

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Глазков, Б. А. Жестков, В. П. Лукаш, Экспериментальное определение относительных коэффициентов теплоотдачи при струйном (заградительном) охлаждении, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 1, 103–108

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 44.210.149.218

9 ноября 2024 г., 20:15:20



УДК 536.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛООТДАЧИ ПРИ СТРУЙНОМ (ЗАГРАДИТЕЛЬНОМ) ОХЛАЖДЕНИИ

Глазков В. В., Жестков Б. А., Лукаш В. П.

Изложены способы экспериментального определения отношения коэффициента теплоотдачи при струйном охлаждении к коэффициенту теплоотдачи на гладкой стенке $\bar{\alpha}_e = \alpha_e / \alpha_0$ при использовании нагрева стенки лучистым потоком тепла. Представлены экспериментальные значения температуры стенки T_w и $\bar{\alpha}_e$ по длине пластины при высотах щели 1 и 3,8 мм. Опыты проведены в диапазоне скоростей и температур основного потока воздуха $U_0 = 50-160$ м/с, $T_0 = 290-400$ К, $m = U_s / U_0 = -0-5$, $n = T_s / T_0 = 0,8-1,0$. В указанном диапазоне параметров значение $\bar{\alpha}_e$ изменялось от 0,2 до 4. Предложена зависимость $\bar{\alpha}_e = f(\theta_e, m, n)$, описывающая с точностью $\sim 15\%$ экспериментальные данные.

Струйное (заградительное) охлаждение в большинстве практических случаев является частью комбинированной системы охлаждения, обеспечивающей заданный температурный режим поверхности. В этих условиях для расчета температуры стенки следует знать не только «равновесную» температуру теплоизолированной стенки T_e , определению которой посвящено много работ [1-4], но и величину коэффициента теплоотдачи от завесы к поверхности стенки α_e . В непосредственной близости от щели, где относительная избыточная «равновесная» температура $\theta_e = (T_e - T_s) / (T_0 - T_s) \approx 0$, коэффициент теплоотдачи определяется параметрами заградительной струи газа. На больших расстояниях от среза щели, где $\theta_e \rightarrow 1$, коэффициент теплоотдачи должен, очевидно, определяться параметрами основного потока. Практический же интерес представляет в первую очередь область значений $0 < \theta_e < 1$, в которой наиболее сильно проявляется взаимодействие между стенкой, защитной струей и основным потоком.

В литературе имеется мало прямых экспериментальных данных по определению коэффициентов теплоотдачи в этой области, а численные значения α_e , полученные в [1, 2, 5], различаются в несколько раз.

В расчетах сложного теплообмена при наличии завесы удобно пользоваться относительной величиной α_e / α_0 , где α_0 — значение коэффициента теплоотдачи при обтекании газом гладкой стенки (без заградительной струи охладителя). В данной работе приводятся результаты экспериментов, выполненных для определения относительного коэффициента теплоотдачи α_e / α_0 . На пластину, обтекаемую основным потоком с параметрами U_0 , T_0 и ρ_0 и защищаемую завесой, параметры которой U_s , T_s и ρ_s , падает постоянный по времени лучистый тепловой поток q_{λ} .

Принципиальное устройство модели, на которой проводились опыты, дано на рис. 1.

Модель устанавливалась в потоке воздуха на срезе сопла размером 120×100 мм². Такое расположение модели уменьшало влияние предистории течения. Геометрические размеры сопла и длина пластины выбирались из условия сохранения ядра постоянных скоростей и температур в конце модели. Толщина динамического пограничного слоя в сечении среза щели не превышала 1 мм. Щель образовывалась между козырьком обтекателя, установленным в начальной части модели, и исследуемой пластиной. Толщина

кромки козырька составляла 0,5 мм. Высота щели могла меняться, ее размер выдерживался с точностью $\pm 0,05$ мм. Равномерность раздачи охладителя по ширине щели обеспечивалась с помощью решетки и контролировалась по показаниям термопар, установленных в поперечном сечении пластины.

Источник лучистой энергии, в котором в качестве излучающих элементов использованы кварцевые лампы КГ-220-1000, располагался над моделью и обеспечивал практически равномерный (с точностью $\pm 3\%$) лучистый поток тепла на рабочем участке пластины. Для увеличения поглощательной способности внешняя поверхность стенки покрывалась тонким слоем типографской краски (степень черноты $\epsilon = 0,95$). Внешняя поверхность обтекателя и козырька модели покрывались алюминиевой фольгой. Поэтому тепловой пограничный слой на стенке перед щелью также был невелик. Стежки коробки модели и подводящий трубопровод воздуха охлаждались водой.

Относительный коэффициент теплоотдачи можно определить несколькими способами.

Первый способ основан на равенстве температуры основного и заградительного потоков. Следовательно, значение «равновесной» температуры $T_e = T_0 = T_s = \text{const}$. В этом случае за коэффициенты теплоотдачи при отсутствии завесы α_0 можно принять коэффициенты теплоотдачи, получаемые на режиме при $U_s = U_0$ ($m=1$). Тогда из уравнения баланса тепла при $q_n = \text{const}$ получим

$$\frac{\alpha_c}{\alpha_0} = \frac{1 - \bar{q}_m^n}{1 - \bar{q}_0^n} \frac{(T_w - T_0)_{m=1}}{(T_w - T_0)_m} \quad (1)$$

где $\bar{q}_m^n = q_m^n / q_n$ — относительная величина потерь тепла.

В опытах исследуемая пластина изготавливалась из текстолита толщиной 10 мм. С нижней стороны она дополнительно теплоизолировалась асбестом. Расчетные оценки показывают, что тепловые потери в поперечном и продольном направлениях (за исключением точек непосредственно у щели) не более 10%. Поэтому с удовлетворительной точностью можно положить $(1 - \bar{q}_m^n) / (1 - \bar{q}_0^n) \approx 1$.

На рис. 2 представлены типичные картины распределения избыточной температуры по длине пластины, получаемые в опытах при $T_0 = T_s = 290$ К. Данные для пластины с $S = 3,8$ мм (рис. 2, а) иллюстрируют поведение температуры стенки на небольших (в калибрах S) расстояниях от среза щели. Хорошо прослеживается деформация кривой распределения температуры пластин в зависимости от m . При $m=0$ непосредственно около щели температура высокая. По мере увеличения вдува максимум температуры стенки (т. е. минимум α_c) отодвигается от среза щели. Одновременно с этим уменьшается и его величина. При $m > 0,6 - 0,7$ температура пластины монотонно возрастает с удалением от щели (рис. 2, б).

Способ определения α_c / α_0 при $T_0 > T_s$ ($T_s / T_0 = n < 1$) экспериментально более громоздок. Он требует для определения T_e проведения дополнительных опытов при $q_n = 0$. В качестве примера на рис. 3 приведены значения

$$\theta_c = \frac{T_e - T_s}{T_0 - T_s}, \quad \text{полученные при } S = 1 \text{ мм, } n = 0,8 \text{ (} m \geq 1 \text{)}.$$

Для определения α_0 можно поступить так же, как и в первом способе. Если же нет условий для поддержания $T_s = T_0$ при $m=1$, то для точек, расположенных на некотором расстоянии от щели (рис. 2), можно воспользоваться данными измерений температуры стенки при $m=0$. В качестве же температуры T_0 , очевидно, следует принять «равновесную» температуру стенки при $q_n = 0$ и $m=0$, т. е., пренебрегая различием в величинах относительных потерь тепла,

$$\alpha_c / \alpha_0 = (T_w - T_0)_{m=0} / (T_w - T_e)_m. \quad (2)$$

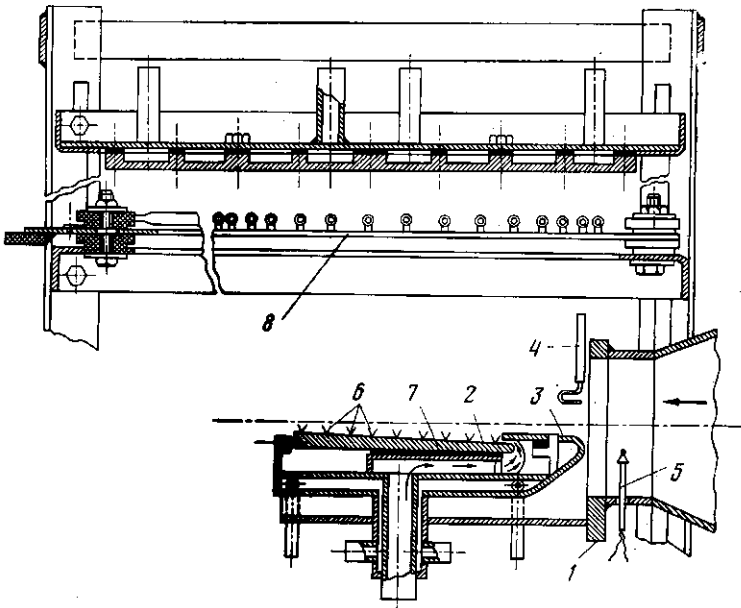


Рис. 1. Схема модели: 1 - сопло; 2 - исследуемая пластина; 3 - обтекатель; 4 - пазок полного давления; 5 - термопара; 6 - термопары для измерения температуры ступки; 7 - изоляция; 8 - излучатель

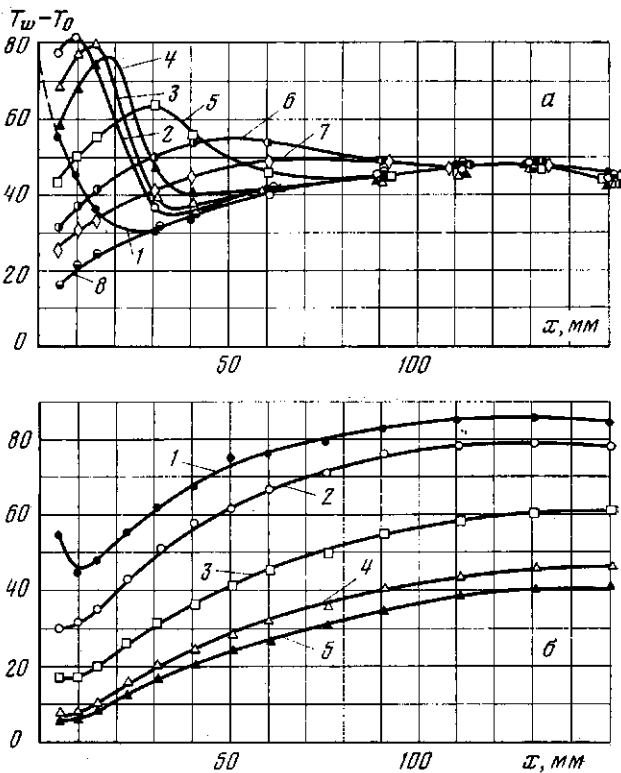


Рис. 2. Изменение избыточной температуры по длине пластины: а - $S=3,8$ мм, $W=6,5$ кВт, $U_0=94$ м/с, $T_0=290$ К: 1 - $m=0$; 2 - 1,32; 3 - 2,29; 4 - 3,61; 5 - 4,25; 6 - 1 мм, 6,5 кВт, 50 м/с, 290 К: 1 - $m=0$; 2 - 0,11; 3 - 0,15; 4 - 0,2; 5 - 0,32; 6 - 0,50; 7 - 0,66; 8 - 1,0

Для определения α_0 можно также воспользоваться данными измерений температуры стенки при обтекании ее холодным потоком при $T_0=T_s$ и $m=1$. Если при этом выдержать значение ρU таким же, как и в опытах с подогретым основным потоком (при этом числа Re будут различны), то, полагая течения турбулентными, будем иметь

$$\frac{\alpha_e}{\alpha_0} = \frac{c_{ps}}{c_{p_0}} \left(\frac{\mu_s}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_s} \right)^{0,57} \frac{(T_w - T_s)_{m=1}}{(T_w - T_0)_m} \quad (3)$$

Изменение температуры по длине пластины при $T_0 > T_s$ и $q_n > 0$ отличается от случая $T_0 = T_s$ и $q_n > 0$ лишь градиентом изменения температуры вдоль пластины.

В проведенных экспериментах опробованы все упомянутые выше способы определения $\bar{\alpha}_e = \alpha_e / \alpha_0$.

Предварительно выяснено влияние на относительный коэффициент теплоотдачи абсолютных значений скоростей и величины лучистых потоков тепла. Часть этих данных для нескольких значений m при различных скоростных режимах и величинах q_n представлена на рис. 4, а.

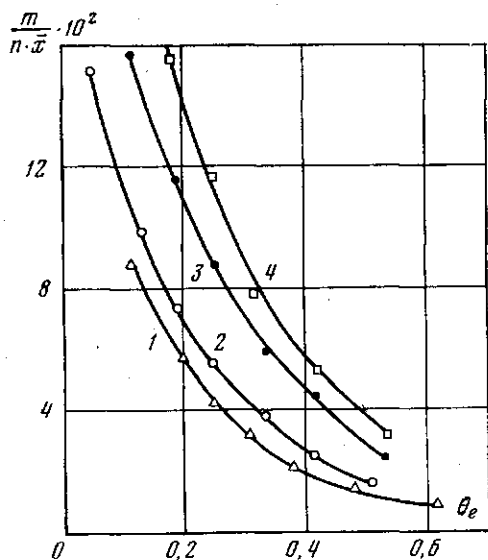


Рис. 3. Эффективность заградительного охлаждения для пластин ($U_0=50$ м/с, $T_0=360$ К): 1 - $m=1,08$; 2 - 1,88; 3 - 2,28; 4 - 3,6

та теплоотдачи $\bar{\alpha}_e$ приближается к единице. При этом, если $m < 1$, то по длине происходит возрастание (рис. 4, а, б); если $m > 1$ (рис. 4, б), — падение $\bar{\alpha}_e$. Существенно то, что нарастание $\bar{\alpha}_e$ при $m < 1$ происходит достаточно быстро и при относительной длине $\bar{x} > 30$ можно считать $\bar{\alpha}_e = 1$ (рис. 4). Падение относительного коэффициента теплоотдачи $\bar{\alpha}_e$ при $m > 1$ происходит менее энергично. Поэтому влияние заградительной струи при $m \geq 2$ значительно даже при $\bar{x} = 150$. В первом приближении уменьшение α_e пропорционально $1/x^a$, где $a = 0,15 - 0,2$.

Если предположить, что коэффициент теплоотдачи α_e может быть определен из критериальной зависимости $St = A \cdot Re^{-0,2} Pr^{-0,37}$, в которой используются параметры на границе пограничного слоя T_e и U_e [2], то относительный коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha}_e = \frac{c_{pe}}{c_{p_0}} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_e} \right)^{0,57} \left[\frac{(\rho U)_e}{(\rho U)_0} \right]^{0,8}$$

Здесь даны распределения $\bar{\alpha}_e$ по длине пластины, определенные по первому способу ($T_0 = T_s$). Практическая независимость величин относительных коэффициентов теплоотдачи от абсолютных значений скорости воздуха и падающего лучистого потока тепла при одинаковых значениях m подтверждает корректность допущения $(1 - \bar{q}_m^n) / (1 - \bar{q}_0^n) \approx 1$.

На рис. 4, б представлены значения относительных коэффициентов теплоотдачи $\bar{\alpha}_e$ по длине пластины, подсчитанные с использованием формул (2) и (3). Сопоставление этих данных показывает практическую тождественность получаемых результатов.

По мере удаления от щели значение относительного коэффициента

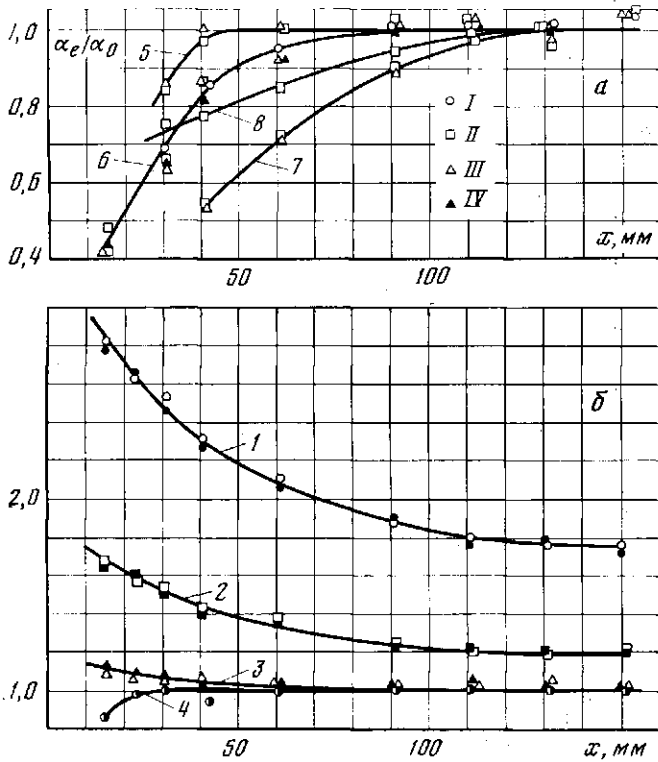


Рис. 4. Изменение относительного коэффициента теплоотдачи по длине пластины: $a - S=3,8$ мм, $T_s=T_0=290$ К: I - $U_0=49$ м/с, $W=6,5$ кВт; II - $U_0=94$ м/с, $W=6,5$ кВт; III - $U_0=160$ м/с, $W=6,5$ кВт; IV - $U_0=160$ м/с, $W=11,2$ кВт; $b - S=1$ мм, $(\rho U)_0=60$ кг/м²·с, $T_0=360$ К, $n=-0,8$; светлые точки - по формуле (3), темные - по (2): 1 - $m=3,92$; 2 - 1,84; 3 - 1,08; 4 - 0,39; 5 - 0,11; 6 - 0,2; 7 - 0,4; 8 - 0,66

При смешении струи с турбулентным спутным потоком и одинаковых физических свойствах газов справедливы соотношения [6]

$$\frac{T_e - T_0}{T_m - T_0} \approx \frac{U_e - U_0}{U_m - U_0}; \quad \frac{T_m - T_0}{T_s - T_0} \approx \frac{U_m - U_0}{U_s - U_0},$$

где U_m , T_m - параметры на оси струи. Отсюда, используя определение $T_e/T_0 = n + (1-n)\theta_e$, где $n = T_s/T_0$, находим

$$U_e/U_0 = m + (1-m)\theta_e.$$

В этих предположениях относительный коэффициент теплоотдачи определяется следующим выражением:

$$\alpha_e = \frac{c_{pe}}{c_{p0}} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_e} \right)^{0,37} \left[\frac{m + (1-m)\theta_e}{n + (1-n)\theta_e} \right]^{0,8}, \quad (4)$$

причем $\frac{c_{pe}}{c_{p0}} \left(\frac{\mu_e}{\mu_0} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_e} \right)^{0,37} \approx \left(\frac{T_e}{T_0} \right)^k$. Величина k при использовании в качестве охладителя воздуха (а в качестве горячего потока продуктов сгорания керосина в воздухе при $\alpha=1$ или горячего воздуха) изменяется в пределах от 0,4 до 0,22.

Сопоставление экспериментальных значений относительных коэффициентов α_e с величинами, рассчитанными по формуле (4), приведено на рис. 5. Так как рабочими средами в опытах был воздух, то при расчете

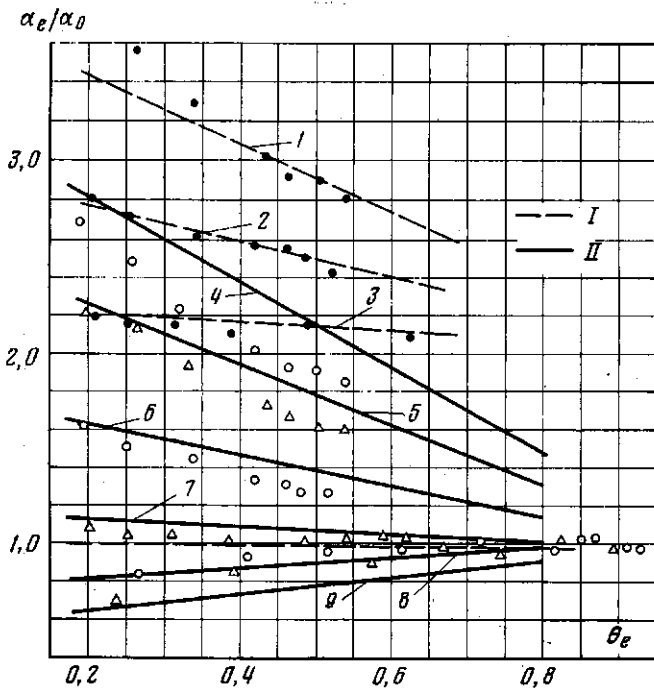


Рис. 5. Сопоставление расчетных (4) и экспериментальных величин α_e (I - $n=1,0$; II - $n=0,8$): 1 - $m=3,64$; 2 - 2,29; 3 - 1,32; 4 - 3,9; 5 - 2,9; 6 - 1,84; 7 - 1,08; 8 - 0,56; 9 - 0,39

принималось $k=0,22$. Экспериментальные и расчетные (сплошные линии) значения α_e в целом находятся в удовлетворительном согласии. При $m>1$ расчетные значения несколько превышают экспериментальные, а при $m<1$ - наоборот. Однако наибольшие различия, наблюдаемые в диапазоне $\theta_e=0,35-0,55$, не превышают 15%.

В опытах с холодным основным потоком экспериментально определены лишь величины относительных коэффициентов теплоотдачи α_e . Для простоты при построении данной фигуры соответствующие значения θ_e брались на основании опытов при $n=0,8$ без внесения поправок на $n=1$. Учитывая это, следует признать согласие между расчетными (штриховые линии) и экспериментальными величинами (темные точки) и в данном случае удовлетворительным.

Таким образом, для большинства практических случаев с приемлемой точностью ($\sim 15\%$) при определении относительных коэффициентов теплоотдачи α_e можно пользоваться предложенной расчетной формулой.

Москва

Поступила в редакцию
4 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев. Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. «Энергия», 1972.
2. Б. А. Жестков, В. В. Глазков, М. Д. Гусева. Тр. ЦИАМ им. П. И. Баранова, № 267, 1955.
3. Э. П. Волчков, В. Я. Левченко. ПМТФ, № 5, 1965.
4. М. А. Парадис. Энергетические машины и установки, 99, № 1, 11, 1977.
5. А. А. Кузнецов, А. В. Сударев. Энергомашиностроение, № 6, 1964.
6. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.