

## ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В РЭЛЕЙ—БЕНАРОВСКОЙ КОНВЕКЦИИ

### АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована эволюция пространственной формы тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в горизонтальных слоях этилового спирта от ячеистой до нестационарной многомасштабной с ростом высоты слоя при постоянном перепаде температуры. Горизонтальные размеры слоя жидкости 240×240 мм, высота от 3 до 25 мм. Нижняя граница — жесткая, изотермическая; верхняя граница — свободная; окружающая среда — воздух с парами спирта. Используя тепловизор, получена информация о полях температуры и градиентов температуры на поверхности жидкости в стационарных и нестационарных режимах течения. В слоях толщиной  $H \leq 6$  мм образуется полигональная ячеистая структура. С увеличением высоты слоя структура течения усложняется: появляются новые масштабы течения, зависимость температуры от времени. Прослежена эволюция масштабов течения и эволюция спектров мощности пульсаций температуры на свободной поверхности жидкости с ростом чисел Рэлея до  $Ra = 10^6$ .

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Конвекция, связанная с неоднородным нагревом, является распространенным видом течения газа и жидкости в природе и технике [1]. Глобальные течения в атмосфере и океане по своей физической природе являются термогравитационной конвекцией [2]. Этот тип конвекции в поле тяжести обусловлен зависимостью плотности среды от температуры, т.е. силами плавучести. Если есть неоднородно нагретая свободная поверхность жидкости, то конвективное движение жидкости может возникнуть из-за зависимости поверхностного натяжения от температуры, что приводит к возникновению касательных напряжений на поверхности. Действие этого механизма не приводит к конвекции глобального масштаба, но вблизи поверхности раздела (жидкость — газ) термокапиллярная конвекция оказывает существенное влияние на процессы тепло- и массообмена [1, 3]. В условиях микрогравитации на космических станциях термокапиллярная конвекция имеет существенное значение, например при росте кристаллов [4]. На конвективный теплообмен во многих технологических процессах и при выращивании кристаллов в наземных условиях влияние оказывают и силы плавучести, и термокапиллярный эффект [4—6].

Тепловая гравитационно-капиллярная конвекция в подогреваемом снизу горизонтальном слое жидкости — модель геофизических явлений [2], исходная модель многих технологических процессов [4] и

классический объект при теоретическом и экспериментальном исследовании гидродинамической неустойчивости и процессов перехода к турбулентности [1—9]. Разработка сценариев ламинарно-турбулентного перехода в условиях действия комплекса массовых и поверхностных сил для создания и оптимизации наукоемких технологий имеет практическое значение [4—6]. Экспериментальные исследования термогравитационной и тепловой гравитационно-капиллярной конвекции в горизонтальном слое при подогреве снизу, проводимые в ИТ СО РАН, направлены на решение фундаментальных вопросов ламинарно-турбулентного перехода и на решения задач, возникающих при разработке технологических процессов выращивания кристаллов разными способами [4—6].

Основными безразмерными параметрами задачи, если рассматривается слой жидкости со свободной верхней границей, являются числа Рэлея  $Ra$ , Марангони  $Ma$ , Прандтля  $Pr$  и Био  $Bi$  [1]. Структура течения в слое жидкости после потери устойчивости механического равновесия усложняется с ростом  $Ra$ , причем этот процесс имеет стадийный характер независимо от типа граничных условий [3, 6—8]. При критических числах  $Ra_i$  наблюдается переход от одного типа течения к другому, что приводит к последовательности изломов в зависимости теплового потока от числа  $Ra$  [3]. Исследование характеристик конвективного течения проведено в широком диапазоне чисел Рэлея для двух жестких границ [1—9]. Для случая свободной верхней границы исследования проведены в основном в турбулентном режиме,  $Ra = 10^7 \dots 10^8$  [3]. В области малых чисел  $Ra$  и  $Ma$  вблизи порога устойчивости конвективное течение изучено слабо [3]. Для случая свободной границы слоя жидкости при наличии термокапиллярного эффекта будут работать оба механизма неустойчивости: термогравитационный и термокапиллярный. В настоящее время используется новый уровень экспериментальной техники: цифровой фотоаппарат с высоким разрешением, цифровая видеокамера, быстродействующая система опроса термодпар, тепловизионная камера для измерения температуры и ЭВМ для задания и контроля граничных условий и обработки больших массивов экспериментальных данных. Ниже представлены результаты исследований конвекции в слоях этилового спирта, на котором термокапиллярный эффект проявляется в полной мере [3] в отличие от воды.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

### 2.1. Экспериментальная установка

Слой этилового спирта ( $\rho = 16$ ) (3) с горизонтальными размерами  $240 \times 240$  мм и высотой от 0 до 30 мм подогревался снизу электронагревателем (2). Медная пластина (1) поддерживалась при постоянной температуре  $35^\circ\text{C}$ ; верхняя граница слоя — свободная: воздух с парами спирта при комнатной температуре  $20^\circ\text{C}$ . Измерения проводились в квазистационарном режиме. Поля температуры поверхности исследуемой жидкости измерялись с помощью тепловизионной камеры «ИНФРАТЕРМ» (4), изготовитель ИФП СО РАН. Скорость съемки 18,2 кадров/с, размер кадра  $128 \times 128$  точек, что соответствовало размеру снимаемого поля  $130 \times 130$  мм, разрешение по температуре  $0,03^\circ\text{C}$ . Применение в экспериментальных исследованиях тепловизора позволило получить качественно новую информацию о поле температуры поверхности жидкости, появилась возможность полностью исключить возмущение исследуемого течения, убрав все термопары из объема жидкости.

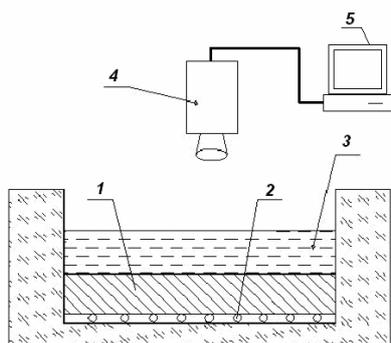


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — дно ( $T = \text{const}$ ); 2 — электронагреватель; 3 — жидкость; 4 — тепловизионная камера; 5 — ПК для записи данных с тепловизора

### 2.2. Методика обработки

Первичные экспериментальные данные, полученные с помощью тепловизора, представляют собой фильмы полей температуры поверхности жидкости. Каждый фильм содержал по  $\sim 5000$  кадров, в каждом кадре по 16384 значений температуры. Обработка экспериментальных данных проводилась с помощью ЭВМ. Важную информацию о временных масштабах пульсаций температуры можно получить из исследования спектра мощности температурных пульсаций [10]. Спектр мощности реального сигнала будет содержать сильно выраженные нулевую и низкие частоты и боковые «лепестки». Поэтому перед тем, как приступить к вычислению спектра мощности, исходный сигнал подготавливался. Высокочастотный шум устранялся с помощью усреднения с соседними элементами. Нулевая частота убирается вычитанием из сигнала его среднего зна-

чения. Низкие частоты убирались с помощью фильтра. Боковые «лепестки», наличие которых связано с конечностью выборки, ослаблялись с помощью применения к автокорреляционной функции окна Хэмминга. Про полученный спектр мощности температурных пульсаций в одной точке нельзя сказать, что он является характерным для всего режима течения, так как длина выборки данных была 4096. Но благодаря тому, что имеется поле температуры размером  $128 \times 128$  точек, пользуясь теоремой об эргодичности, производили усреднение спектров мощности по всему пространству и получали спектр, достаточно точно характеризующий исследуемый процесс. Чтобы вклад всех точек был равнозначным, перед усреднением спектр мощности каждого сигнала нормировали на его дисперсию.

Для определения характерных размеров конвективных структур использовался метод, основанный на двумерном преобразовании Фурье. Исходное поле показано на рис. 2, а. Неоднородность фона и помехи типа полос, характерные для матричных фотоприёмников, устранялись низкочастотной фильтрацией сначала по строкам, потом по столбцам. Параметр фильтрации выбирается отдельно для каждого фильма таким образом, чтобы он заведомо был больше наблюдаемых масштабов рис. 2, б. Для уменьшения влияния ограниченности выборки на результирующий спектр к полученному полю применялось окно Хэмминга сначала построчно, потом по столбцам. Результат после применения окна данных можно видеть на рис. 2, в. Двумерное преобразование Фурье от изображения размером  $128 \times 128$  точек имеет плохую разрешающую способность для структур больше чем 32 точки, поэтому поле температур помещалось в центр нулевого поля с размером  $512 \times 512$  точек, что даёт уже приемлемую точность, но требует больших вычислительных затрат. После выполнения двумерного дискретного преобразования Фурье оставляем только

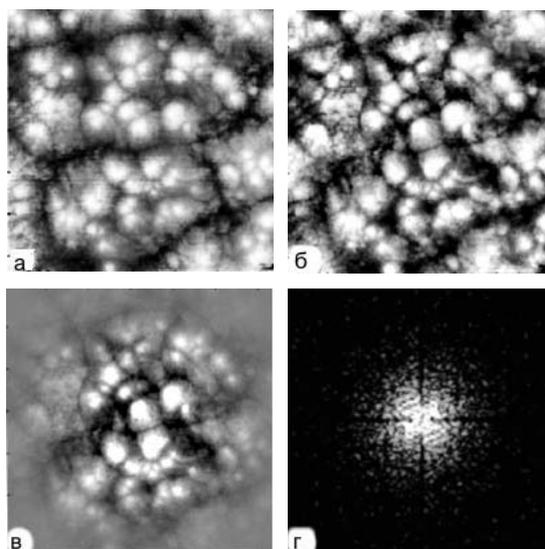


Рис. 2. Стадии обработки изображения для получения распределения по размерам

его амплитудную составляющую, рис. 2,  $z$ , на её основе строим распределение по размерам. Для турбулентных режимов размеры структур довольно быстро меняются во времени, поэтому, чтобы отразить распределение, характерное для определённого режима, необходимо провести усреднение по нескольким кадрам, пока оно не примет устойчивую форму.

### 3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В плоском горизонтальном слое спирта со свободной верхней границей исследована структура поля температуры на свободной поверхности. Высота слоя от 3,8 до 22 мм, перепад температуры  $\sim 1^\circ\text{C}$ , что соответствует диапазону чисел Рейля от  $5,24 \cdot 10^3$  до  $1,02 \cdot 10^6$ . Были получены 16 тепловизионных фильмов, длительность фильмов составляла от 4 до 5 мин при скорости съёмки 18,2 кадр/с. На рис. 3 приведены кадры из тепловизионных фильмов.

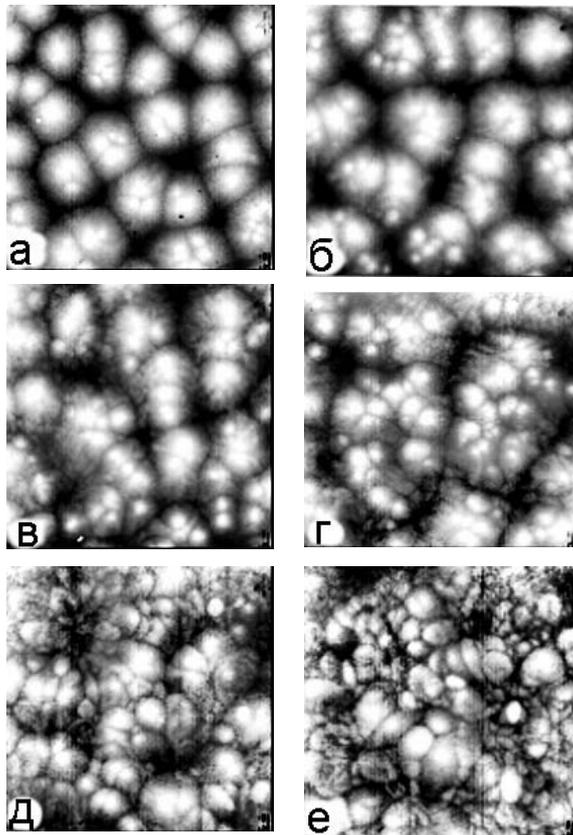


Рис. 3. Кадры из тепловизионных фильмов для различных высот слоя жидкости (светлые области соответствуют более высокой температуре): а —  $H=3,8\text{мм}$ ,  $Ra = 5,24 \cdot 10^3$ ,  $Ma = 389,4$ ; б —  $H=4,8\text{мм}$ ,  $4,8\text{мм}$ ,  $Ra = 1,06 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 491,8$ ; в —  $H=5,5\text{мм}$ ,  $Ra = 1,59 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 563,6$ ; г —  $H=7\text{мм}$ ,  $Ra = 3,27 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 717,3$ ; д —  $H=9\text{мм}$ ,  $Ra = 6,96 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 922,2$ ; е —  $H=13\text{мм}$ ,  $Ra = 2,1 \cdot 10^5$ ,  $Ma = 1332,1$

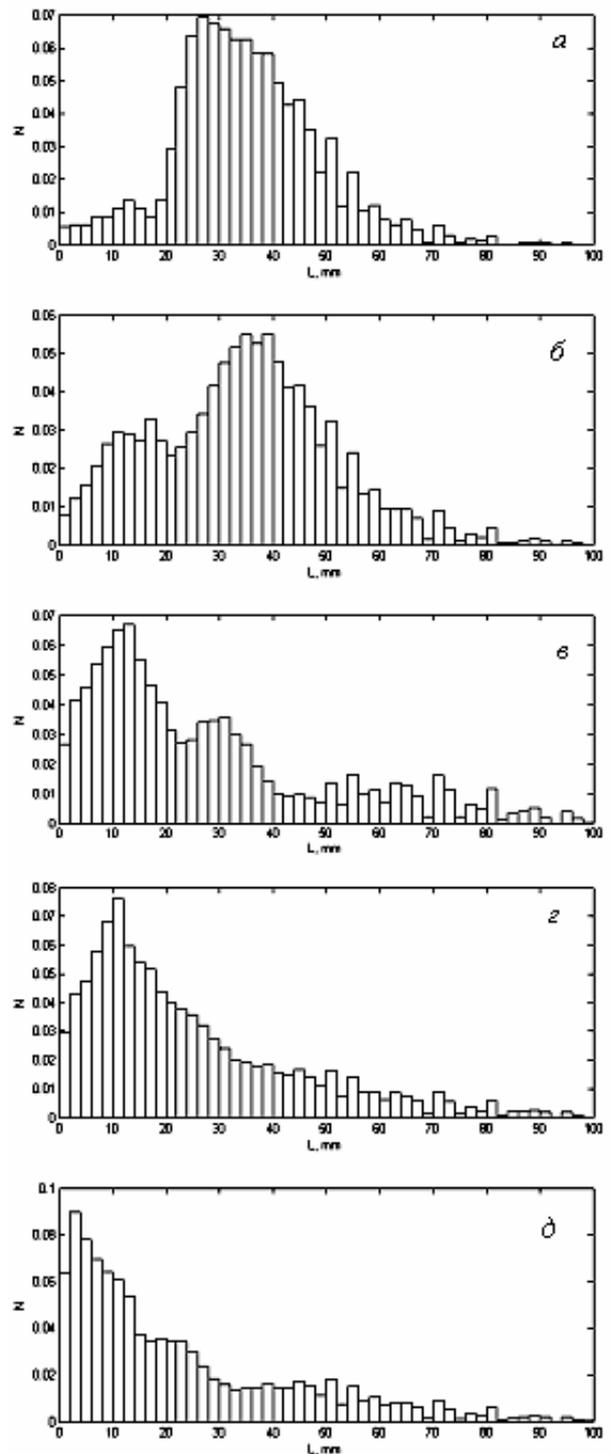


Рис. 4. Гистограммы распределений по размерам основных ячеек и вторичных структур на поверхности слоя жидкости: а —  $H = 3,8\text{мм}$ ,  $Ra = 5,24 \cdot 10^3$ ,  $Ma = 389,4$ ; б —  $H = 5,5\text{мм}$ ,  $Ra = 1,59 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 563,6$ ; в —  $H = 10\text{мм}$ ,  $Ra = 9,55 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 1024,7$ ; г —  $H = 13\text{мм}$ ,  $Ra = 2,1 \cdot 10^5$ ,  $Ma = 1332,1$ ; д —  $H = 22\text{мм}$ ,  $Ra = 1,02 \cdot 10^6$ ,  $Ma = 2254,3$

Были получены распределения структур по размерам на свободной границе для различных высот слоя. Усреднение проводилось по 100 кадрам, выбранным с шагом 0,5 секунды. При числе Рейля  $Ra = 5,24 \cdot 10^3$  можно видеть не только хорошо выде-

ляющийся основной масштаб, размер которого в диаметре варьируется в пределах от 28 до 40 мм в зависимости от ячейки, но и образующиеся на нём вторичные масштабы с размерами 12—16 мм, рис. 4, а. При  $Ra = 1,59 \cdot 10^4$  наблюдается увеличение разброса по размерам как у первичного, так и вторичного масштаба, рис. 4, в. При увеличении числа Рэлея происходит не просто увеличение первичных структур, но и их частичное слияние. При  $Ra > 3,27 \cdot 10^4$  продолжается процесс слияния первичных структур, постепенно образуя пространственную форму, напоминающую валы. Это говорит о преобладании влияния на первичные структуры термогравитационного механизма. При  $Ra > 3 \cdot 10^5$  присутствует широкий спектр масштабов, наблюдается постепенное развитие турбулентного течения, рис. 4, в.

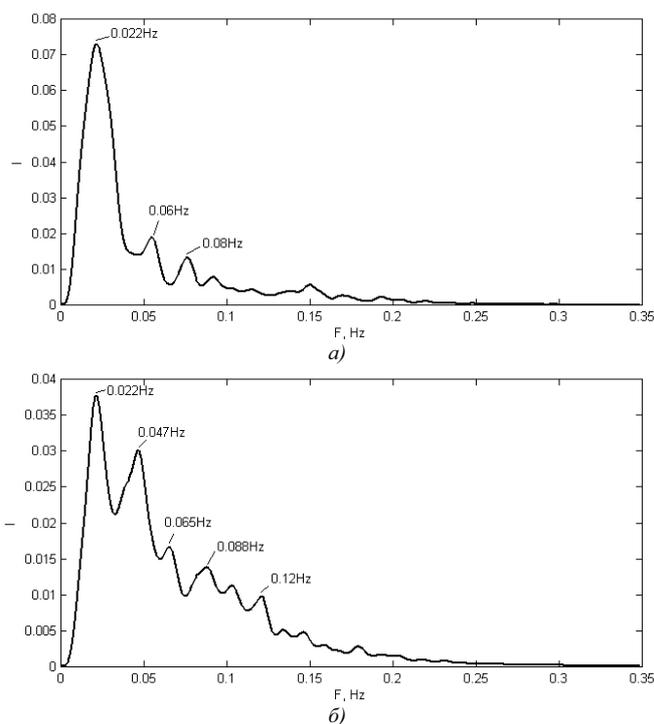


Рис. 5. Спектры мощности пульсаций температуры: а —  $H = 6$  мм,  $Ra = 2,06 \cdot 10^4$ ,  $Ma = 614,8$ ; б —  $H = 13$  мм,  $Ra = 2,10 \cdot 10^5$ ,  $Ma = 1332,1$

Примеры полученных спектров мощности температурных пульсаций на свободной границе представлены на рис. 5. Качественный сравнительный анализ видеofilмов течений в визуализированной жидкости и тепловизионных фильмов позволил идентифицировать причины появления характерных частот в спектрах. Возмущения температуры, вызванные движением вторичных структур, отражены пиком на частоте  $f_1 = 0,049$  Гц и гармоники  $f_2 = f_1/2$ . Частота  $f_3 = 0,096$  Гц и выше соответствует колебаниям в подъемных потоках. С ростом числа Рэлея выше  $Ra = 7 \cdot 10^4$  наблюдаются моды, характеризующие времена жизни вторичных структур. Новые масштабы обогащают спектр пульсаций.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована эволюция пространственной формы конвективного течения. Оценены диапазоны чисел  $Ra$  и  $Ma$ , в которых существуют простое ячейчатое течение, течение с двумя, тремя и т.д. масштабами, определены границы появления колебаний температуры и даны оценки их характерных частот.

Работа поддержана РФФИ (грант 05-01-00813а) и Интеграционными проектами СО РАН №№ 155-2003, 84-2006.

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$Ra = \beta g \Delta T R_K^3 / \nu \alpha$  — число Рэлея;  
 $Ma = (-\partial \sigma / \partial T) \cdot \Delta T \cdot R_K / \mu \alpha$  — число Марангони;  
 $Pr = \nu / a$  — число Прандтля;  
 $T$  — температура;  
 $\Delta T$  — перепад температуры;  
 $H$  — высота слоя;  
 $\beta$  — коэффициент объемного расширения;  
 $g$  — ускорение свободного падения;  
 $\alpha$  — коэффициент температуропроводности;  
 $\mu$  — коэффициент динамической вязкости;  
 $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Голицын Г.С. Исследование конвекции с геофизическими приложениями и аналогиями. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 56 с.
3. Бердников В.С., Кирдяшкин А.Г. Структура свободноконвективного течения в горизонтальном слое жидкости при различных граничных условиях // Структура пристенного пограничного слоя: Сб. науч. тр. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1978. С. 4—45.
4. Полежаев В.И. Гидродинамика, тепло- и массообмен при росте кристаллов // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. М., 1984. Т. 18. С. 198—269
5. Berdnikov V.S., Vinokurov V.V., Gaponov V.A., Markov V.A. Complex simulation of crystal pulling from the melt // Proceedings of the Fourth International Conference "Single crystal growth and heat and mass transfer", Obninsk-2001. Vol. 1. P. 80—106.
6. Бердников В.С., Марков В.А., Ким О.В. Термогравитационная конвекция в плоском горизонтальном и наклонном слоях жидкости, подогреваемых снизу // Структура вынужденных и термогравитационных течений: Сб. науч. тр. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983. С. 122—146.
7. Буссе Ф.Г. Переход к турбулентности в конвекции Рэлея — Бенара // Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности / Под ред. Х. Суинни, Дж. Голлаба. М.: Мир, 1984. С. 124—168.
8. Бердников В.С., Марков В.А. Теплопередача и статистические характеристики поля температуры в горизонтальном подогреваемом снизу слое жидкости // Изв. АН БССР. Сер. Физ.-энерг. Наук. 1986. № 1. С. 96—102.
9. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея-Бенара. Эдиториал УРСС. М., 1999. 248 с.
10. Дженкинс Г., Ватте Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971. 317 с.