

## ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ ВНУТРИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА

В. Д. ЗИМИН (Пермь)

Экспериментально исследуется свободная конвекция жидкости, заполняющей замкнутую цилиндрическую полость в массиве высокой теплопроводности. Тепловой поток в массиве перпендикулярен оси цилиндра и образует произвольный угол с горизонтальной плоскостью. Температурное поле исследовалось теневым методом в диапазоне чисел Рэлея от  $10^5$  до  $7 \cdot 10^5$  и числа Прандтля, равного 6.45.

Задача конвекции жидкости внутри горизонтального кругового цилиндра с одновременным гармоническим распределением температуры на поверхности является одним из простейших примеров свободной конвекции в замкнутом объеме. Распределение температуры, близкое к синусоидальному, возникает на поверхности цилиндрической полости, образованной в массиве с высокой теплопроводностью и однородным градиентом температуры. Рассматривая градиент температуры, перпендикулярный к оси цилиндра и образующий произвольный угол  $\alpha$  с горизонтальной плоскостью, можно проследить за изменением в характере конвективного движения при непрерывном переходе от подогрева сверху к подогреву снизу.

В области малых чисел Рэлея задача допускает аналитическое рассмотрение [1, 2]. При больших числах Рэлея у стенок полости образуется конвективный пограничный слой, охватывающий центральную часть полости — ядро. Необходимость согласования решений для этих двух областей представляет собой основной источник затруднений при аналитическом исследовании внутренних задач свободной конвекции. Долгое время подход к решению таких задач основывался на предположении об изотермическом ядре с однородной завихренностью [3-6]. Экспериментальные данные, полученные для случая бокового подогрева замкнутых полостей различных конфигураций, показали, что ядро застойно, а распределение температуры в нем соответствует устойчиво стратифицированной жидкости [7-9]. К таким же результатам приводят численные решения полных уравнений свободной конвекции [10, 11]. В экспериментах с очень вязкой жидкостью в полости горизонтального кругового цилиндра наблюдалось ядро с развитым движением при подогреве сбоку снизу ( $\alpha < 0$ ) и тенденция к образованию застойного ядра при подогреве сбоку сверху [12]. Таким образом, полость горизонтального кругового цилиндра является удобным объектом для выяснения условий существования той или иной структуры ядра. Однако подробные измерения температурного поля проводились, по-видимому, только для случая бокового подогрева [8], причем условия подогрева значительно отличались от упомянутых выше.

1. В данной работе эксперименты проводились с полостью диаметром 50 мм и длиной 110 мм, выточенной в прямоугольном латунном блоке. К торцам полости через резиновые прокладки поджимались плоскопараллельные пластины оптического стекла. Для создания градиента температуры в блоке имелось две системы каналов, образующих плоские теплообменники, по которым прокачивалась вода от двух ультратермостатов. Крепление модели обеспечивало возможность ее поворота на любой угол вокруг горизонтальной оси, совпадающей с осевой линией цилиндрической полости.

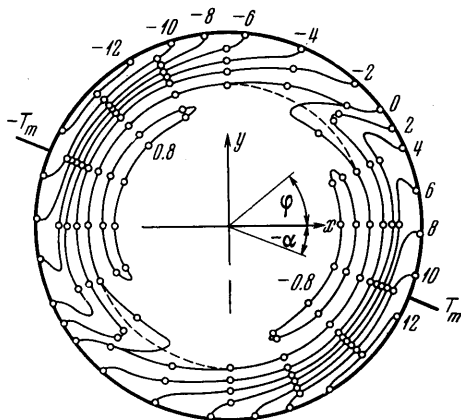
Полость заполнялась дистиллированной водой. Распределение температуры на ее поверхности измерялось шестнадцатью медь-константановыми термопарами, спая которых были расположены в одном из поперечных сечений на равных расстояниях одна от другой. Для фотографической регистрации поля скоростей в воду запускались частицы алюминиевой пудры, а среднее поперечное сечение полости подсвечивалось через щель шириной 1,5 мм, прорезанную в латунном блоке. В щель вставлялась пластинка плексигласа с отверстием, равным диаметру полости.

Температурное поле исследовалось шпирен-методом на теневом приборе «Свиль 80» с фокусным расстоянием 1200 мм. В фокальной плоскости коллиматора устанавливалась диафрагма с круглым отверстием диаметром 0,5 мм. Визуализирующей диафрагмой служил нож Фуко. Изображение теневой картины проектировалось с увеличением в 2,5 раза на матовую горизонтальную поверхность. Все измерения проводились непосредственно в плоскости изображения без промежуточной фотографической регистрации. Для исследования пограничного слоя наиболее удобными оказались непосредственные измерения радиальных составляющих градиента температуры. В плоскость изображения наносилась сетка полярных координат с шагом  $\pi/8$  по углу и 1 мм по радиусу. В точках пересечения координатных линий измерялись радиальные проекции угловых отклонений лучей при этом кромка ножа устанавливалась перпендикулярно соответствующему радиусу. Значения радиальных градиентов температуры вычислялись по формуле

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1} \frac{\epsilon}{L}$$

Здесь  $T$  — температура, отсчитанная от ее значения в центре полости,  $n$  — локальное значение показателя преломления,  $\varepsilon$  — радиальная проекция углового отклонения луча,  $L$  — продольный размер полости. Температура во внутренних точках полости находилась графическим интегрированием радиального градиента, начиная от твердой поверхности, где значение температуры было известно из термометрических измерений. Распределение температуры на поверхности полости с точностью в 2—3% следовало закону  $T = T_m \cos(\varphi - \alpha)$ , где угол  $\varphi$  отсчитан против часовой стрелки от горизонтального радиуса, направленного в сторону нагретой части поверхности. Амплитуда температуры  $T_m$  варьировалась в опытах от 0.3 до 2.5° С. Верхний предел был обусловлен диапазоном градиентов температуры, доступных измерению при помощи применяемой методики. Число Рэлея  $R$  определялось через радиус полости  $r^0$  и амплитуду температуры  $T_m$ .

Теплофизические параметры жидкости брались для температуры в центре полости, которая во всех опытах поддерживалась постоянной и равной 24° С. Таким образом, все результаты относятся к фиксированному значению числа Прандтля, равному 6.45, и диапазону чисел Рэлея от  $10^5$  до  $7 \cdot 10^5$ . Угол  $\alpha$  изменялся с шагом  $1/8\pi$  от  $-1/2\pi$  до  $+1/2\pi$ , т. е.  $\alpha = 1/8n\pi$ , где  $n$  — целое число, пробегающее значение от  $-4$  до  $+4$ .



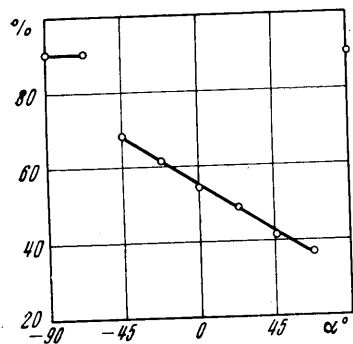
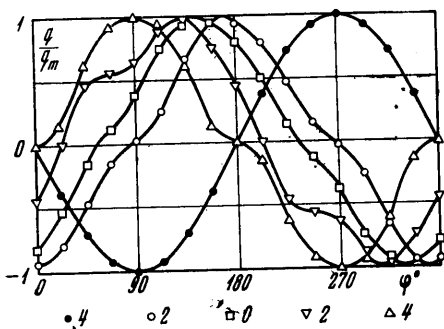
Фиг. 1

2. Тепловой пограничный слой наблюдался при любых ориентациях подогрева, исключая значения  $\alpha$ , близкие к  $1/2\pi$ . На фиг. 1 приведены из линии радиального градиента температуры в пограничном слое для  $\alpha = -1/8\pi$ , соответствующего наиболее интенсивной тепло-

передаче. Масштаб радиальных расстояний в пограничном слое увеличен в 1.7 раза по сравнению с масштабом, принятым для радиуса цилиндра. Цифры указывают значения радиального градиента температуры, выраженного в единицах  $T_m/r^0$ . Линия  $\partial T/\partial r = 0$  на большом протяжении совпадает с окружностью, которая на фигуре отмечена пунктиром. Расстояние от стенки до линии  $\partial T/\partial r = 0$  было принято за толщину теплового пограничного слоя. Малость толщины пограничного слоя  $\delta$  по сравнению с продольным размером полости  $L$  является необходимым условием двумерности движения в пограничном слое. Отношение  $\delta/L$  в данных опытах равнялось 0.03—0.04.

Стационарное движение, близкое к двумерному, наблюдалось для  $n > -2$  во всем диапазоне чисел Рэлея, принадлежащих исследованному интервалу. Для  $\alpha = -1/4\pi$  с ростом числа Рэлея внешняя область пограничного слоя становилась неустойчивой. Вопрос об устойчивости конвективного пограничного слоя в горизонтальном цилиндре подробно изучен в работе [13] и результаты для дистиллированной воды обобщены в виде зависимости критического числа Грасгофа от ориентации подогрева.

В данной работе появление возмущений в пограничном слое наблюдалось при более низких числах Грасгофа, что связано, по-видимому, с более высокой чувствительностью шпирен-системы по сравнению с применявшейся в работе [13]. При подогреве сбоку снизу ( $\alpha = -1/4\pi$ ) очень слабые возмущения в виде перемещающихся локальных искривлений на изолиниях  $\partial T/\partial r = 0.1 T_m/r^0$

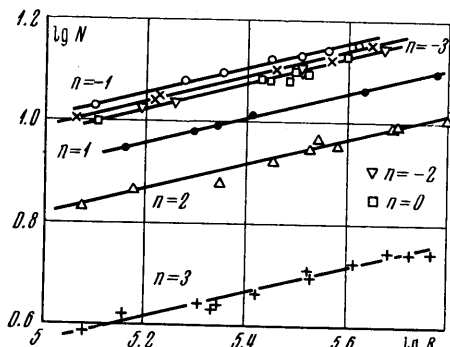


Фиг. 2 а, б

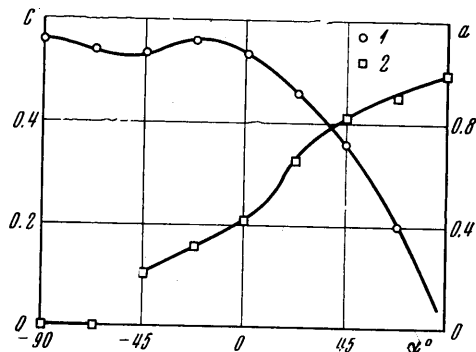
появляются уже при значениях числа Грасгофа  $G = 0.34 \cdot 10^5$  вместо  $G = 1.25 \cdot 10^5$ , приведенного в работе [13], а при  $G = 1.25 \cdot 10^5$  возмущения распространяются на изолинии  $\partial T / \partial r = 0.8 T_m / r^2$ . Периодичность возникновения возмущений при таком  $r^0$  изменении числа Грасгофа  $G$  не претерпевала значительных изменений.

В исследованном диапазоне чисел Рэлея подогрев снизу приводил к турбулизации движения в ядре с масштабом пульсаций порядка размера полости. Теневой метод позволяет в таких случаях определить только значение температурного градиента, усредненное вдоль пути светового луча. При наличии пульсаций в угловых отклонениях лучей измерения радиальных градиентов температуры проводились только у твердой поверхности, где амплитуда пульсаций не превышала 10–15%. Результаты измерений для различных моментов времени усреднялись.

3. На фиг. 2, а представлены распределения локальных тепловых потоков на поверхности полости для значений  $\alpha = 1/8 n \pi$ , где  $n = 4, 2, 0, -2, -4$ . По оси ординат отложено отношение плотности теплового потока  $q = -\kappa(\partial T / \partial r)_{r=r_0}$  к его максимальному значению  $q_m$ . Форма кривых для различных значений  $T_m$ , но фиксированных  $\alpha$  сохранялась, хотя  $q_m$  изменялось в 8–10 раз. В частности, оставались неизменными положения нулей и максимумов  $q$  на поверхности полости.



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 2, б приведена зависимость от  $\alpha$  углового расстояния  $\Phi$  между точкой максимума температуры и ближайшим от нее нулем теплового потока. При подогреве точно сверху ( $\alpha = 1/2 \pi$ ) жидкость находится в механическом равновесии, но при достаточном высоких числах Рэлея даже небольшие изменения в  $\alpha$  приводят к возникновению интенсивного движения и нули теплового потока на границе резко смещаются. Скачок величины  $\Phi$  при  $\alpha < -1/4 \pi$  связан с нарушением двумерности движения. В этой области  $\Phi$  зависит не только от  $\alpha$ , но и от  $T_m$ .

На кривых  $q(\varphi)$  (фиг. 2, а) вблизи вертикального диаметра заметен перегиб, который увеличивается с уменьшением  $\alpha$ . Средняя скорость движения жидкости на этих участках пограничного слоя уменьшается вследствие уменьшения проекции подъемной силы на направление движения. Более того, обращаясь к фиг. 1, можно видеть, что для  $\alpha < 0$  как раз на этом участке пограничного слоя имеется область, где азимутальная проекция подъемной силы, пропорциональная  $T \cos \varphi$ , изменяет знак. Размер такой области увеличивается с уменьшением  $\alpha$ .

Сводные результаты по теплопередаче в виде зависимости числа Нуссельта  $N = q_m R / \kappa T_m$  от числа Рэлея приведены для  $\alpha$  на фиг. 3. Через каждую серию экспериментальных точек, соответствующих фиксированным значениям  $\alpha = 1/8 n \pi$ , указанных на фигуре для  $n = 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3$ , проведены прямые с наклоном к оси абсцисс, равным  $1/4$ .

Закон теплопередачи можно представить в обычной форме

$$N = C(\alpha) R^{0.25} \quad (\alpha = A T_m / r^2)$$

Здесь  $A$  — размерный градиент температуры в центре полости.

Зависимость теплопередачи  $C$  от  $\alpha$  (фиг. 4, кривая 1) качественно совпадает с аналогичной кривой, приведенной в работе [14]. Количественное сопоставление с результатами работы [14] затруднено тем обстоятельством, что число Нуссельта вычислялось там по амплитуде первой гармоники в разложении  $q(\varphi)$  в ряд Фурье.

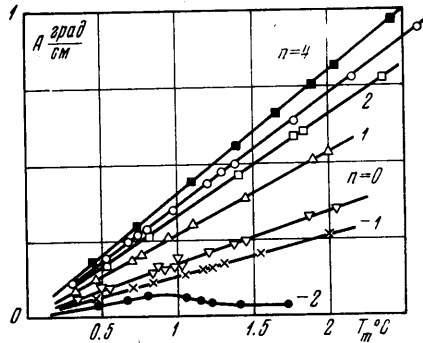
В центральной части полости, внутри окружности с радиусом, приблизительно равным  $0.75 r^0$ , горизонтальная составляющая градиента температуры не превышала 1% его максимального значения в пограничном слое.

Результаты измерений приведены в виде зависимости вертикального градиента температуры в центре полости  $A$  от амплитуды температуры  $T_m$  для  $a = 1/8n\pi$ , где  $n$  — целое число, указанное на фигуре.

Для ламинарной области величина  $A$  пропорциональна  $T_m$ , что говорит об очень слабой зависимости безразмерного градиента  $a = AR/T_m$  от числа Рэлея. Зависимость  $a$  от  $a$  приведена на фиг. 4 (кривая 2). В переходной области (фиг. 5,  $n = -2$ ) наблюдается уменьшение размерного градиента температуры при увеличении  $T_m$ , которое сопровождается появлением возмущений в тепловом пограничном слое.

Величина  $a$  в этой области существенно зависит от числа Рэлея и на фиг. 4 соответствующий участок кривой 2 пропущен. С ростом числа Рэлея безразмерный градиент температуры стремится к нулю, а возмущения из пограничного слоя начинают проникать в ядро, и движение в нем турбулизуется. Для значений  $a > 0.4$  ( $a > 0$ ) наблюдалось застойное ядро и хорошо выраженный динамический пограничный слой. При уменьшении  $a$  в ядре возникают вторичные течения в виде двух вихрей, примакивающих к пограничному слою. В переходной области вторичные течения захватывают все ядро, а динамический пограничный слой исчезает.

Автор благодарит Г. Ф. Шайдурова за предложение темы исследования и А. Ф. Пшеничникова за участие в предварительных экспериментах.



Фиг. 5

Поступило 23 VI 1970

## ЛИТЕРАТУРА

- Lewis J. A. Free convection in commercial insulating materials, Ph. D. Thesis, Brown university providence, R. J., 1950.
- Жуховицкий Е. М. О свободной стационарной конвекции в бесконечной горизонтальной трубе. Ж. техн. физ., 1952, т. 22, № 5.
- Ostrach S. A boundary layer problem in the theory of free convection, Ph. D. Thesis, Brown university providence, R. J., 1950.
- Batchelor G. K. On steady laminar flow with closed streamlines of large Reynolds number. J. Fluid Mech., 1956, vol. 1.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Замкнутый конвективный пограничный слой. Докл. АН СССР, 1959, т. 124, № 2.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. О теплопередаче через вертикальную щель прямоугольного сечения при сильной конвекции. Инж.-физ. ж., 1967, т. 3, № 12.
- Шайдуров Г. Ф. О конвективном теплопереносе через шаровую полость. Ж. техн. физ., 1958, т. 28, вып. 4, стр. 855.
- Martini W. R., Churchill S. W. Natural convection inside a horizontal circular cylinder. AIChE Journal, 1960, vol. 6, No. 2.
- Eckert E. R., Carlson W. O. Natural convection in an Layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1961, vol. 2, No. 1, 2, p. 106.
- Wilks I. O. The finite difference computation of natural convection in an enclosed rectangular cavity. Ph. D. Thesis, Dept. Chem. Engng. Univ. Michigan, 1963.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Тарунин Е. Л. Численное исследование конвективного движения в замкнутой полости. Изв. АН СССР, МЖТ, 1966, № 5.
- Острах С., Менолд Э. Р. Естественная конвекция внутри горизонтального цилиндра. Тепло- и массоперенос, т. 1, М., «Энергия», 1968.
- Шайдуров Г. Ф. Устойчивость конвективного пограничного слоя в жидкости, заполняющей горизонтальный цилиндр. Инж.-физ. ж., 1959, т. 2, № 12.
- Shaidurov G. F. Convective heat transfer in horizontal cylinder. Internat. J. Heat and Mass Trans., 1961, vol. 2, p. 280.