

**О ТЕМПЕРАТУРНОМ РЕЖИМЕ КОРПУСА
ПРИ СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОМ ТЕПЛООБМЕНЕ ЧЕРЕЗ
СИММЕТРИЧНЫЕ И НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ
ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПРОСЛОЙКИ**

А. С. ЛЯЛИКОВ

(Представлена проф. докт. Г. И. Фуксом)

При свободно-конвективном теплообмене через горизонтальные цилиндрические прослойки температурное поле корпуса складывается под воздействием условий теплообмена на его внутренней и наружной поверхностях. В частности, температура корпуса по периметру одинакова, если по наружной поверхности корпуса искусственным или естественным путем обеспечивается условие $Bi \rightarrow \infty$ при неизменной температуре наружного теплоносителя. В других случаях температура корпуса по его периметру переменна. Поэтому в системах, состоящих из выделяющего тепло элемента и корпуса, представляет интерес изучение качественных и количественных характеристик теплообмена не только для тела, выделяющего тепло, но и для корпуса.

Несмотря на значительное количество работ по свободно-конвективному теплообмену через прослойки газа и жидкости, температурному режиму корпуса не уделялось никакого внимания прежде всего потому, что экспериментальные исследования теплообмена через прослойки проводились при создаваемой искусственно одинаковой температуре на всей поверхности корпуса. В работах [1, 2, 3] описана методика исследования свободно-конвективного теплообмена через газовые и жидкостные симметричные и несимметричные горизонтальные цилиндрические прослойки и результаты обобщения экспериментальных данных по температурному режиму внутреннего тела (нагревателя). Эти исследования были проведены при свободно-конвективном теплообмене наружной поверхности корпуса с окружающим воздухом, и температура корпуса по периметру была переменной. В результате обработки данных этих исследований по температурному режиму корпуса установлены некоторые закономерности, представляющие интерес прежде всего с точки зрения качественной характеристики температурного поля корпуса.

Обработка произведена в виде $\Theta_k = f(\omega)$, а в качестве Θ_k использовано

$$\Theta_k = \frac{t_\omega - t_{\min}}{t_{\max} - t_{\min}}, \quad (1)$$

здесь Θ_k , t_ω , t_{\max} , t_{\min} — соответственно безразмерная температура в точке корпуса с угловой координатой ω и размерные температуры корпуса: в точке с угловой координатой ω , максимальная и минимальная.

1. Для центрального положения нагревателя в корпусе из тонкой медной фольги ($\Delta = 0,25$ мм), заполненном воздухом при атмосферном давлении, зависимость безразмерной температуры корпуса Θ_k от угловой координаты ω точки корпуса представлена кривыми на рис. 1.

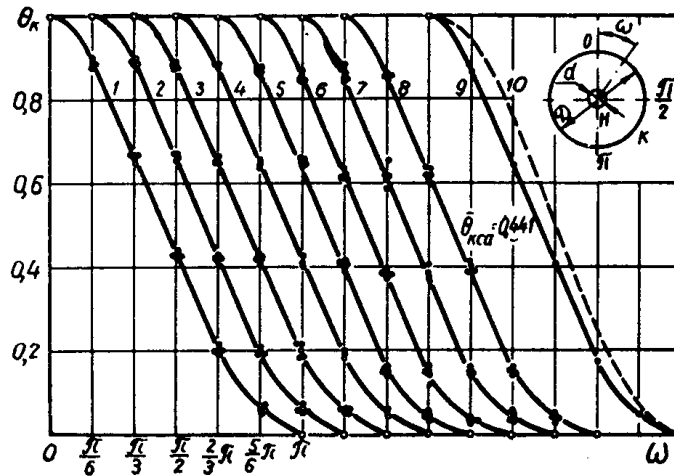


Рис. 1. Зависимость $\Theta_k = f(\omega)$ при коаксиальном расположении нагревателя H и корпуса K ($\eta = 0$)
 Корпус из медной фольги, конвектирующая среда — воздух. $D = 160$ мм: 1 — $d = 40$, 2 — $d = 28$, 3 — $d = 20$, 4 — $d = 16$ мм; $D = 80$ мм: 5 — $d = 40$, 6 — $d = 28$, 7 — $d = 20$, 8 — $d = 16$ мм; 9 — осредненная зависимость $\Theta_k = f(\omega)$; 10 — $\Theta_k \cos \omega$

Каждая из кривых 1 ÷ 8 при значениях $\omega = 0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{3}$ и т. д. имеет несколько точек, полученных при различных режимах, по мощности, соответствующих температурной разности между поверхностями нагревателя и корпуса \sim от 40—50 до 150—160°C. Идентичный характер кривых $\Theta_k = f(\omega)$ для различных соотношений $\frac{D}{d} = 2 \div 10$ (кривые 2 ÷ 8 смещены одна относительно другой на $\frac{\pi}{6}$) указывает на то, что приведенные результаты могут быть выражены осредненной кривой 9, точки которой представляют осредненные значения функции Θ_k при соответствующих значениях аргумента ω . Уравнение этой кривой получено в виде

$$\left. \begin{aligned} \Theta_k &= \frac{t_\omega - t_\pi}{t_0 - t_\pi} = 1,07 - 0,42 \omega & \left(0 \leq \omega \leq \frac{\pi}{2} \right), \\ \Theta_k &= -0,45 + \frac{1,35}{\omega} & \left(\frac{\pi}{2} \leq \omega \leq \pi \right). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Кривая 10 представляет $\Theta_k = \cos(\omega)$. Аппроксимация рассматриваемых опытных данных таким простым уравнением была бы желательной, однако это привело бы к существенным погрешностям.

Исходя из (2) среднеинтегральная безразмерная температура корпуса

$$\bar{\Theta}_k = 0,442. \quad (3)$$

Среднеарифметическая безразмерная температура корпуса, вычисленная непосредственно по точкам кривой 9, составляет $\bar{\Theta}_{к.с.а.} = 0,441$.

Отмеченная тенденция к подобию температурного поля корпуса (в частности, обсуждается случай невысоких значений критерия Bi для внутренней и наружной поверхностей корпуса) указывает на следующие возможности:

а) в связи с наличием обобщенной связи $\Theta_{\kappa} = f(\omega) = \Psi(t_{\omega}, t_0, t_{\pi})$ по известным t_0 и t_{π} (например, измеренным в опыте) возможно нахождение температуры в любой точке корпуса, а также ее среднеинтегральной величины;

б) на основе обобщенной среднеинтегральной температуры $\bar{\Theta}_{\kappa} = f(\bar{\omega}_{\bar{t}}) = \text{const}$ можно определить угловую координату $\bar{\omega}_{\bar{t}}$, соответствующую среднеинтегральной температуре корпуса \bar{t} ; при этом для подобных систем измерение t может быть сведено к измерению в одной точке с координатой $\bar{\omega}_{\bar{t}}$ (или в двух точках, симметричных относительно вертикальной плоскости, проходящей через центр корпуса).

2. Типичная зависимость $\Theta_{\kappa} = f(\omega)$ при различных вертикальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса из медной фольги, воздух внутри которого имеет атмосферное давление, показана на рис. 2. Аналогичные графики во всем диапазоне вертикальных эксцентриситетов, построенные для $D = 160$ мм и $d = 40, 28, 16$ мм, здесь не приводятся.

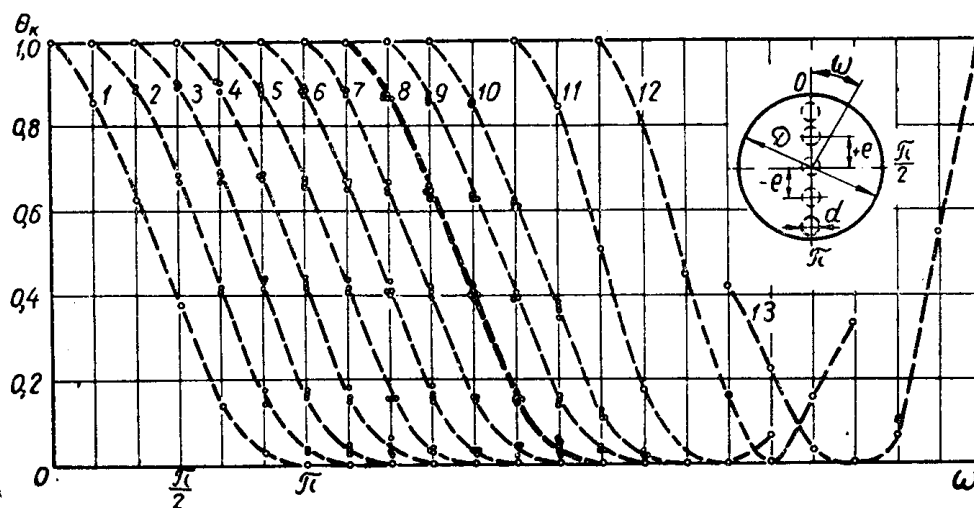


Рис. 2. Зависимость $\Theta_{\kappa} = f(\omega)$ при различных вертикальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса. Корпус из медной фольги, конвектирующая среда — воздух. $D = 80$ мм, $d = 40$ мм; эксцентриситеты $\eta = \pm \frac{e}{1/2(D-d)}$ для кривых: 1 — (+0,9), 2 — (+0,8), 3 — (+0,7), 4 — (+0,6), 5 — (+0,5), 6 — (+0,4), 7 — (+0,25), 8 — (0), 9 — (-0,25), 10 — (-0,5), 11 — (-0,7), 12 — (-0,8), 13 — (-0,9)

Характер кривых на всех графиках идентичен. Кривая 8, проведенная на рис. 2 жирным пунктиром, соответствует коаксиальному расположению нагревателя относительно корпуса. Из рис. 2 видно, что при различных вертикальных эксцентриситетах нагревателя наблюдается подобие температурного поля корпуса, исключая случаи отрицательных эксцентриситетов, близких к максимальным (кривые 11, 12 и 13). Анализ таблиц $\Theta_{\kappa} = f(\omega)$, с которых строились кривые графиков рис. 2(2), позволил установить причину особого характера кривых типа 11, 12 и 13. При отрицательных эксцентриситетах η , соответствующих в рассматриваемых опытах зазору между нагревателем и корпусом (по нижней образующей) $\delta \sim \leq 6$ мм, происходит нагрев корпуса

теплопроводностью в зоне нижней его образующей. При этом t_{\min} из точки $\omega = \pi$ смещается тем сильнее, чем больше эксцентриситет. Возможно «опрокидывание» кривой (t_{\max} из точки $\omega = 0$ переходит в точку $\omega = \pi$ — кривая 13). Но «опрокидывание» кривой не означает повышения температуры в точке корпуса $\omega = \pi$. Анализом таблиц установлено, что наименьшее отклонение текущих значений температуры корпуса от ее средней величины (т. е. лучшее приближение к равномерному распределению температуры) имеет место при отрицательных эксцентриситетах, соответствующих зазору между нагревателем и корпусом $\delta \approx 2$ мм. Следует отметить, что Бекман [4] и Крауссолд [5] размещали нагревательный стержень в корпусе нагревателя с отрицательным вертикальным эксцентриситетом, достигая этим выравнивания температуры поверхности нагревателей по периметру, обеспечивая таким образом более тщательную постановку эксперимента. Поскольку на рис. 2 в области отрицательных эксцентриситетов (вплоть до $\delta \approx 6$ мм) кривые подобны кривой для случая $\eta = 0$, то в этой области $\Theta_k = f(\omega)$ независимо от эксцентриситета также описывается уравнением (2). Для области положительных эксцентриситетов кривые на рис. 2 аналогичны кривой для случая $\eta = 0$, однако здесь более ощутимы количественные отклонения.

3. При горизонтальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса из медной фольги, заполненного воздухом атмосферного давления, типичная зависимость $\Theta_k = f(\omega)$ приводится на рис. 3 (аналогичные

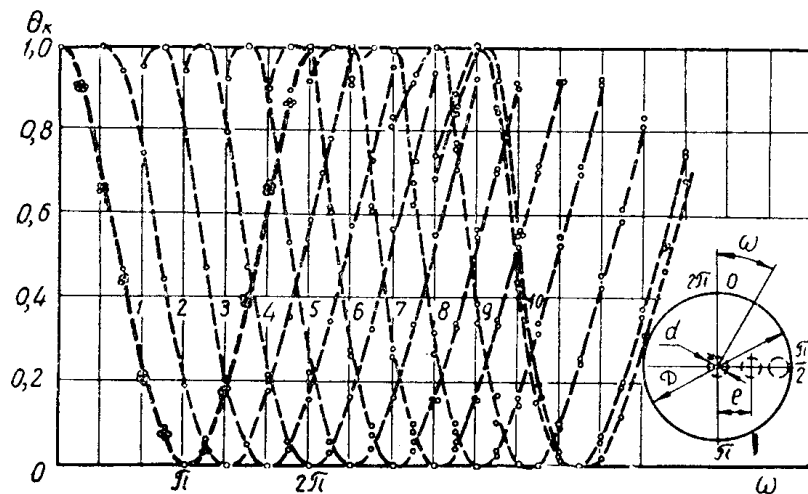


Рис. 3. Зависимость $\Theta_k = f(\omega)$ при различных горизонтальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса. Корпус из медной фольги, конвектирующая среда — воздух. $D=160$ мм,

$d = 28$ мм; эксцентриситеты $\eta = \frac{l}{1/2(D-d)}$ для кривых 1 — (0), 2 — (0,157), 3 — (0,303), 4 — (0,454), 5 — (0,606), 6 — (0,758), 7 — (0,833), 8 — (0,909), 9 — (0,939) 10 — (0,97)

графики для $D = 160$ мм, $d = 40$ и 16 мм здесь не приводятся). В этом случае приходится вести рассмотрение температуры корпуса в диапазоне $\omega = 0 \div 2\pi$, так как отсутствует симметрия относительно вертикальной плоскости, проходящей через центр корпуса. Здесь на всех графиках также наблюдается идентичный характер соответственных по эксцентриситету кривых, но, как видно из рис. 3, при различных эксцентриситетах кривые не являются подобными. По мере увеличения горизонтального эксцентриситета максимум Θ_k отстает от смещения нагревателя. С другой стороны, минимум Θ_k имеет тенденцию сохранить свое положение ($\omega = \pi$), и лишь при горизонтальных эксцентриситетах, близких

к предельным, отмечается некоторое смещение точки минимума Θ_k в направлении перемещения нагревателя. Вследствие переменности интервала ω , в котором при различных эксцентриситетах Θ_k изменяется от 1 до 0, кривые $\Theta_k = f(\omega)$ имеют не одинаковую крутизну, и, таким образом, они не подобны. Анализ таблиц экспериментальных данных для прослойки с горизонтальным эксцентриситетом нагревателя показал, что горизонтальные эксцентриситеты практически не приводят к более равномерному температурному полю корпуса.

4. На рис. 4 приведены зависимости $\Theta_k = f(\omega)$ при различных вертикальных и горизонтальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса. В качестве корпуса в этих опытах использовалась

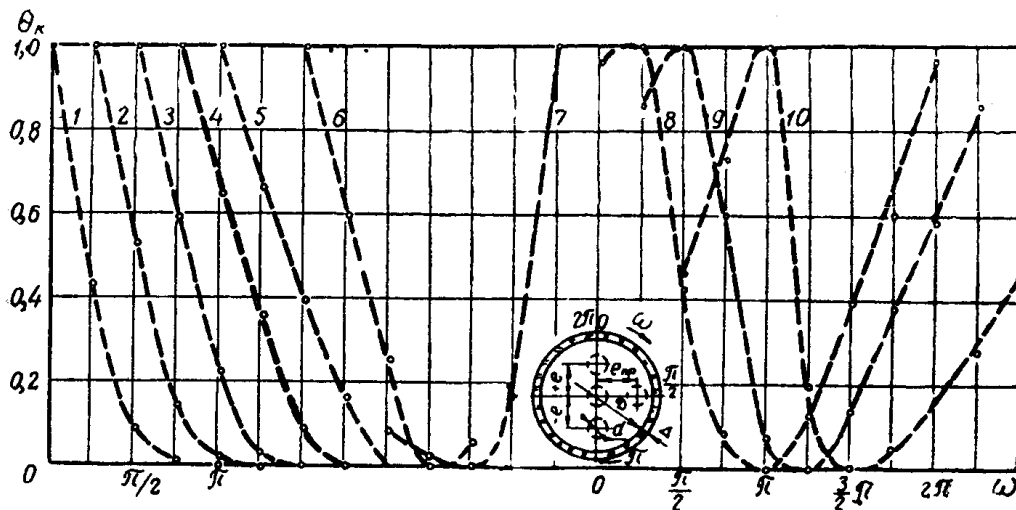


Рис. 4. Зависимость $\Theta_k = f(\omega)$ при различных вертикальных и горизонтальных эксцентриситетах нагревателей относительно корпуса. Корпус — стеклянная бюретка. $D=59,4$ мм, $\Delta=3$ мм, нагреватель $d=10$ мм, конвектирующая среда — воздух. Эксцентриситеты $\eta = \frac{1}{2}(D-d)$ для кривых: 1 — (+0,918), 2 — (+0,797), 3 — (+0,433), 4 — (0), 5 — (-0,433), 6 — (-0,797), 7 — (-0,918), 8 — (0,433 пр), 9 — (0,797 пр), 10 — (0,918 пр)

стеклянная бюретка с внутренним диаметром $D = 59,4$ мм, толщиной стенки $\Delta = 3$ мм, а нагреватель имел $d = 10$ мм, конвектирующей средой являлся воздух.

Качественно в отношении температурного поля корпуса здесь наблюдаются те же закономерности, что и на корпусах из тонкой медной фольги. Однако, как это установлено анализом таблицы экспериментальных данных, «опрокидывание» кривой при максимальных отрицательных вертикальных эксцентриситетах сопровождалось ростом температуры корпуса в точке $\omega = \pi$, что связано с меньшей теплопроводностью стеклянной бюретки; наибольшая равномерность температуры корпуса здесь наблюдалась при отрицательном эксцентриситете, соответствующем зазору $\delta \approx 5$ мм (кривая 6); горизонтальные эксцентриситеты и здесь благоприятного влияния на распределение температуры по корпусу не оказывают.

5. Специфичными оказались результаты для теплообмена через прослойку воды (корпус — стеклянная бюретка) — рис. 5. Во-первых, «опрокидывания» кривых при больших отрицательных эксцентриситетах не отмечено; во-вторых, наблюдаются две зоны температурного режима корпуса, зависящие лишь от вертикального эксцентриситета (см. кривые 4, 5, 6, 7, а также 4 и 8, 9, 10); в-третьих, максимальная температура корпуса при больших положительных вертикальных эксцентриситетах близка к температуре нагревателя, а перепады температуры по

корпусу при этом значительны (анализ таблицы экспериментальных данных); в-четвертых, при наибольших отрицательных эксцентриситетах достигается распределение температуры по корпусу, близкое к равномерному (анализ таблицы). Все эти особенности связаны с относительно высокими коэффициентами теплообмена капельной жидкости.

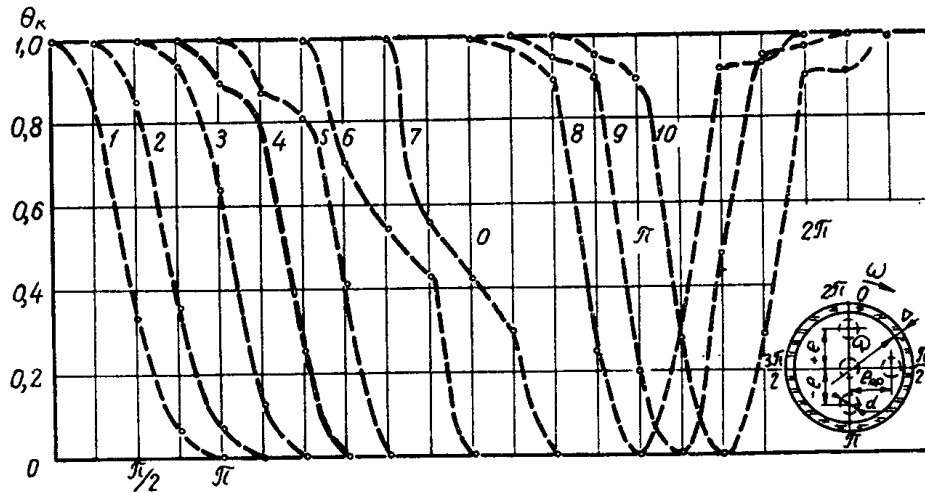


Рис. 5. Зависимость $\theta_k = f(\omega)$ при различных вертикальных и горизонтальных эксцентриситетах нагревателя относительно корпуса. Корпус — стеклянная бюретка, $D=59,4$ мм, $\Delta=3$ мм, нагреватель $d=10$ мм, конвектирующая среда — вода. Эксцентриситеты $\eta = \frac{l}{1/2(D-d)}$ для кривых: 1 — (+0,918), 2 — (+0,797), 3 — (+0,433), 4 — (0), 5 — (-0,433), 6 — (-0,797), 7 — (-0,918), 8 — (0,433 пр), 9 — (0,797 пр), 10 — (0,918 пр)

Кроме того, из таблицы результатов рассматриваемых опытов вытекает, что температурная разность между нагревателем и корпусом в зависимости от вертикального эксцентриситета изменяется в 2,5—3 раза, следовательно, влияние вертикального эксцентриситета на коэффициент теплопередачи через жидкостные прослойки весьма существенно, и дальнейшее основательное исследование его представляет практический интерес.

Изложенные результаты являются чисто качественными, но и при этом они, с одной стороны, позволяют более обоснованно подходить к решению некоторых исследовательских и инженерных задач, а с другой, — ставят вопрос о дальнейшем исследовании распределения температуры по периметру корпуса, в частности, в отношении аналитического решения задачи о температурном режиме корпуса с учетом его толщины и значений критерия Bi для внутренней и наружной поверхностей корпуса.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Ляликов, Ю. А. Загромов. К вопросу свободно-конвективного теплообмена в замкнутом объеме при смещении источника тепловыделения. Изв. ТПИ. т. 137, 1965.
2. Ю. А. Загромов, А. С. Ляликов. Свободно-конвективный теплообмен в горизонтальной цилиндрической прослойке при различном положении тепловыделяющего элемента. И. Ф. Ж., X, № 5, 1966.
3. Ю. А. Загромов, А. С. Ляликов. Расчет температуры поверхности тепловыделяющего элемента при различном положении его в горизонтальной цилиндрической полости. В настоящем сборнике.
4. W. B e s k m a n n. Wärmeübertragung in Zylindrischen Gasschichten. Forsch. auf dem Gebiete des Ingenieurwes., 2, № 5, 6. 1931.
5. H. K r a u s s o l d. Wärmeabgabe von Zylindrischen Flüssigkeitschichten. Forsch. auf dem Gebiete des Ingenieurwes., 5, № 4, 1934.