

УДК 532.51.013.4:536.24

РЕЖИМЫ СВОБОДНОЙ ТЕРМОКОНЦЕНТРАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ НАД ЛОКАЛИЗОВАННЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

БЕЛЯЕВ В. С., ЧАШЕЧКИН Ю. Д.

Теневыми и зондовыми методами исследована картина свободного конвективного течения над различными локализованными источниками тепла (электролитическая ячейка — «точка», короткий вертикальный цилиндр, сфера) в экспоненциально стратифицированной жидкости. Классификация характерных типов структуры проведена по признаку включения новых видов неустойчивости. Определены критические значения глобального числа Рэлея, при которых происходит перестройка картины течения. Изучена зависимость высоты области конвекции и высоты отдельных ячеек от определяющих параметров задачи, результаты приведены к универсальному виду. Проведено качественное сравнение лабораторных опытов и океанических наблюдений.

1. Постановка задачи и определяющие параметры. Внутренняя структура и характеристики тепломассопереноса свободных конвективных течений существенно зависят от природы исходной стратификации вещества. В температурно стратифицированной среде грибовидная струя над локализованным источником тепла растекается на горизонте нейтральной плавучести [1]. В среде с градиентом солености всплывающая струя окружена куполом погружающейся осолоненной жидкости, вокруг которого формируется пространственно регулярная система кольцевых конвективных ячеек [2]. Картина течения в растворе поваренной соли над точечным источником тепла при малых и умеренных значениях подводимой мощности была изучена в [3]. Классификация типичных структур была проведена в [4] по признаку «включения» новых видов неустойчивости. Визуализация вихревого течения во внутренних ячейках с помощью краски и взвешенных частиц выполнена в [5]. Оценки типичных пространственных масштабов структуры течения даны в [6] на основе решения стационарных линейаризованных уравнений свободной конвекции.

Образование пространственно-регулярных структур в свободном термоконтрационном течении над точечным источником в бассейне достаточно большого размера не связано с граничными условиями, а полностью определяется внутренними свойствами среды — собственно стратификацией, подавляющей вертикальное движение; пространственной дисперсией (различием кинетических коэффициентов вязкости — ν , температуропроводности — χ , коэффициента диффузии соли — k_s), приводящей к изменению знака сил плавучести, действующих на всплывающую жидкую частицу; нелинейностью уравнения состояния (зависимостью плотности от температуры, солености, давления $\rho = \rho(T, S, p)$), вызывающей уплотнение вод при смешении; нелинейностью уравнений движения. Целью работы является детальное изучение основных форм конвективных течений и критических условий их перестройки для различных локализованных источников тепла.

Пусть свободная тепловая конвекция происходит над источником тепла мощностью P в экспоненциально стратифицированной несжимаемой жидкости с начальным распределением плотности $\rho_0 = \rho_0(T_0, S_0(z)) = \rho_{00} \exp\{-z/\Lambda\}$; где T_0 — начальная температура среды, $S_0(z)$ — соленость,

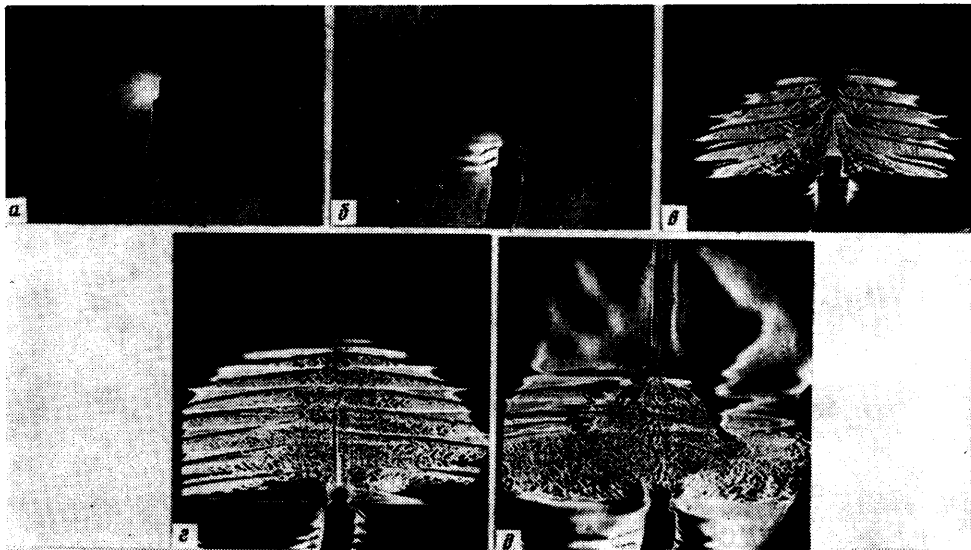
ось z — вертикальна, $\Lambda = (d \ln \rho / dz)^{-1}$ — масштаб плавучести. Стратификация также характеризуется периодом (частотой N) плавучести $T_b = 2\pi/N = 2\pi\sqrt{\Lambda/g}$, g — ускорение свободного падения. Физическими параметрами среды являются кинематическая вязкость ν , температуропроводность χ , коэффициент диффузии соли k_s , коэффициент теплового расширения $\alpha = -\partial \ln \rho / \partial T$, коэффициент солевого сжатия $\beta = \partial \ln \rho / \partial S$, удельная теплоемкость при постоянном давлении c_p . Естественным масштабом длины является масштаб релаксации температурных возмущений $l_R = \sqrt{\chi T_b}$, а масштабом температуры — $\Theta = P / N \rho c_p l_R^3$. При такой нормировке в систему уравнений термогидромеханики входят следующие безразмерные параметры: число Прандтля $Pr = \nu / \chi$; число Шмидта $Sc = \nu / k_s$, отношение масштабов $C = \Lambda / l_R = \Lambda / \sqrt{\chi T_b}$, глобальное число Рэлея $Ra^+ = g \alpha P / N \rho c_p \nu \chi$ [7]. Теплофизические характеристики солевого раствора приведены в [8], здесь использованы их значения при температуре бассейна до начала опытов $T_0 = 20^\circ \text{C}$.

2. Методика экспериментов. Для оценки влияния граничных условий на картину течения опыты проведены в двух бассейнах размерами $0,4 \times 0,2 \times 0,4 \text{ м}^3$ и $1,5 \times 0,4 \times 0,4 \text{ м}^3$. Стратификация создавалась методом послойного [9] и непрерывного [10] вытеснения; жидкость подавалась снизу. В качестве нагревателя использовали коаксиальную электролитическую ячейку [2, 3] и два омических нагревателя — цилиндрический колпачок высотой 1 см и диаметром 0,8 см, внутри которого размещена нихромовая спираль, и сферический нагреватель — тонкостенная керамическая сфера наружным диаметром 0,7 см, плотно заполненная угольным порошком. Во всех опытах подводимая мощность измерялась методом вольтметра-амперметра по четырехпроводной схеме с погрешностью 2,5% для высокочастотного нагрева с помощью электролитической ячейки [2, 3] и 0,1% при омическом нагреве. Кинорегистрация картины течения проводилась с помощью теневого прибора ИАБ-451. Применялся традиционный теневой метод — вертикальная щель — нож Фуко [2, 3, 9], «нить в фокусе» и цветной теневой метод, основанный на естественной дисперсии света в стратифицированной среде. В первом случае вариации освещенности теневой картины определяются производной коэффициента преломления в горизонтальном направлении по нормали к лучу зрения $\partial n / \partial x$ (и $\partial \rho / \partial x$ соответственно, так как n и ρ в солевом растворе связаны линейным соотношением [9]); во втором — производной по радиусу $\partial n / \partial r$, отсчитываемому от центра струйки, симметрия изображения соответствует симметрии течения, но не визуализируются внутренние волны; в третьем — производной в вертикальном направлении $\partial n / \partial z$.

Распределение скоростей измерялось с помощью плотностной [11] и окрашенной метки, образующейся при погружении кристалла перманганата калия. Размеры структурных элементов на теневых кинограммах определялись с помощью стереокомпаратора «Stecometer» (ГДР). Относительная ошибка составляет 2,5% при измерении вертикальных размеров и 10% — при измерении горизонтальных вследствие диффузного характера боковых границ.

Исследованы режимы течения в стратифицированных жидкостях с масштабом (периодом) плавучести $2,2 < \Lambda < 56 \text{ м}$ ($3 < T_b < 15 \text{ с}$), при мощности $0,03 < P < 50 \text{ Вт}$ и длительности нагрева 10–300 мин. Нагрев прекращался при выполнении одного из условий — стабилизации размеров структуры, выхода границ области из поля зрения теневого прибора, нарушения сплошности среды (рост газопаровых пузырьков, кипение жидкости). При больших значениях подводимой мощности ($P > 10 \text{ Вт}$) вблизи торца электролитической ячейки развивается электрогидродинамическая неустойчивость [2, 3]; опыты в этих режимах проведены с помощью тепловых нагревательных элементов.

3. Режимы течения. Проведенные опыты показывают, что картина течения в обоих бассейнах одинакова и практически не зависит от формы на-



Фиг. 1

гревателя и способа подвода энергии. Если мощность источника поддерживается постоянной после включения, то в жидкости устанавливается один из пяти характерных типов течения. Классификация форм течений проведена по признаку включения новых видов неустойчивости по мере увеличения числа Рэлея. В нее вошли предельные режимы, которые устанавливаются на больших временах после завершения переходных процессов. Локализованные тепловые и солевые неоднородности, сохраняющиеся в бассейне в течение многих часов (а при больших мощностях нагрева — до суток), существенно влияют на темп установления и характер структуры в повторяющихся опытах. Поэтому эксперименты проводились после полного затухания возмущений температуры, солёности и скорости.

Диффузный режим. При малых значениях подводимой мощности над нагревателем формируется осесимметричная область прогретой жидкости с гладкими градиентами температуры, солёности и плотности. Скорости индуцированного течения не превышают 10^{-3} см/с. Типичная теневая картина течения приведена на фиг. 1, а. Использована вертикальная щель — нож Фуко, нагреватель — вертикальный цилиндр, $P=0,04$ Вт, длительность нагрева — $t=4$ ч 57 мин, $L=15$ м, $T_b=7,8$ с, $Ra^+=220$. Установившаяся картина течения не меняется и при более длительном нагреве. В этом случае отсутствует выраженная всплывающая струя и около других нагревателей.

Слоистый режим. С увеличением мощности нагрева растет скорость индуцированного течения, величины градиентов температуры и солёности, приводящих к развитию боковой диффузионной неустойчивости.

Локальное обострение градиентов солёности и плотности приводит к образованию одной (в случае точечного электролитического нагревателя) или нескольких регулярных по высоте вихревых ячеек, разделенных высокоградиентными прослойками. Подобные структуры образуются при однородном боковом нагреве [12], вокруг вертикальной нити [13]. Размеры ячеек (радиус и высота) устанавливаются в течение нескольких минут и не меняются в течение 5–6 ч. В этом и во всех последующих режимах от каждой ячейки в невозмущенную среду распространяется внутренняя волна нулевой частоты, длина которой (расстояние между точками одинаковых по фазе относительных смещений частиц в вертикальном направлении) равна высоте ячеек. Расходящаяся аксиально-симметричная система волн нулевой частоты, являющихся продолжением ячеек, вызывает

периодическое по высоте и монотонное по радиусу изменение начального распределения солёности. Вихревые ячейки имеют больший, чем волны, наклон к горизонту и более высокоградиентную оболочку, которая размывается в нижней части внешней границы ячейки, в области подтока внутрь ячеек окружающей холодной жидкости. Типичная картина течения, полученная методом вертикальная щель — плоский нож, приведена на фиг. 1, б ($\Lambda=15$ м, $T_b=7,8$ с, $P=0,17$ Вт, $Ra^+=950$, $t=71$ мин). Над нагревателем не наблюдается локализованная всплывающая струйка; образование высокоградиентной прослойки связано с восходящим течением, распределенным по всей поверхности нагрева.

Ламинарно-слоистый режим. При больших значениях мощности течения над нагревателем стягивается в тонкую вертикально всплывающую струйку, окружённую гладким куполом погружающейся при остывании осолоненной жидкости, вовлеченной в движение с горизонта нижней кромки нагревателя. Вокруг купола и над ним формируется система аксиально-симметричных наклонных ячеек, вертикальный размер которых составляет 0,7—1,5 см ($\Lambda=4,4; 15; 28$ м) и медленно убывает по мере удаления от источника. Типичная картина течения, полученная методом «нить в фокусе» (для уменьшения затенения внутренними волнами нулевой частоты), приведена на фиг. 1, в ($\Lambda=15$ м, $T_b=7,8$ с, $P=3,7$ Вт, $Ra^+=9000$, $C=14 \cdot 10^3$, $t_n=28$ мин). Стадии формирования ячейки предшествует образование горизонтальной «складки» — слоя обострения градиентов солёности и плотности на расстоянии, меньшем высоты ячейки.

Пальцево-слоистый режим. Стекающая вниз нагретая осолоненная жидкость, образующая солевой купол, находится над более пресной и холодной и, следовательно, неустойчива по отношению к мелкомасштабным возмущениям, приводящим к солевым «пальцам». Пальцы — тонкие вертикальные конвективные ячейки — начинают развиваться и заполняют всю область вокруг всплывающей струи, как только ее высота и вариации параметров процесса вдоль купола ($\alpha \Delta T$; $\beta \Delta S$) превышают критическое значение. Всплывающая ламинарная струйка в этом режиме начинает плавно изгибаться и вращаться, что также стимулирует образование пальцев. Вокруг и над областью пальцевой конвекции образуется регулярная система ячеек с одинаковым направлением вращения жидкости. На высокоградиентных границах между отдельными ячейками наблюдается максимальный сдвиг скорости. Границы ячеек прослеживаются внутри области пальцевой конвекции. В этом режиме область конвекции имеет максимальный вертикальный размер, который медленно растет со временем (при неизменном P) за счет увеличения общего числа и высоты верхних ячеек. Именно в этом режиме наблюдается максимальное число ячеек. Типичная картина течения, полученная методом вертикальная щель — нить в фокусе, приведена на фиг. 1, г ($\Lambda=15$ м, $T_b=7,8$ с, $P=12$ Вт, $t_n=21$ мин., $C=14 \cdot 10^3$, $Ra^+=65\,000$). Тонкие светлые горизонтальные полосы, касающиеся верха циркулярных ячеек, связаны с излучаемыми внутренними волнами нулевой частоты.

Интрузионный режим. При больших значениях подводимой мощности течение во всплывающей струйке становится турбулентным. Турбулизация восходящего течения сопровождается резким вовлечением в движение окружающей жидкости. Над нагревателем формируется область частично перемешанной подогретой осолоненной жидкости, окружающая всплывающую турбулентную струйку. В окружающую среду турбулизованная жидкость растекается интрузионными языками с более высокоградиентной гладкой верхней границей и «губчатой» нижней границей, формируемой системой солевых пальцев. Высота области конвекции в этом случае меньше, чем в предыдущем, и убывает с увеличением мощности. Динамичная область конвекции активно излучает как нестационарные внутренние волны с широким пространственно-временным спектром, так и волны нулевой частоты, связанные с отдельными языками. Картина течения в этом ре-

Таблица 1

Режим течения	Нагреватели							
	точка		цилиндр				сфера	
Диффузный	200	270	—	280	300	300	—	—
Слоистый	200—	270—	2200	280—	250—	—	—	—
	1200	2600		1200	3000			
Ламинарно-слоистый	1200—	2600—	2200—	1200—	3100—	3500—	8000	8000
	12 000	28 000	23 000	24 000	31 000	38 000		
Пальцево-слоистый	12 000—	28 000—	32 000	24 000—	31 000—	35 000—	39 000	18 000—
	32 000	60 000		66 000	120 000	150 000		180 000
Интрузионный	ЭГД-неустойчивость		—	230 000	220 000	150 000	—	—
Λ , м	4,4	15	5,7	15	28	56	2,2	56

жиме показана на фиг. 1, ∂ ($\Lambda=15$ м, $T_b=7,8$ с, $P=43$ Вт, $Ra^+=230\,000$, $C=14 \cdot 10^3$, $t=6$ мин, щель — пож Фуко). Темные и светлые наклонные диффузные полосы в верхней части снимка вызваны нестационарными внутренними волнами. При дальнейшем увеличении мощности на нагревателе интенсивно образуются газовые и газопаровые пузырьки, нарушающие сплошность жидкости и существенно влияющие на характер течения.

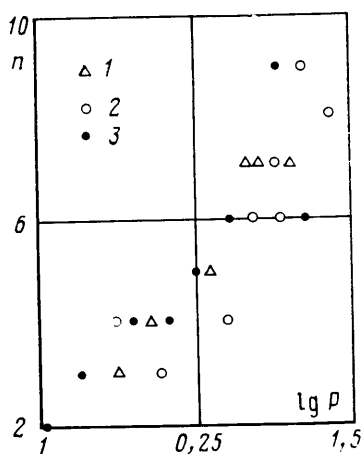
Значения глобального числа Рэлея, соответствующие последовательным режимам конвективного течения над различными локализованными источниками тепла для исследованных исходных градиентов солености, приведены в табл. 1. Характер течения практически не зависит от формы источника тепла (точка, цилиндр, сфера). С уменьшением начального градиента плотности (увеличением Λ , T_b) растут скорости индуцированных течений, а смена режимов происходит при меньших значениях подводимой мощности. Однако в безразмерных параметрах границы между различными режимами практически не зависят от отношения масштабов и определяются величиной глобального числа Рэлея. Для промежуточных значений Ra^+ наблюдаются нестационарные переходные режимы, которые на различных временах могут быть отнесены к одному из соседних типов течений.

Наблюдаемые структуры являются динамическими образованиями, в которых высота струйки, положение и число ячеек меняются во времени (в ламинарно- и пальцево-слоистых режимах растут). В картине течения выделяется два типа ячеек — окружающие всплывающую струйку и расположенные над ней (см. фиг. 1, ∂ , ε).

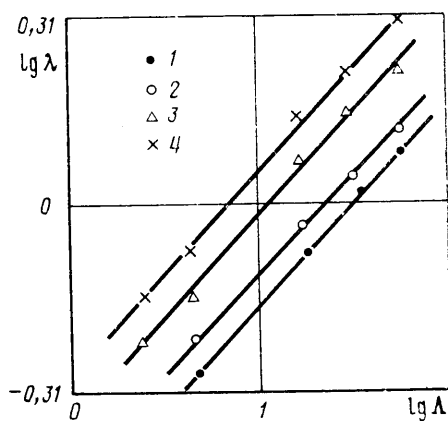
Во всех типах течений вихревые структурные элементы (струя, купол, пальцы, ячейки) имеют четкие тонкие границы. Контрастность границы отражает существование высокоградиентного концентрационного (плотностного) слоя, характерная толщина которого много меньше толщины слоя с градиентом температуры (см. также [3]). Для его регистрации необходимо использовать высокоразрешающие (по пространству) оптические методы.

Наиболее активно процессы роста и взаимодействия ячеек протекают при слабых стратификациях, когда сравнительно небольшой избыток тепла может компенсировать разность плотностей, вызванную изменением солености, и привести к слиянию соседних ячеек и уменьшению их числа. Однако в среднем со временем общее число ячеек монотонно растет ($n=2,2 \lg t$, где t измеряется в минутах) за счет образования новых ячеек над соевым куполом, причем высота новых ячеек увеличивается.

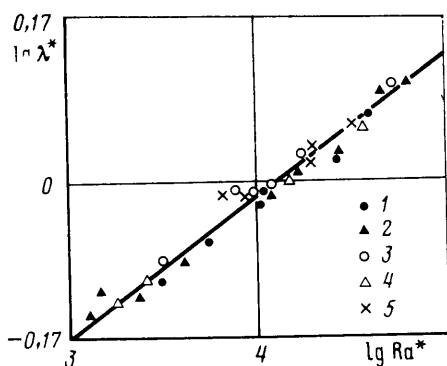
Зависимость максимального числа ячеек от подводимой мощности для трех стратификаций, построенная в полулогарифмическом масштабе, приведена на фиг. 2 (Λ , м/ T_b , с: 1 — 5,7/4,8; 2 — 28/10,8; 3 — 56/15). В исследованном диапазоне число ячеек практически не зависит от величины стратификации. Максимальное их число — 9 наблюдается на верхней границе диапазона пальцево-слоистой конвекции ($P \approx 10$ Вт, $\Lambda=28$ и 15 м).



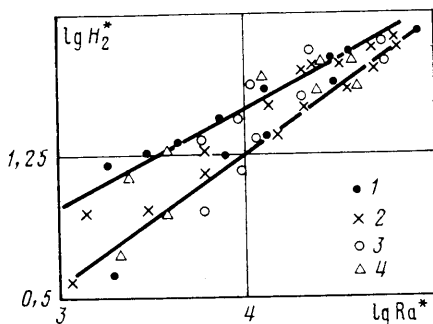
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Уменьшение числа ячеек при дальнейшем увеличении мощности связано с общим уменьшением высоты области конвекции вследствие развития интрузионных процессов. Характер образования ячеек меняется с увеличением мощности. При малых значениях P количество, высота и радиус ячеек монотонно растут со временем. В пальцево-слоистом режиме часть нижних ячеек образуется практически одновременно и продвигается в окружающую среду с постоянной скоростью. Их внешние границы образуют цилиндрическую оболочку области ячейистой конвекции, скорость продвижения которой убывает с увеличением времени.

Зависимости высоты ячеек λ , см от масштаба стратификации Λ , м и безразмерной высоты, нормированной на масштаб релаксации тепловых возмущений $\lambda^* = \lambda/l_R$, от глобального числа Рэлея приведены на фиг. 3, 4, построенных в двойном логарифмическом масштабе (время наблюдения — 30 мин). Высота ячейки определялась по измерениям более надежно фиксируемой длины внутренних волн нулевой частоты. Она равна высоте ячейки в области расщепления течений в соседних ячейках. Регрессионные прямые на фиг. 3 имеют практически одинаковый наклон при $P=0.5; 1; 3; 10$ Вт (1, 2, 3, 4 соответственно); показатель степени k в зависимости $\lambda = A_1 \Lambda^k$ меняется от 0,26 при $P=1$ Вт до 0,31 при $P=10$ Вт. Во всех опытах величина λ менялась не более чем в 3 раза; ее типичное значение близко к 1 см. В безразмерных переменных все экспериментальные точки для четырех стратификаций в диапазоне значений мощности $0.2 \text{ Вт} < P < 20 \text{ Вт}$ сгруппировались вокруг универсальной зависимости $\lambda^* = 2.3 (Ra^+)^{0.15}$ на фиг. 4.

Таблица 2

Λ , м	P , Вт	a	b	Λ , м	P , Вт	a	b
5,7	0,66	0,36	0,42	28	1,9	2,7	0,13
5,7	1,1	0,61	0,35	28	2,7	3,4	0,15
5,7	5,6	2,5	0,18	28	2,8	3,5	0,15
5,7	6,8	3	0,12	28	4	4,3	0,12
5,7	9,7	3,5	0,12	28	5,8	5,7	0,84
15	0,17	0,43	0,26	28	7,5	7,3	0,67
15	1	0,61	0,44	56	0,18	0,24	0,59
15	1,7	1,3	0,29	56	0,4	1,3	0,23
15	2	1,9	0,24	56	0,7	1,8	0,24
15	3,7	3,3	0,19	56	1,2	2,8	0,18
28	0,17	0,33	0,33	56	2,5	5,13	0,18
28	0,4	0,69	0,33	56	3,1	5,8	0,13
28	0,75	1,4	0,18	56	7,5	9,6	0,06

Изменения глобального вертикального размера области конвекции H со временем описываются зависимостью $H=at^b$. Значения параметров a , b для различных значений стратификации и мощности источника приведены в табл. 2. Измерения высоты начинались спустя $10T_b$ после включения нагревателя; длительность опыта не превышала $300T_b$. С увеличением мощности и масштаба стратификации (вплоть до режима интрузионной конвекции) параметр a возрастает, а b — уменьшается.

Экстраполяция результатов [14], где рассматривалась конвекция в температурно-стратифицированной среде, на случай солевой стратификации показывает, что высота струи H должна расти пропорционально $\sqrt{P}$ [3]. Зависимость высоты структуры от мощности в различные моменты времени определена в жидкостях с масштабами плавучести $\Lambda=5,7; 15; 28; 56$ м. Наиболее быстро высота H , см растет с увеличением мощности P , Вт на стадии формирования структуры (при $t=1$ мин $H=0,33P$, $T_b=4,8$ с; $H=0,71P^{0,87}$, $T_b=7,8$ с; $H=1,1P^{0,82}$, $T_b=10,8$ с; $H=1,5P^{0,74}$, $T_b=15$ с). Со временем темп изменения высоты структуры от мощности падает (при $t_n=15$ мин $H=1,04P^{0,62}$, $T_b=4,8$ с; $H=1,6P^{0,58}$, $T_b=7,8$ с; $H=2,1P^{0,52}$, $T_b=10,8$ с; $H=2,6P^{0,55}$, $T_b=15$ с; $P<20$ Вт). Для $t>30$ мин показатель степени в зависимости $H=A_2P^n$ меняется от 0,47 ($\Lambda=5,7$ м) до 0,52 ($\Lambda=56$ м).

Зависимость безразмерной высоты области конвекции, нормированной на масштаб l_R , от глобального числа Рэлея приведена на фиг. 5 для двух моментов времени $t=20T_b$ и $200T_b$. В первом случае в диапазоне чисел $Ra^+=10^3-10^5$ регрессионная кривая имеет вид $H^*=0,0027(Ra^+)^{0,7}$, во втором $H^*=0,03(Ra^+)^{0,5}$. На один график нанесены результаты многих опытов в диапазоне значений мощности $0,2<P<15$ Вт для четырех стратификаций ($T_b=4,8; 7,8; 10,8; 15$ с).

Таким образом, хотя природа стратификация (температурная, солевая) существенно влияет на картину конвективного течения, на больших временах высота области конвекции не зависит от типа стратификации и описывается соотношением $H^*\sim\sqrt{Ra^+}$.

4. В океане часто встречаются локальные истечения геотермальных вод, в том числе и высококонцентрированных горячих рассолов. Наиболее изучена структура среды во впадинах Красного моря. Прямое сравнение лабораторных экспериментов с измерениями в Красном море [14, 15] показывает удовлетворительное качественное согласие. При больших значениях глобального числа Рэлея в интрузионном режиме в опытах наблюдается четыре-пять слоев. По измерениям во впадине Атлантик выделено пять слоев [14]. Наиболее мощным является нижний слой, при удалении от источников толщина слоев убывает. Основной скачок солености (плотности) находится на верхней границе нижнего слоя. Структура горизонтально неоднородна. Внутри слоев развита более мелкомасштабная ячеис-

тая и пальцевая конвекция, сглаживающая осредненные градиенты на их нижних границах. По мере удаления от источника скорость конвективных течений убывает, слои и прослойки становятся более пространственно однородными, величины градиентов на прослойках убывают. Верхние границы слоев наклонные; осолоненная жидкость погружается при остывании; толщина слоя уменьшается. При проведении количественных сравнений необходимо учитывать, что в природных условиях существует приток не только тепла, но и вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Turner J. S.* Buoyancy effects in fluids. Cambridge: Univ. Press, 1973. 367 с. (Рус. перев.: Тернер Дж. Эффект плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с).
2. Чашечкин Ю. Д., Тупицын В. С. Структура свободного конвективного течения над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Докл. АН СССР. 1979. Т. 248. № 5. С. 1101–1104.
3. Тупицын В. С., Чашечкин Ю. Д. Свободная конвекция над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 2. С. 27–36.
4. Чашечкин Ю. Д., Беллев В. С. Режимы свободной термоконцентрационной конвекции над точечным источником тепла // Докл. АН СССР. 1982. Т. 267. № 3. С. 574–577.
5. *Tsinober A. B., Yahalom Y., Shlien D. J.* A point source of heat in a stable salinity gradient // J. Fluid Mech. 1983. V. 135. P. 199–217.
6. Кабанов А. С., Нетреба С. Н. Свободная конвекция от точечного источника тепла в устойчиво стратифицированной среде // ПММ. 1982. Т. 46. Вып. 1. С. 60–65.
7. Чашечкин Ю. Д. Влияние термоконцентрационной конвекции на структуру распределения примесей при росте кристаллов // Рост из расплава и раствора в расплаве: Расп. тез. докл. VI Междунар. конф. по росту кристаллов. Ч. 2. М.: АН СССР, 1980. С. 237–239.
8. *Sodium Chloride*/Ed. Kaufmann D. W. N. Y.: Reinhold, 1960.
9. *Mowbray D. E.* The use of schlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified liquids // J. Fluid Mech. 1967. V. 27. P. 2. P. 595–608.
10. *Oster G.* Density gradients // Sci. Amer. 1965. V. 217. P. 70–73.
11. Некрасов В. Н., Чашечкин Ю. Д. Измерение скорости и периода внутренних колебаний жидкости методом плотностных меток // Метрология. 1974. № 11. С. 36–41.
12. Некрасов В. Н., Попов В. А., Чашечкин Ю. Д. Формирование периодической структуры конвективного течения при боковом нагреве стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1976. Т. 12. № 11. С. 1191–1200.
13. Попов В. А., Чашечкин Ю. Д. О структуре термоконцентрационной конвекции в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15. № 9. С. 964–973.
14. Монин А. С., Плахин Е. Я., Прохоров В. И. О горизонтальной неоднородности вод красноморских впадин // Докл. АН СССР. 1980. Т. 254. № 2. С. 483–486.
15. *Voorhis A. D., Dorson D. L.* Thermal convection in the Atlantis II hot brine pool // Deep-Sea. Res. 1975. V. 22. P. 167–175.

Москва

Поступила в редакцию
29.I.1988