

ТЕПЛООБМЕН ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ В ШАРОВОМ ОБЪЕМЕ

Ю. А. Кириченко, В. Н. Щелкунов

(Харьков)

Изучается конвективный теплообмен в полностью заполненном шаровом объеме при постоянной плотности теплового потока на его границе.

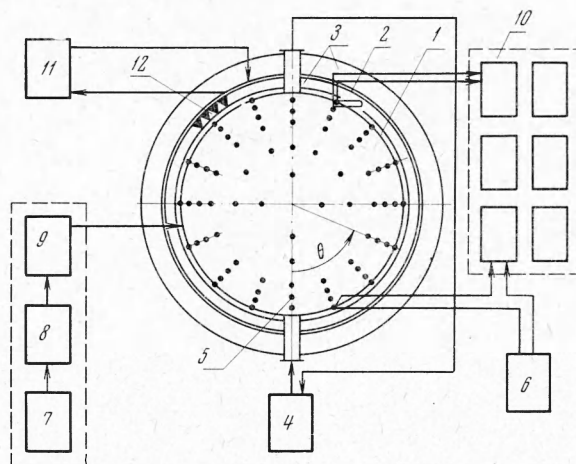
Обозначения

R — радиус сосуда,	α — коэффициент теплоотдачи,
m — масса,	β — коэффициент термического расширения,
q — удельный тепловой поток,	θ — координатный угол,
c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении,	λ — коэффициент теплопроводности,
a — коэффициент температуропроводности,	ν — коэффициент кинематической вязкости,
t — температура,	τ — время,
z — расстояние от нижней точки шара по вертикали,	F — число Фурье,
Δt — усредненный по времени перепад температуры в пограничном слое при данном угле θ	N — число Нуссельта,
	G^* — модифицированное число Грасгофа,
	P — число Прандтля.

$$F = \frac{a\tau}{R^2}, \quad N = \frac{qR}{\lambda\Delta t}, \quad G^* = \frac{g\beta R^4 q}{\nu^2 \lambda}, \quad P = \frac{\nu}{a}$$

Исследования конвективного теплообмена в объемах сферической формы немногочисленны. Известны работы Шмидта [1], исследовавшего конвекцию в шаре на этиловом, бутиловом, метиловом спиртах и воде при постоянной температуре на границе, и Г. А. Остроумова [2], изучавшего конвекцию в заполненной водой сферической полости, которая находилась в массиве, содержащем нагреватель и холодильник.

В данной работе опыты проводились в сферическом сосуде диаметром 300 мм на дистиллированной воде с начальной температурой 20 и 50°C и этиловом спирте (концентрацией 96%) с начальной температурой 20°C. Схема установки приведена на фиг. 1.



Фиг. 1. Схема установки: 1 — рабочий объем с нагревателем; 2 — оболочка охранного нагревателя; 3 — теплоизолирующий кожух; 4 — термостат типа ТС-24; 5 — термопары; 6 — термостат холодных спаев; 7 — стабилизатор напряжения типа С-3С; 8 — выпрямитель типа ВСА-5; 9 — ваттметр типа Д-57; 10 — блок измерения температуры; 11 — регулятор мощности охранного нагревателя; 12 — термобатарея

Заданный тепловой поток на поверхности сферы обеспечивался электрическим нагревателем, представлявшим собой многорядную обмотку из константановой проволоки (диаметром 0,25 мм) в шелковой изоляции, пропитанной теплоустойчивым лаком. Зазор между витками нагревателя составлял около 0,1 мм. Нагреватель питался постоянным током от стабилизированного источника питания. Мощность измерялась электростатическим ваттметром типа Д-57 кл. 0.1. Оболочка сосуда была изготовлена из тонкого (около 0,6 мм) и сравнительно плохо проводящего тепло материала (сталь X18H9T),

что вместе с конструкцией нагревателя обеспечивало с достаточной точностью малую инерционность системы и постоянную для всей сферы плотность теплового потока, одинаковую для внешней и внутренней поверхностей оболочки. Элементарная оценка показывает, что количество тепла, растекающегося по оболочке в области максимального градиента температур, не превышает 1% количества тепла, поступающего на оболочку в данной области от нагревателя. Для устранения утечек тепла в окружающую среду исследуемый объем был окружен пенопластовой изоляцией и снабжен автоматически регулируемым охранным нагревателем. Опыты могли проводиться и без охранного нагревателя, ввиду того, что утечки тепла были незначительными (не более 5–10%) и могли быть учтены при обработке результатов экспериментов.

Измерение температур в объеме жидкости и на оболочке осуществлялось с помощью медь-константановых термопар, термоэлектроды которых имели диаметр 0.1 мм и были покрыты фторопластовой изоляцией. Регистрация э.д.с. термопар проводилась многоточечными автоматическими потенциометрами типа ЭПП-09 с диапазонами измерений 0–400, 0–1000, 0–3000 мкВ. Контрольные измерения проводились при помощи потенциометра Р-306 и гальванометра М17/1.

Расположение спаев термопар в исследуемом объеме схематически показано на фиг. 1. Измерение температур производилось вдоль вертикальной оси шара, в нескольких горизонтальных сечениях, а также в меридианальном сечении через каждые 22.5° в зоне теплового пограничного слоя и на внутренней поверхности оболочки. Забегая вперед, отметим, что температурные поля в исследуемом процессе в пределах точности измерения температуры (0.1–0.3°) симметричны относительно вертикальной оси и поэтому результаты, полученные для меридианального сечения, справедливы для всего объема. В пограничном слое спаи термопар располагались по нормали к поверхности оболочки при данном координатном угле θ на расстояниях 1, 2 и 5 мм от нее и соединялись дифференциально с соответствующей термопарой на оболочке. Это позволило произвести регистрацию перепадов температур в пограничном слое при помощи узкопределенных приборов типа ЭПП-09 со шкалой 0–400 мкВ. Термоэлектроды, заключенные в металлический капилляр, на протяжении 30 мм от спаи располагались в эквипотенциальной зоне, что существенно снижало ошибку в измерении температур, обусловленную теплопригоном по электродам к спаю.

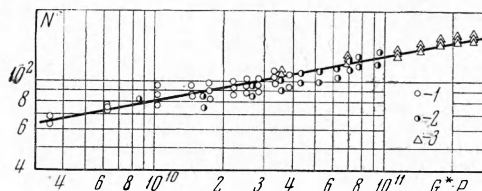
Перед началом опыта исследуемый объем термостатировался путем многократного прокачивания через него и термостат типа ТС-24 рабочей жидкости. После успокоения жидкости подавалась постоянная мощность на нагреватель и производилась одновременная автоматическая запись изменения температуры различных точек объема. Продолжительность опытов составляла от 1 до 10 час, в зависимости от плотности теплового потока, которая изменялась в процессе исследований от $1.7 \cdot 10^2$ до $1.8 \cdot 10^3$ Вт/м².

В результате исследований было выяснено, что процесс теплообмена в шаровом объеме на границе стенка—жидкость при указанных граничных условиях можно считать квазистационарным, так как по истечении небольшого промежутка времени после начала процесса устанавливается постоянный средний по времени¹ перепад температуры в пограничном слое для каждой точки границы, и кривые разогрева точек жидкости и оболочки, лежащих на одном уровне, представляют собой параллельные прямые. Промежуток времени, за который происходит формирование пограничного слоя, в приведенных опытах соответствовал числу Фурье $F \approx 4 \cdot 10^{-4}$.

Квазистационарность теплообмена на границе стенка—жидкость позволяет исключить при нахождении зависимости для коэффициентов теплоотдачи из числа определяющих критериев число Фурье и принять

$$N = f(G^*, P)$$

¹ Под средним по времени перепадом температур в данном случае понимается перепад, усредненный за промежуток времени существенно меньший, чем время проведения опыта. Необходимость говорить о среднем по времени перепаде температур в пограничном слое вызвана наблюдавшимися там температурными колебаниями (с периодом, не превышающим 60 сек), которые достигали 30% от общего перепада в области $0^\circ \leq \theta \leq 22.5^\circ$ и далее, с увеличением координатного угла, постепенно уменьшались до 10–20% при $\theta = 67.5^\circ$; в области $112.5^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ колебания практически не наблюдались. Изучение характера указанных колебаний выходит за рамки данной работы.

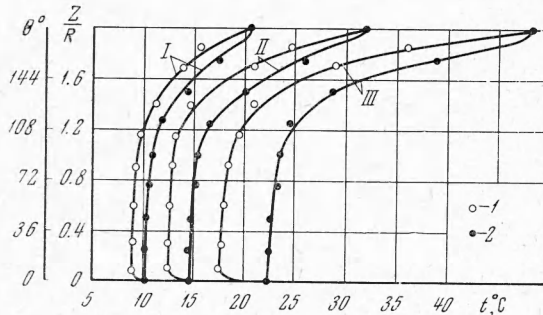


Фиг. 2. 1 — вода ($t = 30^\circ \text{C}$); 2 — вода ($t = 60^\circ \text{C}$); 3 — этиловый спирт ($t = 30^\circ \text{C}$)

В условиях свободной конвекции, если критерий G по порядку величины не превышает 10^{10} , влияние инерционных сил [3-4] можно считать малым

$$N = C(G*P)^n \quad (C, n = \text{const}) \quad (2)$$

Из анализа кривых распределения температуры по толщине пограничного слоя различных областей границы следует, что интенсивность теплообмена на большей части границы стенка — жидкость практически одинакова, так как не наблюдалось существенной разницы как в толщине пограничного слоя, так и в величине перепада температур по слою (табл. 1). Исключение представляет верхняя область сферы, где значение коэффициента теплоотдачи уменьшается на 10—15% при $\theta = 160^\circ$ и на 15—20% при $\theta = 180^\circ$. Учитывая сказанное, можно описать процесс теплообмена на границе интегральным коэффициентом теплоотдачи, определенным следующим образом:



Фиг. 3. 1 — жидкость; 2 — стенка:
I — $q = 1.7 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2$; $F = 0.8 \cdot 10^{-1}$;
II — $q = 5.0 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2$; $F = 0.3 \cdot 10^{-1}$;
III — $q = 8.4 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2$; $F = 0.9 \cdot 10^{-2}$

$$\alpha^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{q}{\Delta t_i(\theta)} \quad (3)$$

Здесь $\Delta t_i(\theta)$ — усредненный по времени перепад температур в пограничном слое при данном угле θ ; n — число точек измерения.

В табл. 1 представлены значения перепадов температуры в пограничном слое различных областей границы, локальных и интегральных коэффициентов теплоотдачи при двух плотностях теплового потока.

Таблица 1

$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}, q = 8.4 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2$					$\text{H}_2\text{O}, q = 3.4 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2$				
θ°	$\Delta t'$	$\Delta t''$	$\Delta t'''$	$\alpha_1 \cdot 10^{-2}$	θ°	$\Delta t'$	$\Delta t''$	$\Delta t'''$	$\alpha_2 \cdot 10^{-2}$
0	4.2	4.7	4.7	1.78	0	1.2	1.3	1.3	2.62
22.5	4.6	4.8	4.8	1.75	22.5	1.1	1.2	1.2	2.84
45	4.1	4.7	4.7	1.78	45	1.3	1.3	1.4	2.62
67.5	3.9	4.9	4.9	1.71	67.5	0.8	1.2	1.3	2.84
112.5	3.8	5.0	5.0	1.68	112.5	0.8	1.2	1.2	2.84
135	3.7	4.5	5.0	1.68	135	1.0	1.2	1.4	2.62
157.5	3.5	3.8	5.3	1.58	157.5	1.1	1.3	1.5	2.27
180	3.9	4.6	6.0	1.40	180	0.9	1.4	1.7	2.00

Примечание. $\alpha^* = 1.6 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}$; $\alpha^*_2 = 2.5 \cdot 10^2 \text{ вт/м}^2 \cdot \text{град}$.

Здесь $\Delta t'$, $\Delta t''$, $\Delta t'''$ — значения перепадов температуры (в град.) в пограничном слое на расстояниях 1, 2 и 5 мм от оболочки (соответственно); α — значение локального коэффициента теплоотдачи; q — плотность теплового потока.

В обобщенных координатах зависимость для интегрального коэффициента теплоотдачи, представленная на фиг. 2, имеет вид

$$N = 0.83(G*P)^{0.2} \text{ при } 3.5 \cdot 10^9 \leq G*P \leq 3.2 \cdot 10^{11} \quad (4)$$

Зависимость (4) получена методом наименьших квадратов путем обработки более 400 экспериментальных точек. Средний разброс опытных данных от кривой на фиг. 2 лежит в пределах $\pm 5\%$. Коэффициент C и показатель n определены с такой же точностью. Из-за отсутствия в литературе формул для коэффициента теплоотдачи в шаровом объеме при граничных условиях II рода не представляется возможным провести сравнения с результатами других авторов.

Для расчета температурных полей оболочки, ограничивающей объем, знания коэффициента теплоотдачи недостаточно ввиду неоднородности температурного поля в объеме. В случае шарового объема с равномерным и постоянным потоком тепла на гра-

нице достаточно знать распределение температуры вдоль вертикальной оси, так как в любом горизонтальном сечении (за исключением пограничного слоя) наблюдалась одинаковая температура.

На фиг. 3 представлено распределение температур (для воды) на вертикальной оси шарового объема и в меридианальном сечении на оболочке при различных плотностях теплового потока. Как видно из рисунка, в верхней области шара ($z > 1.5 R$) наблюдается большое расслоение жидкости по температуре. Если в нижней части шара ($z < 1.5 R$) средний градиент температуры

$$\frac{\Delta t_z}{R} = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{R}$$

составляет 0.02—0.1 град/см, то в верхней области он равен 0.5—2 град/см, т. е. в 20 раз больше. Такое значительное температурное расслоение жидкости можно объяснить гравитационно-термическим эффектом конвекции, т. е. температура верхней области шара определяется не только тепловым потоком, поступающим в жидкость в данной области через оболочку, а и нагретой массой жидкости, поднимающейся вдоль оболочки снизу.

Интенсивность разогрева точек, принадлежащих верхней области, и точек, лежащих ниже $z = 1.5R$, а также время выхода на прямолинейный участок зависимости

$t = f(\tau)$ являются различными.

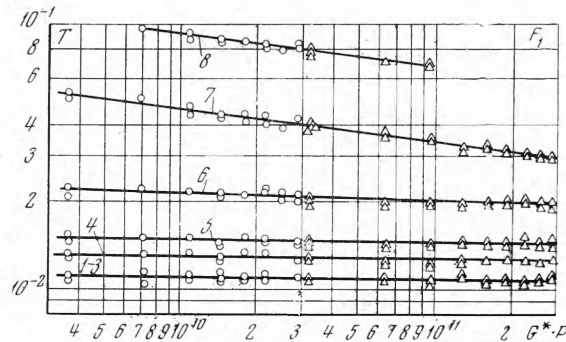
Если для нижней области указанное время в наших опытах соответствовало числу Фурье $F = 1.6 \cdot 10^{-3}$, то для верхней — $F = (3.5-4) \cdot 10^{-3}$. Разогрев нижней области носит квазистационарный характер, т. е. начиная с момента времени $F = 1.6 \cdot 10^{-3}$ устанавливается стационарное температурное расслоение жидкости по высоте. Интенсивность разогрева точек области близка к соответствующей характеристике среднеобъемной температуры.

Среднеобъемная температура

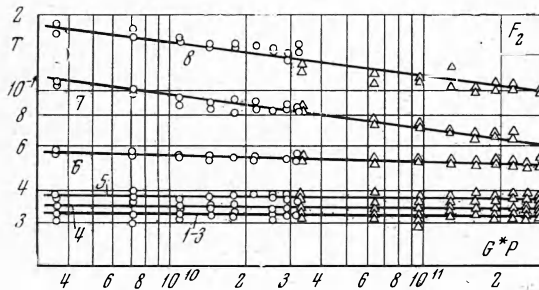
жидкости рассчитывалась интегральным методом по кривой распределения температуры вдоль вертикальной оси шара и по уравнению баланса тепла

$$t = t_0 + \frac{qS\tau}{c_p m}$$

Здесь t — среднеобъемная температура, t_0 — начальная температура, S — поверхность шарового объема; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, m — масса жидкости.



Фиг. 4, а, кружочки соответствуют воде, треугольники — этиловому спирту



Фиг. 4, б

Таблица 2

№	$\frac{z}{R}$	$F_1 = 0.59 \cdot 10^{-2}$		$F_2 = 1.57 \cdot 10^{-2}$	
		$A \cdot 10^2$	k	$A \cdot 10^2$	k
1—3	0.1—0.6	1	0	3.2	0
4	0.9	1.2	0	3.5	0
5	1.15	1.5	0	3.8	0
6	1.4	3.4	-0.02	9	-0.02
7	1.7	73	-0.12	152	-0.12
8	2	146	-0.12	246	-0.12

Оказалось, что сечение, в котором температура жидкости равна среднеобъемной, лежит на высоте $z = (1.25-1.3) R$ независимо от величины тепловой нагрузки на границе объема. Температура в большей части шара ($0 \leq z \leq 1.5 R$) близка к среднеобъемной, отклонение от t составляет $1-4^\circ$ при общем перепаде по высоте объема $10-35^\circ$. Была сделана попытка представить распределение температур вдоль вертикальной оси шара в безразмерном виде

$$T = A(G*P)^k \quad T = (t - t_0) \frac{\lambda}{qR} \quad \text{при} \quad \frac{z}{R} = \text{const} \quad (5)$$

для двух значений числа Фурье; $F_1 = 0.59 \cdot 10^{-2}$ и $F_2 = 1.57 \cdot 10^{-2}$.

Значения A и k при различных z/R даны в табл. 2, где в первом столбце указаны номера кривых на фиг. 4,а и 4,б. Значения коэффициентов в формуле (5) определены с точностью до 10%.

Учитывая тот факт, что кривые разогрева жидкости во времени при числе Фурье $F > 3.5 \cdot 10^{-3}$ носят линейный характер, на основании зависимости (5) можно получить распределение температур по высоте объема жидкости для любого момента времени, начиная с $F = 3.5 \cdot 10^{-3}$.

Поступила 5 III 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Schmidt E. Versuche zum Wärmeübergang bei natürlicher Konvektion. Chem.—Ing.—Techn., 1956, Bd. 28, No. 3.
2. Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
3. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.—Л., Машгиз, 1962.
4. Шорин С. Н. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1964.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗА В ТРУБЕ

В. Н. Ветлуцкий, В. Г. Севастьяненко

(Новосибирск)

При помощи приближенных уравнений гидродинамики из [1-3] рассчитано неизотермическое течение реального газа в трубе с учетом переноса энергии излучением для случая сильной зависимости коэффициента поглощения от частоты. Для более полного выявления роли реабсорбированного излучения было рассмотрено течение водорода при давлении 100 атм. Показано, что излучение вносит заметный вклад в поток тепла на стенке при температурах до 9000°K для трубы радиусом 0.3 см и до 6500°K для трубы радиусом 3 см. Подобие профилей температуры в различных вариантах наблюдалось при температуре на оси ниже 5000°K .

Теплообмен в ламинарном потоке газа высокой температуры осуществляется теплопроводностью и излучением. Если рассматриваемый объем газа прозрачен для излучения, учет последнего сравнительно несложен. Однако в плотных газах излучение может испытывать реабсорбцию, при этом расчет переноса энергии излучением в реальном спектре с сильной зависимостью коэффициента поглощения от частоты наталкивается на значительные трудности. В работах [4-7] предложен метод расчета переноса лучистой энергии с учетом реабсорбции, который применялся и в данной работе.

При наличии больших градиентов температуры в потоках газа необходимо рассматривать взаимное влияние полей скорости и температуры. Однако решение полной системы уравнений Навье — Стокса довольно сложно даже для несжимаемой жидкости. В работах [1-3] задача о неизотермическом течении газа в трубе (без излучения) решена при помощи приближенных уравнений гидродинамики, справедливых при больших числах Рейнольдса на большом расстоянии от входа.