

УДК 536.24:532.526

## Влияние аномальной зависимости плотности воды от температуры на конвекцию при боковом нагреве\*

В.И. Букреев, А.В. Гусев

*Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
Новосибирск*

E-mail: bukreev&hydro.nsc.ru

Приведены результаты экспериментального исследования картины движения пресной воды в лотке ограниченных размеров при боковом нагреве. Начальная температура воды в лотке изменялась в диапазоне от 0 до 22 °С. Показано, что в окрестности начальной температуры в лотке, равной температуре, при которой вода имеет максимальную плотность (около 4 °С), происходят качественные изменения картины движения. При начальной температуре в лотке больше или равной 4 °С нагретая вода распространяется в виде относительно тонкой поверхностной струи, а при отражении струи от торцевых стенок лотка накапливается только в верхнем слое. При начальной температуре в лотке меньше 4 °С развивается конвективная неустойчивость. При этом часть нагретой воды погружается на дно. Приведены соответствующие иллюстрации и количественная информация о распределениях температуры и скорости.

**Ключевые слова:** аномальная зависимость плотности воды от температуры, боковой нагрев, конвективная неустойчивость.

### Введение

Зависимость плотности воды от температуры нелинейная и немонотонная. С достаточной для целей настоящей работы точностью зависимость плотности дистиллированной воды  $\rho$  (в  $\text{кг/м}^3$ ) от температуры  $T$  (в градусах Цельсия) при атмосферном давлении описывается формулой

$$\rho = 999,845 + 0,06365T - 0,00827T^2 + 0,0000504T^3.$$

Эта формула получена аппроксимацией справочных данных в диапазоне температур от 0 до 30 °С. Плотность дистиллированной воды имеет наибольшее значение при температуре  $T_* = 3,98$  °С. В диапазоне температур от 0 до 8 °С одному и тому же значению плотности дистиллированной воды соответствуют два различных значения температуры. При перемешивании масс воды с температурами больше и

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-01-00006-а) и СО РАН (междисциплинарные интеграционные проекты № 38 и № 2.133).

меньше  $T_*$  образуется более тяжелая вода в окружении более легкой воды. Это приводит к развитию конвективной неустойчивости и погружению смеси.

Плотность пресной воды при температуре  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  и атмосферном давлении меньше ее значения при температуре  $4\text{ }^{\circ}\text{C}$  всего на  $0,013\%$ . Однако это существенно влияет на гидрофизические процессы в водоемах. В частности, весной и осенью в крупных озерах и водохранилищах средних широт образуется и долго существует термический бар — вертикальный фронт, разделяющий массы воды с температурами больше и меньше  $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Термический бар образуется весной и осенью вследствие неодинакового прогрева или охлаждения мелководных и глубоководных областей водоема. Это явление впервые было исследовано в работе [1]. Современное состояние многочисленных исследований термического бара отражено в работах [2–6]. Погружение более плотной воды в окрестности термического бара порождает крупномасштабные циркуляции, которые играют определяющую роль в процессе обмена кислородом и питательными веществами между поверхностными и придонными слоями пресных и слабосоленых водоемов средних широт [4, 5].

Нелинейная и немонотонная зависимость плотности воды от температуры имеет место и в соленой воде. При описании эффектов, обусловленных этой аномальной особенностью воды, в океанологии используются термины «уплотнение при смешении» (densification during mixing) или «каббелинг» (cabbeling) [7–11]. Автор работы [9] показал, в частности, что в области, где происходит уплотнение при смешении, уровень свободной поверхности в глубоком океане может существенно понижаться. Уплотнение при смешении в соленой воде служит одной из причин формирования океанических фронтов [10].

Уплотнение при смешении в пресной воде существенно влияет на распространение дождевой воды в водоеме [12], на струйные течения [13] и на эволюцию первоначально вертикального фронта, разделяющего массы воды с температурами больше и меньше  $4\text{ }^{\circ}\text{C}$  [14]. Влияние уплотнения при смешении на конвекцию в пресной воде изучалось экспериментально в работах [15–17] и путем численных расчетов в работах [18–20].

### 1. Методика эксперимента

В настоящей работе приводятся некоторые результаты опытов с боковым нагревом первоначально покоящейся пресной воды в лотке ограниченных размеров. Основное внимание уделяется таким условиям, при которых проявляется влияние уплотнения при смешении в пресной воде. Схема эксперимента приведена на рис. 1, *a*, где показана используемая далее прямоугольная система координат. Лоток длиной  $L = 63\text{ см}$  и шириной  $B = 20\text{ см}$  заполнялся водопроводной водой с температурой  $T_0$  на глубину  $H = 28\text{ см}$ . Начальная температура  $T_0$  изменялась от опыта к опыту путем растворения замороженного в холодильнике льда или свежеснежавшего снега. Температура воздуха в помещении в течение одного опыта была постоянной. В различных опытах, выполненных с промежутком в несколько дней, она менялась в пределах  $20,9 \div 21,4\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

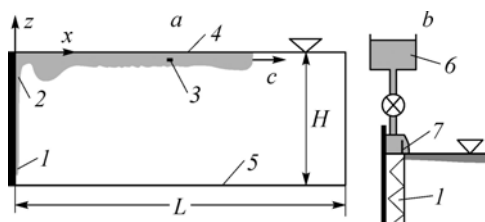


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (*a*) и устройства для ввода красителя (*b*).

1 — нагреватель, 2 — пограничный слой, 3 — поверхностная струя, 4 — свободная поверхность, 5 — дно лотка, 6 — краситель, 7 — барьер.

Лоток изготовлен из оргстекла. Толщина вертикальных стенок лотка равна 1,2 см, толщина дна лотка равна 1,4 см. Вблизи левой торцевой стенки лотка располагался нагреватель  $I$ . Он представлял собой ряд вертикальных параллельных спиралей из неизолированной нихромовой проволоки диаметром 0,01 см. Внешний диаметр одной спирали равен 0,3 см. Расстояние между спиралями равно 0,75 см. В поперечном направлении спирали заполняли всю ширину лотка. Они нагревались постоянным электрическим током с напряжением  $E$  и силой тока  $I$ .

При нагреве спиралей вблизи левой торцевой стенки лотка формировались тепловой и динамический пограничные слои, где вода интенсивно поднималась к свободной поверхности. Толщина этих слоев была намного меньше характерных размеров лотка  $L$ ,  $H$  и  $B$ . Вблизи свободной поверхности она не превышала 0,5 см.

Эволюция нагретой воды после ее подъема из пограничного слоя до свободной поверхности существенно различается в случаях  $T_0 > T_*$  и  $T_0 < T_*$ . Это различие стало центром внимания настоящей работы. Опыты с начальной температурой воды в лотке  $T_0 > T_*$  будут называться опытами в обычных условиях, а опыты с начальной температурой  $T_0 < T_*$  — опытами в аномальных условиях. Течение все время было нестационарным.

Далее приводятся результаты, полученные на достаточно коротком интервале времени, когда нагретая вода еще не достигала правой торцевой стенки лотка и выносом тепла в окружающую среду по сравнению с количеством тепла, поступающего от нагревателя, можно пренебречь. Только одна приводимая ниже иллюстрация получена через большой промежуток времени после прекращения нагрева.

Визуализация движения нагретой воды осуществлялась двумя способами. Один из них известен как теневой метод. Он широко используется при исследовании эффектов, обусловленных плотностной стратификацией, в частности в газовой динамике [21]. При его реализации в настоящих опытах экран из белой бумаги располагался на расстоянии 1 м за одной из боковых стенок лотка. Этот экран освещался через толщу воды ярким точечным источником света, расположенным на расстоянии 3 м за противоположной от экрана боковой стенкой лотка. Из-за преломления света при прохождении через среду с переменной плотностью экран оказывается освещенным неравномерно. Чем больше градиенты плотности среды на пути света, тем больше контраст светлых и темных зон на экране. На стенки лотка наносились непрозрачные метки для определения различия геометрических масштабов в лотке и изображения на экране.

Во втором методе визуализации вода окрашивалась чернилами. В отдельных опытах использовался раствор марганцовокислого калия, краситель для ткани и уранин. Концентрация красителя должна быть настолько слабой, чтобы обусловленное красителем изменение плотности воды было меньше изменения плотности из-за изменения температуры. Приводимые далее иллюстрации получены с использованием коммерческого водного раствора синих чернил для авторучек. При этом коммерческий раствор дополнительно разбавлялся дистиллированной водой примерно в 500 раз. Концентрация чернил уменьшалась еще в десятки раз при перемешивании с водой в лотке. В предварительных опытах найдено, что при такой слабой концентрации влияние чернил на картину движения воды проявлялось только через очень большой промежуток времени после прекращения нагрева.

Окрашивающий раствор подавался в начальное сечение струи с помощью специального устройства, схема которого приведена на рис. 1, *b*. Это устройство включает аналог медицинской капельницы  $б$  и барьер  $7$ . Раствор переливался через барьер очень тонким слоем в виде прилипшей струи, расход которой был намного меньше расхода нагретой воды, поднимающейся в пограничном слое на нагревателе. При этом влияние возмущения, вносимого прилипшей струей, было пренебрежимо малым.

Картина распространения окрашенной воды регистрировалась видеосъемкой. Температура воды измерялась с абсолютной погрешностью не более  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$  термисторными датчиками. При измерении профилей температуры использовался зонд, закрепленный на координатнике с ценой деления  $0,1\text{ мм}$ . За время перемещения зонда от свободной поверхности до дна лотка изменение температуры воды были в пределах разрешающей способности датчиков. Скорость движения воды измерялась PIV-методом (particle image velocimetry) со среднеквадратичным значением погрешности не более  $5\%$ . При этом в качестве частиц-меток использовались частицы обезжиренной алюминиевой пудры микронных размеров.

Характеристики рассматриваемого течения зависят от координат пространства и времени  $t$ , а также от заданных параметров  $L, H, B, g, T_0, N$ , где  $g$  — ускорение свободного падения,  $N = EI/BH$  — удельная мощность нагрева. Вязкость, плотность и другие термодинамические свойства чистой воды при атмосферном давлении определяются только температурой и не являются независимыми заданными параметрами. При определенных условиях необходимо учитывать также теплообмен воды в лотке с лабораторным помещением.

## 2. Результаты опытов

### 2.1. Обычные условия

При  $T_0 > T_*$  нагретая вода распространялась вдоль свободной поверхности в виде плоской струи, толщина которой значительно больше толщины упомянутых пограничных слоев и значительно меньше глубины лотка  $H$ . Иллюстрации начальной стадии эволюции нагретой струи в обычных условиях при двух значениях начальной температуры  $T_0$  в лотке и одинаковых значениях удельной мощности нагрева  $N$  приведены на рис. 2. Верхняя граница видеокадров соответствует свободной поверхности. На рис. 2 и следующих иллюстрациях расстояние между вертикальными белыми линиями на видеокадрах соответствует расстоянию в лотке, равному  $10\text{ см}$ . Иллюстрация на рис. 2, *a* получена теневым методом. Этот метод дает контрастные изображения только при достаточно больших градиентах плотности. На больших расстояниях от нагревателя и на больших интервалах времени градиенты плотности в настоящих опытах были малы, и теневой метод оказался неэффективным. Иллюстрации, полученные визуализацией чернилами, приведены на рис. 2, *b*. Этот метод оказался информативным даже при очень слабых градиентах плотности и на очень большом интервале времени.

В головной части поверхностной струи имеет место сдвиговая неустойчивость (неустойчивость Кельвина–Гельмгольца). Из-за этой неустойчивости часть нагретой воды погружается, но в обычных условиях на небольшую глубину, а затем снова всплывает. За головной частью расслоение по плотности в обычных

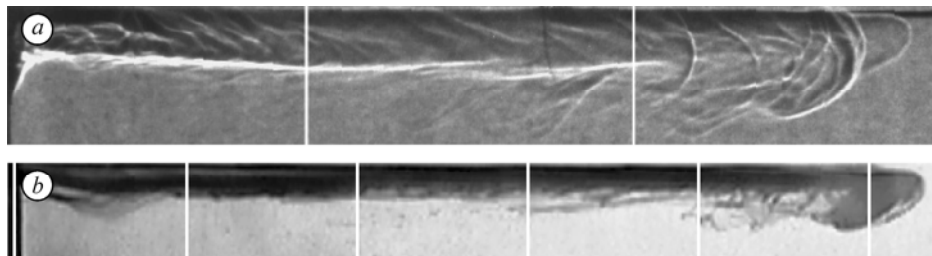


Рис. 2. Поверхностная струя в обычных условиях при  $N = 1,205\text{ Вт/см}^2$ .  
*a* —  $T_0 = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $t = 59\text{ с}$ ; *b* —  $T_0 = 7,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $t = 78\text{ с}$ .

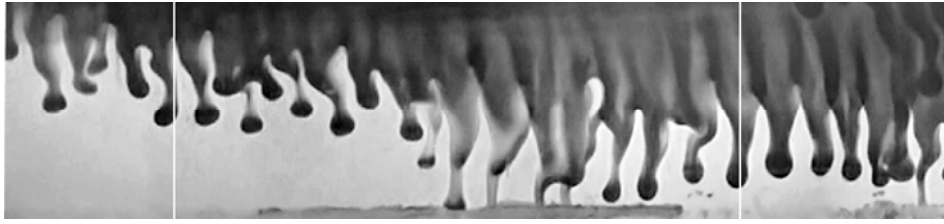


Рис. 3. Грибовидные структуры.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_0 = 17,5 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $t = 540 \text{ с}$ .

условиях устойчивое. В рассматриваемом примере течение в струе турбулентное. Течение в основной массе воды ниже струи ламинарное. Оно обусловлено вовлечением окружающей воды в поверхностную струю и в пограничный слой на нагревателе, а также конечной длиной лотка.

После прекращения нагрева, продолжавшегося 5–8 минут, в обычных условиях в лотке устанавливалось устойчивое распределение плотности с четкой границей между более теплой окрашенной водой в верхнем слое и более холодной прозрачной водой в нижнем слое. Дальнейшее выравнивание температуры и плотности во всей массе воды происходило очень медленно за счет молекулярной диффузии и теплообмена с лабораторным помещением. При этом наблюдался эффект образования дискретных грибовидных структур, называемых “пальцами” [22]. Иллюстрация таких структур приведена на рис. 3. Она получена через 1,5 часа после прекращения нагрева. “Пальцы” начинают формироваться, когда температура в лотке выравнивается до такой степени, что увеличение плотности, обусловленное красителем, начинает превышать изменение плотности, обусловленное изменением температуры. Существенную роль в этом процессе играет то, что коэффициент температуропроводности на два порядка превышает коэффициент диффузии растворенной соли (в данном случае красителя). Такой эффект характеризуется термином “двойная диффузия” [11, 22, 23].

На рис. 4 приведены профили продольной компоненты скорости  $u(z)$ , полученные PIV-методом при таких значениях продольной координаты  $x$ , где расслоение по плотности было устойчивым, и на таком интервале времени, когда струя еще не распространилась до правой стенки лотка. С учетом того, что течение в струе было турбулентным, профили скорости можно считать автомодельными. Ниже струи течение слабое и направлено к нагревателю.

Некоторые результаты измерений профилей температуры  $T(z)$  приведены на рис. 5. Профили представлены в безразмерных величинах  $\Delta T^0 = (T - T_0)/(T_s - T_0)$  и  $z^0 = z/z_{1/2}$ , где  $T_s$  — температура на свободной поверхности,  $z_{1/2}$  — значение  $z$ , при котором  $T = T_s/2$ . В теории струй

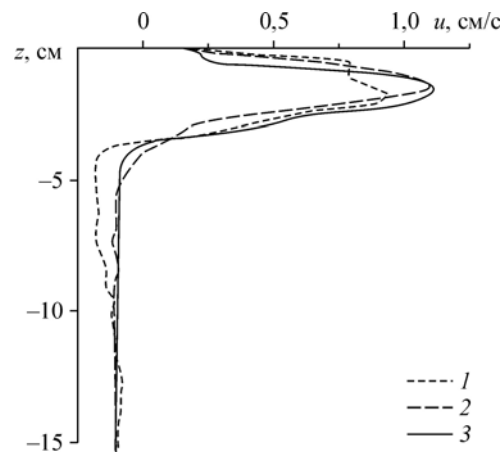


Рис. 4. Профиль продольной компоненты скорости в обычных условиях.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_0 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x = 14$  (1), 22 (2), 37 (3) см.

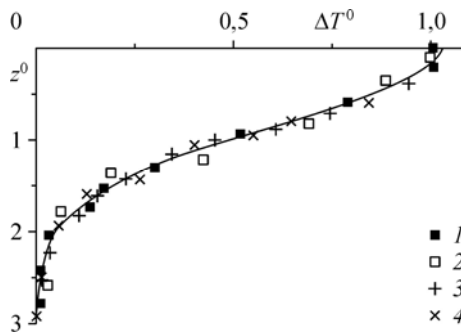


Рис. 5. Профиль температуры в обычных условиях.

$N = 1,205 \text{ Вт/см}^2, x = 40 \text{ см}, T_0 = 4 \text{ (1)}, 7 \text{ (2)}, 11 \text{ (3)}, 16 \text{ (4)} \text{ } ^\circ\text{C}.$

величина  $z_{1/2}$  называется полушириной струи. В общем случае значения  $z_{1/2}$  и  $T_s$  зависят от  $x, t$  и всех указанных выше заданных параметров. В рассматриваемом примере значения  $t$  и  $x$  были

такими, что струя еще не распространилась до правой стенки лотка, и толщина струи была постоянной (см. рис. 2).

Данные, приведенные на рис. 5, показывают, что при фиксированном значении  $N$  и в некотором диапазоне  $x$  и  $t$  имеет место универсальность по начальной температуре воды в лотке  $T_0$ . Сплошная линия на рис. 5 — функция Гаусса

$$\Delta T^0 = \frac{A}{(\pi/2)^{1/2} w} \exp\left(-2\left(\frac{z^0}{w}\right)^2\right).$$

В общем случае параметры этой функции  $A$  и  $w$  зависят от  $N, T_0$  и  $x$ . В рассматриваемом конкретном примере  $A = 2,12, w = 1,638$ . Зависимости температуры на свободной поверхности  $\Delta T_s^0 = (T_s - T_0)/T_*$  от начальной температуры  $T_0^0 = T_0/T_*$  и от координаты  $x^0 = x/L$  при фиксированном значении  $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$  приведены на рис. 6, 7. Зависимость скорости распространения передней точки струи  $c_1$  (до ее отражения от правой стенки) от  $T_0$  и  $x$  при том же значении  $N$  приведена на рис. 8. Данные, приведенные на рис. 6–8, показывают, что с ростом  $T_0$  температура  $T_s$  уменьшается, а скорость распространения  $c_1$  возрастает. С ростом  $x$  значения  $T_s$  и  $c_1$  уменьшаются. Уменьшение  $T_s$  обусловлено вовлечением нижележащей жидкости в струю. Уменьшение  $c_1$  связано с изменением гидростатического давления на переднем фронте струи за счет изменения плотности воды.

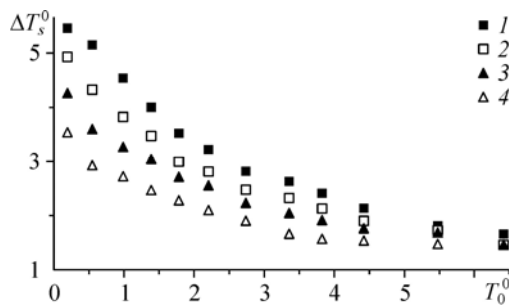


Рис. 6. Зависимость температуры воды на свободной поверхности от начальной температуры в лотке.

$N = 1,205 \text{ Вт/см}^2, x = 5 \text{ (1)}, 20 \text{ (2)}, 35 \text{ (3)}, 50 \text{ (4)} \text{ см}.$

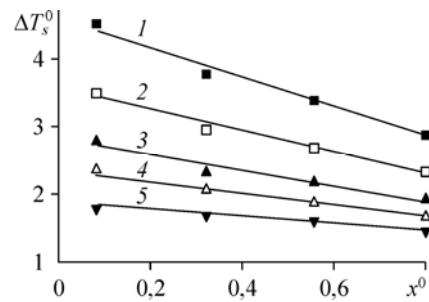
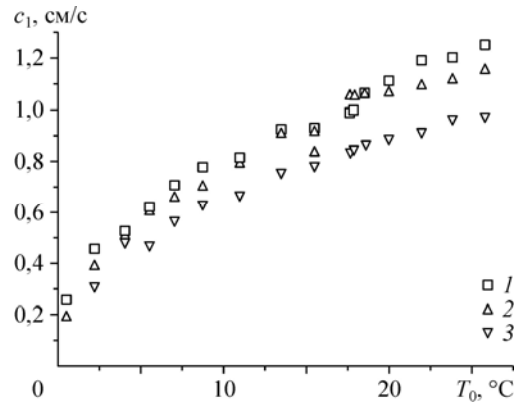


Рис. 7. Зависимость температуры воды на свободной поверхности от продольной координаты.

$N = 1,205 \text{ Вт/см}^2, T_0 = 4,1 \text{ (1)}, 7,1 \text{ (2)}, 11 \text{ (3)}, 15,4 \text{ (4)}, 21 \text{ (5)} \text{ } ^\circ\text{C}.$

Рис. 8. Скорость распространения передней точки струи в обычных условиях.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ ,  $x = 12,5$  (1), 27,5 (2), 42,5 (3) см.



## 2.2. Аномальные условия

В этом случае основная масса нагретой воды также распространяется вдоль свободной поверхности. Однако вследствие аномальной зависимости плотности воды от температуры часть воды на внешней границе теплового пограничного слоя и на нижней границе поверхностной струи приобретает плотность, превышающую начальную плотность воды в лотке, и погружается. Результат визуализации раствором чернил в одном из опытов в аномальных условиях приведен на рис. 9. С течением времени наряду с поверхностным слоем образуется придонный слой. Толщина и скорость распространения придонного слоя больше соответствующих величин для поверхностного слоя.

На рис. 10 приведен пример мгновенных профилей температуры в аномальных условиях. В этом примере разность плотностей между погружающейся водой и водой в лотке составляет только 0,004 %. Тем не менее, погружение происходит с достаточно большой скоростью, равной примерно 0,25 см/с. Это значение скорости получено по результатам визуализации теньвым методом, когда плотность воды изменяется только из-за изменения температуры. Поскольку градиенты плотности ниже поверхностной струи были очень малы, тени на экране в этой области были слабо контрастными. Поэтому иллюстрации, полученные теньвым методом в аномальных условиях, не приводятся.

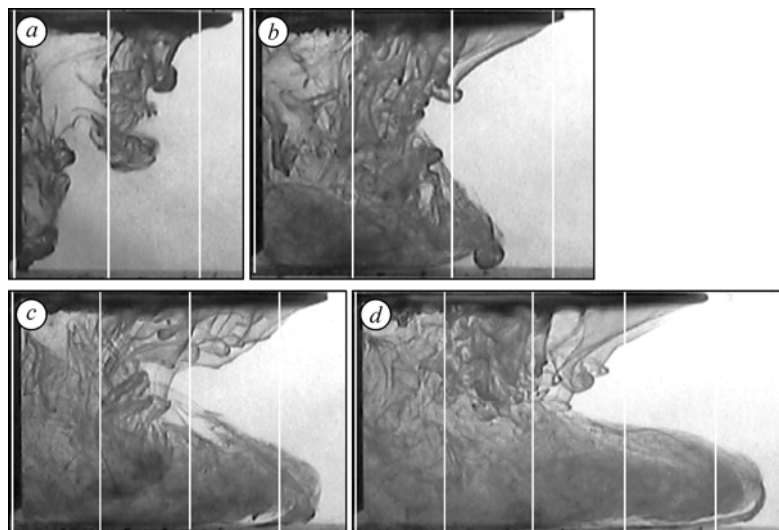


Рис. 9. Конвективная неустойчивость в аномальных условиях.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_0 = 0,2$  °C,  $t = 80$  (a), 132 (b), 166 (c), 206 (d) с.

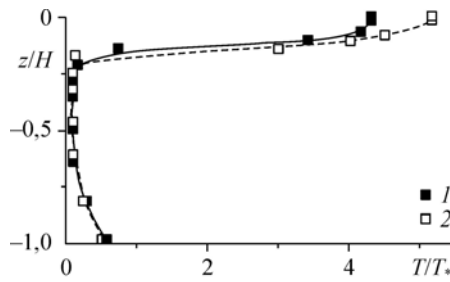


Рис. 10. Профили температуры в аномальных условиях.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_0 = 0,4 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x = 0,33$  (1),  
 $0,17$  (2) см.

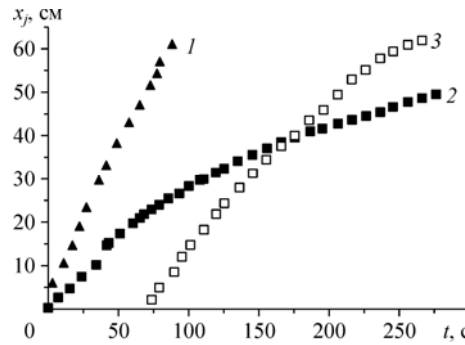
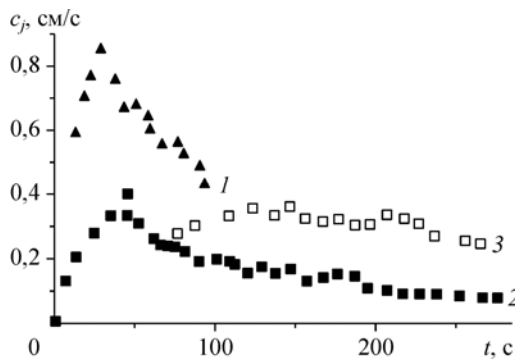


Рис. 11. Траектории передних точек струй.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ , 1 — поверхностная струя в обычных условиях ( $T_0 = 7,3 \text{ }^\circ\text{C}$ ), 2, 3 — поверхностная и придонная струи в аномальных условиях ( $T_0 = 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ).

На рис. 11 приведены траектории передних точек струй  $x_j$  в обычных и аномальных условиях при одном и том же значении начальной плотности воды в лотке и прочих равных условиях. Различие состояло лишь в том, что в обычных условиях температура  $T_0$  превышала температуру  $T_*$ , а в аномальных условиях была меньше  $T_*$ . В обычных условиях струя распространяется значительно быстрее, чем в аномальных условиях. Зависимости скоростей распространения передних точек струй  $c_j$  от времени приведены на рис. 12. В аномальных условиях придонная струя распространяется быстрее поверхностной струи.

### 3. Обсуждение результатов

Приведенные результаты справедливы только в узком диапазоне определяющих параметров задачи. Экспериментальное изучение многообразных картин движения во всем возможном диапазоне этих параметров очень трудоемкий процесс. В этих условиях особое значение приобретает возможность численного моделирования. Аномальная особенность термодинамических свойств воды существенно усложняет решение этой задачи. Имеется лишь небольшое число работ, содержащих результаты численных расчетов. При этом вводятся определенные упрощения в постановки задач. Например, в работах [18, 20] получены стационарные решения при заданной форме профилей температуры. В работе [21] выполнены расчеты ламинарной конвекции при боковом нагреве в нестационарной постановке задачи, но только в диапазоне температур  $T \geq T_*$ , когда зависимость плотности от температуры нелинейная, но монотонная. Результаты этих расчетов



существенно расходятся с полученными экспериментальными данными. В частности, характерная особенность рассматриваемого течения — образование тонкого

Рис. 12. Скорости распространения передних точек струй.  
 $N = 1,205 \text{ Вт/см}^2$ , 1 — поверхностная струя в обычных условиях ( $T_0 = 7,3 \text{ }^\circ\text{C}$ ), 2, 3 — поверхностная и придонная струи в аномальных условиях ( $T_0 = 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ ).



пограничного слоя и струй, в которых скорость движения значительно больше, чем в основной массе воды, не находит адекватного отражения при расчетах.

Лучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных по осредненным характеристикам течения в стационарных условиях получено в двух постановках задач. Одна из постановок соответствует условиям конвекции в слое воды над льдом, когда температура на нижней границе слоя равна  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а на свободной поверхности больше  $4\text{ }^{\circ}\text{C}$  [15, 16, 18]. На практике такая ситуация имеет место в некоторых высокогорных озерах и, приближенно, в водоемах на вечной мерзлоте. Вторая задача — конвекция в закрытом сверху и снизу и охлаждаемом сбоку цилиндре [17].

Как правило, в математических моделях в качестве граничного условия на свободной поверхности используется условие проскальзывания (slip condition). Профили скорости, приведенные на рис. 4, и визуальные наблюдения показали, что в настоящих опытах скорость движения воды в поверхностной струе непосредственно на свободной поверхности равнялась нулю. Поэтому в адекватной математической модели следует использовать граничное условие прилипания (non-slip condition), т. е. равенство нулю всех компонент скорости. Данный эффект обусловлен сцеплением поверхностной молекулярной пленки со стенками лотка. Чтобы преодолеть это сцепление, скорость движения воды должна превысить некоторое пороговое значение, зависящее от  $B$  и  $L$ . В условиях проведения настоящих опытов пороговое значение скорости равнялось примерно  $4\text{ см/с}$ . Это значительно больше максимальной скорости движения воды (рис. 8).

Головная часть поверхностной струи в аномальных условиях отличается от головной части струи в обычных условиях (см. рис. 2 и рис. 9). В обычных условиях сдвиговая неустойчивость в головной части подавляется силой плавучести. В аномальных условиях сдвиговая неустойчивость усиливает конвективную неустойчивость.

После отражения поверхностной струи от правой боковой стенки лотка в обычных условиях нагретая вода опускается лишь на глубину порядка толщины струи до ее отражения и в течение длительного времени накапливается только вблизи свободной поверхности. Профиль скорости движения воды после отражения имеет очень сложную форму, и течение сильно неоднородно не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении. В аномальных условиях первым отражался от правой стенки нижний слой. После отражения вода из этого слоя поднималась по стенке почти до свободной поверхности, что способствовало более быстрому выравниванию температуры всей массы воды в лотке, чем в обычных условиях.

### Заключение

На частном примере бокового нагрева показано, что аномальная зависимость плотности воды от температуры существенно влияет на свободную конвекцию. Картины распространения тепла и движения воды принципиально различаются в случаях  $T_0 > T_*$  и  $T_0 < T_*$ . В частности, при боковом нагреве воды с температурой  $T_0 > T_*$  вся нагретая вода долго сосредотачивается в поверхностном слое, а ниже расположенная вода прогревается очень медленно. В рассмотренном диапазоне температур  $6 \leq T_0 \leq 17\text{ }^{\circ}\text{C}$  расслоение теплой и холодной воды было устойчивым даже при достаточно большой интенсивности нагрева. В бесконечно длинном лотке прогрев нижнего слоя происходит только за счет молекулярной диффузии тепла. В лотке конечной длины прогрев нижнего слоя происходит быстрее из-за отражения поверхностной струи от торцевых стенок лотка. Но и в этом случае

долго сохраняется устойчивое расслоение более теплой воды и воды с температурой  $T_0$ .

В случае  $T_0 < T_*$  основная масса нагретой воды также сначала распространяется в виде поверхностной струи. Однако из-за конвективной неустойчивости наряду с поверхностной струей образуется придонная струя, и прогрев всей массы воды происходит значительно быстрее, чем в случае  $T_0 > T_*$ . Отражение придонной и поверхностной струй от торцевых стенок лотка конечной длины дополнительно ускоряет процесс выравнивания температуры по всей массе воды.

### Список литературы

1. Forel F.A. Le Leman: monographie limnologique: Mechanique, chemie, thermique, optique, acoustique. Lausanne: F. Rouge, 1895. Т. 2. 651 p.
2. Huang J.C.K. The thermal bar // Geophys. Fluid Dyn. 1972. Vol. 3, No. 1. P. 1–25.
3. Imberger, J., Hamblin P. Dynamics of lakes, reservoirs and cooling ponds // Ann. Rev. Fluid Mech. 1982. Vol. 14. P. 153–187.
4. Тихомиров А.И. Термика крупных озер. Л.: Наука, 1983. 232 с.
5. Holland P.R., Kay A. Review of the physical and ecological implications of the thermal bar circulation // Limnologica. 2003. Vol. 33. P. 153–162.
6. Чубаренко И.П., Демченко Т.Ю. Лабораторное моделирование структуры термобара и связанной с ним циркуляции в бассейне с наклонным дном // Океанология. 2008. Т. 48, № 3. С. 356–370.
7. Fofonoff N.P. Some properties of sea water influencing the formation of Antarctic bottom water // Deep Sea Res. 1956. No. 4. P. 32–35.
8. Foster T.D. An analysis of the cabbeling instability in seawater // J. Phys. Oceanogr. 1972. Vol. 2. P. 294–301.
9. Федоров К.Н. О роли уплотнения при смешении в динамике океанических фронтов // Докл. АН СССР. 1981. Т. 261, № 4. С. 985–988.
10. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеоздат, 1983. 296 с.
11. Talley D.T., Yun J.-Y. The role of cabbeling and double diffusion in setting the density of the north pacific Intermediate water salinity minimum // J. Phys. Oceanography. 2001. Vol. 3, No. 6. P. 1538–1549.
12. Букреев В.И. Влияние немонотонной зависимости плотности воды от температуры на перемешивание дождевой воды в пресном водоеме // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2005. Т. 41, № 4. С. 567–570.
13. Букреев В.И. Влияние немонотонной зависимости плотности воды от температуры на распространение вертикальной плоской струи // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47, № 2. С. 23–29.
14. Букреев В.И. Влияние немонотонной зависимости плотности воды от температуры на распад начального скачка плотности // Прикладная механика и техническая физика. 2006. Т. 47, № 1. С. 66–73.
15. Townsend A. A. Natural convection in water over an ice surface // Q. J. Roy Meteorol. Soc. 1964. Vol. 90. P. 248–259.
16. Adrian R.J. Turbulent convection in water over ice // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 69, pt. 4. P. 753–781.
17. Cawley M.F., McBride P. Flow visualization of free convection in a vertical cylinder of water in the vicinity of the density maximum // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47, No. 6-7. P. 1175–1186.
18. Musman S. Penetrative convection // J. Fluid Mech. 1968. Vol. 31, pt. 2. P. 343–360.
19. Goren S.L. On free convection in water at 4°C // Chemical Engng Sci. 1966. Vol. 21, No. 6/7. P. 515–518.
20. Tong W. Aspect ratio effect on natural convection in water near its density maximum temperature // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2004. Vol. 20, No. 6. P. 624–633.
21. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М.: Мир. 1986. 181 с.
22. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М.: Мир, 1977. 431 с.
23. Букреев В. И. Двойная диффузия при таянии льда в соленой воде // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2007. Т. 43, № 6. С. 826–830.

*Статья поступила в редакцию 28 марта 2011 г.,  
после доработки — 12 января 2012 г.*