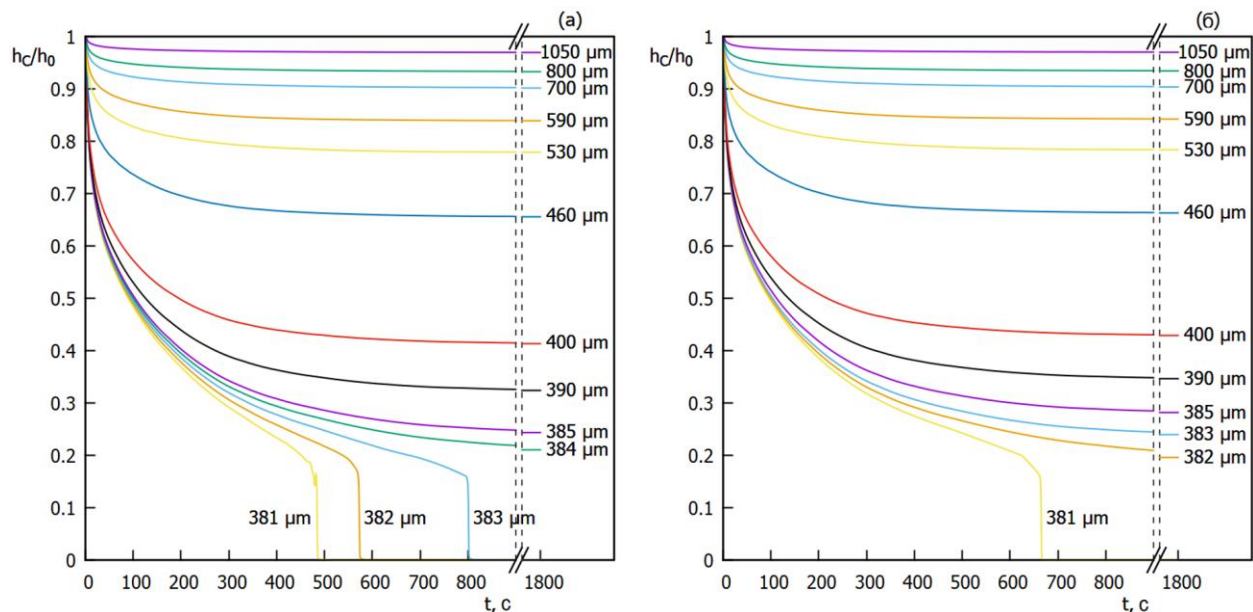


Рисунок 6. Динамика толщины слоя в центре ТК деформации: (а) тепловая энергии излучается эбонитом ($\tau_{oil} \rightarrow 1$), (б) — поверхностью масла ($\tau_{oil} \rightarrow 0$).

Для нахождения критической толщины слоя, при которой наступает ТК псевдоразрыв, численный эксперимент проводили для диапазона толщин 385...381 мкм, последовательно уменьшая толщину слоя на 1 мкм, начиная с 385 мкм. Поскольку экспериментально измерить профиль деформации поверхности для тонкого слоя ($h_0 < 500$ мкм) было невозможно вследствие ограничения самого метода сканирования, то верификацию модели в области тонких слоёв проводили путём сравнения толщины слоя, при которой экспериментально (см. рисунок 2 (б)) и численно детектируется ТК псевдоразрыв. На рисунке 6 показаны расчётные зависимости относительной толщины слоя h_c/h_0 от времени для условий $\tau_{oil} \rightarrow 1$ и $\tau_{oil} \rightarrow 0$, где h_c толщина слоя в центре ТК углубления.

Так как эти случаи являются предельными, а в реальности силиконовое масло имеет относительно сложный спектр поглощения в ИК диапазоне, то можно принять, что ТК псевдоразрыв возникает в диапазоне толщин от 381 до 384 мкм. Тем не менее, эксперимент показал, что критическая толщина ТК псевдоразрыва находится в районе 380...370 мкм (см. рисунок 2 (б)). Необходимо заметить, что вследствие высокой погрешности (± 10 мкм) выставления начальной толщины слоя с помощью метода касания поверхности масла зондом, диапазон критических толщин будет более широким, чем полученный из расчётов, и будет иметь пределы от 360 до 390 мкм. Эти результаты позволяют сделать вывод, что при толщине слоя от 380 до 500 мкм модель адекватно описывает реальную ситуацию, даже несмотря на невозможность экспериментального измерения профиля деформации при $h_0 < 500$ мкм.

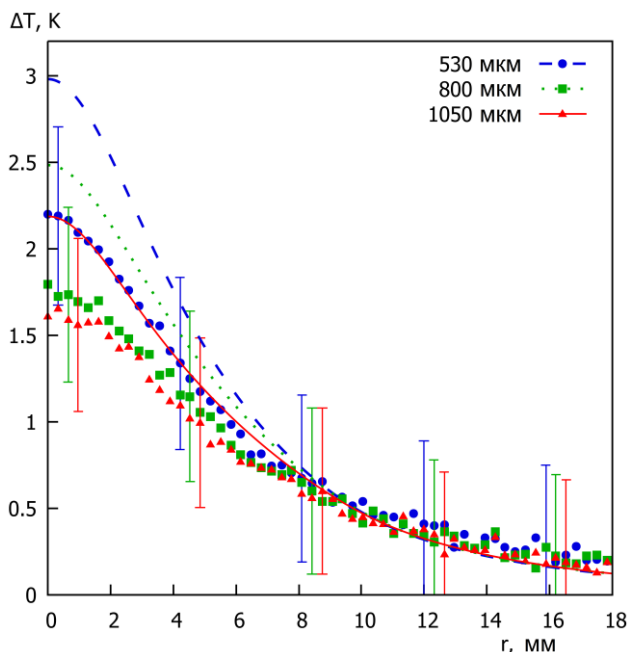


Рисунок 7. Измеренные и численно рассчитанные распределения температур на нижней стороне подложки $\Delta T = T(r) - T_{amb}$. Крупными точками показаны данные натурального эксперимента, линиями — данные, полученные из численной модели.

для проверки численной модели. Экспериментальные измерения и численные расчёты температуры проводили для слоёв толщиной 530, 800, 1050 мкм в условиях стационарной ТК деформации слоя. На рисунке 7 показаны измеренные (точки) и рассчитанные (линии) радиальные распределения $\Delta T = T(r) - T_{amb}$ на нижней стороне эбонитовой подложки.

Несмотря на то, что численные и экспериментальные зависимости имеют схожий характер, нетрудно заметить некоторые количественные различия в окрестности центра. Однако следует отметить, что расхождение между численными и экспериментальными данными незначительно и принимает значения 0.8, 0.7 и 0.5 К для слоёв 530, 800, 1050 мкм, соответственно. Эти результаты можно объяснить тем, что тепловые параметры жидкости и подложки, использованные в численной модели, могут отличаться от их реальных значений. Также всегда существует проблема точной настройки фокуса ИК камеры, которая могла уменьшить данные о температуре вместе со всем профилем и «размыть» центральную область. Тем не менее, учитывая погрешности при измерении температуры и выставлении начальной толщины слоя, можно говорить о хорошем совпадении результатов.

В третьей главе представлены результаты экспериментального исследования динамики ТК деформации в системах двух несмешивающихся жидкостей $L_1 - L_2$ с открытой воздушной границей. Общая схема установки и метод проведения экспериментов с системой двух жидкостей аналогичны описанным во второй главе. Источником излучения служил He-Ne лазер ($P_w = 17$ мВт, 632.8 нм). Вместо эбонитовой чашки использовали прозрачную чашку Петри диаметром 60 мм, что в дальнейшем позволило использовать

Поля температур были измерены с помощью ИК камеры FLIR A655sc (спектральный диапазон 7.5–14 мкм, точность $\pm 2\%$), сфокусированной на обратной стороне эбонитовой подложки. Выбор такой конфигурации обусловлен тем, что силиконовое масло имеет сложный спектр поглощения, а межфазная граница является деформируемой, что в процессе эксперимента приводит к её смещению относительно точки фокуса объектива. Исходя из этого, температура поверхности слоя не может быть надёжно измерена для оценки численной модели. Температура же на нижней поверхности недеформируемой эбонитовой подложки может быть измерена однозначно и, следовательно, может служить источником данных

систему в качестве оптического элемента и визуализировать профиль ТК деформации границы двух жидкостей. Излучение поглощалось на границе раздела жидкостей за счёт растворённого в объёме слоя (L_1) красителя (Бриллиантовый зелёный), в то время как верхний слой полиметилсилоксана (ПМС) (L_2) оставался прозрачным. Толщину L_1 выбрали равной 2 мм (для уменьшения влияния термогравитационной конвекции) и оставили неизменной для всех пар жидкостей. Толщину L_2 варьировали в диапазоне от 0.3 до 1 мм. Для получения количественной информации о происходящих в системе процессах использовали метод измерения диаметра (D) ТКО. В исследованиях были использованы комбинации жидкостей, представленные в таблице 1.

Таблица 1. Комбинации жидкостей исследуемых систем.

L_1 (20°C)	Межфазное натяжение $\gamma_{1,2}$ ПМС, L_2 (20 °C)	
Глицерин (60 мН/м, 1300 сСт)	23.3 мН/м	20 сСт
Этиленгликоль (48 мН/м, 20 сСт)	15.2 мН/м	20 сСт
Бензиловый спирт (37 мН/м, 5.8 сСт)	~ 5 мН/м	5, 10, 20 сСт, ~ 19 – 20 мН/м

Обобщая результаты проведённых экспериментов для исследуемых пар жидкостей $L_1 - L_2$ было установлено существование трёх режимов протекания ТК конвекции:

(I) Состояние устойчивого *термокапиллярного псевдоразрыва* слоя L_2 . При непрерывном облучении межфазной границы пучком лазера происходит вырождение увеличивающейся в диаметре интерференционной картины (ТКО) в рассеянное световое пятно, что соответствует отражению лазерного луча либо от плоского слоя, либо от искривлённого с большим радиусом кривизны ($R_{кр.}$) деформации, см. рисунок 8 (а). Понятие псевдоразрыва применено по той же причине, что и в главе 2;

(II) Состояние устойчивой *термокапиллярной деформации* — диаметр ТКО увеличивается в процессе непрерывного нагрева межфазной границы до достижения некоторого постоянного значения D_{const} , см. рисунок 8 (b), соответствующего стационарному профилю деформации свободной поверхности;

(III) Переходный режим — *затухающие колебания* диаметра ТКО, см. рисунок 8 (c). В этом случае ТК псевдоразрыв слоя L_2 и его последующее восстановление повторяются периодически с постепенно затухающей амплитудой до тех пор, пока слой L_2 не станет плоским, либо обладающим достаточно малым стационарным углублением (если сравнивать величину D между временами $t = 0$ и $t = 270$ с, см. рисунок 8 (c)).

Обнаружено, что для пар жидкостей глицерин/ПМС и этиленгликоль/ПМС имеет место существование только первого (I) или второго (II) режимов в зависимости от толщины L_2 . Такое поведение подобно тому, которое происходит в случае лазерно-индуцированной ТК конвекции в однослойной системе на твёрдой подложке. Это сходство позволяет заключить, что L_1 может выступать в качестве жёсткого основания. Однако в случае пары

глицерин/ПМС в области пятна лазерного пучка была обнаружена выпуклая деформация L_1 (см. рисунок 9), что говорит о наличии вихревых течений в L_1 . Экспериментально установлено, что за выпуклую деформацию в двухслойной системе с псевдоразрывом/разрывом ответственна равнодействующая капиллярных сил и гидростатики, а не ТК механизм.

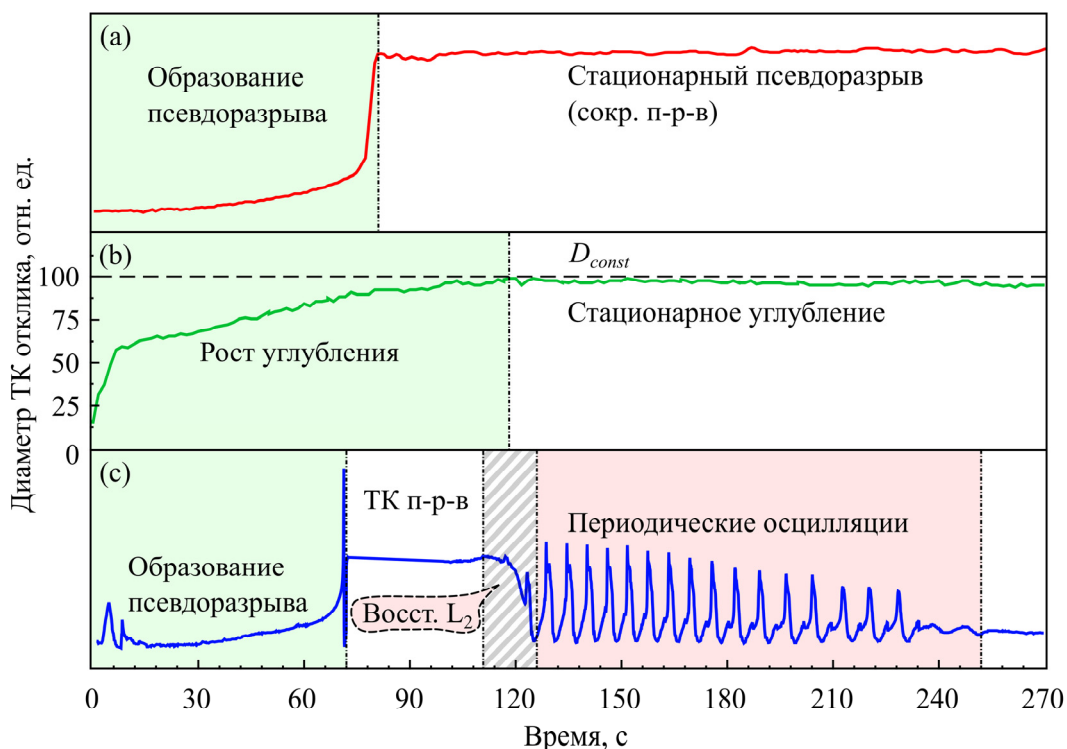


Рисунок 8. Зависимость диаметра ТКО от времени: (а) режим ТК псевдоразрыва, (б) режим ТК углубления, (с) режим затухающих колебаний.

На примере системы глицерин/гексадекан ($h_2 = 500$ мкм) показано (см. рисунок 9), что толщина нижнего слоя h_1 , варьируемая диапазоне от 1 до 5 мм, не оказывает существенного влияния на профиль деформации обоих слоёв при формировании ТК разрыва.

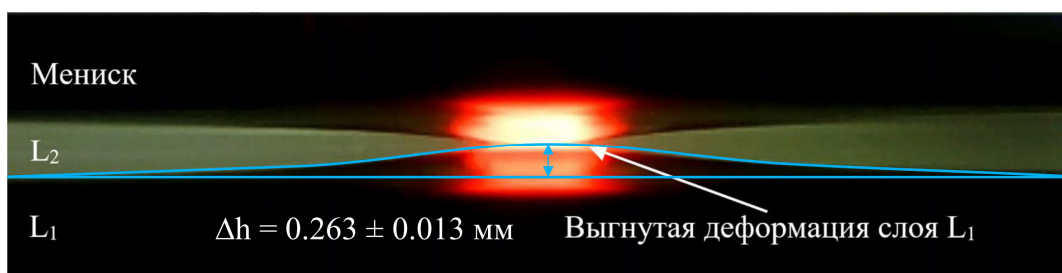


Рисунок 9. Профиль деформации межфазной границы между L_2 и L_1 в системе глицерин/гексадекан, где Δh обозначает высоту поднятия нижнего слоя в зоне падения лазерного пучка.

В системе бензиловый спирт/ПМС наблюдалось наличие всех трёх режимов ТК неустойчивости в зависимости от отношения толщин $\varepsilon = h_2/h_1$: (I) ТК псевдоразрыв L_2 наблюдается при $\varepsilon < 0.2$; (II) стационарное ТК углубление слоя L_2 имеет место при $\varepsilon > 0.4$, а режим (III) затухающих колебаний диаметра ТКО возникает при значениях ε , находящимся в диапазоне от 0.2 до 0.4.

Установлено, что уменьшение толщины L_2 ведёт к увеличению общего времени колебаний (t_{osc}) и к уменьшению амплитуды ТКО и периода

осцилляций. Например, при изменении ε с 0.4 до 0.2, t_{osc} возрастает с 200 до примерно 400 с, а период колебаний уменьшается с 7 до 3 с. Между тем, вязкость слоя L_2 влияет только на время образования псевдоразрыва.

С помощью ИК камеры выявлено, что в центре падения лазерного пучка в момент ТК псевдоразрыва происходит всплеск температуры с 35 до примерно 50°C, продолжительностью вплоть до начала затекания слоя L_2 , см. рисунок 10.

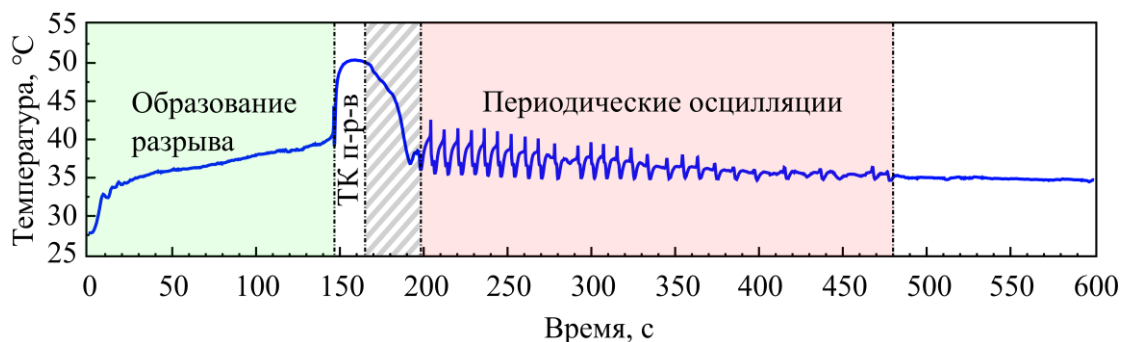


Рисунок 10. Динамика температуры в центре падения лазерного пучка.

После полного затухания колебаний поверхность слоя L_2 приходит в состояние равновесия, а температура на поверхности слоя L_2 стабилизируется. Прекращение лазерной накачки приводит к выравниванию температуры вдоль межфазной границы и исчезновению деформации поверхности L_2 , соответственно ($D \rightarrow D(t = 0)$).

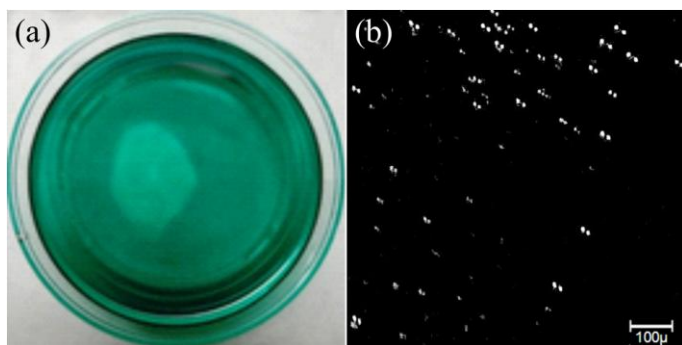


Рисунок 11. Фотография «молочного» скопления в слое L_2 ((a) — вид сверху), (b) увеличенный снимок скопления.

Замечено, что после затухания колебаний, в центре плоскости слоя L_2 образуется пятно молочного оттенка, см. рисунок 11 (a), площадь которого увеличивается с течением времени. Исследование с помощью микроскопа позволило установить, что данное пятно является скоплением микропузырей, характерный размер которых составляет от 10 до 40 мкм, см. рисунок 11 (b). Переход в состояние колебательной неустойчивости происходит вследствие накопления этих микропузырьков в зоне *стагнации* — в области вблизи границы псевдоразрыва, где магнитуа скорости ТК течения наименьшая. Причиной затухания колебаний является увеличение доли рассеяния поступающей энергии лазерного пучка на пузырьках, удерживаемых в зоне стагнации за счёт капиллярного дрейфа.

Как и в однослойной системе, исследованной в главе 2, в случае описания стационарного профиля двухслойной системы с задачей прекрасно справляются методы интерполяции. Тем не менее, существенным их недостатком является сложность нахождения центра симметрии деформации, общая «шероховатость» восстанавливаемого профиля, причиной которой служит интерполяция в том числе и шумовых точек. В связи с этим рамках

данной работы предложена и апробирована аппроксимирующая функция на основе комбинации функции Анъези и рациональной сигмоиды.

Результаты аппроксимации показывают, что функция Анъези с большой достоверностью описывает профиль стационарного углубления (см. рисунок 3). В связи с этим было принято решение использовать её как основу для описания «крыльев» экспериментального профиля, см. рисунок 12.

$$W = \frac{A}{(x - x_0)^2 + \gamma^2}$$

Для описания области ТК разрыва (псевдоразрыва) использовали сумму (С) двух рациональных сигмоид C_1 и C_2 , отражённых относительно центра симметрии профиля x_0 :

$$C = (C_1 + C_2 + n)k; \quad C_1 = \frac{(x + x_{ww} - x_0)}{(|x + x_{ww} - x_0| + \beta)}; \quad C_2 = \frac{(x - x_{ww} - x_0)}{(|x - x_{ww} - x_0| + \beta)}$$

Здесь $\beta > 0$ отвечает за сглаженность наклона функции, изменяя её форму в пределе от меандра (при $\beta \rightarrow 0$) до треугольника (при $\beta \rightarrow \infty$) с вершиной в x_0 . Параметр x_{ww} отвечает за ширину «холмика» в области разрыва и позволяет компенсировать пологую форму окрестности около центра симметрии системы в случае, когда диаметр разрыва достаточно большой (см. рисунок 12, красная линия). Параметры n и k являются подстроечными, давая возможность более тонкой настройки профиля.

Для объединения функций W и C при их сшивании необходимо обеспечить «плавный» переход, то есть равенство первых производных. Для этого необходима некая весовая функция (M), в которой при любых её параметрах отсутствуют точки разрыва второго рода. При этом данная функция должна быть осесимметричной относительно своего центра, а также обладать центральной симметрией перехода от своего минимального значения к максимальному относительно точки $f_{max}(x)/2$.

В нашем случае в качестве такой функции можно использовать ещё одну сигмоидальную функцию, аналогичную C :

$$M = (M_1 + M_2 + m)l; \quad M_1 = \frac{(x + x_w - x_0)}{(|x + x_w - x_0| + \alpha)}; \quad M_2 = \frac{(x - x_w - x_0)}{(|x - x_w - x_0| + \alpha)}; \quad \alpha > 0$$

Все параметры данной функции имеют те же назначения относительно M , как и параметры в случае с C .

Далее мы складываем наши функции, перемноженные на свои веса:

$$F = Y_0 + [(K - M)W + M \cdot C]$$

Здесь параметры Y_0 и K также являются подстроечными.

Причина, по которой было введено столь большое число дополнительных параметров заключается в том, что $F(x)$ изначально задумывалась как способ получения гладкой поверхности, как можно более точно аппроксимирующей набор экспериментальных данных сканирования профиля ТК разрыва, без привязки к физической природе самого процесса. В зависимости от сложности описываемого профиля, число параметров можно варьировать, чтобы избежать т. н. эффекта *переобучения* или *сверхподгонки* функции.

Рисунок 12 демонстрирует, что dF/dx и соответственно $F(x)$ весьма хорошо описывает экспериментальный профиль, показывая высокую сходимость с результатами интерполяции.

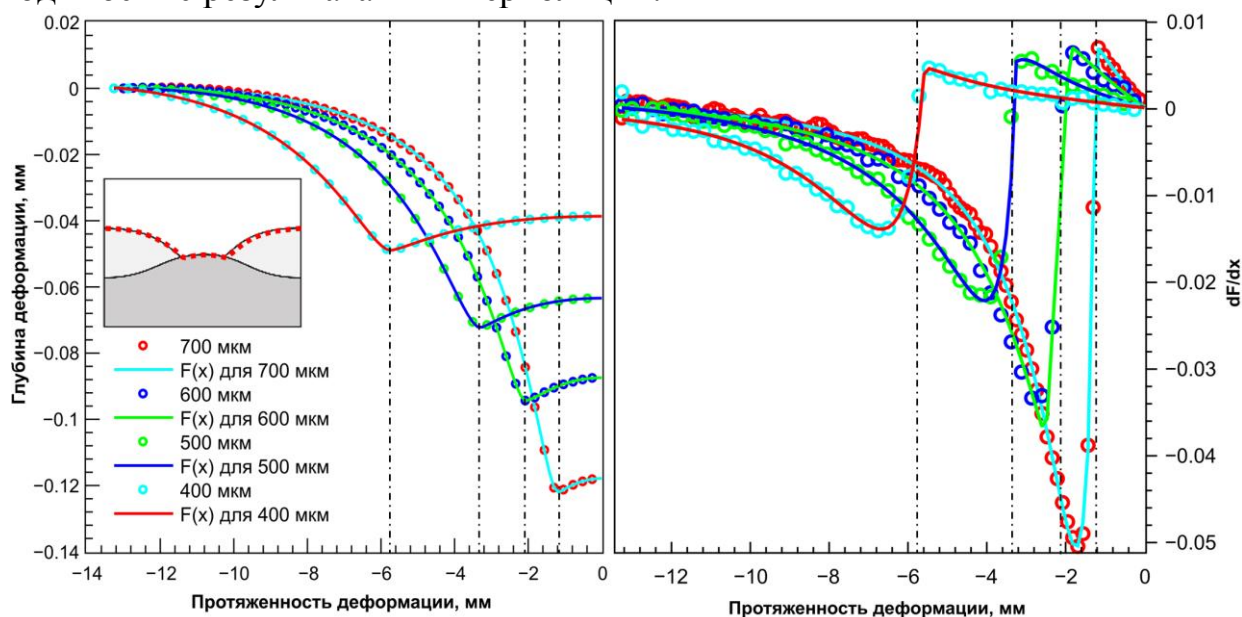


Рисунок 12. (Слева) Экспериментальные профили деформации двухслойной системы с различной толщиной верхнего слоя, восстановленные двумя способами: точки (показана каждая вторая) — интерполяция кубическими сплайнами, кривые — аппроксимация с помощью F ; (Справа) Зависимости тангенса угла наклона и их аппроксимации с помощью dF/dx . Штрихпунктирные черные линии показывают границу «крыльев» деформации. Они проходят через точку, где производная меняет свой знак. Красный штрихпунктир показывает поверхность, аппроксимируемую с помощью F .

Необходимо отметить, что если пытаться экстраполировать полученную функцию за пределы экспериментально исследуемой области, то существует значительная вероятность того, что кривая не будет асимптотична относительно горизонтальной оси. Тем не менее, в пределах области сканирования эта функция лишена недостатков, которыми обладает интерполяция. Производная dF/dx здесь не приводится в силу своей громоздкости, однако в случае необходимости её нахождение не составляет какой-либо сложности.

На рисунке 13 представлены результаты аппроксимации с помощью $F(x)$ экспериментальных данных, полученных в работах ряда исследователей.

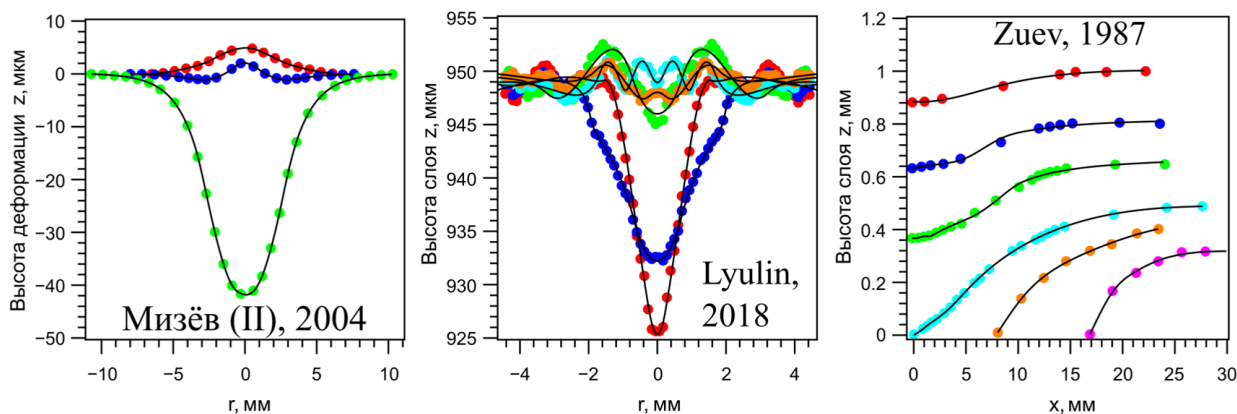


Рисунок 13 Аппроксимация (чёрная линия) экспериментальных данных из работ (слева — направо) [13, 14, 15].

На рисунках можно увидеть, что предложенная в данной работе аппроксимирующая функция $F(x)$ позволяет с высокой точностью описывать большинство экспериментальных профилей поверхности вне зависимости от причины деформации от локального источника. Это позволяет рассматривать данную функцию как в некоторой степени универсальную в прикладных задачах, где необходимо получить гладкий профиль поверхности жидкости, в том числе и для расчёта кривизны в заданной точке, а в будущем проводить восстановление интерференционной картины ТКО.

В четвёртой главе представлен механизм работы оптофлюидной круглой диафрагмы, который основан на тепловом эффекте Марангони, управляемом лазерным лучом в системе двух несмешивающихся жидкостей. В качестве диафрагмы была использована система из двух тонких слоёв несмешивающихся жидкостей. Нижний слой поглощает луч лазера накачки и передаёт оптический сигнал, тогда как верхний слой жидкости прозрачен для луча лазера накачки, но блокирует оптический сигнал (см. рисунок 14).

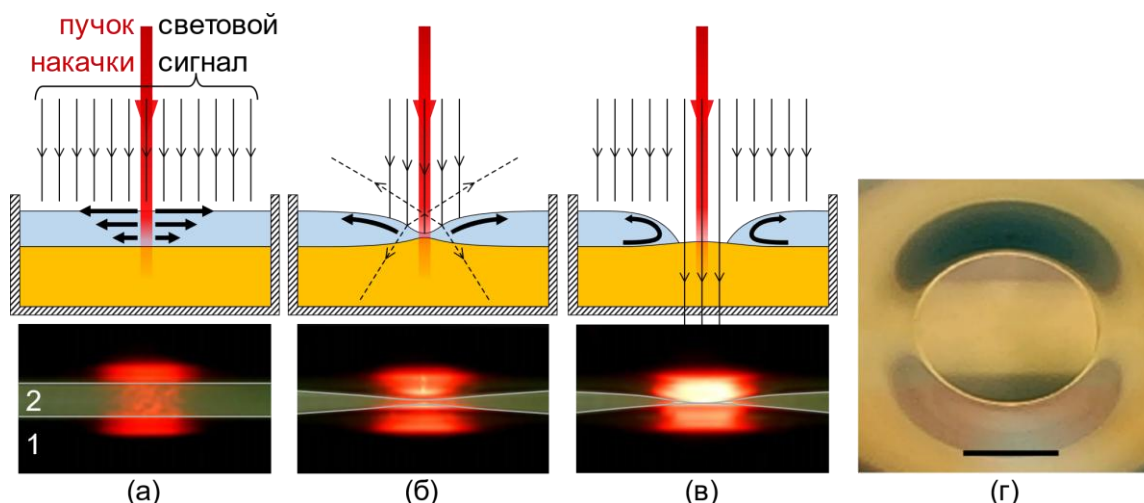


Рисунок 14. Схематичная иллюстрация механизма работы двухслойной ТК диафрагмы и боковые изображения деформации двух слоёв (1 — слой глицерина, 2 — слой гексадекана): (а) Возникновение ТК потоков в верхнем слое при нагревании системы; (б) Формирование ТК углубления в верхнем слое и выпуклой деформаций в нижнем слое (пунктирные линии показывают отражённый и рассеянный свет); (в) ТК разрыв верхнего слоя (диафрагма открыта, свет проходит насквозь); (г) Изображение ТК разрыва верхнего слоя толщиной 600 мкм. Длина масштабной линии равна 1 мм.

В зависимости от мощности пучка лазера накачки P_w и толщины верхнего слоя h может образовываться либо ТК вогнутая деформация верхнего слоя (см. рисунок 14 (б)), либо его ТК разрыв (см. рисунок 14 (в) и (г)).

В нашем случае область ТК разрыва верхнего слоя служит в качестве оптической апертуры, через которую проходит падающий световой сигнал. После возникновения разрыва его диаметр увеличивается до достижения постоянного значения d_{max} . В зависимости от начальной h верхнего слоя могут быть достигнуты различные d_{max} апертуры. ТК деформация верхнего слоя не пропускает оптический сигнал, поскольку деформированная поверхность слоя работает как жидкое зеркало, частично отражающее падающий свет и в то же время как вогнутая линза, рассеивающая проходящий свет (см. рисунок 14 (б)). Этот факт позволяет рассматривать два режима работы диафрагмы по

отношению к исходному состоянию, когда пучок накачки выключен: (I) — диафрагма закрыта в случае, когда верхний слой поглощает оптический сигнал, и (II) — диафрагма открыта, когда верхний слой оптически прозрачен. Для проверки работоспособности предложенной двухслойной оптической диафрагмы с лазерным приводом были проведены следующие эксперименты. He-Ne лазер был использован в качестве источника энергии для накачки системы, а DPSS лазер (пучок расширен до 50 мм в диаметре) использовался в качестве источника оптического сигнала. Этот сигнал, проходя через апертуру, проецировался на белый экран, расположенный на 10 см ниже апертуры, и регистрировался с помощью CCD камеры. Двухслойная система располагалась в прозрачной чашке из полистирола диаметром 60 мм, расположенной горизонтально. Для поглощения лазерного луча накачки использовался слой глицерина толщиной 2 мм, окрашенный Бриллиантовым зелёным ($\lambda_{abs}^{max} = 625$ нм). Для демонстрации каждого режима работы диафрагмы в качестве верхнего слоя было использовано две жидкости: (1) гексадекан, окрашенный Oil Red O ($\lambda_{abs}^{max} = 518$ нм), который поглощает оптический сигнал и (2) оптически прозрачный гексадекан.

На рисунке 15 (а) показано радиальное распределение относительного пропускания оптического сигнала через слой глицерина и двухслойную систему с прозрачным и окрашенным гексадеканом. Пропускающая способность оценивалась как интенсивность пикселей на изображении светового пятна, нормированная на максимум интенсивности всей засвеченной области. Интенсивность рассчитывалась в соответствии со средним арифметическим трёх компонентов цветовой модели RGB для каждого пикселя.

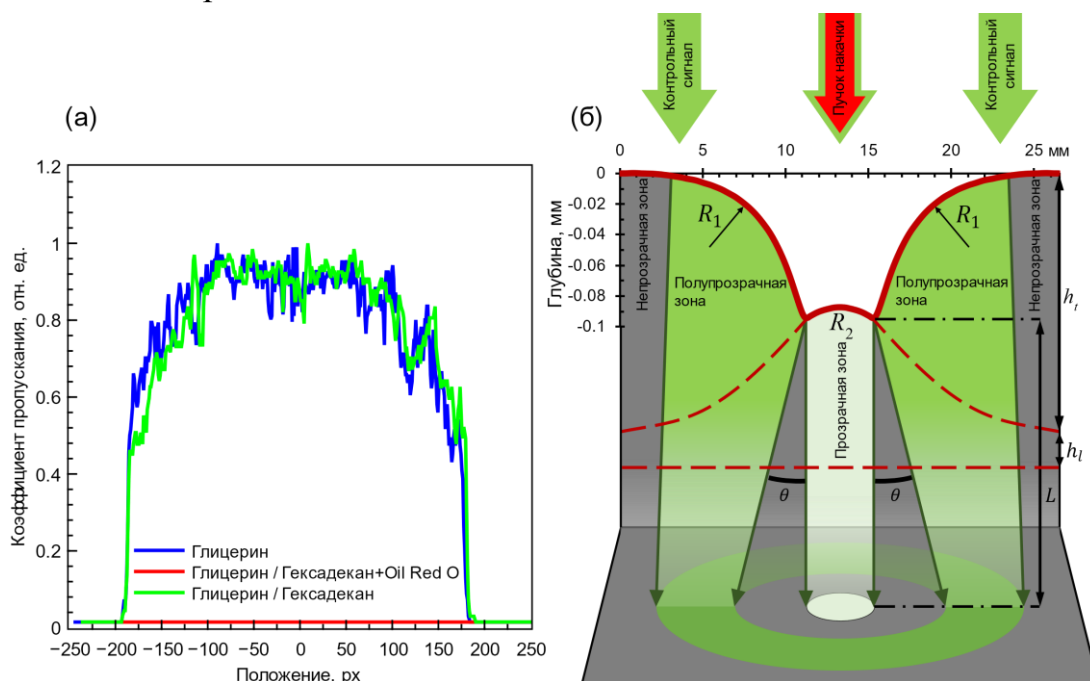


Рисунок 15. (а) Относительное пропускание слоя глицерина, окрашенного Бриллиантовым зелёным и двухслойной системы с прозрачным и окрашенным Oil Red O слоем гексадекана; (б) Схема формирования темных и светлых колец на экране. R_1 и R_2 являются радиусами выгнутых поверхностей верхнего и нижнего слоёв разрыва, соответственно; h_t и h_l — толщины верхнего и нижнего слоёв, соответственно; L — расстояние между апертурой и экраном.

Рассматривая распределения интенсивностей (см. рисунок 15 (а)) можно заметить, что окрашенный Бриллиантовым зелёным слой глицерин прозрачен для оптического сигнала, следовательно, он не влияет на оптические характеристики диафрагмы. Чистый гексадекан прозрачен для сигнала, однако окрашенный с помощью Oil Red O он перестаёт пропускать подаваемый в систему оптический сигнал.

Результаты исследования влияния толщины верхнего слоя на работу диафрагмы показали, что диапазон толщин верхнего слоя, при которых происходит ТК разрыв при заданной мощности лазерного луча накачки, варьируется от 300 до 600 мкм. Минимальная толщина ограничена 300 мкм вследствие увеличения погрешности измерения толщины, обусловленной влиянием мениска на стенке чашки.

Принцип работы диафрагмы с поглощающим свет верхним слоем заключается в следующем. В исходном состоянии, когда лазер накачки выключен, поглощающий верхний слой находится в невозмущённом состоянии, и диафрагма закрыта (см. рисунок 14 (а)). После того как пучок накачки разрывает верхний слой, диафрагма открывается и пропускает оптический сигнал, впоследствии наблюдаемый на экране (см. рисунок 14 (в), рисунок 15 (б), рисунок 16). Изображения открытой апертуры, полученные для различных h , представлены ниже (см. рисунок 16 (а) – (в)) При этом для тонких верхних слоёв наблюдается тусклое световое кольцо (гало), отделённое от апертуры чёрным кольцом (см. рисунок 16 (б) и (в)). Это явление объясняется следующим образом (см. рисунок 15 (б)).

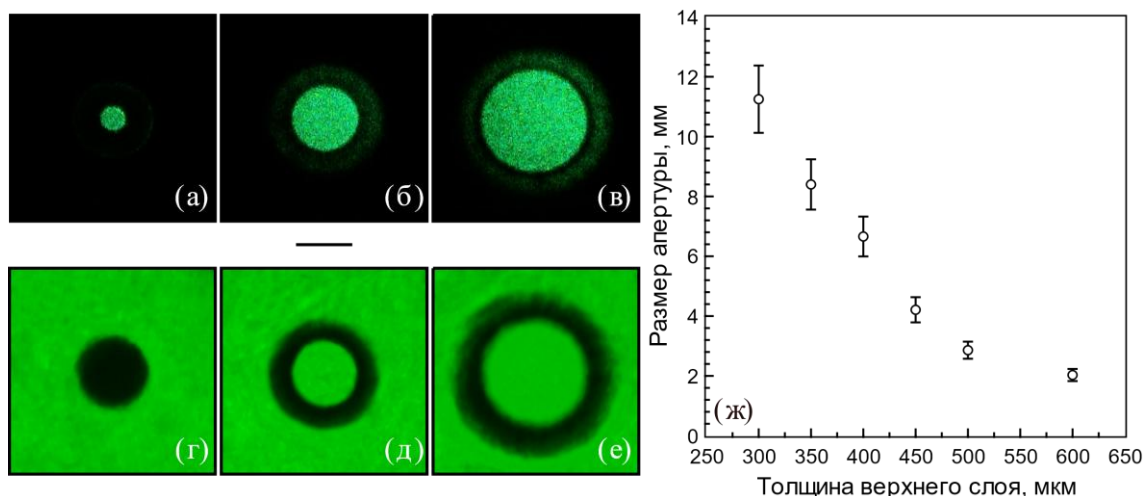


Рисунок 16. Изображения апертуры в непрозрачном слое гексадекана различной толщины: (а) 500 мкм, (б) 400 мкм и (в) 350 мкм; и прозрачном слое гексадекана: (г) закрытая апертура ($P = 5$ мВт), (д) 400 мкм и (е) 350 мкм. Мощность пучка накачки равна 17 мВт. Длина масштабной линии равна 5 мм. (ж) Зависимость диаметра апертуры диафрагмы от толщины верхнего слоя.

Падающий оптический сигнал преломляется на линии контакта двух поверхностей с разными радиусами кривизны (R_1 и R_2) и создаёт на экране тёмное кольцо. Светлое кольцо появляется вследствие фокусировки тороидальной поверхностью верхнего слоя (с радиусом кривизны R_1) оптического сигнала, который частично пропускается истончённым верхним слоем вблизи разрыва.

Стоит отметить, что появление светового кольца можно избежать, используя более оптически плотный краситель вместо Oil Red O. По оценке, проведённой путём анализа профиля поверхности, полученного с помощью метода лазерного листа, радиус кривизны R_2 выпуклого нижнего слоя изменяется от 33 до 120 см при уменьшении h с 600 до 300 мкм. Столь большие значения показывают, что выпуклый нижний слой в области разрыва не влияет на распределение интенсивности проходящего оптического сигнала в диапазоне рабочих расстояний диафрагмы. При выключении лазера накачки система возвращается в исходное состояние, и диафрагма полностью закрывается. Таким образом, коэффициент аттенюации апертуры диафрагмы, оцениваемый как $T = (d_{max} - d_{min}) \cdot 100\% / d_{max}$, принимает максимальное значение, равное 100%.

Второй режим работы диафрагмы реализован за счёт использования оптически прозрачного верхнего слоя. В исходном состоянии, когда $P = 0$, верхний слой не деформирован, что позволяет оптическому сигналу свободно проходить через систему. В этом случае диафрагма открыта, и её апертура равна диаметру двухслойной системы. Для закрытия диафрагмы в систему подаётся лазерный пучок накачки с мощностью, уменьшенной с помощью фильтра до $P = 5$ мВт, с целью создания ТК деформации в верхнем слое (см. рисунок 14 (б)). Как упоминалось выше, деформированный верхний слой не пропускает оптический сигнал, поэтому на экране мы видим только чёрное пятно (см. рисунок 16 (г)). При увеличении P до максимального значения (17 мВт), верхний слой разрывается, и диафрагма снова открывается. Однако в этом случае на экране наблюдается только чёрное кольцо (см. рисунок 16 (д) и (е)). Это кольцо можно рассматривать как границу диафрагмы, которая отсекает часть общего светового потока. Такая апертура может также использоваться для модуляции радиального распределения интенсивности оптических сигналов. На рисунке 16 (ж) показано, что при фиксированной P лазерного пучка накачки d_{max} апертуры увеличивается с 2.1 до 11.3 мм при уменьшении h слоя гексадекана с 600 до 300 мкм. Это связано с тем, что разница температур, $\Delta T(h) = T_e(h) - T_0$, необходимая для начала ТК движения края апертуры, уменьшается с 3.5 до 0.5 °С с уменьшением толщины верхнего слоя. Здесь $T_e(h)$ и T_0 — температуры края апертуры и периферии диафрагмы, соответственно. В результате стационарное расстояние между краем апертуры и локальным источником тепла увеличивается.

Важными характеристиками диафрагмы являются время открытия и закрытия. Временной интервал между моментом включения пучка накачки и образованием ТК разрыва с d_{max} — это время открытия, а время закрытия (релаксации) измеряется от момента выключения пучка накачки до полного «затягивания» ТК разрыва. На рисунке 17 (а) (пустые и закрашенные круги) показаны зависимости времени отклика апертуры от h верхнего слоя. Уменьшение времени открытия с увеличением толщины верхнего слоя связано с тем, что стационарное положение края апертуры располагается ближе к источнику нагрева, поэтому скорость ТК смещения линии трёхфазного контакта увеличивается.

Однако увеличение скорости смещения незначительно уменьшает время раскрытия (см. рисунок 17 (а), пустые кружки), поскольку время разогрева системы до температуры разрыва верхнего слоя, $\Delta T_c \sim h^2$, увеличивается с ростом h . В тонких слоях, наоборот, ТК разрыв происходит в течение нескольких секунд, но достижение d_{max} занимает больше времени, поскольку с увеличением расстояния от источника тепла $\Delta T(h)$ уменьшается и, как следствие, уменьшается скорость ТК движения линии трёхфазного контакта диафрагмы. Значительное уменьшение времени закрытия диафрагмы можно объяснить тем, что снижение разности температур, $\Delta T(h)$, происходит гораздо быстрее по сравнению с увеличением температуры. Например, для слоя толщиной 600 мкм уменьшение $\Delta T(h)$ происходит на два порядка быстрее, чем её увеличение. Релаксация температурного поля приводит к уменьшению ТК сил, препятствующих релаксации апертуры, и к увеличению капиллярных сил, способствующих закрытию апертуры.

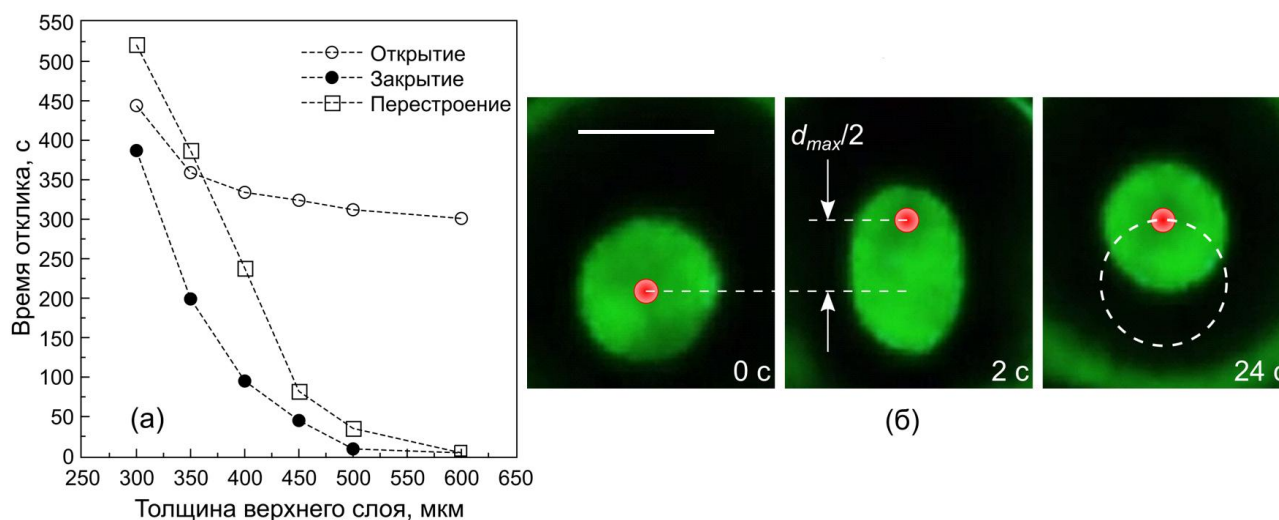


Рисунок 17. (а) Время отклика и перестроения диафрагмы от толщины верхнего слоя. Окружности показывают время открытия, кружки — время закрытия; (б) Картина перестроения и самоцентрировки диафрагмы (для верхнего слоя в 500 мкм) вокруг пучка накачки (показан ярким кружком), смещённого на радиус апертуры. Пунктирной окружностью показано предыдущее положение апертуры. Длина масштабной линии равна 3 мм.

Стоит отметить, что медленная динамика используемой системы жидкость-жидкость не является внутренним ограничением работоспособности предлагаемого типа диафрагмы. Выбор рабочих жидкостей с соответствующими характеристиками, т. е. с низким поверхностным натяжением и термокапиллярным коэффициентом, позволяет уменьшить время отклика как минимум в несколько раз.

Отличительной особенностью предлагаемой ТК диафрагмы является возможность регулировки нарушения соосности оптического сигнала и диафрагмы в плоскости последней. Регулирование было продемонстрировано путём смещения пучка накачки к краю диафрагмы, т. е. на расстояние $d_{max}/2$, и измерено время самоцентрирования диафрагмы в новом положении. При смещении пучка накачки апертура начинает перемещаться в текущее положение пучка и самоцентрируется на его оси, как показано ранее (см. рисунок 17 (б)). На рисунке 17 (а) (квадратные символы) показано время

перестроения апертуры в зависимости от толщины верхнего слоя. Видно, что чем тоньше слой, тем больше время перестроения в новое положение. Таким образом, маленькие диафрагмы перемещаются без искажения их круглой формы, в то время как большие приобретают вытянутую форму вдоль траектории движения. В результате для восстановления круглой формы апертуры требуется больше времени. Причиной искажения больших апертур является уменьшение давления Лапласа, $p \approx \gamma/d_{max}$, которое ответственно за сохранение формы линии трёхфазного контакта. Стоит отметить, что в случае необходимости диафрагма может быть смещена на расстояние до нескольких радиусов её апертуры.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. С помощью программного пакета COMSOL Multiphysics® на основе известных уравнений гидродинамики и теплофизики была усовершенствована осесимметричная физико-математическая модель лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое силиконового масла. Усовершенствование состоит в использовании условий открытых внешних воздушных границ расчётной области, удалённых от эбонитовой чашки Петри, и в учёте тепловых потерь за счёт излучения совместно с применением в модели геометрии экспериментальной установки. Это позволяет в будущем применять результаты расчётов для дальнейшего повышения точности сканирующих методов измерения, а также позволит с большей достоверностью определять внутренние параметры жидкостей (плотность, вязкость, теплопроводность и т. д.). Показана хорошая согласованность между экспериментальными и численными результатами.

2. В исследованных в рамках данной работы двухслойных системах установлено существование трёх режимов протекания ТК конвекции: (I) состояние устойчивого термокапиллярного псевдоразрыва верхнего слоя; (II) состояние устойчивой термокапиллярной деформации; (III) переходный режим — затухающие колебания.

3. Причиной перехода системы в режим затухающих колебаний является возникновение в области стагнации мелкодисперсной фазы в виде сферических микрообъектов — газовых микропузырьков.

4. На основе комбинаций функции Анъези и рациональной сигмоиды предложена аппроксимирующая функция, позволяющая с высокой точностью описывать деформированную поверхность жидкости, в том числе и в случае термокапиллярного разрыва. Это позволяет восстанавливать картину термокапиллярного отклика в виде концентрических колец для её сравнения с экспериментальным аналогом. Дальнейший анализ сходимости откликов позволит оценивать точность методов сканирования поверхности и проводить их калибровку.

5. Разработан лабораторный образец самоцентрирующейся подвижной оптической жидкостной диафрагмы, приводимой в действие лазерным лучом. Показано, что при заданной мощности лазерного пучка накачки апертура диафрагмы может изменяться в широком диапазоне в зависимости от толщины верхнего слоя, а коэффициент аттенюации всегда составляет 100%.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в журналах, входящих в международные базы данных:

- A1. *Klyuev D. S.* Thermocapillary deformation induced by laser heating of thin liquid layers: Physical and numerical experiments / D. S. Klyuev, V. M. Fliagin, S. V. Semenov, N. A. Ivanova // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2021. – Vol. 172. – pp. 121020.
- A2. *Bekezhanova V. B.* Thermocapillary deformations of a two-layer system of liquids under laser beam heating / V. B. Bekezhanova, V. M. Fliagin, O. N. Goncharova, N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // International Journal of Multiphase Flow. – 2020. – Vol. 132. – pp. 103429.
- A3. *Klyuev D. S.* Laser-actuated optofluidic diaphragm capable of optical signal tracking / D. S. Klyuev, V. M. Fliagin, M. Al-Muzaiqer, N. A. Ivanova // Applied Physics Letters. – 2019. – Vol. 114. – No. 1. – pp. 011602.
- A4. *Bekezhanova V. B.* Instability of a Two-layer System with Deformable Interfaces under Laser Beam Heating / V. B. Bekezhanova, O. N. Goncharova, N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. – 2019. – Vol. 12. – No. 5. – pp. 1-8.

Публикация в рецензируемом издании, рекомендованном ВАК РФ:

- A5. *Клюев Д. С.* О колебательной неустойчивости в системе двух несмешивающихся жидкостей при локальном нагреве межфазной границы / Д. С. Клюев, Н. А. Иванова // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2021. – Т. 7. – № 4. – С. 111-123.

Публикации в других изданиях:

- A6. *Иванова Н. А.* Экспериментальное и численное исследование профиля поверхности локально нагретого тонкого слоя жидкости, деформированного термокапиллярной конвекцией / Н. А. Иванова, Д. С. Клюев, В. М. Флягин. // Сборник тезисов докладов VII Всероссийской конференции с участием зарубежных учёных «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения», Красноярск: ИВМ СО РАН. 2020. С. 110-111.
- A7. *Клюев Д. С.* Влияние теплового поля на движение границы термокапиллярного разрыва в двухслойных системах / Д. С. Клюев, В. М. Флягин, Н. А. Иванова // Сборник тезисов докладов IV Всероссийской научной конференции с элементами школы молодых учёных «Теплофизика и физическая гидродинамика» Ялта. 2019. С. 73.
- A8. *Ivanova N.* Laser-induced thermocapillary rupture of a thin liquid layer laying on a liquid substrate / N. Ivanova, D. Klyuev, V. Fliagin. // Book of abstracts «The 9th Conference of the International Marangoni Association. Interfacial Fluid Dynamics and Processes». Guilin, China. – 2018. – pp. 53.
- A9. *Ivanova N. A.* Laser-induced thermocapillary oscillations in liquid-liquid systems / N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // Book of Abstracts «Bubble & Drop». Lyon, France. – 2017. – A12 (9 Interfacial instabilities).
- A10. *Klyuev D. S.* Laser-induced thermocapillary instabilities in two-layer systems / D. S. Klyuev, N. A. Ivanova // Book of abstracts «12-th International Conference «Two-Phase Systems for Space and Ground Applications»». Novosibirsk. – 2017. – pp. 123-124.

Список цитируемой литературы

1. *Безуглый Б. А.* Фотоиндуцированная термокапиллярная конвекция: Новый подход к лазерной диагностике материалов / Б. А. Безуглый // VI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum. Минск. – 2008. – С. 1-10.
2. *Minzioni P.* Roadmap for optofluidics / P. Minzioni, R. Osellame, C. Sada, S. Zhao, F. G. Omenetto, K. B. Gylfason, T. Haraldsson, Y. Zhang, A. Ozcan, A. Wax // Journal of Optics. – 2017 – Vol. 19. – No. 9. – pp. 093003.
3. *Yu H.* Optofluidic variable aperture / H. Yu, G. Zhou, F. S. Chau, F. Lee // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33. – No. 6. – pp. 548-550.
4. *Li L.* Adaptive liquid iris based on electrowetting / L. Li, C. Liu, H. Ren, Q. H. Wang // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38. – No. 13. – pp. 2336-2338.
5. *Xu M.* Electrically actuated liquid iris / M. Xu, H. Y. H. Ren, Lin // Optics Letters. – 2015. – Vol. 40. – No. 5. – pp. 831-834.
6. *Yu C. C.* Tunable liquid iris actuated using electrowetting effect / C. C. Yu, J. R. Ho, J. W. Cheng // Optical Engineering. – 2014. – Vol. 53. – No. 5. – pp. 057106.
7. *Chang J. H.* Variable aperture controlled by microelectrofluidic iris / J. H. Chang, K. D. Jung, E. Lee, M. Choi, S. Lee, W. Kim // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38. – No. 15. – pp. 2919-2922.
8. *Schuhladen S.* Variable optofluidic slit aperture / S. Schuhladen, K. Banerjee, M. Stürmer, P. Müller, U. Wallrabe, H. Zappe // Light: Science & Applications. – 2016. – Vol. 5. – No. 1. – pp. e16005.
9. *Muller P.* Integrated Optofluidic Iris / P. Muller, R. Feuerstein, H. Zappe // Journal of Microelectromechanical Systems. – 2012. – Vol. 21. – No. 5. – pp. 1156-1164.
10. *Ren H.* Optical switch using a deformable liquid droplet / H. Ren, S. T. Wu // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35. – No. 22. – pp. 3826-3828.
11. *Tsai G. C.* Circular dielectric liquid iris / G. C. Tsai, J. A. Yeh // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35. – No. 14. – pp. 2484-2486.
12. *Deutschmann T.* High contrast electrochromic iris / T. Deutschmann, C. Kortz, L. Walder, E. Oesterschulze // Optics Express. – 2015. – Vol. 23. – No. 24. – pp. 31544-31549.
13. *Мизёв А. И.* Экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции, индуцированной локальной температурной неоднородностью вблизи поверхности жидкости. 2. Источник тепла, индуцированный излучением / А. И. Мизёв // Прикладная механика и техническая физика. – 2004. – Т. 45. – № 5. – С. 102-108.
14. *Lyulin Y. V.* Thermocapillary deformations of a spot-heated self-wetting liquid layer / Y. V. Lyulin, S. E. Spesivtsev, I. V. Marchuk, O. A. Kabov // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1105. – pp. 012066.
15. *Zuev A. L.* Deformation and breakup of a liquid film under the action of the thermocapillary convection / A. L. Zuev, A. F. Pshenichnikov // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 1987. – Vol. 28. – No. 3. – pp. 399-403.

Подписано в печать 24.03.2022. Тираж 120 экз
Объём 1.0 уч. изд. л. Формат 60×84/16. Заказ 111.

Издательство Тюменского государственного университета
625002, г. Тюмень, ул. Осипенко, 81
Тел.: (3452) 59-74-81, 59-75-93
E-mail: izdatelstvo@utmn.ru