

УДК 532.6;532.5:532.5.013.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ ЛОКАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ.

1. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК ТЕПЛА

А. И. Мизёв

Пермский государственный университет, 614990 Пермь

Экспериментально исследована структура и устойчивость термокапиллярного течения от сосредоточенного источника тепла, расположенного вблизи свободной поверхности жидкости, заполняющей глубокий бассейн. Показано, что при некоторой мощности источника тепла наблюдается колебательная неустойчивость, приводящая к образованию поверхностных волн. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемой неустойчивости.

Ключевые слова: термокапиллярная конвекция, источник тепла, неустойчивость течения, поверхностные волны.

Введение. Изучение капиллярных течений, вызванных наличием неоднородности температурных условий вдоль границы раздела фаз, представляет интерес не только с чисто академической точки зрения, но и имеет ряд конкретных практических приложений. Необходимость учета таких течений возникает при решении многих научных и технических задач, таких, например, как разделение примесей, получение рельефных фотографических изображений, поверхностное легирование металлов, при лечении ряда легочных заболеваний и т. д. Особый интерес к изучению термокапиллярных течений, связанный с негравитационной природой данного механизма конвекции, вызван разработками новых технологий в области космического материаловедения.

В последние годы опубликовано немало теоретических и экспериментальных работ по данной тематике (см., например, [1–3]). Однако обзор экспериментальных работ показывает, что устойчивость термокапиллярного течения рассматривается, как правило, в достаточно тонких слоях жидкости. Это, по мнению авторов, позволяет пренебречь вкладом свободно-конвективного механизма образования конвекции по сравнению с термокапиллярным. Такой выбор геометрии задачи навязывает вполне определенную эволюцию системы: течение уже при относительно малых скоростях становится неустойчивым по отношению к вихреобразным возмущениям, развивающимся на границе поверхностного и придонного течений, существующих в достаточно узкой области жидкости. Неустойчивость в виде стоячих или бегущих (в зависимости от числа Прандтля рабочей жидкости) вихрей, возникающих на границе встречных потоков, была обнаружена авторами [4–6]. Как будет показано в данной работе, интенсивность термокапиллярной и термогравитационной конвекции оказывается сравнимой и в случае глубокого резервуара. Конкуренция обоих типов конвекции приводит к новым, не наблюдавшимся ранее эффектам.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты РФФИ-Урал № 02-01-96407; 04-01-96029).

Теоретические исследования термокапиллярной конвекции от сосредоточенных источников тепла, расположенных на свободной недеформируемой поверхности жидкости (см., например, [7–9]), также ограничивают класс рассматриваемых явлений, искусственно навязывая эволюцию развития течения, связанную с неустойчивостью только в объеме жидкости. Однако, как показано в [10–12], неотъемлемым атрибутом термокапиллярных течений является искривление свободной поверхности, которое, в свою очередь, может оказывать влияние на структуру возникшего течения и приводить к его неустойчивости.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований устойчивости термокапиллярного течения от сосредоточенного источника тепла, расположенного вблизи свободной поверхности жидкости, заполняющей глубокий (по сравнению с размерами источника тепла) бассейн. Показано, что термокапиллярные эффекты могут приводить к существенному изменению структуры течения и интенсификации теплопереноса и в достаточно глубоких бассейнах, когда имеет место развитая свободная конвекция. Проведено сравнение результатов с другими экспериментальными работами с целью выяснения механизмов неустойчивости, приводящих к появлению обнаруженных в настоящей работе поверхностных волн.

Экспериментальная установка и методики измерений. Экспериментальное изучение неустойчивости термокапиллярных течений представляет собой отдельный, довольно сложный класс исследований в механике сплошных сред. В первую очередь это обусловлено наличием тесной взаимосвязи конвективных течений с характеристиками поверхности раздела. Возникающие в объеме жидкости течения могут приводить к изменению температурных условий на поверхности или к ее деформациям. Однако всегда имеется и обратная связь, когда изменение условий на поверхности жидкости оказывает существенное влияние на характеристики и устойчивость самого течения. При этом причиной неустойчивости в задаче могут быть гидродинамические, тепловые или поверхностные процессы. Успешное исследование неустойчивости термокапиллярных течений неразрывно связано с необходимостью одновременных измерений как структуры самого конвективного движения, так и формы поверхности жидкости. Для этой цели был создан экспериментальный комплекс, позволяющий одновременно производить тепловые и оптические исследования.

Основу данного комплекса составляет конвективная камера (рис. 1) высотой 110 мм с размерами основания 100×100 мм. На основание 1, выполненное из текстолита, наклеена прозрачная стеклянная рамка 2, ограничивающая размеры полости. Внутри полости помещен источник тепла 3, устройство которого схематически представлено на рис. 2. Оболочка 1 нагревательного элемента представляет собой латунный стаканчик цилиндрической формы высотой 2 мм. Внешний диаметр выбирался таким, чтобы выполнялось приближение точечности источника тепла. В экспериментах использовались нагреватели внешним диаметром 5 и 7 мм. Толщина оболочки во всех местах равняется 0,7 мм. В центре “дна” просверлено несквозное отверстие малого диаметра, в которое впаян спай 3 дифференциальной медьконстантановой термопары. Второй спай помещен в удаленной от нагревателя области жидкости (точка А на рис. 1). Внутри оболочки нагревательного элемента расположен тонкий (диаметром 0,1 мм) манганиновый провод 2, электрически изолированный от внешней оболочки. На выходе из нагревателя концы манганинового провода припаяны к медным подводным проводам 4 от источника питания. Нагревательный элемент приклеен к стеклянной трубке 5 (позиция 4 на рис. 1), имеющей одинаковый с оболочкой диаметр. Внутри трубки расположены подводные провода 4 от источника питания и провода 6 термопары. Противоположный конец трубки выведен за пределы полости через отверстие в основании и прикреплен к микрометрической площадке, с помощью которой осуществляется перемещение нагревательного элемента в вертикальном направлении.

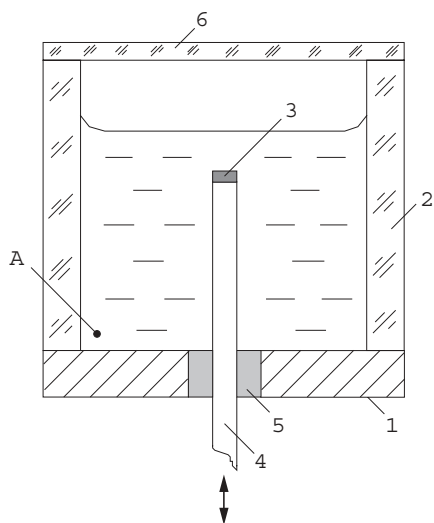


Рис. 1

Рис. 1. Схема конвективной камеры

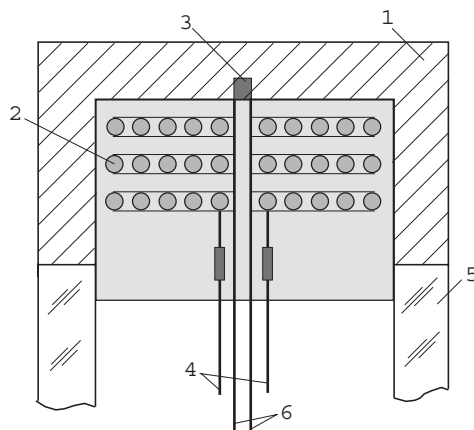


Рис. 2

Рис. 2. Схема нагревательного элемента источника тепла

Глубину погружения источника тепла относительно поверхности жидкости можно было менять с точностью 0,1 мм. Во избежание вытекания жидкости из конвективной полости отверстие в основании герметизировано с помощью фторопластового сальника 5 (рис. 1). При этом изменение высоты слоя жидкости над источником тепла вследствие вытекания за время проведения одного эксперимента не превышает 0,01 %. Сверху конвективная полость закрыта прозрачной стеклянной пластиной. Наличие пластины уменьшает интенсивность испарения с поверхности жидкости, а также препятствует возникновению случайных воздушных потоков, способных привести к появлению неравновесного распределения поверхностного натяжения вследствие неоднородного испарения вдоль поверхности жидкости. Предварительные эксперименты показали, что наличие или отсутствие пластины, ограничивающей парогазовое пространство, никак не влияет на структуру течения и количественные результаты тепловых измерений, что говорит о весьма незначительной интенсивности испарения со свободной поверхности жидкости. Исходя из этого при проведении видеосъемки поверхностных волн пластинка убиралась для получения лучшего качества изображения.

В качестве исследуемой жидкости используется *n*-декан ($C_{10}H_{22}$). Выбор рабочей жидкости обусловлен достаточно низким коэффициентом поверхностного натяжения декана (23,9 мН/м при 20 °С), что делает невозможным появление адсорбированной пленки поверхностно-активного вещества на его поверхности. Наличие такой пленки может приводить к стабилизации, а в некоторых случаях и к невозможности появления течений на поверхности. Вместе с тем данная жидкость обладает достаточно высоким температурным коэффициентом поверхностного натяжения (0,092 мН/(м·К)), что позволяет достигать термокапиллярных течений большой интенсивности. Температура жидкости перед началом эксперимента задавалась в диапазоне 20 ÷ 23 °С.

В ходе проведения эксперимента измерялись мощность нагревательного элемента, глубина его погружения и температура оболочки источника тепла относительно невозмущенной (точка А на рис. 1) области жидкости. Добавление в исследуемую жидкость небольшого количества светорассеивающих частиц и освещение лазерным “ножом” позволяло

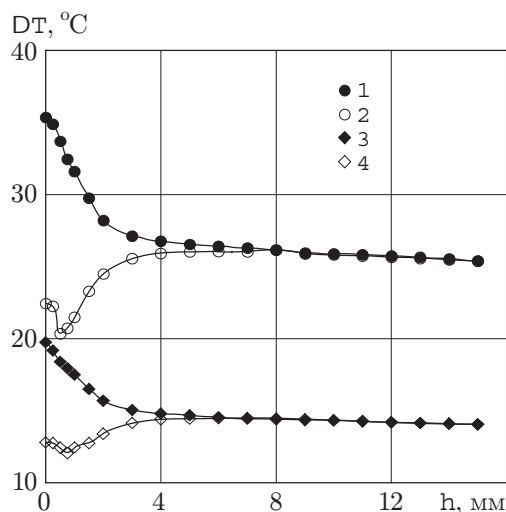


Рис. 3. Зависимость температуры нагревательного элемента от глубины погружения источника тепла (диаметр источника $d = 7$ мм):

1 — закрытая поверхность, $P = 1,25$ Вт; 2 — свободная поверхность, $P = 1,25$ Вт; 3 — закрытая поверхность, $P = 0,6$ Вт; 4 — свободная поверхность, $P = 0,6$ Вт

одновременно наблюдать структуру и измерять количественные характеристики возникающих течений.

Для количественного исследования формы поверхности жидкости применялся специально разработанный метод “сканирующей щели”. Суть метода заключается в анализе отраженного от границы раздела светового фронта заранее заданной формы. Свет от источника света (в данном случае лазера) с помощью оптической системы преобразуется в плоскопараллельный пучок. Далее из волнового фронта диафрагмой вырезается световой пучок в виде узкой длинной щели, падающий на поверхность жидкости. Форма отраженного изображения щели наблюдается на экране. Если поверхность жидкости плоская, то изображение будет совпадать с формой диафрагмы, которой оно сформировано. Если же на поверхности жидкости имеется искривление, то изображение щели на экране будет искаженным и по виду отклонений от начальной формы можно восстановить профиль той части поверхности жидкости, от которой произошло отражение. Переместив диафрагму в поперечном к щели направлении, получим профиль соседнего среза поверхности и т. д. Просканировав таким образом всю ширину кюветы, можно восстановить форму всей поверхности жидкости. Изменение расстояния от поверхности до экрана позволяет менять чувствительность метода. Максимально возможные расстояния выбираются таким образом, чтобы дифракционные искажения не мешали восстановлению изображения щели. Максимально достижимая чувствительность метода при таких ограничениях составляет примерно $0,1$ мкм.

Исследование режимов теплоотдачи. Эксперименты проводились с открытой и закрытой поверхностью жидкости. Во втором случае поверхность жидкости закрывалась стеклянной пластиной, что позволяет полностью исключить капиллярные эффекты. Опыты показали, что при приближении источника тепла к свободной поверхности жидкости температура его поверхности относительно глубинных слоев жидкости существенно уменьшается, что свидетельствует об увеличении теплоотдачи от нагревателя. В противоположном случае (закрытая поверхность) теплоотдача уменьшается.

На рис. 3 представлены характерные зависимости температуры поверхности нагревательного элемента от глубины его погружения при некоторых значениях мощности источ-

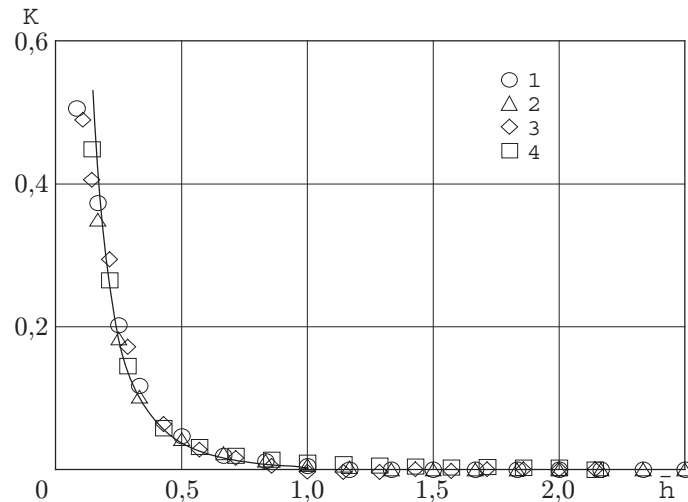


Рис. 4. Зависимость параметра K от безразмерной глубины погружения источника тепла:

1 — $d = 5$ мм, $P = 0,7$ Вт; 2 — $d = 5$ мм, $P = 1,32$ Вт; 3 — $d = 7$ мм, $P = 0,6$ Вт; 4 — $d = 7$ мм, $P = 1,25$ Вт

ника тепла. Видно, что при достаточно больших значениях глубины погружения режимы теплоотдачи для случаев открытой и закрытой поверхности жидкости одинаковы. Визуальные наблюдения показывают в обоих случаях наличие течения в виде теплового факела с весьма малым характерным значением скорости. Однако начиная с расстояний до поверхности, сравнимых с диаметром нагревательного элемента, характер теплоотдачи в жидкости существенно меняется. При приближении источника тепла к открытой поверхности жидкости теплоотдача от него заметно увеличивается. Это вызвано возникновением термокапиллярных течений на свободной поверхности жидкости. Об этом же свидетельствуют и визуальные наблюдения. При приближении источника тепла к свободной поверхности жидкости область существования конвективных течений смещается в приповерхностный слой, образуя тороидальную конвективную ячейку, характерную для термокапиллярного течения при данной геометрии задачи [4, 6, 12]. Характерное значение скорости, максимальное на поверхности жидкости, заметно повышается, достигая нескольких сантиметров в секунду. Дальнейшее приближение источника тепла к открытой поверхности жидкости приводит к незначительному увеличению температуры поверхности источника тепла в области малых глубин. Это связано с появлением области контакта источника тепла с газовой фазой. Причем, как видно из графика, касание с поверхностью жидкости происходит при ненулевом значении глубины погружения. Это связано с искривлением формы поверхности жидкости над источником тепла в сторону жидкой фазы. Теплоотдача при этом уменьшается пропорционально увеличению площади контакта оболочки нагревателя с газовой фазой, теплопроводность которой много меньше теплопроводности жидкой фазы.

По результатам измерений построены зависимости интенсивности термокапиллярного движения от безразмерной глубины погружения источника тепла для различных значений мощности нагревателя (рис. 4). Глубина погружения отнесена к диаметру нагревательного элемента. В качестве меры интенсивности термокапиллярных течений выбрано безразмерное соотношение: $K = T_3/T_0 - 1$, где T_3 и T_0 — температура нагревательного элемента в случае закрытой и открытой поверхности жидкости соответственно. Эта величина является аналогом числа Нуссельта для данной задачи и имеет смысл отношения теплоотдачи за счет термокапиллярных эффектов к сумме теплоотдач, обусловленных мо-

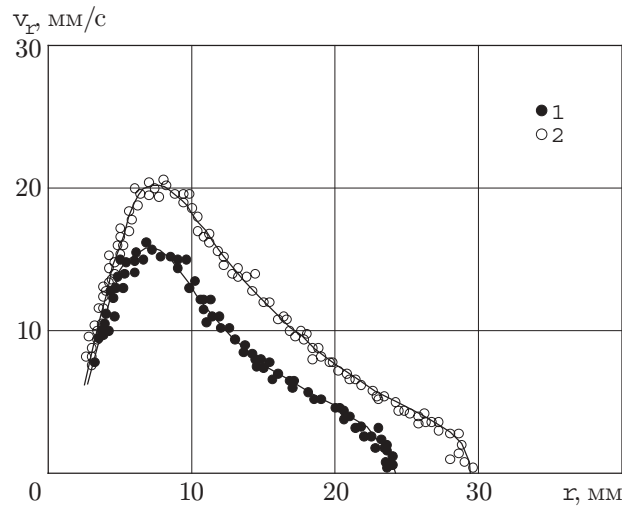


Рис. 5. Зависимость радиальной составляющей скорости течения на поверхности жидкости от радиальной координаты: начало координат совпадает с центром источника тепла; мощность нагревательного элемента $P = 0,61$ Вт; 1 — глубина погружения $h_0 = 10$ мм; 2 — $h_0 = 1$ мм

лекулярным переносом и свободно-конвективным движением, за вычетом единицы. Видно, что влияние термокапиллярных эффектов сказывается на расстояниях до поверхности, которые меньше или сравнимы с диаметром источника. При этом теплоотдача посредством термокапиллярной конвекции более чем в полтора раза превышает теплоотдачу вследствие термогравитационной конвекции.

Влияние мощности и глубины погружения источника тепла на структуру течения. Наблюдения структуры течения показали, что течение локализовано в пространстве и представляет собой тороидальную конвективную ячейку, симметричную относительно вертикальной оси, проходящей через источник тепла. Ячейка характеризуется отчетливыми размерами. За пределами конвективной ячейки жидкость неподвижна, о чем можно было судить по отсутствию треков в данных областях жидкости. Исследования структуры течения показали, что характер движения жидкости качественно не меняется. При любых мощности, достижимой в эксперименте, и глубине погружения источника тепла течение остается радиально-симметричным. Увеличение мощности или приближение источника к поверхности раздела приводят лишь к увеличению диаметра ячейки.

Кроме изменения размеров самой конвективной ячейки при изменении мощности и глубины погружения источника тепла меняется и характерная скорость течения. На рис. 5 представлены зависимости радиальной составляющей скорости на поверхности от расстояния до нагревателя. На рисунке для сравнения приведены профили скорости для двух различных положений источника тепла относительно поверхности жидкости при одинаковой мощности. Распределение скорости имеет максимум, положение которого зависит от глубины погружения нагревательного элемента. При приближении источника тепла к поверхности максимум скорости сдвигается к периферии. Однако, несмотря на изменения скоростных характеристик течения, сам характер зависимости скорости от радиальной координаты не меняется.

При изменении глубины погружения источника размер области существования конвективного движения меняется не только в радиальном направлении. При приближении нагревателя к поверхности жидкости течение приобретает приповерхностный характер. Об этом же говорят и количественные исследования распределения скорости в жидкости.

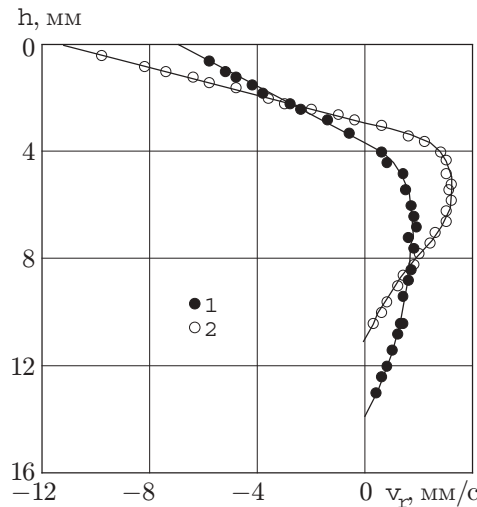


Рис. 6. Зависимость радиальной составляющей скорости течения в объеме жидкости от расстояния до поверхности:

1 — глубина погружения источника тепла $h = 10$ мм; 2 — $h = 1$ мм; $P = 0,61$ Вт

На рис. 6 представлены зависимости радиальной составляющей скорости течения в объеме жидкости от расстояния до поверхности при различной глубине погружения. Видно, что с приближением источника к поверхности скорость движения жидкости в ячейке увеличивается. Глубина проникновения течения в глубь жидкости при этом уменьшается. Все центробежное течение оказывается сконцентрированным в достаточно узкой ($h \approx 2-3$ мм) приповерхностной области.

Влияние конвективного течения на форму поверхности жидкости. При любых значениях параметров задачи, мощности и глубине погружения источника тепла граница жидкости вблизи источника всегда деформирована. Поверхность жидкости искривляется, принимая ту или иную форму в зависимости от характера и интенсивности возникающих в объеме жидкости течений. В ходе визуальных наблюдений были обнаружены две основные моды неустойчивости поверхности жидкости: стационарная и колебательная.

На рис. 7 представлен график, иллюстрирующий форму поверхности жидкости при различных значениях глубины погружения для фиксированной мощности нагревателя. На графике показан срез поверхности вертикальной плоскостью, проходящей через центр источника тепла, положение которого показано на рисунке. Штриховой линией отмечено положение невозмущенной границы.

При относительно больших глубинах погружения источника тепла, когда интенсивность термокапиллярного течения еще очень мала, определяющими являются течения, вызванные термогравитационным механизмом возбуждения конвекции. При этом характерной чертой такого течения для рассматриваемого случая является наличие теплового факела, распространяющегося от источника тепла к поверхности жидкости и приводящего к искривлению поверхности в сторону газовой фазы (кривая 1 на рис. 7). При постепенном приближении источника тепла к поверхности жидкости начинает возрастать вклад термокапиллярного механизма конвекции в общую картину течения. Увеличивающаяся при этом интенсивность осесимметричного радиального движения вдоль поверхности приводит к уменьшению кривизны поверхности жидкости. При дальнейшем уменьшении глубины погружения источника тепла, когда интенсивность термокапиллярного течения становится сравнимой с интенсивностью термогравитационного течения, наряду с выпуклой формой появляется область поверхности с противоположным знаком кривизны (кривая 2

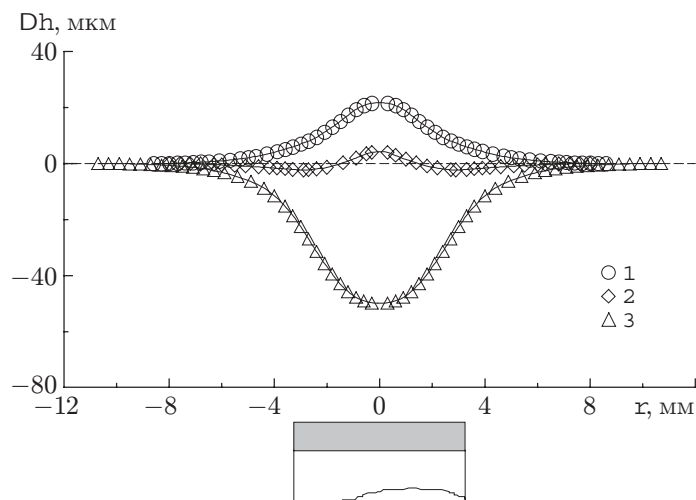


Рис. 7. Зависимость формы поверхности от координаты вдоль поверхности при различных положениях источника тепла:

$P = 0,8$ Вт; 1 — $h = 9$ мм; 2 — $h = 2,3$ мм; 3 — $h = 1,2$ мм

на рис. 7). Последующее приближение источника тепла к поверхности приводит к смене знака кривизны поверхности жидкости, т. е. поверхность становится искривленной в сторону жидкой фазы, принимая воронкообразную форму (кривая 3 на рис. 7). При любом расположении источника тепла профиль поверхности симметричен относительно вертикальной оси, проходящей через центр нагревательного элемента. Фигура, образованная вращением относительно этой оси, даст трехмерную картину формы поверхности жидкости.

При некотором пороговом значении глубины погружения нагревателя, зависящем от его мощности, форма поверхности перестает быть стационарной, приобретая колебательный характер. При этом кривизна поверхности жидкости над нагревателем со временем периодически меняется относительно некоторого равновесного значения, что приводит к образованию поверхностных волн, распространяющихся от источника тепла. Конфигурации возникающих при этом волн зависят от расстояния до поверхности и от мощности нагревателя.

Исследование поверхностных волн. Описанный выше метод “сканирующей щели” хорошо применим для измерений стационарной формы поверхности. Если же на поверхности жидкости возникают волны, то информативность данного метода резко падает, так как при этом можно узнать лишь какой-то срез волны без возможности восстановить полную картину в один и тот же момент времени. Поэтому в таких случаях применяется другой метод, отличие оптической схемы которого состоит лишь в отсутствии диафрагмы. Вся площадь поверхности при этом освещается широким плоскопараллельным пучком света. От вогнутой части волны на поверхности жидкости свет отразится как от собирающего зеркала, что приведет к усилению интенсивности в соответствующем месте экрана. Наоборот, от выпуклой части волны интенсивность света, падающего на экран, будет меньше. Форма распределения интенсивности света на экране повторит при этом форму волны на поверхности жидкости. Необходимо только подобрать расстояние до экрана, соответствующее наибольшей контрастности картины. Данный метод не может быть использован для количественного измерения профиля поверхности и применяется лишь для визуализации поверхностных волн.

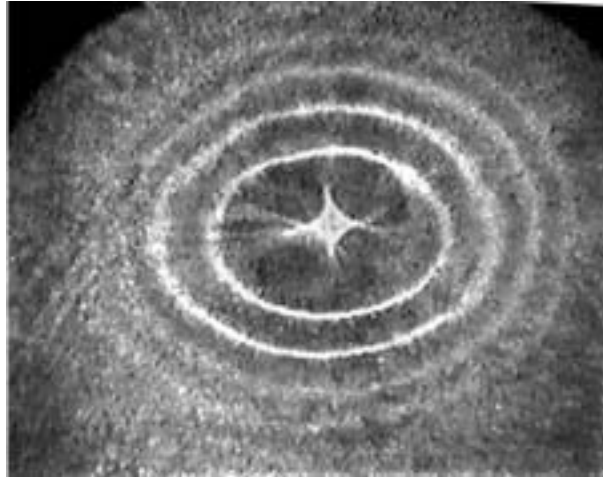


Рис. 8. Фотография круговой волны на поверхности жидкости:
 $P = 1,5$ Вт; $h_0 = 1,1$ мм

При относительно большой глубине погружения источника тепла колебание поверхности приводит к появлению поверхностных волн, представляющих собой концентрические окружности (рис. 8). При последующем приближении нагревателя такая форма волны становится неустойчивой, в результате чего образуется новая конфигурация, представляющая собой спиральную волну, вращающуюся вправо или влево (рис. 9). При этом выбор направления вращения в момент образования данного типа волны носит случайный характер, т. е. вероятности образования волны правой или левой закрутки одинаковы. Уменьшение глубины погружения нагревателя приводит к увеличению азимутального волнового числа, что проявляется в увеличении числа ветвей спиральной волны. На рис. 9 представлена эволюция конфигурации спиральной волны по мере приближения источника тепла к свободной поверхности жидкости. В экспериментах были получены спиральные волны с числом ветвей от одной до десяти. Дальнейшее приближение источника тепла приводит к касанию оболочки нагревательного элемента с поверхностью жидкости, вогнутой в сторону жидкой фазы. Колебания поверхности жидкости при этом прекращаются, и на поверхности образуется стационарная стоячая волновая структура лучеобразной конфигурации (рис. 10).

Как уже отмечено выше, критическое значение глубины погружения, при котором форма поверхности жидкости становится неустойчивой по отношению к колебательным возмущениям, зависит от мощности источника тепла. На рис. 11 представлена карта устойчивости формы поверхности в координатах мощность — глубина погружения. Видно, что при увеличении мощности источника тепла наблюдаемая в эксперименте волновая неустойчивость наступает при больших значениях глубины погружения. Внутри области существования спиральных волн не отражено изменение спиральной конфигурации волн. Это связано с тем, что диапазон значений глубины погружения, при которых наблюдается спиральная конфигурация волны, очень узкий (не более 0,4 мм при максимально достижимых мощностях). Точность же, с которой измеряется глубина погружения, составляет 0,1 мм. Таким образом, ширина области существования спиральных волн с каким-то фиксированным топологическим зарядом оказывается меньше, чем наименьшая измеряемая в установке величина глубины погружения. Особенно сильно это проявляется для волн с большим количеством рукавов, так как ширина области существования волн с тем или иным значением топологического заряда уменьшается по мере его увеличения.

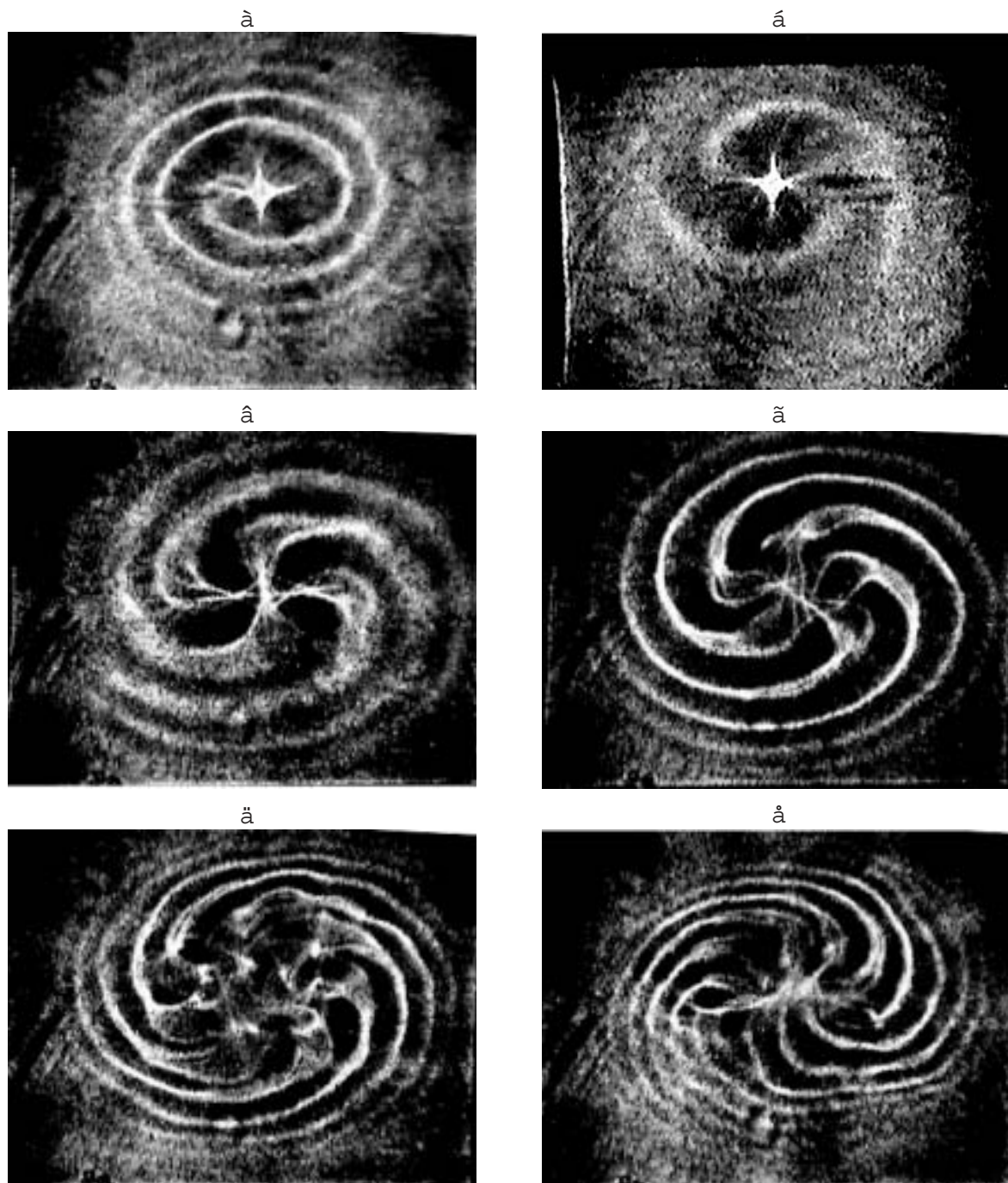


Рис. 9. Эволюция спиральной волны по мере приближения источника тепла к поверхности жидкости:

$P = 1,5$ Вт; глубина погружения меняется от 0,9 до 0,6 мм

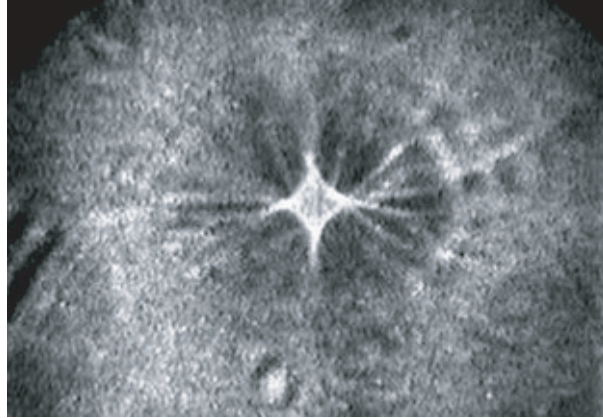


Рис. 10. Фотография стоячей волновой структуры лучеобразной конфигурации на поверхности жидкости:

$P = 1,5 \text{ Вт}$; $h_0 = 0,5 \text{ мм}$

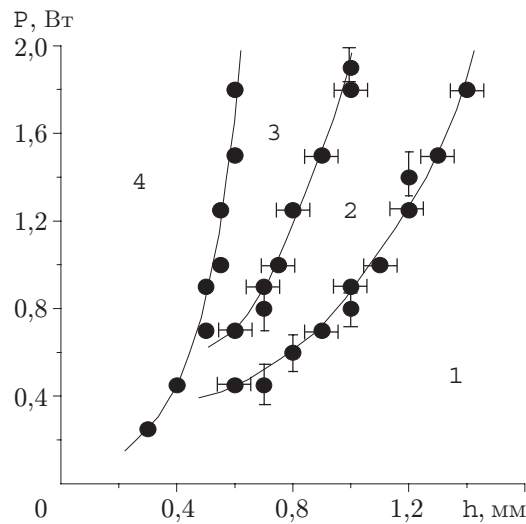


Рис. 11. Карта устойчивости формы поверхности в координатах мощности и глубины погружения. Цифрами на графике обозначены области существования: 1 — стационарной формы поверхности; 2 — круговой конфигурации волны; 3 — спиральной конфигурации волны; 4 — область касания источником поверхности жидкости

Для исследования характеристик образующихся на поверхности жидкости волн была построена пространственно-временная развертка волнового движения. Выберем некоторое радиальное направление, соответствующее фиксированному значению азимутального угла, и будем отмечать изменение радиальной координаты отдельных участков волнового фронта со временем. Вертикальный и горизонтальный срезы такой зависимости дадут информацию о пространственной и временной частоте колебаний, а производная от зависимости — скорость распространения волны в любой точке. На рис. 12 представлены такие зависимости для волн различной конфигурации: круговой (*a*) и двух спиральных (*b, в*) с различным числом ветвей. Видно, что пространственно-временные характеристики этих двух типов волн значительно различаются. Из анализа рис. 12, *a* видно, что для круговых волн характерны постоянная радиальная скорость распространения волнового фронта и постоянное радиальное волновое число. Ситуация меняется при смене

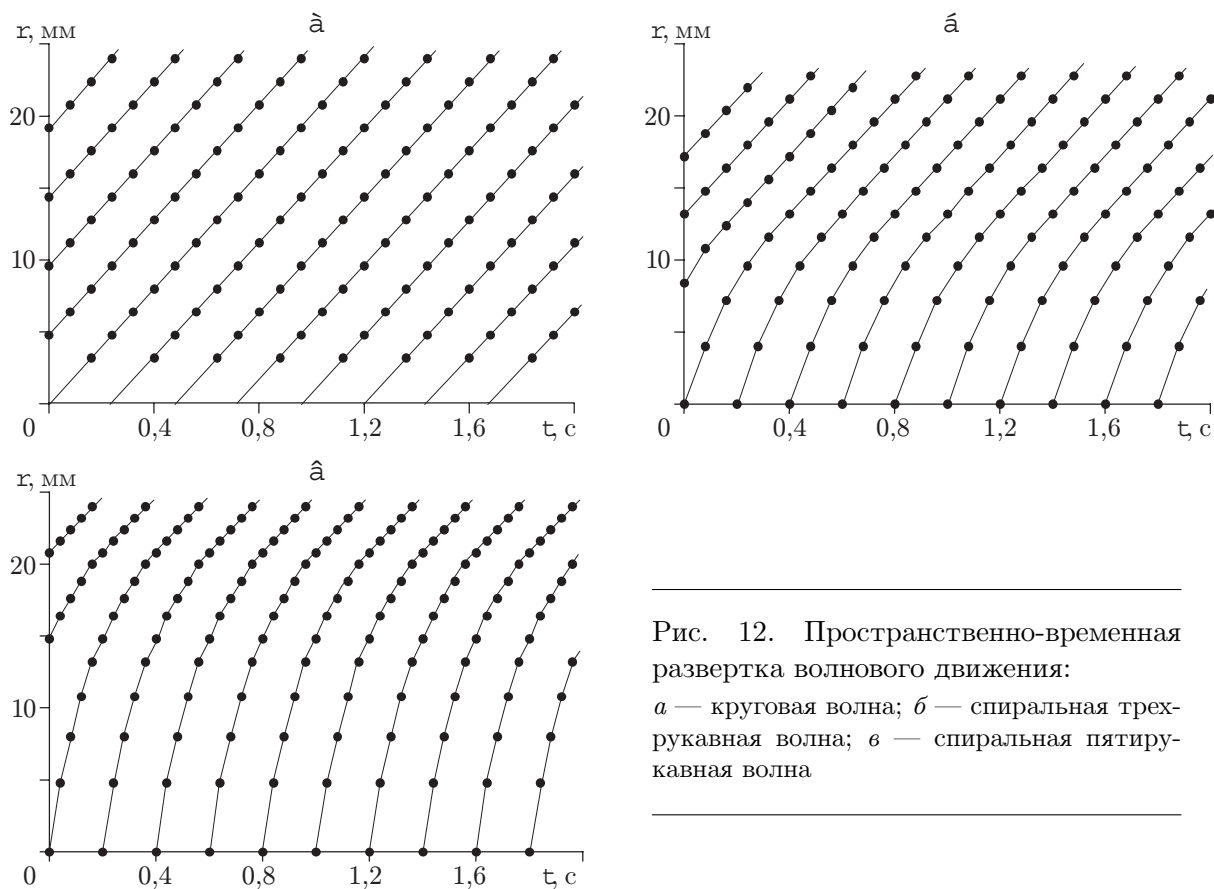


Рис. 12. Пространственно-временная развертка волнового движения:
a — круговая волна; *б* — спиральная трехрукавная волна; *в* — спиральная пятирукавная волна

круговой волны на спиральную. Как следует из рис. 12, *б*, пространственно-временная зависимость становится нелинейной, что говорит о неравномерном распространении волны от источника. Радиальная составляющая скорости волнового фронта убывает по мере распространения волны к периферии. При этом радиальное волновое число возрастает. Еще более отчетливо эти эффекты проявляются при увеличении числа ветвей спирали (рис. 12, *в*). Однако видна и общая черта рассматриваемых волн. При достаточном удалении от центра пространственно-временные характеристики становятся одинаковыми: скорость и пространственная частота спиральных волн стремятся к значениям, характерным для круговой волны. На рис. 13 приведены зависимости радиальной скорости волн различной конфигурации от расстояния до источника. Для сравнения штриховой линией представлена такая же зависимость для скорости течения на поверхности. Видно, что есть области, где волна обгоняет поток и отстает от него.

Попробуем объяснить зависимости пространственной частоты спиральных волн от расстояния до источника. Это тем более интересно, что наблюдаемые до сих пор подобные волновые структуры [13–15] не обладали данной особенностью. Объяснить такое поведение волнового фронта зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры не представляется возможным, так как при этом наблюдалась бы строго противоположная картина уменьшения радиального волнового числа. Одним из возможных реальных объяснений представляется следующее. Из анализа изображений спиральных волн на рис. 9 видно, что распространяющаяся волна представляет собой суперпозицию набора волн. Особенно отчетливо это заметно для волн с большим количеством спиралей: волновой фронт вначале распространения как бы промодулирован коротковолновой состав-

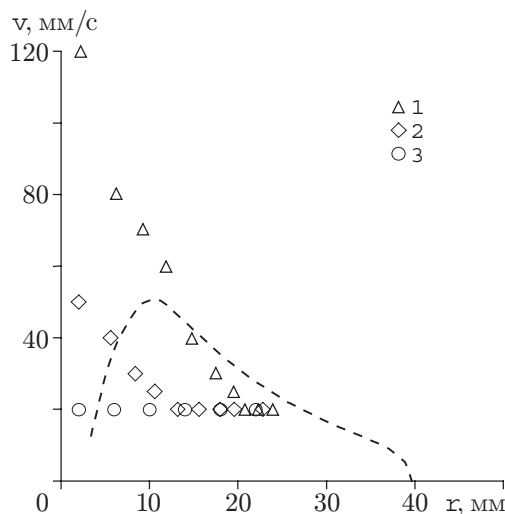


Рис. 13. Зависимость радиальной скорости волн различной конфигурации от расстояния до источника:

1, 2 — спиральные волны с количеством ветвей три и пять соответственно; 3 — круговая волна; штриховая линия — радиальная скорость потока

ляющей. Дисперсионные характеристики различных волн, составляющих такой “пакет”, обычно различные. Волны меньшей длины имеют обычно больший коэффициент затухания. Представляется, что в рассматриваемом случае затухание отдельных частей волнового “пакета” приводит к изменению его характеристик. При этом становится понятной одинаковость характеристик спиральной и круговой волн на периферии.

В ходе данного исследования была предпринята попытка выяснения причин, приводящих к колебательной неустойчивости поверхности жидкости. Как уже было отмечено, особенностью исследуемого течения является тесная взаимосвязь конвективного течения и раздела фаз. Поэтому искривление поверхности может быть связано с изменением структуры течения в жидкости. Как следует из приведенных выше результатов, максимальные искажения поверхности и зарождение поверхностных волн происходят в небольшой области непосредственно над источником тепла. Сравнив линейные размеры этой области жидкости (диаметр источника — 5–7 мм) с поперечными (волны возникают при глубине $h \approx 0,7–1,2$ мм), можно с хорошей степенью точности представить ее как плоский горизонтальный слой со свободной верхней границей, вдоль которой задан радиальный градиент температуры. Анализ литературы показал, что имеются экспериментальные исследования данной геометрии задачи. В работе [4] исследовалась неустойчивость течения в плоском горизонтальном слое со свободной верхней границей, на поверхности которой находится сосредоточенный источник тепла. В этом случае в жидкости возникает аксиально-симметричное течение, направленное на поверхности от центра, а у нижней границы — к центру кюветы, и при некотором соотношении высоты слоя, его диаметра и мощности нагревателя течение становится неустойчивым. В объеме жидкости возникают последовательно различные вторичные течения. Первое из них представляет собой концентрические валы, распространяющиеся по направлению к источнику. Второй тип вторичных течений имеет вид лучеобразных валов, вращающихся относительно оси, проходящей через центр кюветы. Причем количество “лучей” зависит от параметров задачи. Представляется вероятным, что такой тип неустойчивости течения в рассматриваемом в данной работе случае может иметь место в области непосредственно над источником тепла. При возникновении первого из перечисленных выше вторичных течений “сбегающиеся” к центру валы перио-

дически искажают форму поверхности, вызывая появление круговых волн. Вращающиеся лучеобразные валы могут быть зародышами рукавов спиральной волны. Из-за малости размеров интересующей нас области жидкости над источником тепла непосредственное исследование вторичного течения для проверки данного предположения представляет крайне сложную задачу.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pantaloni J., Bailleux B., Salan J., Velarde M. J.** Rayleigh — Benard — Marangoni instability: New experimental results // *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 1979. V. 4. P. 201–218.
2. **Pukhnachov V. V.** Thermocapillary convection under low gravity // *Fluid Dyn. Trans.* 1989. V. 14. P. 145–204.
3. **Levich V. G., Krylov V. S.** Surface-tension driven phenomena // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1969. V. 1. P. 293–316.
4. **Favre E., Blumenfeld L., Daviaud F.** Instabilities of a liquid layer locally heated on its free surface // *Phys. Fluids.* 1997. V. 9, N 5. P. 1473–1475.
5. **Efersky A. B., Garcimartin A., Mancini H. L., Perez-Garcia C.** Spatiotemporal structure of hydrothermal waves in Marangoni convection // *Phys. Review E.* 1993. V. 48, N 6. P. 4414–4422.
6. **Efersky A. B., Garcimartin A., Burguete J., et al.** Hydrothermal waves in Marangoni convection in a cylindrical container // *Phys. Review E.* 1993. V. 47. P. 1126–1131.
7. **Kamatani Y., Chang A., Ostrach S.** Effects of heating mode on steady axisymmetric thermocapillary flows in microgravity // *J. Heat Transfer.* 1996. V. 118. P. 191–197.
8. **Братухин Ю. К., Макаров С. О.** О вторичных термокапиллярных движениях солитонного типа // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 1992. № 4. С. 20–27.
9. **Shtern V., Hussain F.** Azimuthal instability of divergent flows // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 256. P. 535–560.
10. **Пшеничников А. Ф., Токменина Г. А.** Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1983. № 3. С. 150–153.
11. **Низовцев В. В.** Исследование стимулированной локальным облучением естественной конвекции в тонком слое испаряющейся жидкости // *ПМТФ.* 1989. № 1. С. 138–145.
12. **Низовцев В. В.** Капиллярная конвекция в жидком слое при лазерном облучении // *Инж.-физ. журн.* 1988. Т. 55, № 1. С. 85–92.
13. **Жаботинский А. М.** Концентрационные колебания. М.: Наука, 1974.
14. **Незлин М. В., Снежкин Е. Н.** Вихри Россби и спиральные структуры: Астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990.
15. **Рабинович М. И., Трубецков Д. И.** Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1992.

*Поступила в редакцию 11/VIII 2003 г.,
в окончательном варианте — 8/XII 2003 г.*