ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛООБМЕНА В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

Л. С. Кокорев, В. И. Петровичев

(Москва)

Рассматривается измерение коэффициента теплообмена в случае нестационарного режима при течении теплоносителя в трубе, когда температура в каждой точке системы достаточно плавно растет во времени. Экспериментальные результаты по теплообмену при течении воды в круглой воде и в кольцевом канале, полученные данным методом, удовлетворительно согласуются с общепринятыми расчетными рекомендациями.

Определение коэффициента теплообмена в нестационарном режиме обычно основано на применении регулярного режима охлаждения тела с заданными теплофизическими свойствами [1,2][1]. На практике сравнительно легко могут быть осуществлены процессы нагрева, близкие к квази-стационарному режиму в некотором промежутке времени. Решение уравнений теплопроводности для тел простой формы в случае такого квазистационарного режима можно найти в книге [3]. Расчетные соотношения, полученные при квазистационарном режиме, использованы для определения коэффициента теплообмена в условиях внутренней задачи в работе Г. Ф. Мучника [4].

Ниже рассматривается измерение коэффициента теплообмена для потока теплоносителя в трубе при произвольном, но достаточно плавном росте температуры теплоносителя на входе в трубу.

1. По массивной, толстостенной трубе с внутренним диаметром $d_0 = 2r_0$, наружным диаметром $d_1 = 2r_1$ и длиной L с заданными физическими свойствами материала стенки протекает теплоноситель с заданными весовым расходом и физическими свойствами.

Будем предполагать, что с некоторого момента времени температура теплоносителя на входе в трубу линейно растет во времени.

Примем следующие допущения.

1) Имеет место осевая симметрия распределения температуры в стенке цилиндра.
2) Отсутствуют продольные перетечки тепла за счет теплопроводности.
3) Коэффициент теплообмена постоянен по длине трубы.
4) Тепловые потери с внешней стенки трубы отсутствуют.
5) Коэффициент теплообмена не зависит от времени и равен коэффициенту теплообмена в случае стационарного теплообмена.
6) Параметры теплоносителя и стенки трубы не зависят от температуры.

Если температура теплоносителя на входе в трубу растет линейно, то при отсутствии тепловых потерь температура в любой точке системы также будет линейно расти во времени, спустя некоторый промежуток времени. Тогда можно принять

$$\frac{\partial t_w}{\partial \tau} = \frac{\partial t_w^\circ}{\partial \tau} = \frac{\partial t_f^\circ}{\partial \tau} = m = \mathrm{const} \qquad (1.1)$$

в дальнейшем осредненные величины будут обозначаться верхним индексом $^\circ$, где m — быстрота квазистационарного нагрева, t — температура в точке, t° — средняя температура, а индексы w и f относятся соответственно к стенке и к потоку.

Как известно, уравнения теплопроводности для стенки и для потока имеют вид:

$$\frac{\partial t_w}{\partial \tau} = a_w \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial t_w}{\partial r}\right) \qquad (1.2)$$

$$\frac{\partial t_f}{\partial \tau} + u \frac{\partial t_f}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}\left[(a_f + \varepsilon_q) r \frac{\partial t}{\partial r}\right] \qquad (1.3)$$

Здесь a — коэффициент температуропроводности, ε_q = коэффициент турбулентной температуропроводности.

Интегрируя уравнения (1.2) и (1.3) соответственно в пределах $r_0 < r < r_1$, $0 < r < r_0$, получим уравнения для средних значений температуры. Используя условие (1.1), получим

$$m = \frac{\partial t_w}{\partial \tau} = \frac{\Pi}{(c\gamma f)_w} q_w, \qquad \Pi = 2\pi r_0, \qquad f_w = \pi (r_1^2 - r_0^2) \qquad (1.4)$$

$$m + u_f^\circ \frac{\partial t_f^\circ}{\partial x} = \frac{\Pi}{(C\gamma f)_f} q_w, \qquad f_f = \pi r_0^2 \qquad (1.5)$$

[1] См. также: Е. С. Турилина. Применение теории регулярного режима к изучению процессов теплоотдачи. Канд. диссерт., М., ЭНИН, 1952.

Здесь П — периметр теплообмена (*м*), c — теплоемкость (*ккал/кг град*), γ — удельный вес (*кг/м*^{3}), u_f° — средняя скорость теплоносителя в трубе (*м/сек*); f_f — площадь поперечного сечения потока в трубе (*м*^{2}), q_w — тепловой поток на внутренней стенке трубы, (*ккал/м*^{2} *час*).

Используя выражение для теплового потока

$$q_w = \alpha\,(t_f^\circ - t_w) \tag{1.6}$$

получим из уравнения (1.4) выражение для коэффициента теплообмена

$$\alpha = \frac{m}{t_f^\circ - t_w}\,\frac{(c\gamma f)_w}{\Pi} \tag{1.7}$$

Исключая из уравнений (1.4) и (1.5) q_w, получим

$$\frac{\partial t_f^\circ}{\partial x} = \frac{m}{u_f^\circ}\left[\frac{(c\gamma f)_w}{(c\gamma f)_f} - 1\right]$$

Отсюда, интегрируя от 0 до x, имеем

$$\overset{\circ}{t}_{f\,(x=0)} - \overset{\circ}{t}_f = \frac{m}{u_f^\circ}\left[\frac{(c\gamma f)_w}{(c\gamma f)_f} - 1\right]x \tag{1.8}$$

где x — текущая координата по длине трубы.

Выражение для коэффициента теплообмена из (1.7) можно представить в виде

$$\alpha = \frac{1}{\dfrac{\overset{\circ}{t}_{f\,(x=0)} - t_w}{m} - \dfrac{\overset{\circ}{t}_{f\,(x=0)} - \overset{\circ}{t}_f}{m}}\,\frac{(c\gamma f)_w}{\Pi} \tag{1.9}$$

Здесь разность $\overset{\circ}{t}_{f\,(x=0)} - \overset{\circ}{t}_f$ вычисляется по формуле (1.8)

$$\frac{\overset{\circ}{t}_{f\,(x=0)} - \overset{\circ}{t}_f}{m} = \frac{1}{u_f^\circ}\left[\frac{(c\gamma f)_w}{(c\gamma f)_f} - 1\right]x = (\Delta\tau)_f \tag{1.10}$$

и представляет собой время запаздывания $(\Delta\tau)_f$ средней температуры потока теплоносителя в сечении x по отношению к температуре теплоносителя на входе в трубу.

В опыте удобно измерять непосредственно время запаздывания температуры стенки трубы в сечении x по отношению к температуре теплоносителя на входе в трубу

$$\frac{\overset{\circ}{t}_{f(x=0)} - t_w}{m} = \Delta\tau$$

Окончательное выражение для коэффициента теплообмена принимает вид

$$\alpha = \frac{1}{\Delta\tau - (\Delta\tau)_f - (\delta\tau)_w}\,\frac{(c\gamma f)_w}{\Pi}\,(1 + \varepsilon_1 + \varepsilon_2) \tag{1.11}$$

Здесь $(\delta\tau)_w$

$$(\delta\tau)_w = \frac{1}{2a_w}\left[\frac{r_2^2 - r_0^2}{2} - r_1^2 ln\frac{r_2}{r_0}\right]$$

поправка на глубину заделки термопары, выраженная через время запаздывания для квазистационарного режима; r_2 — радиус заделки термопары в стенке трубы; ε_1 — поправка на утечку тепла с наружной поверхности трубы, ε_2 — поправка на непостоянство быстроты нагрева в опыте.

Если тепловые потери с наружной поверхности трубы невелики по сравнению с подводом тепла к внутренней поверхности, то

$$\varepsilon_1 \approx \frac{\Delta Q_{\text{п}}}{mL\,[(c\gamma f)_w - (c\gamma f)_f]}\,\frac{\Delta\tau - (\delta\tau)_w}{\Delta\tau - (\delta\tau)_w - (\Delta\tau_0)_f} \tag{1.12}$$

Здесь $\Delta Q_{\text{п}}$ — тепловые потери через наружную поверхность трубы, $(\Delta\tau_0)_f$ — время запаздывания по потоку, определенное по формуле (1.10) без учета тепловых потерь.

Если предположить, что тепловой поток q_w изменяется линейно во времени

$$q_w = q_0\,(1 + b\tau)$$

то величина ε_2 может быть выражена следующим образом:

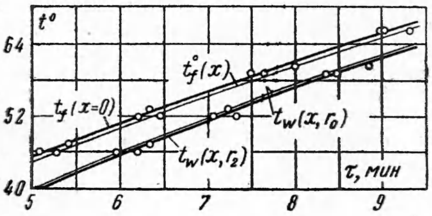
$$\varepsilon_2 = -\frac{b}{\lambda}\,\frac{r_0}{r_1^2 - r_0^2}\left\{\frac{r_1^4}{r_1^2 - r_0^2}\,\text{ln}\,\frac{r_1}{r_0} - \frac{r_0^2}{4} + \frac{3}{4}\,r_1^2\right\} \tag{1.13}$$

Здесь q_0 — значение q_w в момент времени, предшествующий измерению (условно $\tau = 0$); b — относительная скорость изменения теплового потока [1/*сек*]; λ — теплопроводность материала стенки трубы (*ккал/м час град*).

Обычно в опыте $b < 0$, так как с ростом температуры увеличиваются тепловые потери, что приводит к уменьшению темпа нагрева.

Требование «достаточно плавного» роста температуры означает, таким образом, что за промежуток времени, соответствующий времени установления квазистационарного режима, изменение температуры в некоторой точке во времени может быть представлено в виде параболы второго порядка [1]

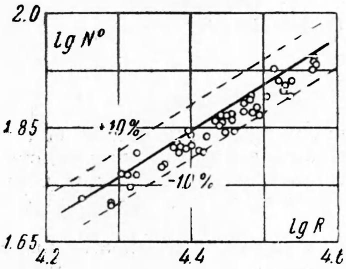
$$t = t_0 + m\tau + \left(\frac{mb}{2}\right)\tau^2$$



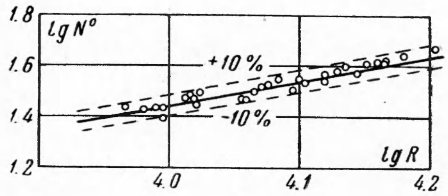
Фиг. 1. Изменение температуры во времени в единичном опыте: $t_f(x=0)$ — температура воды на входе в экспериментальный участок, $t_f^\circ(x)$ — среднекалориметрическая температура воды в измеряемом сечении, рассчитанная по формуле (1.8), $t_w(x, r_0)$— температура внутренней поверхности стенки трубы, $t_w(x, r_2)$ — температура стенки трубы в месте заделки термопары

2. В качестве экспериментальной проверки данного метода были проведены измерения коэффициента теплообмена при течении воды в круглой трубе и в кольцевом канале. Вода прокачивалась по замкнутому контуру, состоящему из центробежного насоса, регулирующего вентиля, дроссельного расходомера, электронагревателя и экспериментального участка. Экспериментальный участок представлял собой толстостенный полый цилиндр, выполненный из стали марки Ст. 30, внутренним диаметром 8.1 мм, наружным диаметром 59 мм и длиной 450 мм. Для измерения теплообмена воды в кольцевой щели внутрь данного экспериментального участка вставлялся полый вытеснитель, выполненный из тонкостенной нержавеющей трубки диаметром 4.5×0.2 *мм*. На концах вытеснителя были напаяны узкие пластинки для фиксации кольцевого зазора в радиальном направлении. Вытеснитель обладал малой теплоемкостью и не вносил существенных изменений в постановку задачи.

Температура стенки экспериментального участка измерялась термопарой, заделанной на расстояние 2.0 *мм* от поверхности теплообмена в узком пазу, профрезерованном в стенке трубы. Температура воды на входе в экспериментальный участок измерялась термопарой, введенной непосредственно в поток для уменьшения инерционности.



Фиг. 2. Экспериментальные данные при течении воды в трубе. Сплошная линия соответствует расчету по формуле (2.1); $N^\circ = NP_f^{-0.43}\,(P_w/P_f)^{0.25}$



Фиг. 3. Экспериментальные данные при течении воды в кольцевой щели. (Сплошная линия соответствует расчету по формуле В. Е. Дорощука [7].) $N^\circ = NP^{-0.4}\,(d_1/d_2)^{0.25}$ d_1 и d_2 соответственно внутренний и наружный диаметры кольцевой щели

Так как в экспериментальном контуре отсутствует холодильник, то при включенном нагревателе температура воды непрерывно повышается во времени. Вследствие тепловой инерции толстостенной трубы экспериментального участка создается перепад температуры между стенкой и потоком воды. При заданном расходе и темпе нагрева теплоносителя после установления режима (фиг. 1) производилось измерение полного времени запаздывания $\Delta\tau$ (определение времени запаздывания см., например, [5]) и рассчитывался коэффициент теплообмена по формуле (1.11).

Результаты экспериментального исследования теплоотдачи при течении воды в круглой трубе и в кольцевом канале, полученные по предлагаемой методике, представлены на фиг. 2 и 3. Обработка результатов представлена в виде общепринятой зависимости $N = f(R, P)$ (числа Нуссельта N от чисел Рейнольдса R и Прандтля P). Все опыты проводились в интервале температуры потока от 10° С до 80°.

---

[1] Для трубы диаметром 8.1/59 *мм*, использовавшейся в опыте, время установления квазистационарного режима составляет приблизительно 1 мин.

Из рассмотрения фиг. 2 следует, что коэффициент теплообмена при течении воды в круглой трубе, рассчитанный по предлагаемому методу, хорошо согласуется с общепринятой расчетной формулой М. А. Михеева [6]

$$N = 0.021 R^{0.8} P^{0.43} \left(\frac{P_f}{P_w}\right)^{0.25} \tag{2.1}$$

Из рассмотрения фиг. 3 следует, что теплоотдача при течении воды в кольцевом канале, определенная данным методом, хорошо согласуется с расчетной формулой по теплообмену в кольцевых щелях, рекомендованной В. Е. Дорощуком [7] и справочником по теплопередаче [8], и несколько ниже (на 10—15%), чем это следует из формулы (2.1).

Таким образом, экспериментальные данные, представленные на фиг. 2 и 3, свидетельствуют о достаточной точности предлагаемого метода.

Поступила 25 I 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. К о н д р а т ь е в Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостехиздат, М., 1954.
2. И в а н о в с к и й М. Н. Скоростной метод измерения среднего коэффициента теплоотдачи в трубе. Вопросы теплообмена (Сб. статей. Отв. редактор акад. М. А. Михеев). М., Изд-во АН СССР, 1959.
3. Л ы к о в А. В. Теория теплопроводности, Гостехиздат, 1952.
4. М у ч н и к Г. Ф. Определение коэффициента теплообмена при квазистационарном режиме. Инж.-физ. ж., 1960, № 9.
5. К р а е в О. А. Измерение температуропроводности металлов в широком интервале температур за один опыт. Теплоэнергетика, 1957, № 12.
6. М и х е е в М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, М.— Л., 1956.
7. Д о р о щ у к В. Е. Исследование теплообмена в узкой кольцевой щели. Теплоэнергетика, 1956, № 1.
8. К у т а т е л а д з е С. С., Б о р и ш а н с к и й В. М., Справочник по теплопередаче. Госэнергоиздат, Л.— М., 1959.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСИЛИЯ, ДВИЖУЩЕГО СМАЗОЧНОЕ КОЛЬЦО, В ОПОРНОМ ПОДШИПНИКЕ СКОЛЬЖЕНИЯ

И. Б. Цесарский

(Новосибирск)

Исследуется течение смазочной жидкости в зазоре между валом машины и смазочным кольцом. Выводится формула для расчета момента сил, движущих кольцо, относительно центра кольца. Приводятся результаты некоторых экспериментов, а также экспериментальный коэффициент для уточнения расчетов по теоретической формуле.

Исследование проводится для случая, когда внутренняя поверхность кольца (фиг. 1), прилегающая к валу, имеет ряд опорных кольцевых поверхностей *а*, полученных после проточки канавок *б*.

Обозначения

ω°, ω — угловые скорости вала и кольца;
D, D_1— диаметры вала и внутренней поверхности кольца;
μ — вязкость масла;
U, U_1— окружные скорости вала и кольца;
h_0— расстояние от поверхности вала до внутренней поверхности кольца в точке их наибольшего сближения;
h — расстояние от поверхности вала до внутренней поверхности кольца;
c — ширина опорной кольцевой полоски между канавками, проточенными на внутренней поверхности кольца;
m — количество опорных кольцевых полосок;
p — гидродинамическое давление;
q — приведенное давление;
P — касательное усилие, действующее на опорную кольцевую полоску;
G — вес кольца ($G_1 = G/m$).

В технических расчетах параметры ω°, ω, D, D_1, μ, m, G, c бывают обычно заданы, а величина движущего усилия P ищется как функция этих параметров.

1°. Рассмотрим качение кольцевой полоски *1* (фиг. 2) вдоль поверхности вращающегося вала *2* с проскальзыванием при наличии между ними масляной пленки *3*. Примем систему координат, указанную на фиг. 2. Для отыскания гидродинамических давлений p, возникающих в зазоре, можно воспользоваться уравнением Рейнольдса [1]

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z}\right) = 6\mu (U_1 + U) \frac{dh}{dx} \tag{1}$$