

УДК 532.517.3:536.25

© 2007 г. В.Г. БАТАЛОВ, А.Н. СУХАНОВСКИЙ, П.Г. ФРИК

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ВАЛОВ В АДВЕКТИВНОМ ПОТОКЕ, НАТЕКАЮЩЕМ НА ГОРЯЧУЮ ГОРИЗОНТАЛЬНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

С помощью цифровых трассерных методов восстановлены поля скорости в конвективном потоке, возникающем в слое жидкости, налитой в прямоугольную полость, дно которой состоит из двух теплообменников, поддерживаемых при разной температуре. Верхняя граница жидкости свободная. Исследована структура вторичных течений, имеющих вид ориентированных по потоку спиральных валов и возникающих в пограничном слое над горячей пластиной. Показано, что центры вращения валов совпадают с минимумом температуры в пограничном слое, а размеры и форма валов меняются по мере удаления от скачка температуры. С ростом перепада температуры размеры валов уменьшаются, но растет скорость их вращения.

*Ключевые слова:* адвективное течение, спиральные валы, пограничный слой.

Известен целый ряд течений, в которых возникают вторичные движения в виде спиральных валов, ориентированных в направлении основного потока. Возможность появления спиральных валов была обнаружена в задаче об устойчивости конвективного течения в наклонном плоском слое жидкости [1]. Показано, что если для жидкостей с малыми значениями числа Прандтля  $\sigma = \nu/\chi$  ( $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\chi$  – температуропроводность) наиболее опасны возмущения в виде плоских валов, ориентированных поперек основного течения, то для жидкостей с умеренными  $\sigma$  опаснее становятся пространственные возмущения, соответствующие спиральным валам, направленным вдоль потока.

Экспериментально спиральные валы впервые были обнаружены в конвективном пограничном слое над нагретой наклонной пластиной [2]. Оси вихрей выстроены вдоль основного течения, и соседние вихри вращаются в противоположных направлениях. Вдоль потока увеличиваются размер и интенсивность вращения валов. Вихри деформируют пограничный слой, образуя области подъема и опускания жидкости. Рост скорости вращения валов приводит к переходу ламинарного потока в турбулентный и их разрушению. Структура продольных валов в таком течении и их влияние на теплоотдачу пластины подробно исследованы в [3]. В [4] показано, что валы такого типа оказывают существенное влияние на локальный теплоперенос при переходе от ламинарного режима к турбулентному.

Спиральные валы возникают и в конвективных течениях, вызванных в горизонтальном слое жидкости горизонтальным же градиентом температуры (такие течения называют адвективными) [5]. Неустойчивость адвективного течения может быть обусловлена как гидродинамическим механизмом (возбуждение вихрей на границе встречных потоков), так и конвективным (рэлееская неустойчивость в пограничных слоях, характеризующихся неустойчивой стратификацией температуры). Гидродинамический механизм доминирует при малых  $\sigma$ , конвективный – при умеренных и больших ( $\sigma > \sigma^*$ , где значение  $\sigma^*$  зависит от вида граничных условий, но для качественных оценок можно принять  $\sigma^* \approx 1$ ). Конвективная неустойчивость может порождать как плоские, так и спиральные возмущения, однако плоские не становятся более опасными ни при каких

значениях  $\sigma$ . Экспериментально вторичные течения в адвективных потоках в горизонтальных слоях не исследовались, хотя упоминание о горизонтальных валах в тепловом пограничном слое имеется в [6], где рассматривалось течение над неоднородно нагретой пластиной.

В то же время существует ряд экспериментальных работ, где конвективные валы изучались в связи с их влиянием на теплоперенос в различных технологических устройствах. В [7] исследовалось образование спиральных структур, вызванных конвективной неустойчивостью в вынужденном течении в плоском горизонтальном канале (течение Пуазейля в канале с заданным перепадом температур между нижней и верхней границами). Наблюдались как поперечные конвективные валы, так и продольные (спиральные), причем критическое число Рэлея  $Ra^*$  для поперечных валов увеличивается с ростом числа Рейнольдса  $Re$ , характеризующего вынужденный поток, а для продольных валов не зависит от него. При малых  $Re$  существуют режимы с поперечными вихрями, а с ростом  $Re$  происходит замещение поперечных вихрей продольными. В [8] показано, что продольные валы существуют на конечном участке, причем его начало и конец линейно зависят от  $Re$ , но с различными коэффициентами.

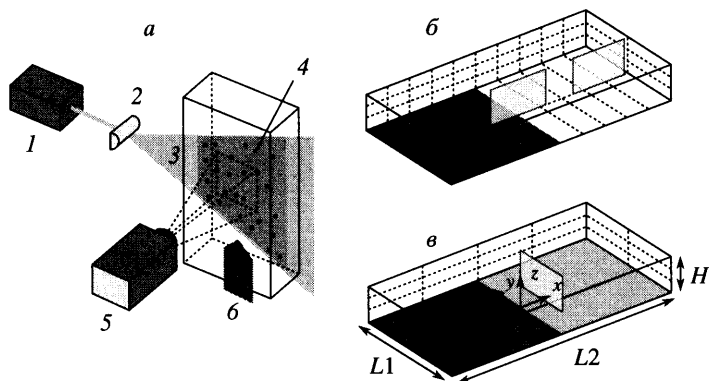
Интерес к горизонтальным спиральным валам сильно возрос в связи с появлением свидетельств их образования в атмосферном пограничном слое [9]. При этом в местах подъема нагретого воздуха формируются так называемые “облачные улицы”. Формирование таких валов происходит в результате конвективной или гидродинамической неустойчивости, часто в результате их совместного влияния.

В [10] появились первые свидетельства того, что горизонтальные вихри, ориентированные вдоль среднего течения, образуются в пограничном слое тропических циклонов. Недавние натурные исследования убедительно показали, что валы – типичная структура пограничного слоя тропических циклонов [11] и, возможно, они существенно влияют на тепломассообмен между водой и воздухом. Теоретически формирование горизонтальных валов в пограничном атмосферном слое описано в [12]. Разработанная теория на качественном уровне достаточно хорошо согласуется с натурными измерениями. В [13] предложена теоретическая модель, описывающая взаимодействие основного течения с конвективными потоками. Показано, что в случае устойчиво стратифицированного пограничного слоя решающую роль при формировании крупных горизонтальных вихрей оказывают скорость ветра над поверхностью воды и выделение тепла при конденсации водяного пара.

Появление продольных валов наблюдалось в экспериментальной работе по лабораторному моделированию тропических циклонов [14], в которой исследовался циклонический вихрь, возникающий во вращающемся слое жидкости над нагретым круглым диском. Структура поля скорости в таком течении подробно изучена в [15]. Показано, что вторичные течения в виде продольных радиальных структур возникают над нагревателем вблизи дна модели в придонном конвергентном течении, формируясь на определенном расстоянии от границы горячего диска. Однако детальное изучение этих вторичных течений было затруднено вращением модели и оптическими искажениями, связанными с цилиндрической формой модели.

Цель данной работы – изучить структуру вторичных течений в адвективном потоке, натекающем на горячую поверхность в неподвижной (не вращающейся) модели с более простой геометрией (прямоугольной полости).

**1. Экспериментальная установка.** Установка представляет собой прямоугольную кювету шириной  $L_1 = 100$  мм, длиной  $L_2 = 205$  мм, и высотой  $H = 80$  мм (фиг. 1), боковые стенки которой изготовлены из оргстекла толщиной 10 мм. Дно кюветы состоит из двух одинаковых медных теплообменников, внутри которых имеются каналы для циркуляции жидкости от термостатов. Теплообменники изолированы друг от друга слоем пенопласта толщиной 3 мм. В экспериментах разность температур между теплообменниками варьировалась в пределах  $\Delta T = 1.7\text{--}33.7$  К. Температура каждого теплообменника за-



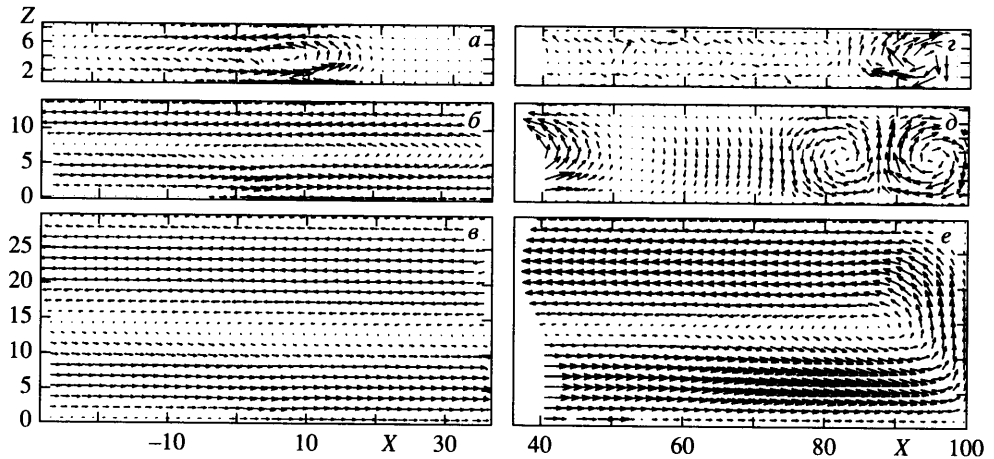
Фиг. 1. Схема метода измерения скоростей (а) и положение областей, в которых проводились измерения (б, в): 1 – лазер, 2 – оптическая насадка, 3 – лазерный нож, 4 – светоотражающие частицы, 5 – цифровая видеокамера, 6 – поток жидкости

давалась относительно комнатной температуры, которая поддерживалась постоянной с точностью 0.5 К.

В качестве рабочей жидкости использовалось чистое трансформаторное масло, число Прандтля для которого при  $T = 25^\circ\text{C}$  равно 263 (все физические параметры масла можно найти в [16]). Толщина слоя жидкости  $h$  в экспериментах изменялась от 8 до 70 мм, поверхность жидкости всегда была свободной. Температура в слое измерялась с помощью медь-константановых термопар. Для нахождения полей скорости использовалась измерительная система PIV “Полис”, разработанная и изготовленная в ИТ СО РАН. Система включает в себя двойной импульсный Nd-YaG-лазер, блок управления, цифровую видеокамеру и компьютер. Синхронизация работы лазера и видеокамеры, измерения и обработка результатов проводились при помощи программного пакета Actual Flow, разработанного в ИТ СО РАН.

Методика измерений поля скорости состоит в следующем (фиг. 1, а). В жидкость вводятся сферические светоотражающие частицы, средний размер которых составляет 10 мкм. Исследуемая область жидкости освещается при помощи создаваемого лазером светового ножа. Лазер генерирует два импульса с заданной задержкой по времени. Цифровая камера регистрирует распределение интенсивности света в освещаемой области. Все регистрируемое поле разбивается на ячейки (опросные области), внутри которых вычисляется корреляция изображений частиц и по максимуму коэффициента корреляции определяется среднее для данной ячейки значение двумерного вектора смещения, а по нему вычисляется значение скорости [17]. Погрешность метода PIV зависит от многих факторов, таких как плотность распределения трассеров, величины задержки по времени и т.д., и различна для разных режимов течения жидкости. Для приводимых в данной статье результатов погрешность измерения скорости не превышала 5%.

**2. Структура осредненного течения.** Адвективный поток, формируется в слое под влиянием двух факторов: отношения толщины слоя к длине полости  $\Lambda = h/L$  и перепада температуры  $\Delta T$ . В пределе  $\Lambda \rightarrow 0$  вблизи скачка температуры образуется локализованный вихрь, а вдали от него устанавливаются режимы, определяемые классической задачей Рэля–Бенара для слоя с термостатированной твердой нижней границей и свободной верхней границей. При этом в левой части (над холодильником) всегда устанавливается устойчивая стратификация температуры, а в правой части возникновение конвекции определяется числом Рэля  $Ra_0 = g\beta h^3 \Delta T / 2\nu\chi$ . В случае толстого слоя ( $\Lambda \rightarrow 1$ ) всю полость занимает интенсивный вихрь, структура которого слабо зависит от кон-



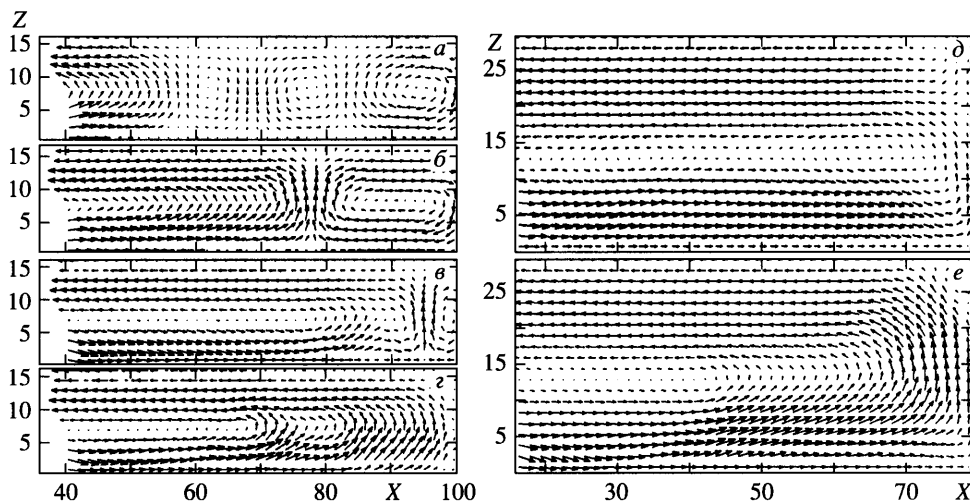
Фиг. 2. Осредненные поля скорости адвективного течения над нагретой пластиной для  $\Delta T = 1.7$  К и различных толщин слоя: а,  $z - h = 8$ ; б,  $\delta - h = 13$ ; в,  $e - h = 30$  мм

кретного вида поля температуры на нижней поверхности (структура вихря была бы близкой, если бы на нижней поверхности был установлен равномерный градиент температуры, или движение вызывалось соответствующей разностью температуры на боковых стенках) [18]. Поскольку в этом случае  $h \approx L$ , то  $Ra$ , характеризующее возникающее конвективное течение, также определяется через величину  $h^3 \Delta T$ .

Наибольший интерес представляют промежуточные значения параметра  $\Lambda$ , для которых, с одной стороны, слой остается достаточно тонким, чтобы можно было говорить о существовании адвективного (горизонтального) течения, но, с другой стороны, становится существенной и конечная длина слоя. Порог устойчивости адвективного течения в бесконечном слое со свободной верхней границей и однородным горизонтальным градиентом температуры для больших  $\sigma$  определяется числом Рэлея, выраженным через градиент температуры и толщину слоя [5]. В рассматриваемом случае ступенчатого распределения температуры “эффективный” градиент температуры, определяющий интенсивность адвективного течения, есть  $2\Delta T/L$  (в качестве характерной длины принято расстояние между центрами теплообменников) и соответствующее число Рэлея можно ввести как  $Ra = 2g\beta h^4 \Delta T / \nu \chi L$ .

Важно отметить, что наличие в задаче локализованного скачка температуры не позволяет получить полное подобие по параметрам, определенным через масштабы  $h$  и  $L$  ( $\Lambda$  и  $Ra$ ). По этой причине ниже при описании экспериментов приводятся значения исходных размерных параметров задачи – перепада температуры  $\Delta T$  и толщины слоя  $h$ , а безразмерные параметры используются при необходимости сравнения результатов с каноническими ситуациями. В экспериментах исследованы течения в диапазоне  $8 < h < 70$  мм,  $1.7 < \Delta T < 33.7$  К, что соответствует диапазону числа Рэлея  $600 < Ra < 5.5 \cdot 10^7$  (диапазон относительных толщин слоя  $0.04 < \Lambda < 0.34$ ).

На фиг. 2 показано, как изменяется структура течения с ростом толщины слоя  $h$  при фиксированном перепаде температуры  $\Delta T = 1.7$  К. Поля скорости для плоскости  $XOZ$  получены путем осреднения по большому числу измерений в областях, изображенных в виде светлых прямоугольников на фиг. 1, б. При малой толщине слоя в области границы между холодной и горячей пластинами формируется асимметричный вихрь (фиг. 2, а). Вихрь характеризуется интенсивным подъемным течением над горячей пластиной (справа) и менее интенсивным, но более протяженным опускным течением над холодной пластиной (слева). С ростом толщины слоя происходит усиление скорости в вихре и



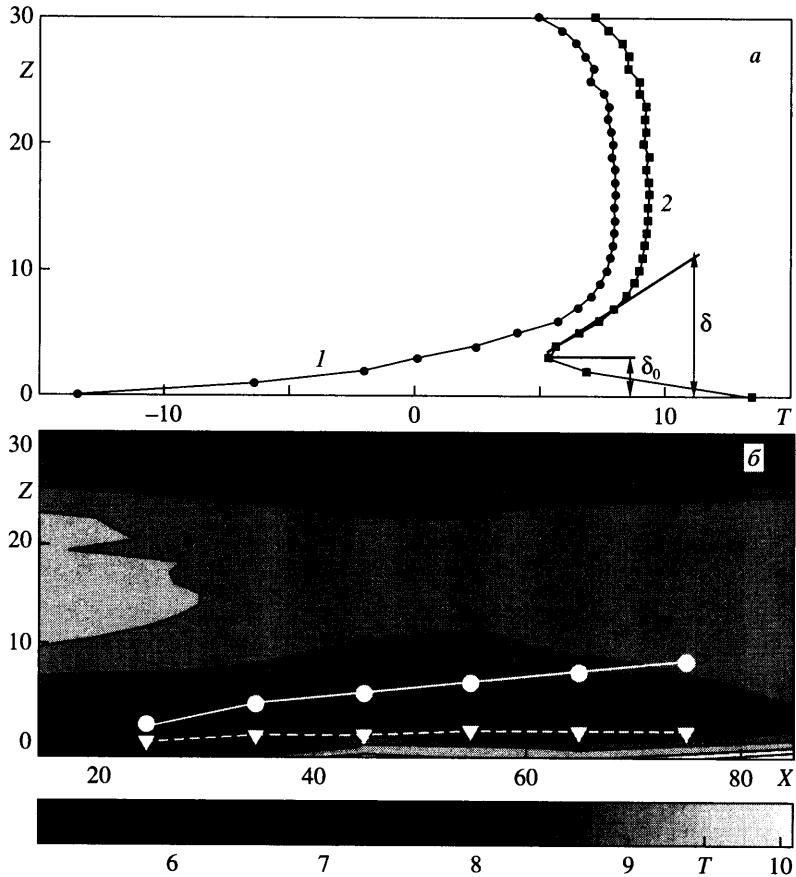
Фиг. 3. Осредненные поля скорости адвективного течения над нагретой пластиной для различных  $\Delta T$ :  $a - \Delta T = 1.7$ ,  $b - 3.4$ ,  $в - 10.8$ ,  $г - 20.8$ ,  $\delta - 6.2$ ,  $e - 33.7$ ; слева –  $h = 15$ , справа –  $30$  мм

увеличение его размеров. При  $h = 20$  мм вихрь образует адвективное течение, охватывающее весь объем жидкости.

Поле скорости в области над нагретой пластиной, ограниченной вертикальной (правой) стенкой дано на фиг. 2,  $г-e$ . Теплоперенос через вертикальную стенку приводит к тому, что температура на ней ниже, чем у жидкости внутри кюветы, и, как следствие, там формируется слабый обратный вихрь. Интенсивность вихря увеличивается с ростом толщины слоя, пока крупномасштабное адвективное течение, сформировавшееся в центре, не приводит к его разрушению.

На фиг. 3 показана эволюция потока с увеличением перепада температуры  $\Delta T$  для двух фиксированных значений толщины слоя  $h$ . Развитие адвективного течения по мере роста числа Рэлея происходит так же, как и в случае увеличения  $Ra$  за счет толщины слоя. Однако при умеренных толщинах слоя и больших значениях  $\Delta T$  появляется вторичное подъемное течение на некотором удалении от границы теплообменников (левый столбец фиг. 3,  $г$ ).

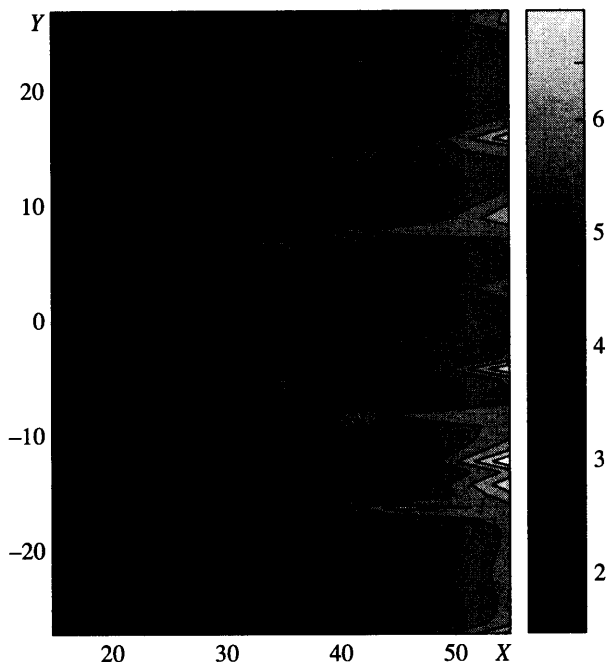
Существенное влияние на формирование вторичных конвективных течений оказывает распределение температуры. Структура адвективных течений такова, что вблизи верхней и нижней границ формируются слои с потенциально неустойчивой стратификацией температуры [5], в которых и возникают вторичные течения. Измерение профилей температуры проводилось в плоскости  $ZOX$  с шагом по оси  $X - 10$  мм, по оси  $Z - 1$  мм (фиг. 4,  $a$ ). Распределение температуры по высоте в области над холодным теплообменником практически не зависит от координаты  $X$ . Внизу наблюдается пограничный слой с устойчивой стратификацией температуры, в центральной области температура почти однородна, а в верхней части слоя вследствие оттока тепла со свободной поверхности формируется тепловой пограничный слой с неустойчивой стратификацией. На распределение температуры над горячим теплообменником существенное влияние оказывает набегающий вдоль дна поток холодной жидкости (темный язык в нижней части фиг. 4,  $b$ ). Этот поток формирует у нижней поверхности тепловой пограничный слой со значительным положительным (неустойчивым) градиентом температуры. Толщину этого слоя обозначим  $\delta_0$  (см. профиль температуры над горячим теплообменником,



Фиг. 4. Профили температуры (а) для  $x = -20$  (1) и 15 мм (2), осредненное поле температуры в плоскости  $XOZ$  над горячим теплообменником (б) при  $\Delta T = 26.8$  К,  $h = 30$  мм: 3, 4 – верхняя граница и центр вала

приведенный на фиг. 4, а). Общую толщину холодного теплового пограничного слоя  $\delta$  определим как расстояние от нижней поверхности до точки, в которой заканчивается квазилинейный рост температуры (фиг. 4, а). Придонный неустойчиво стратифицированный слой приводит к появлению вторичных конвективных течений. Из теории устойчивости адвективных течений в горизонтальном слое известно [5], что для жидкостей с умеренными и большими  $\sigma$  ( $\sigma > \sigma^*$ ) наиболее опасные – спиральные возмущения и вторичные течения возникают в виде спиральных валов, ориентированных вдоль основного потока. Структура спиральных валов, возникающих при натекании потока на горячую пластину, – основная цель исследований в данной работе.

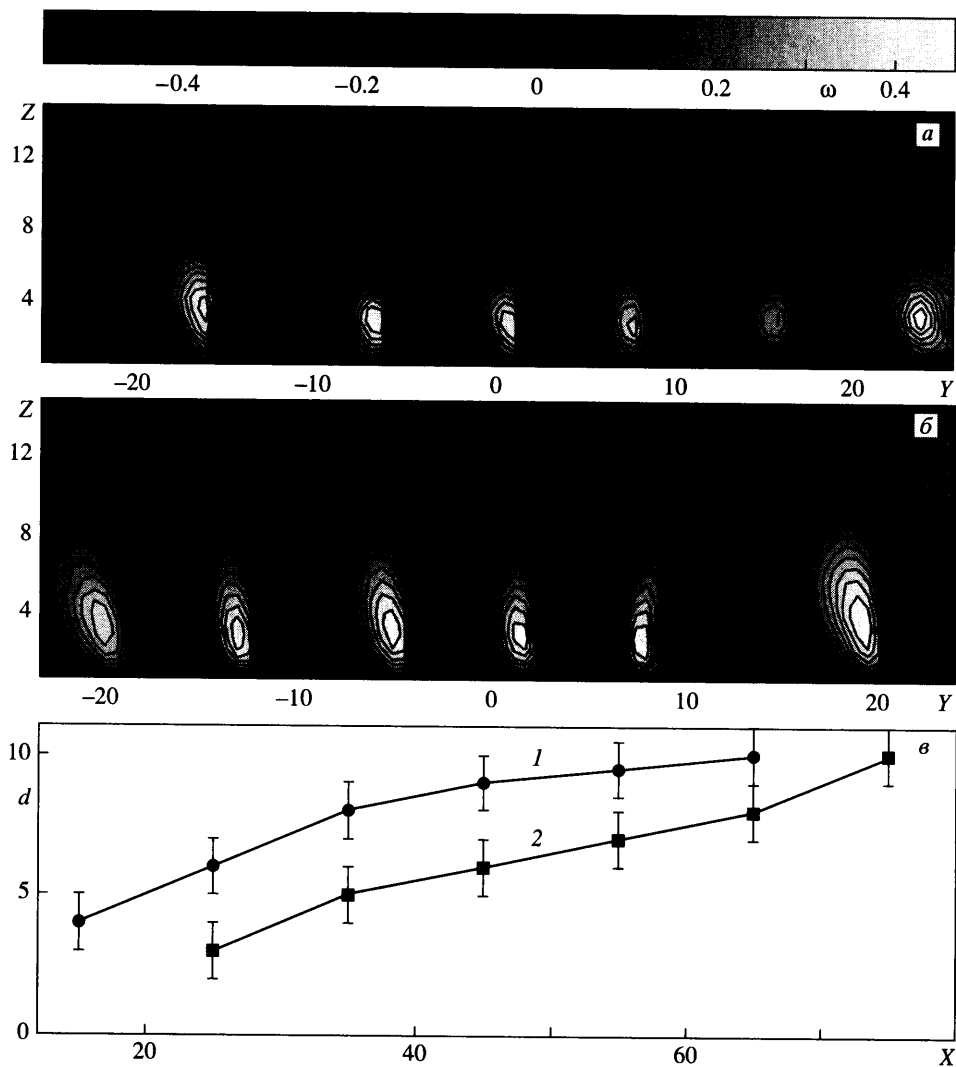
**3. Вторичные структуры.** Продольные спиральные валы хорошо видны на поле температуры, измеренном в горизонтальном сечении на высоте 3 мм над горячим теплообменником (фиг. 5). Светлые полосы указывают на существенное повышение температуры в местах подъема нагретой жидкости в конвективных валах. При этом у левой границы рисунка, т.е. вблизи скачка температуры ( $x \approx 15$  мм), в поле зрения попали только две восходящие струи, в то время как в правой части ( $X > 40$  мм) формируется регулярная система валов и видно шесть восходящих струй.



Фиг. 5. Поле температуры в горизонтальном сечении на высоте  $z = 3$  мм над горячим теплообменником ( $\Delta T = 26.8$  К,  $h = 30$  мм)

Для исследования эволюции спиральных валов вдоль потока проводились измерения полей скорости в плоскостях  $YZ$  для различных значений координаты  $X$  (см. фиг. 1, на которой вертикальный прямоугольник показывает характерное положение области измерений).

Пример полей  $X$ -компоненты завихренности  $\omega_x = \text{rot}_x v$ , вычисленных по осредненным полям скорости, измеренным в плоскостях  $YZ$  для  $X = 35$  и  $65$  мм для случая  $\Delta T = 26.8$  К,  $h = 30$  мм представлен на фиг. 6. У нижней границы слоя хорошо видна система горизонтальных вихрей (валов), вертикальный размер которых растет по мере удаления от центра модели (сравните поля фиг. 6, *a* и *б*). Зависимость вертикального размера валов от координаты  $X$  для двух различных перепадов температуры  $\Delta T$  приведена на фиг. 6, *в*. Важно отметить, что рост вертикального размера валов происходит в основном за счет растяжения их верхней части. Для иллюстрации этого факта на фиг. 4, *б* отмечены положения точек с максимальным значением завихренности (центр вала), которые соединены кривой 4. Эта кривая практически параллельна нижней границе области. На этой же фигуре отмечены и точки, соответствующие верхней границе вала. Через них проведена кривая 3, которая в отличие от кривой 2 составляет заметный угол с границей, что говорит о существенном увеличении размера вала. Сопоставление положений центра и границы вала в различных сечениях потока с результатами измерения профилей температуры показывает, что центр вихря (максимум завихренности) почти совпадает с положением минимума температуры, т.е. определяется величиной  $\delta_0$  (которая практически не меняется вдоль потока), а верхняя граница вала – границей теплового пограничного слоя, т.е. величиной  $\delta$ , которая растет с координатой  $X$ . Следует отметить, что спиральные валы формируются на некотором расстоянии от скачка температуры. Это согласуется с результатами, полученными в [8, 19], где

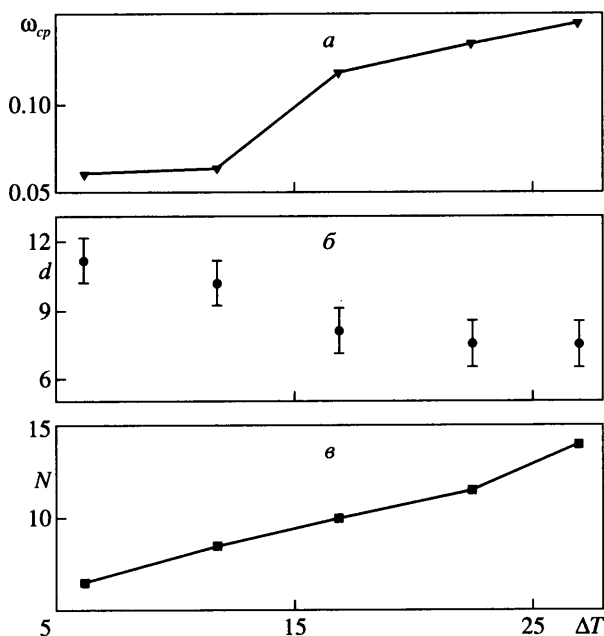


Фиг. 6. Поле средних значений завихренности  $\omega_x$  в плоскости  $ZY$ :  $a - X = 35$ ,  $b - X = 65$  мм при  $\Delta T = 26.8$  К,  $h = 30$  мм;  $c -$  зависимость размера валов от координаты  $X$  для 1, 2 -  $\Delta T = 10.7, 26.7$  К

исследовались продольные валы в вынужденном потоке, натекающем на горячую поверхность.

Увеличение перепада температуры на теплообменниках  $\Delta T$  приводит к росту скорости адвективного течения и уменьшению толщины температурного пограничного слоя, что оказывает существенное влияние на структуру валов. Валы начинают формироваться дальше от границы теплообменников (фиг. 6,  $a$ ), уменьшается вертикальный размер валов, а их количество возрастает (фиг. 7,  $b$ ,  $c$ ). Также надо отметить, что рост  $\Delta T$  приводит к увеличению интенсивности вращения валов (фиг. 7,  $a$ ). На формирование вторичных конвективных течений оказывает влияние и толщина слоя  $h$ . При незначительной толщине слоя размеры валов растут вместе с толщиной всего слоя (возрастает



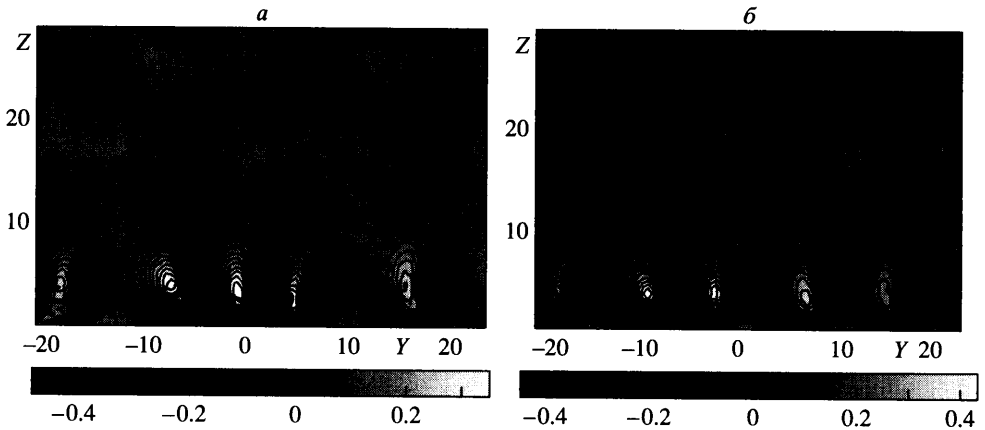


Фиг. 7. Зависимости характеристик спиральных валов от перепада температуры  $\Delta T$ , К на теплообменниках для слоя  $h = 30$  мм:  $a$  – среднее значение завихренности в нижнем пограничном слое толщиной 15 мм;  $b$  – размер валов;  $v$  – количество валов

толщина пограничного слоя), однако для  $h > 30$  мм интенсивность и размер спиральных валов практически не зависят от  $h$ . Это подтверждает фиг. 8, на которой показаны поля завихренности в одном и том же сечении для разных толщин слоя  $h$  и одинакового перепада температуры  $\Delta T = 26.7$  К. Поля завихренности в области существования горизонтальных валов качественно идентичны. В середине слоя, где жидкость прогрета достаточно однородно, регулярных структур нет. В верхней части слоя из-за охлаждения на свободной границе также появляются конвективные вихри. Их можно видеть на фиг. 8,  $a$ , где в поле зрения попала вся толщина слоя жидкости. По интенсивности эти вихри заметно уступают вихрям в нижней части слоя, что неудивительно, так как градиент температуры в неустойчиво стратифицированном приповерхностном слое значительно слабее.

**Заключение.** Выполнены экспериментальные исследования полей температуры и скорости в адвективном течении, возникающем в горизонтальном слое жидкости (трансформаторного масла), налитой в прямоугольную полость, на дне которой поддерживается ступенчатое распределение температуры. При малых  $Ra$  и  $\Lambda$  конвективное течение локализовано вблизи границы теплообменников. С ростом перепада температуры и толщины слоя течение усиливается и захватывает весь слой (становясь, таким образом, адвективным течением). При больших перепадах температуры над горячим теплообменником помимо основного подъемного течения у вертикальной стенки наблюдается менее интенсивный подъем жидкости на некотором расстоянии от границы теплообменников.

Линейная теория устойчивости адвективного течения в бесконечном слое со свободной поверхностью при однородном горизонтальном градиенте температуры дает критическое значение  $Ra \approx 250$ , при котором возникают продольные спиральные валы (равенство приближенное, так как порог устойчивости зависит и от числа Марангони, т.е.



Фиг. 8. Поле средних значений завихренности  $\omega_x$  для  $\Delta T = 26.7$  К и различных толщин слоя: а –  $h = 30$ ; б – 70 мм (только нижняя часть слоя)

от влияния термокапиллярных эффектов, роль которых в рассматриваемом течении незначительна). В исследуемой задаче устойчивые конвективные течения без вторичных структур наблюдаются и при больших значениях  $Ra$ , но это плоские течения, локализованные вблизи скачка температуры. Выраженное адвективное течение, охватывающее весь слой, возникает при существенно больших значениях  $Ra$  ( $Ra \approx 2.3 \cdot 10^4$ ) и всегда характеризуется наличием продольных спиральных валов в пограничном слое над горячим теплообменником. Спиральные валы формируются на некотором расстоянии от скачка температуры. Фактически для их возникновения требуется, чтобы горизонтальный размер основного конвективного течения, вызываемого перепадом температуры на нижней поверхности, превысил расстояние, необходимое для формирования валов.

Характеристики спиральных валов полностью определяются структурой теплового пограничного слоя. Центр вращения (ось) привязан к положению минимума температуры  $z = \delta_0$ , которое практически не меняется вдоль потока. Общая высота валов связана с толщиной всего пограничного слоя  $\delta$  и растет вдоль потока до его разрушения вблизи вертикальной стенки. Таким образом, валы несимметричны по вертикали.

Размеры валов растут с увеличением толщины слоя  $h$ , но только при небольших толщинах, а при  $h > 30$  мм не зависят от нее. Увеличение перепада температуры на теплообменниках усиливает скорость потока и поджимает тепловой пограничный слой, уменьшая тем самым и размер валов, при этом интенсивность вращения валов возрастает.

Авторы выражают благодарность Г.В. Левиной за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Урал № 04-01-96005 и № 04-05-64315), и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF REC-09).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Об устойчивости плоскопараллельного конвективного движения относительно пространственных возмущений // ПММ. 1969. Т. 33. Вып. 5. С. 855–860.
2. Sparrow E.M., Husar R.B. Longitudinal vortices in natural convection flow on inclined plates // J. Fluid Mech. 1969. V. 37. Pt 2. P. 251–255.
3. Biertumpfel R., Beer H. Natural convection heat transfer increase at the laminar–turbulent transition in the presence of instationary longitudinal vortices // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. № 16. P. 3109–3117.

4. *Shaikatullah H., Gebhart B.* An experimental investigation of natural convection flow on an inclined surface // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1978. V. 21. № 12. P. 1481–1490.
5. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А.* Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 319 с.
6. *Mullarney J.C., Griffiths R.W., Hughes G.O.* Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // *J. Fluid Mech.* 2004. V. 516. P. 181–209.
7. *Schroder E., Buhler K.* Three-dimensional convection in rectangular domains with horizontal throughflow // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1995. V. 38. № 7. P. 1249–1259.
8. *Kim M.C., Baik J. S., Hwang I.G., Yoon D.-Y., Choi C.K.* Buoyancy-driven convection in plane Poiseuille flow // *Chem. Engng Sci.* 1999. V. 54. № 5. P. 619–632.
9. *Brown R.A., Etling D.* Roll vortices in the planetary boundary layer: A review // *Boundary-Layer Meteor.* 1993. V. 65. № 3. P. 215–248.
10. *Wurman J., Winslow J.* Intense sub-kilometer-scale boundary layer rolls observed in Hurricane Fran // *Science.* 1998. V. 280. № 5363. P. 555–557.
11. *Morrison I., Businger S., Marks F., Dodge P., Businger J.A.* An observational case for the prevalence of roll vortices in the hurricane boundary layer // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 62. № 8. P. 2662–2673.
12. *Foster R.C.* Why rolls are prevalent in the hurricane boundary layer // *J. Atmos. Sci.* 2005. V. 62. № 8. P. 2647–2661.
13. *Ginis I., Khain A.P., Morozovsky E.* Effects of large eddies on the structure of the marine boundary layer under strong wind conditions // *J. Atmos. Sci.* 2004. V. 61. № 24. P. 3049–3064.
14. *Богатырев Г.П.* Возбуждение циклонического вихря или лабораторная модель тропического циклона // *Письма в ЖЭТФ.* 1990. Т. 51. Вып. 11. С. 557–559.
15. *Баталов В.Г., Левина Г.В., Сухановский А.Н., Фрик П.Г.* Поля скорости в крупномасштабном вихре над локализованным источником тепла во вращающемся слое жидкости // *Гидродинамика*, Пермь: Изд-во ПГУ. 2004. Вып. 14. С. 9–20.
16. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
17. *Raffel M., Willert C., Kompenhans J.* Particle Image Velocimetry: A Practical Guide. Berlin: Springer, 1998. 253 p.
18. *Зимин В.Д., Фрик П.Г.* Турбулентная конвекция. М.: Наука, 1988. 173 с.
19. *Tuh J.L., Lin T.F.* Structure of mixed convective longitudinal vortex air flow driven by a heated circular plate embedded in the bottom of a horizontal flat duct // *Intern. J. Heat Mass Transfer.* 2003. V. 46. № 8. P. 1341–1357.

Пермь

Поступила в редакцию  
4.XII.2006