

УДК 532.529.2

© 1995 г. В. В. ЛЕВИЦКИЙ, Ю. Д. ЧАШЕЧКИН

## ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦИОННАЯ КОНВЕКЦИЯ ПРИ ОДНОРОДНОМ БОКОВОМ НАГРЕВЕ

Оптическими и зондовыми методами исследована тонкая структура теплового конвективного течения в жидкости с устойчивой солевой стратификацией около плоского наклонного источника тепла. Определены зависимости параметров структуры полей градиента коэффициента оптического преломления, удельной электропроводности, скорости, температуры от времени при различных углах наклона нагревателя. Показано различие масштабов пространственной изменчивости различных переменных. Числа Нуссельта изменяются от 1,8 до 5,4 для структур под пластиной и от 1,8 до 10,6 для структур над ней в диапазоне значений чисел Рэлея от  $2 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^6$ .

При боковом нагреве непрерывно стратифицированной жидкости в ней формируется периодическая по глубине система конвективных ячеек, разделенных высокоградиентными прослойками, локализованными в центрах слоев то сдвигом скорости [1, 2]. В стационарных условиях нагрева высота ячеек медленно меняется, а длина растет со временем. Внешняя граница области ячейистой конвекции — тепловой фронт с большими значениями градиентов солености и температуры — является источником диссипативно-гравитационных волн [3] — пространственно-периодических течений или внутренних волн нулевой частоты в невозмущенной среде. Регулярные системы конвективных ячеек наблюдаются над источниками тепла различной размерности — плоским, линейным, точечным. Зависимости масштабов структуры и характеристик тепломассопереноса от параметров задачи (плотности теплового потока или потока плавучести и стратификации) не являются универсальными.

Вследствие прерывания молекулярного потока вещества на наклонной поверхности формируется пограничное течение даже в отсутствие дестабилизирующих внешних сил [4]. Пограничное течение может влиять как на критические условия установления структуры, так и на ее параметры. При изменении угла наклона плоского нагревателя также меняется соотношение между стабилизирующими (связанными с начальной стратификацией) и дестабилизирующими компонентами силы плавучести.

Параметры структуры и тепломассопереноса зависят сложным образом от угла наклона нагревателя к вертикали. В узкой ячейке  $1,0 \times 11,1 \times 25,7$  см<sup>3</sup> критическое число Рэлея, при котором происходит одновременное образование ячеек по всей поверхности нагревателя, является немонотонной функцией в диапазоне углов наклона от  $-75^\circ$  до  $+75^\circ$  [5]. В ячейках под нагревателем его величина оказалась меньше, чем в ячейках над нагревателем. Анализ устойчивости течения для данной геометрии ячейки выполнен в [6]. Скорость продвижения теплового фронта внешней границы конвективных ячеек в сравнительно большом бассейне (длина бассейна  $L = 170$  см) согласуется с расчетами скорости распространения интрузий, основанными на теории конвекции в тонких полостях [7]. Для оценки высоты ячеек обычно используется естественный масштаб — высота подъема нагретого элемента жидкости на уровень нейтральной плавучести в исходном стратифицированном окружении [8].

Тонкая слоистая структура океана в окрестности наклонных фронтов, слоистая структура слитков, микро- и макросегрегация примесей при кристаллизации методом Чохральского или зонного переплава, разделение компонент в магматических камерах и расслоение геологических пород на самом деле могут быть проявлениями одного и того же процесса — термоконцентрационной (или термохалинной) конвекции при боковом нагреве (или охлаждении) неоднородной среды.

Целью данной работы является экспериментальное исследование геометрии течения и характеристик теплопереноса одновременно над и под плоским нагревателем в широком диапазоне углов его наклона.

1. Основные параметры задачи. Полная система уравнений термогидродинамики вязкой стратифицированной жидкости включает в себя следующие размерные параметры:  $H$ ,  $B$  и  $L$  — высота, ширина и длина бассейна;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  $\chi$  — коэффициент температуропроводности;  $\alpha$  — коэффициент температурного расширения;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $C_p$  — удельная теплоемкость раствора при постоянном давлении;  $k_s$  — коэффициент диффузии;  $\Lambda = (d \ln \rho_0(z)/dz)^{-1}$  — масштаб стратификации, который для изотермической жидкости приближенно равен  $\Lambda \approx 1/\beta(dS/dz)$ , где  $\beta$  — коэффициент солевого сжатия,  $\rho_0$  — плотность невозмущенной жидкости,  $z$  — вертикальная координата,  $S$  — соленость. Стратификация также характеризуется частотой  $N = \sqrt{g/\Lambda}$  (периодом  $T_b = 2\pi/N$ ) свободных внутренних колебаний (частотой Брента — Вайсяля), где  $g$  — ускорение силы тяжести.

Система уравнений рассматривается с граничными условиями прилипания для скорости, непроницаемости для соли, термоизоляции для всех поверхностей, кроме нагревателя, на котором задана плотность потока тепла  $q = P/F$ , где  $P$  — подводимая мощность,  $F$  — площадь поверхности нагревателя, или разность температур между нагревателем и невозмущенной жидкостью  $\Delta T$ .

Одним из основных масштабов свободной конвекции является высота адиабатического подъема жидкой нагретой частицы на уровень нейтральной плавучести  $h_a$  [8], которая определяется из условия

$$\rho(p, T + \Delta T, S(z)) = \rho_0(p, T, S(z + h_a))$$

где  $p$  — давление. В среде с линейным градиентом солености  $h_a = \alpha \Delta T \Lambda$ .

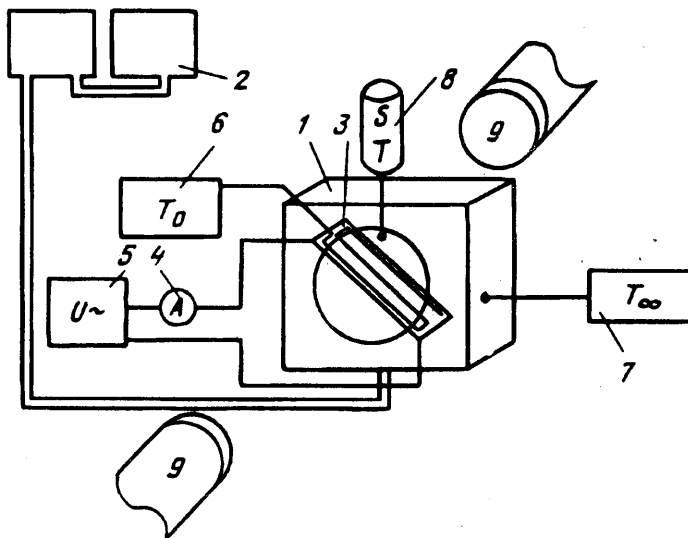
Основным безразмерными параметрами являются

$$Ra_s = \frac{g\beta(-dS/dz)d^4}{\nu\chi} = \frac{gd^4}{\nu\chi\Lambda}, \quad Ra_t = \frac{g\alpha\Delta T d^3}{\chi\nu} \quad (\text{или } Ra_q = \frac{g\alpha q d^4}{\lambda\nu\chi})$$

$$Nu = \frac{qd}{\rho C_p \chi \Delta T}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Sc = \frac{\nu}{k_s}, \quad R_\rho = \frac{\alpha \Delta T}{\beta \Delta S}$$

Здесь  $Ra_s$  — солевое число Рэлея,  $Ra_t$  — тепловое число Рэлея, определяемое по разности температур  $\Delta T$ ,  $Ra_q$  — число Рэлея, определяемое по плотности теплового потока  $q$ ,  $Nu$  — число Нуссельта,  $Pr$  — число Прандтля,  $Sc$  — число Шмидта,  $R_\rho$  — плотностное соотношение, являющееся отношением двух составляющих архимедовой силы.

Данная задача характеризуется несколькими масштабами длины. В качестве определяющего масштаба могут использоваться: высота бассейна  $H$ , высота адиабатического подъема нагретой частицы  $h_a$ , характеризующая структурные элементы течения; высота отдельной ячейки  $h = k_a h_a = k_a \alpha \Delta T \Lambda$ , где  $k_a$  — коэффициент адиабатичности, вязкий диссипативный масштаб  $d_v = \sqrt{\nu/N}$ , комбинационный масштаб  $d = \sqrt[4]{\nu k/N^2}$ , характеризующий пространственную измен-



Фиг. 1

чивость диссипативно-гравитационных волн, и масштаб изменения плотности  $\Lambda$ , характеризующий исходную стратификацию.

В данной работе в качестве масштаба выбрана высота ячейки  $h$  — основного структурного элемента течения. Минимальные масштабы изменчивости полей температуры, солёности, скорости и градиента плотности определяют разрешающую способность и чувствительность приборов, позволяющие выделить основные структурные элементы течения.

2. Методика. Схема установки представлена на фиг. 1. Бассейн 1 размерами  $50 \times 15 \times 50 \text{ см}^3$  изготовлен из алюминиевого сплава. В его боковые стенки вставлены иллюминаторы из оптического кварца. Система заполнения 2 служит для создания требуемой стратификации методом непрерывного вытеснения. В качестве тепловыделяющего элемента использовалась нихромовая пластина 3 толщиной 0,02 мм и размерами  $30 \times 10 \text{ см}^2$ , покрытая слоем БФ-2 для защиты от коррозии. Пластина устанавливалась в поворотном устройстве, позволяющем плавно изменять ее угловое положение.

В данных опытах нагреватель устанавливался вертикально, а также под углом 15, 30, 45, 60, 75, 90° к вертикали. Пластина разбивала объем бассейна на два полупространства, конвективные структуры формировались с обеих сторон нагревателя. Для того чтобы исключить перетекание жидкости между полупространствами, на нагреватель наклеивались дополнительные шторки. Зазор между нагревателем и стеклами бассейна не превышал 0,25 мм. Сохранение структурных различий по обе стороны нагревателя в течение многочасового эксперимента свидетельствует о том, что перетекание если и есть, то незначительное и не влияет на динамику процесса.

Шинами большого сечения ( $s = 40 \text{ мм}^2$ ) пластина соединялась со стабилизированным по напряжению источником переменного тока. Сопротивление пластины в холодном состоянии составляло 0,12 Ом. Ток измерялся амперметром 4 через трансформатор тока с погрешностью 0,5%, напряжение — вольтметром 5 с погрешностью 1,5%. Подводимая мощность определялась как произведение тока и напряжения с погрешностью 2%.

Для определения температуры перегрева по всей площади пластины наклеивался термометр сопротивления 6, его чувствительным элементом являлась уложенная бифилярно медная проволока диаметром 0,03 мм. Еще один термометр сопротивления 7 размещался у боковой стенки бассейна. Термометры включались в плечи мостов переменного тока, сигналы с которых подавались через усилители и интеграторы на самописцы.

Над бассейном устанавливался механизм перемещения 8, на котором крепились датчики для измерения вертикальных распределений температуры и электропроводности.

Перед началом опытов производилась калибровка всех термодатчиков совместно с индивидуаль-

ными усилителями и регистраторами. Динамические свойства датчиков определялись при резком пересечении границы раздела воздуха — вода. Погрешность определения температуры составляла  $\pm 0,05$  К, постоянная времени в воде —  $0,8-0,9$  с.

Удельная электропроводность жидкости измерялась «одноэлектродным» датчиком, чувствительным элементом которого является торец коаксиальной электролитической ячейки (диаметр внутреннего платинового электрода  $0,3$  мм, внешнего никелевого —  $1$  мм). Датчики электропроводности калибровались в термостате по набору растворов различной солености. Погрешность определения удельной электропроводности составляла  $\pm 0,05$  См/м. Как показывают опыты, наличие стратификации существенно влияет на картину обтекания чувствительных элементов контактных преобразователей и заметно ухудшает их разрешение. Динамическая градуировка датчиков электропроводности проводилась по методике [9], ее результаты учитывались при обработке результатов измерений.

Профиль горизонтальной компоненты скорости определялся при регистрации смещений окрашенного следа за свободно падающими мелкими кристаллами  $\text{KMnO}_4$  с погрешностью измерений  $3\%$ .

Период плавучести  $T_b$  определялся по измерениям с помощью датчика удельной электропроводности периода колебаний, возбуждаемых тонущим кристаллом сахара.

Визуализация течений проводилась теневым прибором ИАБ-458 9. В экспериментах использовались как «вертикальная щель — нож Фуко», так и «вертикальная щель — нить в фокусе». Первый метод выделяет горизонтальную составляющую коэффициента преломления  $dn/dx$  (координата  $x$  отсчитывается от края бассейна). Так как производная  $dn/dx$  имеет противоположные знаки по разные стороны нагревателя, то оптическая картина антисимметрична по освещенности относительно источника тепла. Данный метод имеет высокую чувствительность, что позволяет отчетливо регистрировать довольно слабые возмущения, например диссипативно-гравитационные волны, и узкий динамический диапазон.

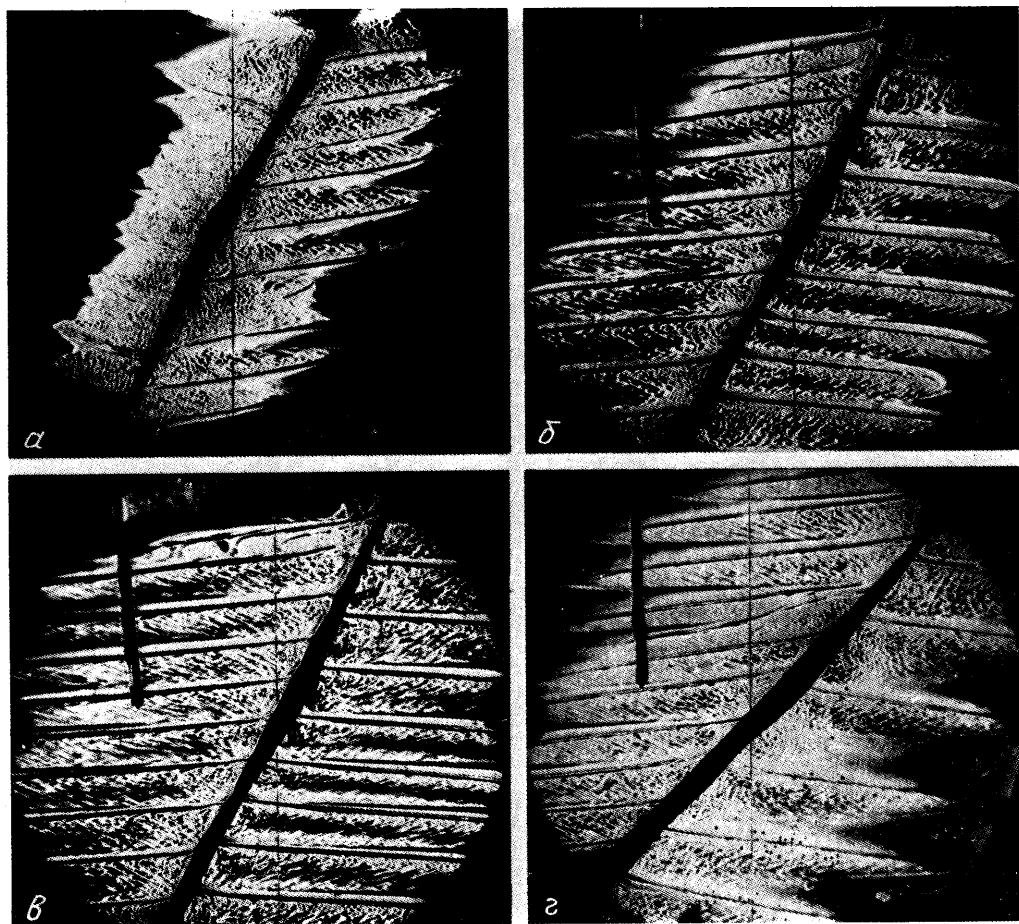
Метод «вертикальная щель — нить в фокусе» имеет более широкий динамический диапазон, поэтому наблюдаемая структура выглядит более насыщенной мелкими деталями. Но при этом слабые волновые возмущения не визуализируются. В данном случае регистрируется изменение  $dn/dr$  — градиента показателя преломления в горизонтальном направлении, причем начало отсчета на каждом уровне совпадает с источником возмущений, производная имеет одинаковый знак в обоих направлениях. Поэтому теневая картина получается симметричной по освещенности относительно нагревателя. Результаты, описываемые в данной работе, получены в основном методом «щель — нить в фокусе».

После заполнения бассейн выдерживался в течение суток для выравнивания возникающих неоднородностей. Контроль однородности градиента плотности осуществлялся теневым методом, а также по профилю удельной электропроводности.

Измерения начинались с определения периода  $T_b$  с обеих сторон пластины. Далее включался нагреватель и периодически регистрировались профили удельной электропроводности и температуры (скорость зондирования составляла  $0,05$  см/с). Интервал между последующими зондированиями составлял не менее  $5$  мин, за это время размывались все неоднородности, связанные с предыдущими измерениями. Непрерывно проводилась запись температуры нагревателя  $T_A$  и температуры невозмущенной жидкости у стенки  $T_\infty$  (ее повышение служило сигналом о прекращении эксперимента, так как тепловой фронт и ячейки достигали стенок бассейна). Фотосъемка теневых картин велась с интервалом  $20$  с. По фотограммам определялись средний вертикальный размер ячеек (высота)  $h$ , длина ячеек  $l$ , угол наклона ячеек к горизонту  $\varphi$ .

Вертикальный размер ячеек определялся двумя способами: путем измерения общей высоты и количества ячеек, а также непосредственным измерением высоты каждой ячейки. Измерения проводились в той части кинограммы, где границы ячеек были наиболее эквидистантны. При фотометрировании снимались денситограммы в вертикальном направлении (профиль градиента коэффициента преломления, который связан с градиентом плотности линейным соотношением). В описываемой серии опытов  $T_b = -9,0$  с,  $N = 0,70$  1/с,  $\Lambda = 20,1$  м,  $P = 50$  Вт,  $q = 0,87$  Вт/м<sup>2</sup>.

**3. Основные результаты.** Эволюция картин течения при включении нагревателя показана на фиг. 2 ( $\varphi = 30^\circ$ ,  $t = 10(a)$ ,  $20(b)$ ,  $30(в)$  мин). Нагретой жидкости соответствуют однородные светлые полосы справа и слева от нагревателя, толщины которых со временем монотонно растут. Внешняя граница полос характеризуется достаточно резким пространственным градиентом температуры и является тепловым фронтом.

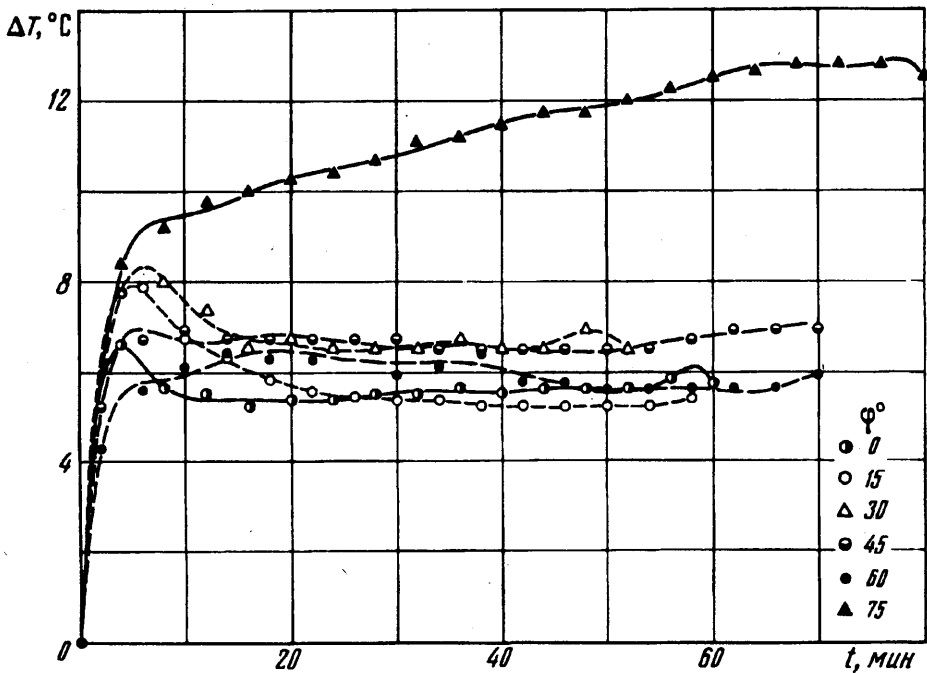


Фиг. 2

Элементы тонкой поперечной структуры конвективного течения (тонкие наклонные темные полосы) появляются спустя 2 мин над пластиной и с некоторой задержкой (2,5 мин) под ней. Высокоградиентные прослойки ограничивают высоту подъема нагретых жидких частиц. Прослойки быстро растут в горизонтальном направлении и достигают границы теплового фронта. Скорость продвижения теплового фронта увеличивается при замыкании течения в вихревые ячейки. Пока ячейки короткие, их передняя граница гладкая, с течением времени она становится изрезанной. Наиболее удаленными от нагревателя являются высокоградиентные прослойки между ячейками. Ячейки под пластиной гораздо крупнее, чем над ней, и тепловой фронт под пластиной (фиг. 2, *a*  $t = 10$  мин) продвинулся в глубь невозмущенной жидкости на меньшую глубину, чем над ней, степень его изрезанности гораздо меньше, чем над пластиной. Изображение на фиг. 2, *a* следует повернуть на  $180^\circ$ .

От передних границ ячеек в невозмущенную область распространяется система диссипативно-гравитационных волн или волн нулевой частоты, которые наблюдаются над пластиной в виде чередующихся светлых и темных полос (фиг. 2, *a*). Длина волны равна высоте ячеек. Угол примыкания диссипативно-гравитационных волн к границам ячеек примерно равен  $50^\circ$ , что согласуется с теорией [3].

Внутри ячеек (фиг. 2, *a*, *б*) наблюдается богатая тонкая структура с масштабами около 1 мм. Эта моховидная структура типа «солевых пальцев» образована



Фиг. 3

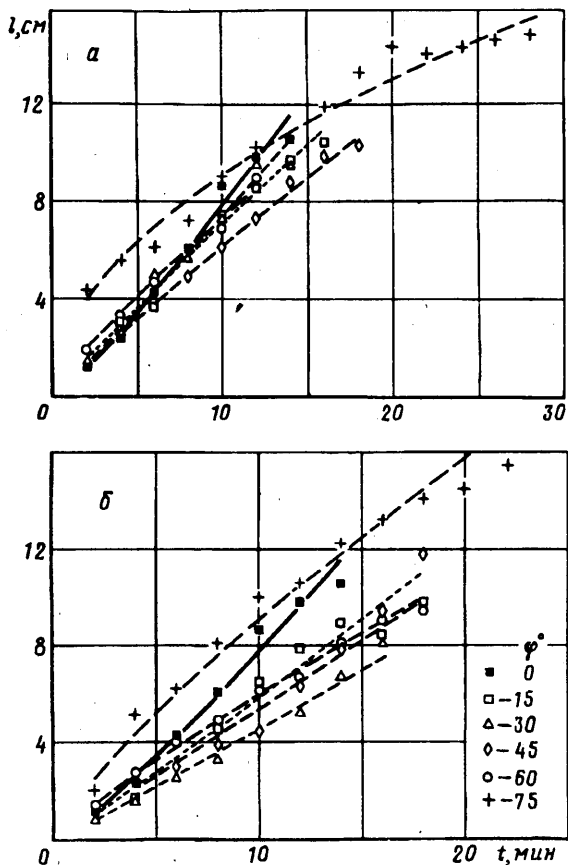
опускающимися элементами остывающей осолоненной жидкости, их деформация прорисовывает профиль скорости. На границе ячеек скорость меняет направление на противоположное. Границы ячеек, как верхние, так и нижние, эквидистантны.

Верхняя часть конвективной ячейки, как видно на фиг. 2, а, б, в, имеет высокоградиентную оболочку (границу) на всем протяжении от нагревателя до невозмущенной жидкости (прослойки под пластиной на фиг. 2, а соответствуют  $t = 10$  мин и только начинают формироваться). Нижняя граница ячейки над пластиной имеет диффузный характер, она образована кончиками опускающихся солевых пальцев. Под ней находится невозмущенная жидкость, подтекающая клином между двумя ячейками к нагревателю. Отходящая осолоненная жидкость в верхней части ячейки по мере остывания опускается вниз, а холодная подтекающая жидкость вначале движется горизонтально, затем начинает прогреться и всплывать вдоль границы нижележащей ячейки.

Примерно через 20 мин после начала опыта (фиг. 2, б) нижняя граница ячейки становится из диффузной высокоградиентной. Прослойка образуется на удаленном конце ячейки и постепенно продвигается в сторону нагревателя, она расположена почти горизонтально.

Через 30 мин тепловой фронт выходит из поля зрения (фиг. 2, в). Верхние границы ячеек доходят до поверхности нагревателя (за исключением второй ячейки сверху над пластиной). Нижняя граница почти доходит до нагревателя и в некоторых ячейках сливается с верхней границей нижележащей ячейки. Таким образом, при  $t = 30$  мин число наблюдаемых высокоградиентных прослоек вдвое превышает число ячеек. Угол раствора границ двух соседних ячеек равен примерно  $3^\circ$ .

При развитии структуры наблюдаются процессы дробления и слияния ячеек. Над пластиной (фиг. 2, б) верхняя ячейка разделяется на две и формируется высокоградиентная прослойка между ними, причем клин подтекающей холодной жидкости отделился от верхней границы нижележащей ячейки и оказался полностью сосредоточенным в верхней ячейке (нижняя ячейка состоит только из отходящей нагретой жидкости).



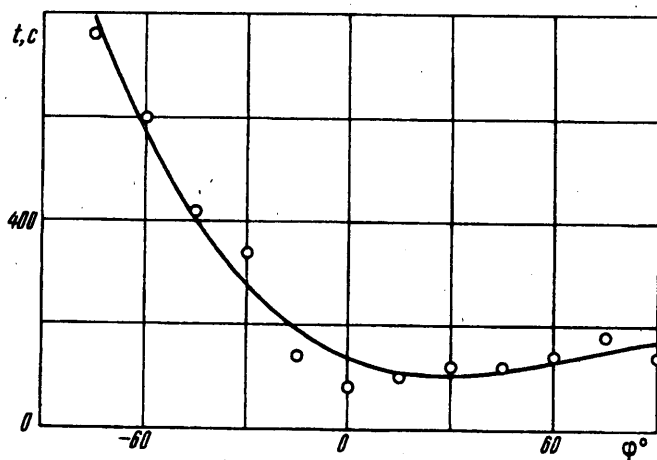
Фиг. 4

На теневой кинограмме (фиг. 2,  $z$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $t = 20$  мин) наблюдается процесс слияния двух ячеек — четвертой и пятой сверху — в одну. Разделяющая ячейки прослойка около нагревателя смещается к верхней границе вышележащей ячейки и начинает размываться. Внутренняя моховидная структура внутри объединенной ячейки почти не видна, за исключением окрестности нагревателя. Высокоградцентные прослойки у нижних границ ячеек отчетливо выражены над нагревателем; под ним границы клина втекающей жидкости диффузные.

Следует отметить, что над пластиной при  $\varphi \geq 30^\circ$  изменяется характер течения внутри самых верхних ячеек. Они фактически состоят из нескольких отдельных вихрей, а не системы солевых пальцев. По-видимому, это связано с тем, что источником тепла для них является нижележащая ячейка (горизонтальный или чуть наклоненный на  $1-2^\circ$  плоский нагреватель). Внутри самой верхней ячейки (фиг. 2,  $e$ ) над пластиной наблюдаются четыре отдельных вихря, тонкая структура в ней выражена значительно слабее, чем во всех остальных ячейках.

В зависимости от угла наклона нагревателя величина перегрева составляла от  $6$  до  $11^\circ \text{C}$  (см. фиг. 3). При малых углах наклона ( $\varphi < 60^\circ$ ) температура стабилизируется в течение  $10-20$  мин. При большом угле  $\varphi = 75^\circ$  температура поверхности нагревателя растет медленно и немонотонно. Результаты измерений температуры перегрева аппроксимировались полиномами десятой степени.

По типу кривых на фиг. 3 можно сказать, что переходный процесс установления разности температур нагревателя и невозмущенной жидкости можно описать уравнением колебательного звена второго порядка, в котором декремент затухания больше собственной частоты. Эта модель эквивалентна двум последовательным



Фиг. 5

апериодическим звеньям с различными постоянными времени  $\tau$  (одна переходная функция описывает теплопроводность, а вторая учитывает конвективное течение). При замыкании ячеек перегрев уменьшается вследствие увеличения доли конвективного переноса. В эксперименте определялось время достижения максимума перегрева  $\tau_1(\Delta T_{\max})$  и время достижения среднего значения между максимумом и постоянным значением  $\tau_2((\Delta T_{\max} - \Delta T_{\infty})/2)$ . Результаты приведены ниже:

$\alpha, ^\circ$	0	15	30	45	60	75
$\tau_1, \text{мин}$	4	5	5,3	6	18	66
$\tau_2, \text{мин}$	7	11	11,5	10	37,5	68,5

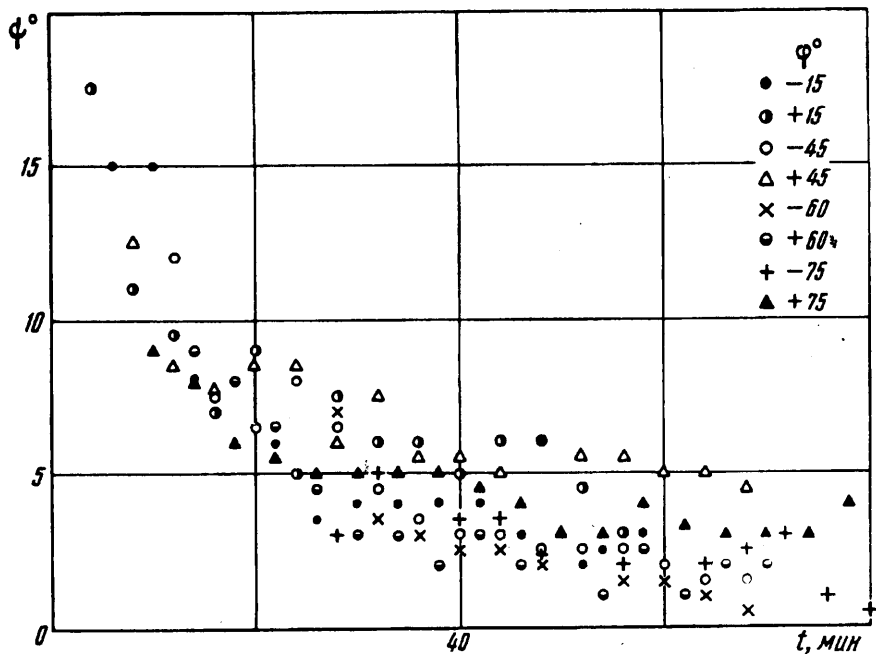
Значения  $\tau_1$  и  $\tau_2$  мало меняются при углах до  $45^\circ$ . С увеличением угла наклона характеристики  $\tau_1$  и  $\tau_2$  возрастают, т. е. переходный процесс становится более медленным, со сглаженным максимумом. Это связано, по-видимому, с задержкой установления конвективного движения.

Тепловые фронты продвигаются в глубь невозмущенной жидкости, оставаясь параллельными пластине, как над, так и под ней. Зависимости положения теплового фронта от времени представлены на фиг. 4. Данные измерений хорошо аппроксимируются степенными зависимостями с показателями, близкими к единице, т. е. как при наклонном, так и при вертикальном нагревателе [2] тепловой фронт продвигается в глубь невозмущенной жидкости практически с постоянной скоростью, составляющей  $1,1 \cdot 10^{-2}$  см/с над и  $1,0 \cdot 10^{-2}$  см/с под пластиной. Показатель степени уменьшается с увеличением угла наклона нагревателя от 1 до 0,8 для структур под нагревателем.

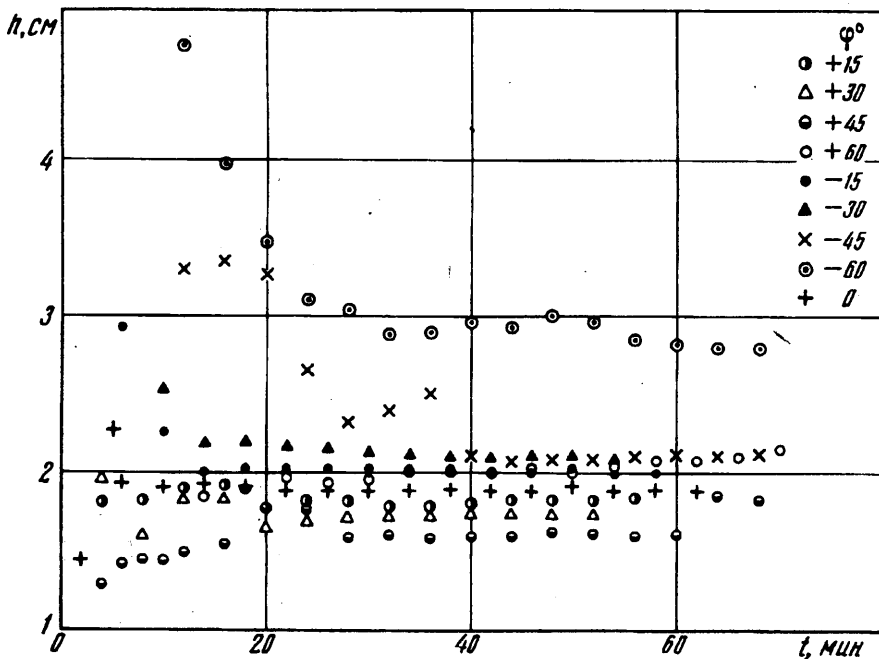
При отклонениях нагревателя от вертикали до  $45^\circ$  ячейки над нагревателем образуются одновременно по всей его длине. Ячейки под нагревателем формируются гораздо медленнее, чем над ним (см. фиг. 5), причем сначала образуется моховидная структура из солевых пальцев вдоль всей поверхности, а затем происходит обострение градиента плотности, приводящее к разбиению течения на отдельные слои.

Изменение угла между границами ячеек и горизонтально во времени показано на фиг. 6. По мере удлинения ячеек они становятся более пологими. Границы ячеек под пластиной расположены более горизонтально, угол их наклона изменяется в интервале от  $5$  до  $1^\circ$ . Над пластиной наклон границ меняется от  $8$  до  $3^\circ$ .





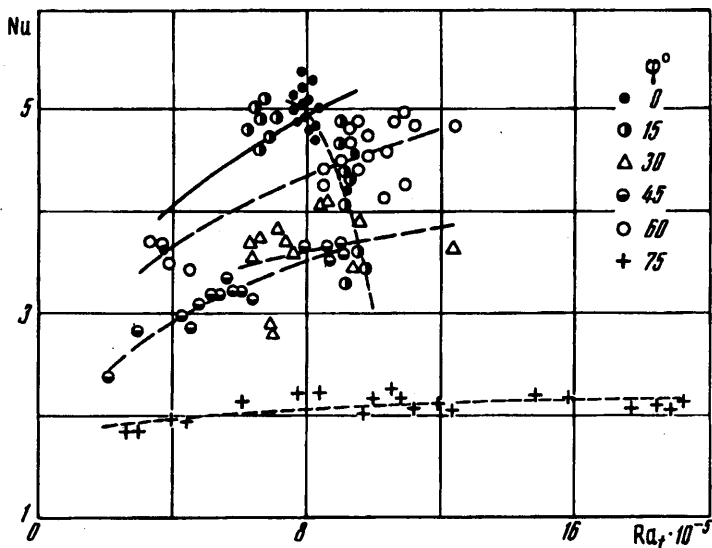
Фиг. 6



Фиг. 7

Изменение наклона границ ячеек сильно проявляется в период установления стационарной структуры (примерно до 30 мин).

Высота ячеек над нагревателем для малых углов наклона ( $\varphi = 0, 15^\circ$ ) практически не зависит от времени (см. фиг. 7). При  $\varphi > 30^\circ$  высота ячеек сначала увеличивается, идет переходный процесс перестройки структур (слияние и раз-



Фиг. 8

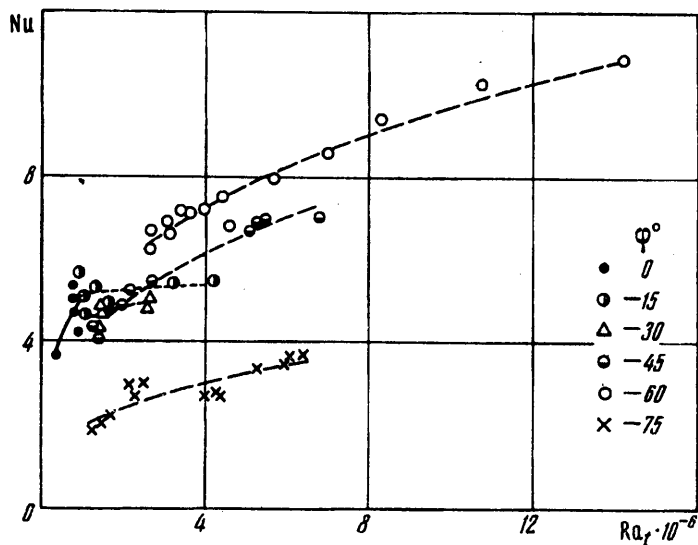
деление ячеек), длительность которого составляет 10—20 мин. При этом происходит перестройка всей структуры так, что размеры всех ячеек остаются примерно одинаковыми. В дальнейшем при выходе на установившийся режим средняя высота ячеек сохраняет свое значение и для условий опытов находится в диапазоне 1,6—2,0 см независимо от угла наклона теплового фронта.

Средняя высота ячеек под пластиной в начале эксперимента выше, чем над пластиной, и чем больше угол наклона пластины, тем больше это различие. С течением времени высота ячеек под пластиной уменьшается и стремится к постоянному значению, которое все же больше, чем у ячеек над пластиной. Процесс перестройки структур с изменением числа ячеек длится от 10 мин при  $\varphi = 15^\circ$  до 35 мин при  $\varphi = 60^\circ$ .

Различие средней высоты ячеек над и под пластиной является следствием того, что силы плавучести под нагревателем прижимают жидкость к нему и она большее время находится в контакте с нагревателем. Теплопередача в это время осуществляется в основном за счет теплопроводности, поэтому суммарная теплоотдача в среду уменьшается, жидкость сильнее прогревается и всплывает на большую высоту. С течением времени растет скорость движения жидкости в ячейке, при этом увеличивается теплоотдача в невозмущенную среду, уменьшается перегрев и, как следствие, уменьшается средняя высота ячейки. Далее, при выходе на квазистационарный режим, средние высоты ячеек под пластиной стремятся к одному значению в интервале  $h = 2,0 - 3,0$  см.

Характер изменения коэффициента адиабатичности  $k_a$  во многом повторяет зависимость высоты ячейки от времени. После установления квазистационарного режима величина  $k_a$  почти не меняется. Для ячеек под пластиной  $k_a = 0,59$ , для ячеек над пластиной  $k_a = 0,47$ , за исключением случая  $\varphi = 75^\circ$ , где величины  $k_a$  и толщины ячеек выше и ниже пластины одинаковы.

Зависимости числа Nu от числа Ra<sub>f</sub> при различных углах наклона пластины приведены на фиг. 8 и 9. Во время формирования и перестройки структур числа Ra<sub>f</sub> и Nu убывают под пластиной и возрастают над ней, что обусловлено уменьшением перегрева и соответственно возрастанием или убыванием высоты ячеек. При переходе к стационарному режиму значения чисел Ra<sub>f</sub> практически не изменяются (за исключением случая  $\varphi = 75^\circ$ ). Высота ячеек и перегрев при  $\varphi = 75^\circ$  менялись таким образом, что для течений над пластиной число Ra<sub>f</sub>,



Фиг. 9

сохранялось, а число  $Nu$  росло, для течений под ней число  $Nu$  практически не изменялось, а число  $Ra_f$  убывало.

При  $\varphi = 15^\circ$  в начальный период времени над нагревателем параметры структуры не менялись, а перегрев (см. фиг. 3) имел максимум, поэтому в этот период число  $Ra_f$  было постоянно, а число  $Nu$  возрастало. Под нагревателем происходила перестройка структур, увеличивалось количество ячеек, поэтому число  $Ra_f$  менялось сильно, число  $Nu$  — незначительно.

В вертикальных профилях наблюдались разрывы градиента коэффициента преломления  $D$  и удельной электропроводности  $\sigma$  на фоне гладкого распределения температуры. Данные измерений толщины границ между ячейками  $h_b$ , самих ячеек  $h_c$  и их суммы «верхняя граница + ячейка» приведены в таблице.

Денситограмма наиболее точно отражает многомасштабность структуры течения. На ней видны участки с высоким градиентом оптической плотности, соответствующие границам между ячейками, и участки с малым градиентом

№	$\sigma$			$D$		
	$M \times 10^{-3}$			$M \times 10^{-3}$		
	$h_b$	$h_c$	$h_b + h_c$	$h_b$	$h_c$	$h_b + h_c$
1	6,28	8,95	15,22	2,76	14,60	17,36
2	6,28	13,03	19,30	1,99	14,93	16,92
3	5,34	13,97	19,30	3,65	14,82	18,47
4	4,08	11,46	15,54	2,65	13,71	16,37
5	4,39	11,77	16,17	1,77	14,71	16,48
6	3,92	13,34	17,26	1,44	15,81	17,25
7	3,92	14,28	18,21	1,44	16,81	18,25
8	4,71	14,13	18,83	1,88	17,36	19,24
$\langle h \rangle$	4,96	12,61	17,48	2,24	15,34	17,54
$\sigma_h$	0,97	1,82	1,67	0,73	1,215	1,036

внутри ячеек. Профиль удельной электропроводности выделяет слои постоянной солености и более тонкие границы между слоями.

Границы ячеек на профиле удельной электропроводности толще, чем на денситограмме, что обусловлено инерционностью датчика. Однако если рассматривать размер ячейки как сумму толщин границ и собственно ячейки, то расхождение средних вертикальных размеров ячейки, измеренных двумя методами, составляет всего 0,3%. Поэтому можно считать, что поле удельной электропроводности достаточно адекватно отражает структур течений при термоконцентрационной конвекции.

Следует отметить, что частота волн, возбужденных на высокоградиентной прослойке тонущим кристаллом  $KMnO_4$ , равна частоте плавучести исходной стратификации.

Профиль скорости, восстановленный по фотограммам, повторяет расположение границ ячеек, на которых происходит изменение ее направления. Внутри границ ячеек профиль восстановлен линейной интерполяцией, так как метки затекаются. В верхней части ячеек скорость  $U_+$  направлена от нагревателя, в нижней  $U_-$  — к источнику тепла. Изменение скорости внутри ячейки происходит плавно. Значения максимумов скоростей  $U_+$  и  $U_-$  для каждой ячейки приведены ниже:

№ ячейки	2	3	4	5	6	7	8	(U)
$U_+, \text{ м/с} \cdot 10^{-3}$	0,209	0,266	0,355	0,464	0,427	0,527	0,391	0,377
$U_-, \text{ м/с} \cdot 10^{-3}$	0,783	0,621	0,558	0,506	0,376	0,188	0,151	0,455

Максимальная скорость в ячейке  $U = 0,0783$  см/с и соответственно число Рейнольдса  $Re = Uh/\nu = 13,2$ , где  $h$  — высота ячейки.

Профиль температуры ведет себя иначе, чем профили удельной электропроводности, скорости и денситограмма. Переход через нижнюю часть верхней границы ячейки при разрезе сверху вниз происходит плавно. Температура не претерпевает разрывов, растет с глубиной проникновения в ячейку и достигает максимума примерно в ее середине. Далее начинается плавное понижение температуры и переход без разрыва через высокоградиентную прослойку нижней границы ячейки. Температура минимальна внутри клина подтекающей жидкости. Размах колебаний температуры по высоте достигает  $0,5^\circ \text{ C}$ .

Для всех профилей вычислялось также отношение разности размеров зон убывания и возрастания параметров с глубиной к их сумме. Для денситограммы и для профиля удельной электропроводности этими величинами являются толщина границ и толщина ячеек, для профиля скорости — толщины слоев, где скорость направлена к источнику и от него, для профиля температуры — высоты слоев возрастания и убывания температуры. При симметричной структуре это отношение равно нулю и стремится к единице с увеличением асимметрии. Для денситограммы оно равно 0,745, для профиля удельной электропроводности — 0,435, для профиля скорости — 0,308, и для профиля температуры — 0,124. Степень асимметрии может служить показателем контраста изменчивости данного параметра в более однородном слое внутри ячейки и в высокоградиентной прослойке на ее границе.

**4. Заключение.** В процессе развития структур термоконцентрационной конвекции от плоского наклонного нагревателя можно выделить три фазы: 1) формирования высокоградиентных прослоек, возникновения замкнутых вихревых ячеек в зоне прогрета при  $t < 10$  мин; 2) перестройки структуры течения, ее самосогласования, изменения количества ячеек и их высоты при  $t < 20-35$  мин; 3) установившегося течения при  $t > 20-35$  мин, характеризующегося горизонтальным ростом ячеек при сохранении их высоты и количества.

Тепловой фронт во всех случаях распространялся параллельно нагревателю с постоянной скоростью  $U = 1,0 \cdot 10^{-2}$  см/с.

Длительность фазы формирования высокоградиентных прослоек, разделяющих

ячейки, возрастает при увеличении угла наклона для течений под пластиной и не зависит от него для структур над нагревателем.

Высота ячеек и коэффициент адиабатичности  $k_a$  над нагревателем незначительно увеличиваются во время переходной фазы ( $t = 10-20$  мин) и далее не меняются:  $h = 1,6-2,0$  см,  $k_a = 0,47$ , независимо от угла наклона нагревателя. В фазе формирования высота ячеек под нагревателем больше, чем над ним. С увеличением угла наклона нагревателя начальная высота ячеек под ним возрастает. С течением времени в фазе переходного процесса ( $t = 10-35$  мин) высота ячеек и  $k_a$  уменьшаются и достигают значений  $h = 2,0-3,0$  см,  $k_a = 0,59$ .

Угол наклона ячеек к горизонту монотонно убывает во времени.

В диапазоне значений чисел Рэлея  $2 \cdot 10^5-2 \cdot 10^6$  числа Нуссельта изменяются от 1,8 до 5,4 для структур под пластиной и от 1,8 до 10,6 для структур над ней.

Профили удельной электропроводности, градиента плотности, скорости и температуры не являются подобными. При этом в структуре «медленных» переменных — удельной электропроводности и плотности — можно выделить более однородные слои и тонкие высокоградиентные прослойки. Толщины слоев убывания и возрастания температуры примерно одинаковы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и технической политики РФ (проект «Процессы переноса в океане и их лабораторные модели»).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
2. Чашечкин Ю. Д., Попов В. А. Методы лабораторного моделирования конвективных процессов в неоднородных системах в условиях нормальной и пониженной гравитации//Гидромеханика и теплообмен в невесомости. М.: Наука, 1982. С. 119—146.
3. Кистович А.В., Чашечкин Ю. Д. Образование внутренних волн нулевой частоты при свободной конвекции в температурно-стратифицированной жидкости//ПММ. 1990. Т. 54. Вып. 4. С. 683—687.
4. Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д. Структура нестационарного пограничного течения на наклонной плоскости в непрерывно стратифицированной среде//ПММ. 1993. Т. 57. Вып. 4. С. 50—56.
5. Paliwal R. C., Chen C. F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer. Pt. 1. Experimental investigation//J. Fluid Mech. 1980. V. 98. Pt 4. P. 755—768.
6. Paliwal R. C., Chen C. F. Double-diffusive instability in an inclined fluid layer. Pt. 2. Instability analysis//J. Fluid Mech. 1980. V. 98. Pt 4. P. 769—785.
7. Jeerwaraj C. G., Imberger J. Experimental study of double-diffusive instability in sidewall heating//J. Fluid Mech. 1991. V. 222. P. 565—586.
8. Chen C. F., Briggs D. G., Wirts R. A. Stability of thermal convection in a salinity gradient due to lateral heating//Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1971. V. 14. № 1. P. 57—65.
9. Гвоздев А. В., Неклюдов В. И., Чашечкин Ю. Д. Сравнительный анализ динамических характеристик контактных преобразователей в непрерывно стратифицированной жидкости//Измерит. техника, 1990. № 3. С. 33—35.
10. Muench R. D., Fernando H. J. S., Stegen G. R. Temperature and salinity staircases in the Northwestern Weddell sea//J. Phys. Oceanogr. 1990. V. 20. No 2. P. 295—306.