

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Kurganov, B. S. Petukhov, Анализ и обобщение опытных данных по теплоотдаче в трубах при турбулентном течении газов с переменными физическими свойствами,  
*TVT*, 1974, Volume 12, Issue 2, 304–315

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt9339>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.87

May 21, 2025, 15:24:31





УДК 536.24:532.517.4

## АНАЛИЗ И ОБОБЩЕНИЕ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕПЛООТДАЧЕ В ТРУБАХ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВ С ПЕРЕМЕННЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

*В. А. Курганов, В. С. Петухов*

Рассмотрены методы обобщения опытных данных по теплоотдаче к газам с переменными физическими свойствами. На основе анализа опытного материала по теплоотдаче при нагревании шести газов ( $\text{Ar}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{N}_2$ , воздух,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ) получена расчетная формула, справедливая для газов с различным характером зависимости теплофизических свойств от температуры. Формула действительна при граничном условии  $q_c = \text{const}$  в широком диапазоне изменения параметров процесса; среднеквадратичная ошибка воспроизведения местных значений температуры стенки по опытным данным при  $x/d > 25$  составляет  $\sim 6\%$  от температурного напора.

К настоящему времени опубликованы результаты около 50 работ (см., например, обзоры и библиографию в [1–5]), направленных на изучение закономерностей теплообмена в трубах при турбулентном течении газов с переменными физическими свойствами. Ввиду ограниченных пока возможностей теории основные практические сведения получены экспериментальным путем; опытные данные и обобщающие их формулы составляют в настоящее время основу инженерных методов расчета соответствующих процессов теплообмена. Анализ экспериментальных работ по теплоотдаче при нагревании газов в трубах показывает, что несмотря на значительный охват проблемы в целом, отражающий размеры практических потребностей, область параметров, где получены достаточно подробные и надежные опытные данные, не так уж широка. В то же время в литературе имеется большое число различных расчетных рекомендаций (более пятнадцати только для одно- и двухатомных газов), в большинстве своем построенных на ограниченном опытном материале с применением различных, не всегда оправданных методов обработки и обобщения опытных данных. Такое «обилие» затрудняет использование всей совокупности накопленных сведений в практических целях, поскольку обоснованный выбор расчетной формулы становится сложной задачей.

В последнее время многими исследователями проводилась полезная работа по обобщению накопленных опытных данных в поисках более совершенных расчетных формул [2, 6–9], однако недостатки полученных обобщений, такие как невысокая точность [2, 8, 9], ограниченность круга газов [2, 7, 9], ограниченность по диапазону изменения интенсивности нагрева (температурного фактора) [6–9], форма, неудобная для расчетов при заданной плотности теплового потока [2, 6–8], несоответствие условиям предельного перехода к случаю постоянных физических свойств [2, 7, 9] и некоторые другие не дают оснований считать эту работу завершенной.

В связи с этим нами продолжена разработка методики обобщения опытных данных по теплоотдаче в трубах при нагревании газов с различ-

ным характером температурной зависимости свойств, начатая в [6], и для стандартного граничного условия получена новая обобщающая формула, в значительной степени свободная от указанных выше недостатков.

1. **Обобщенные переменные и структура эмпирических формул.** Приближенный анализ подобия процессов теплообмена в трубах при турбулентном течении газа, свойства которого удовлетворяют степенным соотношениям

$$\frac{\rho}{\rho_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{n_p}; \quad \frac{\lambda}{\lambda_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{n_\lambda}; \quad \frac{\mu}{\mu_1} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{n_\mu}; \quad \frac{c_p}{c_{p1}} = \left(\frac{T}{T_1}\right)^{n_c}; \quad (1)$$

приводит к следующим общим зависимостям для местной теплоотдачи (предполагается, что газ является несжимаемым, течение — вязкостно-инерционным, обогрев трубы — равномерным по периметру, процесс — квазистационарным, тепловое излучение отсутствует): а) граничное условие I рода (задана постоянная температура стенки трубы)

$$Nu_1 = \frac{2(\partial\theta/\partial R)_{R=1}}{\psi_1 - 1} \psi_1^{n_\lambda} = f_1 \left( \frac{x}{d}, Re_1, Pr_1, \psi_1, n_p, n_\lambda, n_\mu, n_c \right); \quad (2)$$

б) граничное условие II рода (задана постоянная плотность теплового потока на стенке трубы)

$$\psi_1 = T_c/T_1 = \varphi_1(x/d, Re_1, Pr_1, Q_1^+, n_p, n_\lambda, n_\mu, n_c). \quad (3)$$

В (2) и (3)  $T_1$  — заданная температура газа, например, температура на входе в трубу; в (2) определяющей температурой может быть и  $T_c$ . В большинстве случаев можно принять  $n_p = -1$ , так что эта величина выпадает из числа аргументов. Следует заметить, что ввиду ограниченности современных знаний о закономерностях турбулентного переноса достаточность систем обобщенных переменных (2) и (3) и условия их рационального использования могут быть установлены лишь на основании опытных данных.

Несмотря на то, что большинство измерений теплоотдачи при нагревании газов проведено при граничном условии II рода, при обобщении опытных данных до сих пор чаще всего применяются зависимости типа (2). Это в известной мере оправдано тем, что температура стенки известна из эксперимента, а основной специфический аргумент зависимости — температурный фактор — имеет ясное физическое истолкование как масштаб изменения физических свойств по сечению потока. Опыт обобщения экспериментальных данных, накопленный в литературе, показывает, что зависимость (2) целесообразно искать в виде

$$Nu_{1,к}/Nu_{1,0,к} = f_2(x/d, \psi, n_\lambda, n_\mu, n_c), \quad (4)$$

где  $Nu_{1,0,к}$  — число Нуссельта, определяемое по формулам для теплоотдачи при постоянных физических свойствах. Поскольку этот случай реализуется при  $\psi \rightarrow 1$ , то  $f_2|_{\psi=1} = 1$ . В [6] для области умеренной интенсивности нагрева ( $q_1^+ < 0,006$ ) при граничном условии  $q_c = \text{const}$  нами были предложены выражения для  $Nu_{0,к}$  и  $f_2$ , пригодные для широкого круга газов.

Однако расчетные формулы, полученные на основе соотношения (4), при граничном условии II рода имеют ряд отрицательных качеств и мало перспективны в смысле дальнейшего совершенствования. Это связано с тем, что температурный фактор  $\psi$ , известный при обобщении опытных данных, при расчетах, когда заданы только  $q_c$ ,  $\rho w$ ,  $d$ ,  $T_{ж}$ , становится искомой величиной в обоих частях соотношения (4). Поэтому расчет сводит-

ся фактически к решению уравнения

$$(\psi-1) \cdot f_2(x/d, \psi, n_n, n_m, n_c) = K_{ж}, \quad (5)$$

где  $K_{ж} = Q_{ж}^+ / Nu_{0,ж}$  содержит только известные величины.

Уравнение (5) приходится, как правило, решать методом последовательных приближений или графо-аналитически; оба способа достаточно трудоемки. Кроме того, возможности уравнения (5) существенно зависят от вида функции  $f_2$ . Обычно обобщающие соотношения типа (4) сравниваются с опытными данными в координатах  $Nu/Nu_0$  от  $\psi$ , однако при заданном значении  $q_c$  более показательным является сравнение в координатах  $(\psi-1)$  от  $K_{ж}$ . Анализ уравнения (5) в этих координатах показывает, что функции  $f_2 = \psi^{-m}$ , где  $m < 1$  и не зависит от  $\psi$ , отражают основные тенденции процесса в широком интервале  $\psi$  и  $K_{ж}$ , но не позволяют добиться высокой и равномерной точности обобщения опытных данных по всему интервалу (например, формула Тейлора [2], не имеющая равных по диапазону использованных данных, обобщает опытные точки с разбросом  $\pm 25\%$  по  $K_{ж}$ ; разброс по  $(\psi-1)$  может быть еще больше). Функции  $f_2 = \psi^{-(a+b \ln \psi)}$  [6, 11] позволяют увеличить и сделать более равномерной точность обобщения опытных данных при умеренных значениях  $\psi$  ( $q_1^+ < 0,006 \div 0,008$ ), однако полученные формулы не могут экстраполироваться в область более высоких значений  $q_1^+$  и использоваться при граничных условиях, существенно отличающихся от условия  $q_c = \text{const}$ , без специального учета этого обстоятельства. Дальнейшее усложнение функции  $f_2$ , по-видимому, нерационально вследствие ухудшения расчетных качеств соотношения (4), ограниченной точности исходных данных и возможной недостаточности самой системы обобщенных переменных\*.

Указанные недостатки формул типа (4) при граничном условии II рода, часто встречающемся в расчетной практике в случае нагревания газа, ставят вопрос об их замене формулами явного вида, построенными на базе зависимости (3).

Конечно, при эмпирическом определении конкретного вида соотношений типа (3), содержащих значительное число аргументов, также возможны различные варианты, в зависимости от выбора определяющей температуры, различной группировки аргументов в более сложные комплексы и т. д. В этих условиях целесообразно максимально использовать сведения, полученные при обобщении опытных данных на базе соотношений (2). В качестве определяющей температуры при граничном условии II рода наиболее удобно использовать местную среднemasсовую температуру потока, которая в этом случае является, по существу, заданной величиной. Далее следует обратить внимание на то, что все наиболее удачные обобщающие формулы типа (2) сводятся к соотношению (5), которое можно рассматривать как связь между фактическим изменением относительной температуры по сечению потока и номинальной величиной этого изменения, соответствующей случаю постоянных физических свойств. Действительно, параметр  $K_{ж}$  в (5) можно трактовать как  $K_{ж} = (T_c - T_{ж})_{п.с.} / T_{ж} = (\psi-1)_{п.с.}$  — относительный температурный напор при постоянных физических свойствах газа, соответствующих температуре  $T_{ж}$ . При граничном условии II рода параметр  $K_{ж}$  можно рассматривать как первоначальную причину появления изменений физических свойств в сечении потока, а фактическую величину  $(\psi-1)$  — как результат наложения на исходную

\* Свойства уравнения (5) и пределы его рационального использования удобно оценивать по величине

$$\Delta_{\psi} = \partial \ln(\psi-1) / \partial \ln K_{ж} = \left[ 1 - \frac{\psi-1}{\psi} \frac{\partial \ln f_2}{\partial \ln \psi} \right]^{-1}.$$

Для правильного выбора функции  $f_2$  было бы полезно непосредственно определять величину  $\Delta_{\psi}$  в эксперименте.

величину  $(\psi-1)_{п.с.}$  дополнительных нелинейных эффектов, обусловленных температурной зависимостью физических свойств газа. Тот факт, что опытные данные в достаточной степени удовлетворяют соотношениям (5), позволяет утверждать, что между искомым изменением относительной температуры по сечению потока  $(\psi-1)$  и его номинальной величиной  $K_{ж}$  существует однозначное соответствие. Поэтому, решая (5) относительно искомой величины  $(\psi-1)$ , получим зависимость (3) в следующем виде:

$$\psi-1 = \varphi_2'(x/d, K_{ж}, n_{\lambda}, n_{\mu}, n_{\nu}). \quad (6)$$

Таким образом, опыт обобщения экспериментальных данных по местной теплоотдаче при заданной плотности теплового потока на стенке свидетельствует, что в качестве основного специфического аргумента обобщающей зависимости вида (3) целесообразно использовать номинальное значение относительного температурного напора  $(\psi-1)_{п.с.}$ , представляемое аргументом  $K_{ж}$ .

Построив зависимость (6) по принципу сравнения фактической и номинальной величин, попытаемся обобщить опытные данные следующим соотношением:

$$Nu_{ж}/Nu_{ож} = K_{ж}/(\psi-1) = \varphi_2(x/d, K_{ж}, n_{\lambda}, n_{\mu}, n_{\nu}). \quad (7)$$

На рис. 1 опытные данные МЭИ—ИВТАН [12, 13] по теплоотдаче к азоту и аммиаку при граничном условии  $q_c \approx \text{const}$  представлены в координатах  $Nu_{ж}/Nu_{ож} - K_{ж}$  (в полулогарифмическом масштабе). Значения  $Nu_{ож}$  определялись по формуле (12), рекомендованной в [6]. Видно, что опытные точки, соответствующие определенным сечениям трубы, с приемлемым разбросом группируются около кривых, которые в первом приближении можно описать экспоненциальной зависимостью\*

$$\varphi_2 = \exp(a'K_{ж} + b'K_{ж}^2), \quad (8)$$

где  $a'$  и  $b'$  зависят от координаты  $x/d$  и индивидуальных параметров газа.

В литературе уже имеются расчетные соотношения явного вида [14, 9]. Формула Кутателадзе, Леонтьева и Пименова [14] после некоторых преобразований, выполненных в соответствии с принятыми при ее выводе допущениями ( $c_p = \text{const}$ ,  $Pr = \text{const}$ ,  $n_{\mu} = 0,75$ ), приводится к виду, аналогичному (7)

$$\psi = (0,595K_{ж} + \sqrt{0,354K_{ж}^2 + 1})^{1,68}, \quad (9)$$

где  $K_{ж} = Q_{ж}^+ / (0,0208Re_{ж}^{0,8}Pr^{0,43})$ . Значения  $Nu_{ож}$  и  $Pr = 0,7$  совпадают с формулой (12). Формула (9) дает хорошие результаты при  $x/d \geq 50$ , правда только для одно- и двухатомных газов.

В некоторых работах, в частности в [5, 9], в качестве специфического аргумента функции  $\varphi_2$  в (7) использовалась величина  $q^+ = Q^+/Re$ , пропорциональная относительной скорости изменения среднемассовой температуры потока по длине трубы ( $q_{ж}^+ = 1/4 \cdot \partial \ln T_{ж}/\partial(x/d)$ ).

На рис. 2 значения  $Nu_{ж}/Nu_{ож}$  для азота и воздуха, близких по своим свойствам, по данным [12, 13, 15] в сечениях  $81 \leq x/d \leq 94$  ( $(x/d)_{ср} = 88$ ) построены в зависимости от аргументов  $K_{ж}$  и  $\theta = 1 + 400q_{ж}^+$  [9]. Числа  $Nu_{ож}$  вычислялись здесь по формуле (12), обоснованной многочисленными опытными и расчетными данными [6]. Видно, что при одинаковом определении  $Nu_{ож}$  параметр  $K_{ж}$  значительно лучше обобщает опытные точки; при использовании  $q_{ж}^+$  наблюдается существенное расслоение точек по числам Рейнольдса.

В [5] была сделана попытка обобщения опытных данных с помощью параметра  $q_1^+$ , однако из-за плохой корреляции опытных точек оконча-

\* От выбора функции  $\varphi_2$  также существенно зависят и точность формулы (7), и возможность ее экстраполяции в область больших значений  $K_{ж}$ , однако здесь удовлетворительные результаты с точки зрения обоих этих требований дают функции достаточно простого вида. См. также примечание на стр. 306.

тельный вариант обобщения был получен на базе температурного фактора.

Таким образом, использование зависимости (3) в форме (7) представляется наиболее простым и эффективным для получения обобщающих соотношений при граничном условии II рода.

## 2. Обобщение опытных данных при граничном условии $q_0 = \text{const}$ .

Обработка опытных данных по теплоотдаче к разным газам, получен-

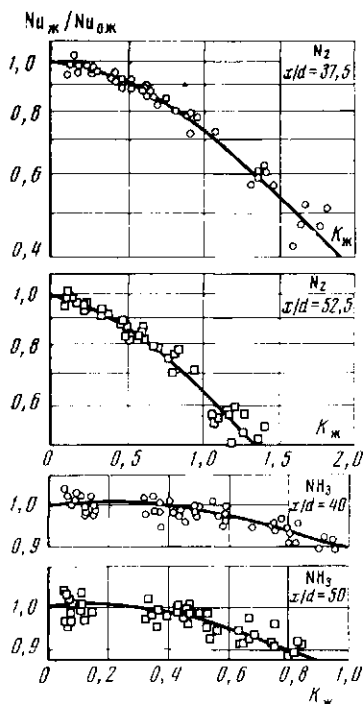


Рис. 1

Рис. 1. Относительные числа Нуссельта для азота [13] и аммиака [12] в зависимости от параметра  $K_{\text{ж}}$

Рис. 2. Относительные числа Нуссельта для азота [13] и воздуха [15] при  $(x/d)_{\text{ср}} = 88$  в зависимости от параметров  $K_{\text{ж}}$  и  $\theta$ :

1 —  $\text{Re} = (17-25) \cdot 10^3$ ; 2 —  $(35-40) \cdot 10^3$ ; 3 —  $(50-70) \cdot 10^3$ ; 4 —  $(70-100) \cdot 10^3$ ; 5 —  $(130-200) \cdot 10^3$ ; 6 —  $(200-250) \cdot 10^3$ ; 7 —  $(300-400) \cdot 10^3$

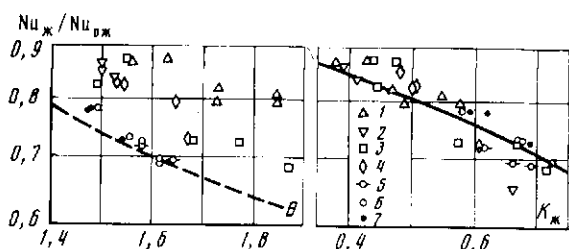


Рис. 2

ных при граничном условии  $q_0 \approx \text{const}$ , позволила получить обобщающую зависимость следующего вида:

$$\text{Nu}_{\text{ж}}/\text{Nu}_{\text{ож}} = \exp\{-K_{\text{ж}}[a\varphi(x/d) + n_{\text{н}}\Phi_1(x/d)K_{\text{ж}}]\}, \quad (10)$$

где  $a = -0,53n_{\text{р}}^{-1}/3n_{\lambda}^{-1}/4n_{\text{с}}$ ; в большинстве случаев можно принять  $n_{\text{р}} = -1$

$$\varphi(x/d) = 1 - \exp(-10\tilde{x}),$$

$$\Phi_1(x/d) = 1,25\tilde{x}^2/(1+\tilde{x}^2), \quad \tilde{x} = (x/d)/100.$$

Значения  $\text{Nu}_{\text{ож}}$  в зависимости от  $x/d$ ,  $\text{Re}_{\text{н}}$  и  $\text{Pr}_{\text{ж}}$  определяются по формулам [6]

$$\text{Nu}_0 = \varepsilon_{\text{л}} \text{Nu}_{\infty}, \quad (11)$$

$$\text{Nu}_{\infty} = \frac{(\xi/8) \text{Re Pr}}{k + 12,7\sqrt{\xi/8} (\text{Pr}^{1/2} - 1)}, \quad (12)$$

где

$$k = 1,07 + 900/\text{Re} - 0,63/(1 + 10\text{Pr}),$$

$\xi = [1,82 \lg(\text{Re}/8)]^{-2}$  при  $\text{Re} > 10^4$  (формула Филоненко),  $\xi = 0,3164/\text{Re}^{0,4}$ , при  $\text{Re} = 4 \cdot 10^3 \div 10^5$  (формула Блазиуса). Для газов в интервале  $0,65 < \text{Pr} < 1$  хорошие результаты (в пределах расхождений до  $\pm 2\%$ ) дает упрощенный степенной вариант формулы (12)

$$\text{Nu}_{\infty} = 0,0225 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,6}. \quad (13)$$

Поправку на термический начальный участок при  $x/d > 0,1$  в диапазоне  $0,65 < Pr < 1$  и  $4 \cdot 10^3 < Re < 5 \cdot 10^5$  можно определить по формуле [6]

$$\epsilon_i = 1 + \frac{0,48[1 + 3600/(\text{Re}\sqrt{x/d})]}{(x/d)^{1/4}} e^{-0,17x/d} \quad (14)$$

При входе с острой кромкой в первом приближении [7, 16] при  $1 < x/d < 30$ ,  $\epsilon_i = 1$  при  $x/d > 30$

$$\epsilon_i = 1 + 1,2/(x/d) \quad (15)$$

Формула (10), записанная в виде

$$\psi = 1 + K_{ж} \exp \{K_{ж}[a\varphi + n_{\mu}\Phi_t K_{ж}]\}, \quad (16)$$

позволяет сразу рассчитать местную температуру стенки по заданным значениям  $q_c$ ,  $d$ ,  $\rho\omega$  и  $T_{ж}$ . Для расчетов в первом приближении можно использовать следующие значения  $a$  и  $n_{\mu}$  [17, 18]:

Газ	$a$	$n_{\mu}$	Газ	$a$	$n_{\mu}$
Одноатомные газы	0,30	0,67	Водяной пар (373—1200° К)	0,013	1,18
Двухатомные газы	0,26	0,70	Аммиак	-0,04	0,92
Двуокись углерода	0,09	0,77	Метан (300—1200° К)	-0,097	0,71

При более точных вычислениях значения  $n_{\lambda}$ ,  $n_{\mu}$ ,  $n_c$  следует уточнить по формулам  $n_{\lambda} = \ln(\lambda_c/\lambda_{ж})/\ln(T_c/T_{ж})$  и т. д. Для газовых смесей при отсутствии термодиффузионных явлений можно использовать комбинационные соотношения, предложенные в [19].

Следует обратить внимание на то, что, как показывает анализ опытных данных [7], при  $M > 0,3$  необходимо учитывать влияние сжимаемости газа. В первом приближении это можно сделать по следующей схеме: 1) отнести свойства газа к местной термодинамической температуре потока  $T_{ж}$ , определяемой по одномерной газодинамической модели течения; 2) отнести коэффициент теплоотдачи к разности  $T_c - T_{a.c.}$ , где  $T_{a.c.}$  — адиабатическая температура стенки; 3) ввести в число  $Nu_{ож}$  поправочный множитель  $(T_{ж}/T_{ж}^0)^{0,42} \cong (1 - \Lambda^2)^{0,42}$  [20], где  $\Lambda = \bar{w}/\sqrt{2i_{ж}^0}$  — коэффициент скорости, определяемый из одномерного расчета. Здесь  $T_{ж}^0$  и  $i_{ж}^0$  — температура и энтальпия торможения.

С учетом этих поправок формула (16) принимает вид

$$\psi = T_c/T_{ж} = (T_{a.c.}/T_{ж}) + K_{ж} \exp \{K_{ж}[a\varphi + n_{\mu}\Phi_t K_{ж}]\}, \quad (17)$$

$K_{ж} = Q_{ж}^+ / [Nu_{ож}(1 - \Lambda^2)^{0,42}]$ ,  $Nu_{ож}$  — по формуле (11). Оценки показывают, что использование в расчетах температуры торможения в качестве определяющей и игнорирование указанных поправок может привести при  $M > 0,7$  к занижению температуры стенки до 20—30% от температурного напора.

Формулы (10)–(17) сравнивались с опытными данными МЭИ — ИВТАН для азота и аммиака [12, 13], данными ВТИ для аргона, двуокиси углерода и воздуха [7, 15] и небольшим количеством данных по водороду из работы [21], полученными при граничном условии  $q_c \cong \text{const}$  и обладающими достаточно высокой точностью. Вычислялась местная температура стенки по измеренным значениям  $q_c$ ,  $\rho\omega$ ,  $d$ ,  $T_{ж}$  и  $\Lambda$  (при  $M > 0,3$ ). Краткая характеристика опытных данных и результаты сравнения при  $x/d > 25$ , где различия в условиях входа практически не влияют на теплоотдачу, даны в табл. 1. В табл. 2 приведены некоторые результаты расчета температуры стенки по формулам (10)–(17) и формулам других авторов, обладающих достаточно широким диапазоном примени-

Таблица 1

Краткая характеристика опытных данных и результаты сравнения с ними формул (10)–(17)

Газ	Число точек, N	x/d	Re·10 <sup>-3</sup>	Pr	ψ	σ, %	η <sub>ε</sub> , %		Δ, °K
							ε = 5%	ε = 10%	
Аргон [7]	125	33–100	26,7–418	0,65	1,20–2,36	3,69	88,0	98,4	15,0
Азот [12, 13]	248	30–94	16,5–200	0,68–0,78	1,06–5,96	7,30	58,1	81,8	27,0
Воздух [15]	182	33,3–133	64,7–525	0,7	1,25–2,44	3,55	84,6	99,4	12,4
Водород [21]	12	13,3–226	81–250	0,7	1,20–4,43	6,7	—	—	26,0
Двуокись углерода [7]	170	33–100	19,3–593	0,72–0,77	1,17–2,13	4,15	79,4	99,4	10,6
Аммиак [12]	221	30–91	4,75–208	0,83–0,95	1,05–2,15	4,15	80,1	97,7	11,0
Все газы	958	30–226	4,75–593	0,65–0,95	1,05–5,96	5,02	76,1	94,3	17,2

Примечание:  $\sigma = \sqrt{\frac{(\sum \delta^2)N}{N}}$ ;  $\Delta = \sqrt{\frac{(\sum D^2)N}{N}}$ ;  $D = T_{\text{расч}} - T_{\text{измер}}$ ,  $\delta = D / (T_{\text{расч}} - T_{\text{измер}})$ ;  $\eta_{\epsilon} = N_{\epsilon} / N$ , где  $N_{\epsilon}$  — число точек, удовлетворяющих условию  $|\delta| \leq \epsilon$ .

Таблица 2

Сравнение формулы (10) — (17) и формул других авторов с опытными данными по местной теплоотдаче при нагревании газов ( $q_c = \text{const}$ )  
Формулы для широкого круга газов

Формула	Газы: Ar, N <sub>2</sub> , воздух, CO <sub>2</sub> , NH <sub>3</sub>			
	x/d	N	σ, %	Δ, °K
Рекомендуемая формула (10) — (17)	1–133	1381	6,70	—
	30–133	946	4,99	17,3
ИВТАН [6]	1–133	1381	9,41	—
	30–133	946	5,25	21,5
Лельчук и Елфимов [7]	20–133	1099	9,41	—
	30–133	946	9,41	36,2
Грегори [8]	1–133	1381	29,65	—
	30–133	946	12,70	54,9

Формулы для одно- и двухатомных газов

Формула	Ar, N <sub>2</sub> , воздух			NH <sub>3</sub>			
	x/d	N	σ, %	x/d	N	σ, %	Δ, °K
1	2	3	4	5	6	7	8
Рекомендация (10) — (17)	1–133	870	7,39	5,3–91	307	6,00	—
	33–133	555	5,57	30–91	221	4,15	11,0
ИВТАН [6]	1–133	870	9,02	5,3–91	307	6,02	—
	33–133	555	5,98	30–91	221	3,98	12,7
Лельчук и Елфимов [7]	20–133	630	9,51	20–91	265	11,9	—
	33–133	555	9,44	30–91	221	12,1	31,3
Коченов и Огин [9]	1–133	870	11,9	5,3–91	307	19,1	—
	33–133	555	8,30	30–91	221	18,3	65,3
Тейлор [2]	1–133	870	17,27	5,3–91	283	26,4	—
	33–133	555	7,57	30–91	221	22,0	81,5
Перкипс и В.Шмидт [23]	1–133	870	12,18	5,3–91	307	22,8	—
	33–133	555	7,64	30–91	221	19,3	71,7
Петухов, Кириллов и др. [13]	1–133	870	7,46	5,3–91	307	18,0	—
	33–133	555	6,49	30–91	221	16,6	54,8
Корреляция $Nu_{ж}/Nu_{ож} = \psi^{-0.5}$ Кутателадзе, Леонтьев, Пименов [14]	33–133	555	10,9	30–91	221	26,9	99,5
	33–133	555	11,1	30–91	221	33,9	119



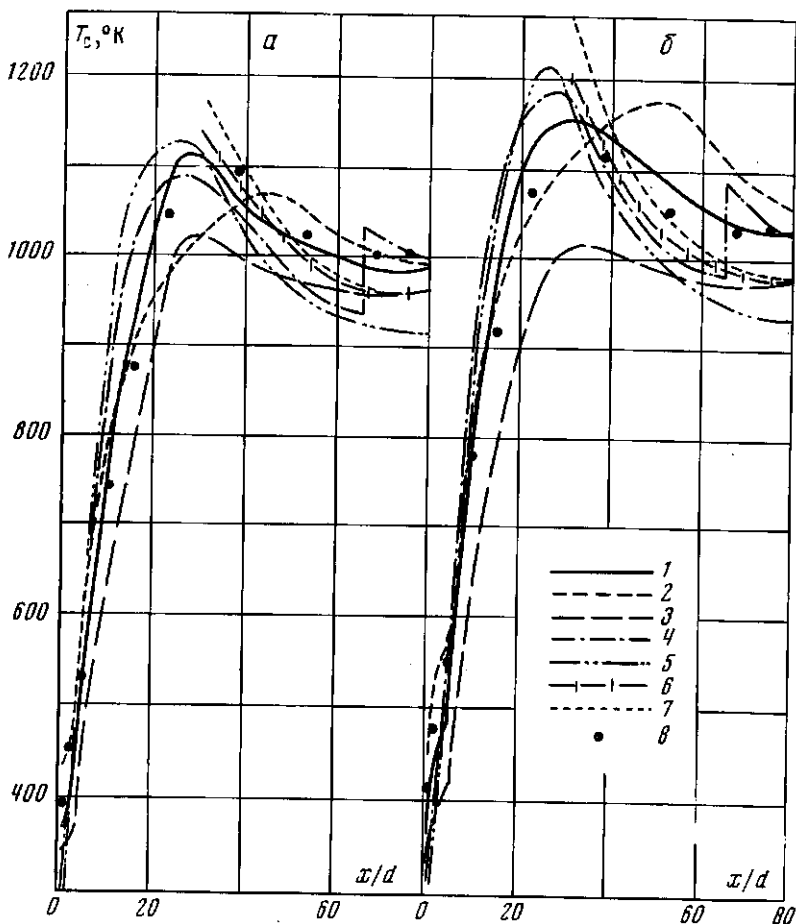


Рис. 3. Профили температуры стенки при нагревании азота по формулам различных авторов. Граничное условие  $q_c \approx \text{const}$ :

а — режим 5.VIII [13]:  $\bar{\rho w} = 392 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$ ,  $d = 4,12 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $\bar{q}_c = 400\,000 \text{ вт/м}^2$ ;  $T_{ж1} = 113,1^\circ \text{ К}$ ;  $q_1^+ = 0,0085$ ; б — режим 6.VIII [13]:  $\bar{\rho w} = 327 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$ ;  $d = 4,12 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $\bar{q}_c = 512\,000 \text{ вт/м}^2$ ;  $T_{ж1} = 111,8^\circ \text{ К}$ ;  $q_1^+ = 0,00825$ . 1 — по (10); 2 — [6]; 3 — [9]; 4 — [23]; 5 — [2]; 6 — [14], формула (9); 7 — корреляция  $\Psi^{-0,5}$ ; 8 — измеренные значения

мости. Расчет проводился на машине БЭСМ-4 по опытным данным из указанных выше источников. Опытные точки, полученные на начальном участке трубы при разных условиях входа, корректировались с помощью формул (14) и (15) в зависимости от того, на какие условия входа рассчитана рассматриваемая формула.

На рис. 3 и 4 показаны профили температуры стенки, вычисленные по формуле (10)–(17) и по известным формулам других авторов. Из табл. 1, 2 и рисунков видно, что предлагаемая зависимость обобщает опытные данные по теплоотдаче к различным газам с точностью, близкой к точности измерений, и удовлетворительно воспроизводит профили  $T_c$ , полученные в опытах, даже при достаточно высокой интенсивности нагрева ( $q_1^+ \approx 0,0085$ ), когда имеет место существенно немоготонное изменение  $T_c$  по длине трубы (предполагаемые причины этого явления рассмотрены в [22]).

Средняя квадратичная погрешность формулы (10)–(17) при  $x/d \geq 30$  составляет  $\sim 5\%$  по всем исследованным газам и  $\sim 5,6\%$  по группе одно- и двухатомных газов. На всей длине трубы ( $x/d \geq 1-5$ ) средняя квадратичная погрешность составляет  $6,7\%$  по всем газам и  $\sim 7,4\%$  по группе

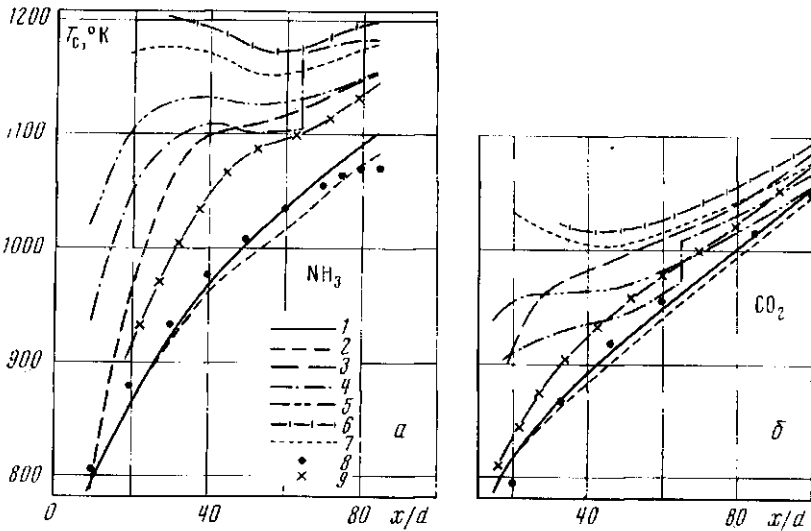


Рис. 4. Профили температуры стенки при нагревании двуокиси углерода и аммиака. Граничное условие  $q_c \cong \text{const}$ :

а —  $\text{NH}_3$ , режим Г4 [12]:  $\bar{\rho}\omega = 538 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$ ,  $d = 3,003 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ;  $\bar{q}_0 = 1,38 \cdot 10^6 \text{ вт/м}^2$ ;  $T_{ж1} = 322,4^\circ \text{ К}$ ,  $q_1^+ = 0,00324$ ; б —  $\text{CO}_2$ , режим 27.III — 4 — [7]:  $\bar{\rho}\omega = 128,5 \text{ кг/м}^2 \text{ сек}$ ,  $d = 11,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ;  $q_c = 151\,000 \text{ вт/м}^2$ ,  $T_{ж1} = 304^\circ \text{ К}$ ,  $q_1^+ = 0,00453$ ; 1 — 8 см. рис. 3, 9 — [7]

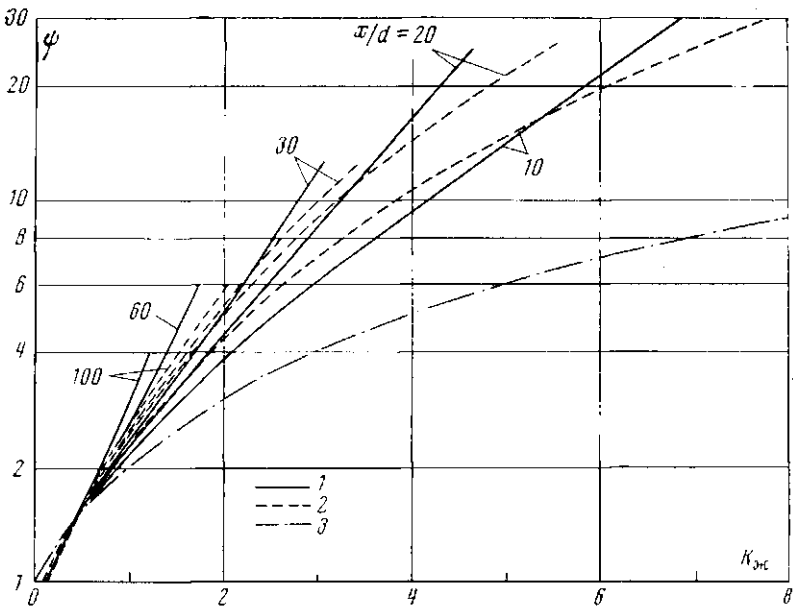


Рис. 5. Сравнение предлагаемой формулы (10) с формулой Тейлора [2]  $Nu_{ж} = 0,023 Re_{ж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,4} \psi^{-0,57+1,59/(x/d)}$ ; водород, граничное условие  $q_c = \text{const}$ : 1 — формула (10); 2 — формула Тейлора; 3 — постоянные физические свойства

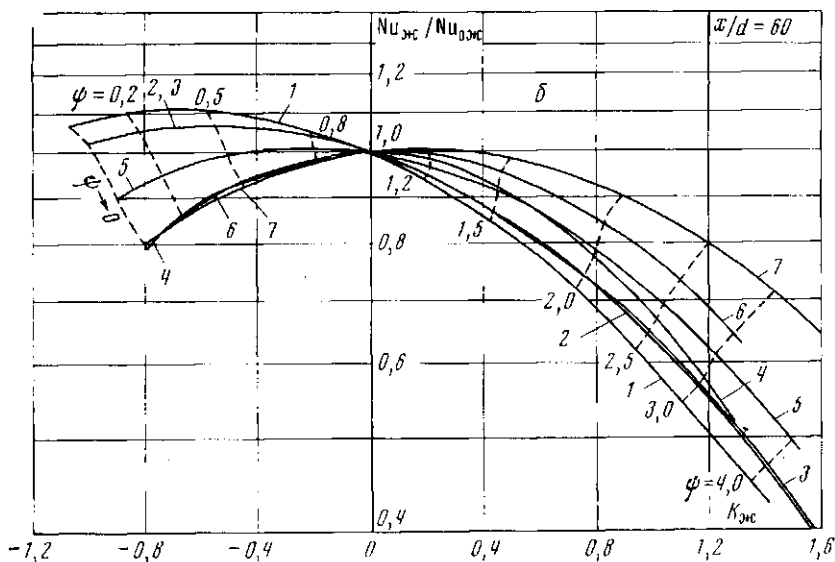
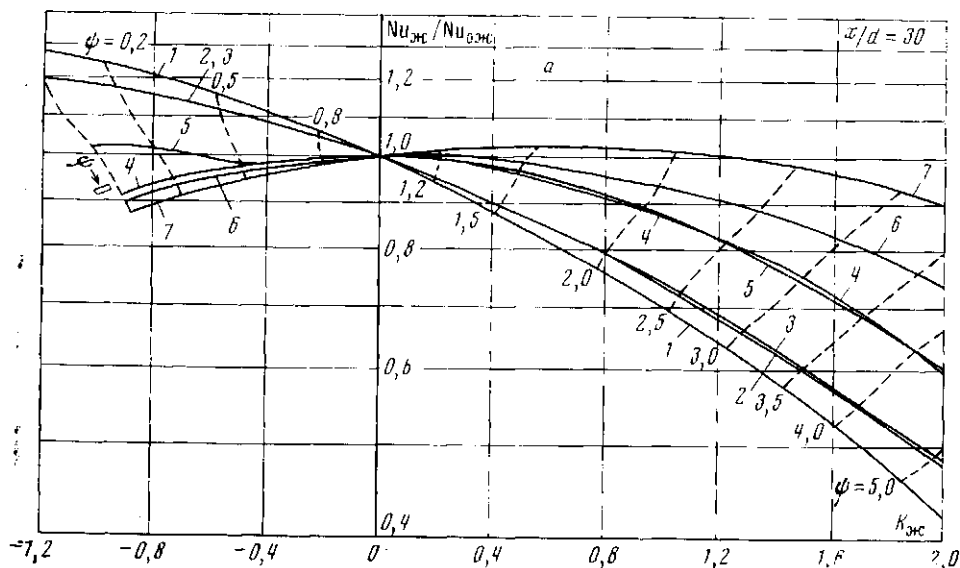


Рис. 6. Влияние интенсивности подвода (отвода) тепла на местную теплоотдачу в круглой трубе при турбулентном течении газов (граничное условие  $q_c = \text{const}$ )

Расчет по формуле (10): при  $K_{ж} > 0$ ,  $T_{ж} = 373^\circ \text{K}$ ; при  $K_{ж} < 0$ ,  $T_c = 373^\circ \text{K}$ : 1 — Ar; 2 — воздух; 3 —  $\text{H}_2$ ; 4 —  $\text{H}_2\text{O}$ ; 5 —  $\text{CO}_2$ ; 6 —  $\text{NH}_3$ ; 7 —  $\text{CH}_4$

простых газов. Эти показатели, как свидетельствует сравнение с другими формулами, являются на сегодняшний день достаточно высокими. Как видно из рис. 4 и табл. 2 ( $\text{NH}_3$ ), применение формулы (10) — (17) безусловно целесообразно в случае многоатомных газов, где большинство других формул может привести к значительным относительным и абсолютным ошибкам при расчете температуры стенки.

Ввиду ограниченности располагаемого опытного материала возможность экстраполяции формулы (10) в область больших значений  $K_{ж}$  проверялась косвенно — путем сравнения с формулой Тейлора [2], действительной до  $\psi = 27,6$  при  $x/d < 20$  и  $\psi = 12,6$  при  $x/d \geq 30$ . Как видно из рис. 5, экстраполяция формулы (10) при  $q_c = \text{const}$  представляется воз-

можной во всем исследованном диапазоне  $\psi$  и  $K_{ж}$ , по крайней мере, при  $Re_{ж} > 5 \cdot 10^4$  \*.

Более слабая зависимость  $\psi(K_{ж})$  при больших  $x/d$ , которую дает формула Тейлора, объясняется, по-видимому, тем, что в этой области  $x/d$  она основана на опытных данных, полученных в условиях существенного роста  $q_c$  по длине трубы. В этом случае вдали от входа могут быть получены большие значения температурного фактора, чем при  $q_c = \text{const}$ , однако его влияние на теплоотдачу слабее [11, 13].

На рис. 6, а, б, показана зависимость  $Nu_{ж}/Nu_{ож}$  от  $K_{ж}$  по формуле (10) в сечениях  $x/d = 30$  и 60 для некоторых применяемых в технике газов. Пунктиром указаны соответствующие значения температурного фактора. Рисунок наглядно показывает размеры и характер влияния аргументов, учитывающих индивидуальные особенности газа.

Любопытные результаты дает экстраполяция формулы (10) на случай охлаждения газа. Для одно- и двухатомных газов формула согласуется с известными результатами измерений [3, 4], хотя следует заметить, что измерения проведены при граничных условиях, близких к  $T_c = \text{const}$ , в то время как формула при нагревании получена для условия  $q_c = \text{const}$ .

Таким образом, для расчета теплоотдачи в круглых трубах при турбулентном течении газов с переменными физическими свойствами можно рекомендовать формулу (10) — (17). Последняя действительна при граничном условии  $q_c = \text{const}$  в широком диапазоне параметров, соответствующем области практических потребностей.

**Обозначения:**  $T$  — абсолютная температура;  $T_c$  — температура стенки;  $T_{ж}$  — среднemasовая температура потока (термодинамическая);  $T_1$  — масштабная температура;  $d$  — диаметр трубы;  $q_c$  — плотность теплового потока на стенке;  $\rho$  — плотность;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\mu$  — динамический коэффициент вязкости;  $c_p$  — теплоемкость (при постоянном давлении) газа;  $x/d$  — относительное расстояние от начала обогрева;  $\Phi = T/T_1$  — относительная температура;  $R = 2r/d$  — безразмерный радиус;  $\psi = T_c/T_{ж}$ ,  $\psi_1 = T_c/T_1$  — температурный фактор;  $\bar{w}$  — средняя массовая скорость газа в трубе;  $Nu$  — число Нуссельта;  $Re = \rho w d / \mu$  — число Рейнольдса;  $Pr$  — число Прандтля;  $Pe$  — число Пекле;  $Q^+ = q_c d / (\lambda T)$  — безразмерный параметр теплового потока;  $q^+ = q_c / (\rho w c_p T)$ ;  $K = Q^+ / Nu_0$  — параметры интенсивности подвода тепла;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения;  $\varepsilon_1$  — поправка на начальный участок;  $n_0, n_1, n_r, n_c$  — показатели степени в соотношениях (1).

**И н д е к с ы:** ж — определяющая температура  $T_{ж}$ ; 1 — определяющая температура  $T_{ж1}$  на входе в трубу; 0 — при постоянных физических свойствах.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
16 V 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Петухов. In Advances in Heat Transfer, 6, 503, 1970.
2. M. F. Taylor. NASA TND-4332, 1968.
3. Н. И. Артамонов, Ю. И. Данилов, Г. А. Дрейцер, Э. К. Калинин. Теплофизика высоких температур, 8, № 6, 1970.
4. А. Б. Амбразевичюс, А. А. Жукаускас, П. Ю. Валаткявичюс. Тепло- и массоперенос, 1, ч. 1, 121. «Наука и техника», Минск, 1972.
5. Макэлиот, Мейджи, Леннерг. Теплопередача, № 1, 1965.
6. Б. С. Петухов, В. А. Курганов, А. И. Гладунов. В сб. Тепло- и массоперенос, 1, ч. 2, 117. «Наука и техника», Минск, 1972.
7. В. Л. Лельчук, Г. И. Елфимов. Тепло- и массоперенос, 1, 465. «Энергия», М., 1968.
8. R. Gregorig. Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 3, № 1, 26, 1970.
9. И. С. Коченов, Е. Д. Огин. Вопросы атомной науки и техники, сер. Реакторостроение, вып. 1. ЦНИИАтоминформ, М., 1972.
10. В. А. Курганов. Автореф. канд. дис., МЭИ, 1971.

\* При низких значениях числа Рейнольдса и высокой интенсивности нагрева газа, как показывают данные [24, 25], характер теплоотдачи существенно зависит от величины  $W = q_{ж}^+ / Re_{ж}$  (так называемый параметр ускорения потока). Опытные данные табл. 2 имеют значения  $W \leq 10^{-7}$  у простых газов и  $W \leq 3,6 \cdot 10^{-7}$  у аммиака. При  $q_1^+ > 0,007$  и  $W > 10^{-7}$  формулу (10), как и все другие зависимости, в случае простых газов следует применять с осторожностью, руководствуясь данными [24, 25].

11. *В. С. Петухов, В. В. Кириллов, Цзюй Цзы-сян, В. Н. Майданик.* Теплофизика высоких температур, **3**, № 1, 1965.
12. *В. С. Петухов, В. А. Курганов, А. И. Гладунцов.* Теплофизика высоких температур, **8**, № 5, 1970.
13. *В. С. Петухов, В. В. Кириллов, В. Н. Майданик.* Proc. Third Intern. Heat Transfer Conf., Chicago, 1. AIChE, 1966, p. 285.
14. *С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев.* Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое, «Энергия», 1972.
15. *В. Л. Лельчук, Б. В. Дядякин.* В сб. Вопросы теплообмена. Изд. АН СССР, 1959.
16. *С. С. Филимонов, Б. А. Хрусталева.* В сб. Теплопередача. Изд. АН СССР, 1962.
17. *Н. Б. Варгафтик.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. ГИФМЛ, 1963.
18. *Н. Б. Варгафтик, Л. П. Филиппов, А. А. Тарзиманов, Р. П. Юрчик.* Теплопроводность газов и жидкостей. Изд. Комитета стандартов, М., 1970.
19. *С. А. Улыбин.* Теплофизика высоких температур, **5**, № 4, 1967; **7**, № 5, 1969.
20. *В. А. Мухин, А. С. Сукомея, В. И. Величко.* Инж.-физ. ж., № 11, 1962.
21. *W. F. Weiland.* Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., **61**, № 60, 1965.
22. *С. А. Bankston, D. M. McEligot.* Intern. J. Heat Mass Transfer, **13**, № 2, 319, 1970.
23. *Н. С. Perkins, P. Worsoe-Schmidt.* Intern. J. Heat Mass Transfer, **8**, № 7, 1011, 1965.
24. *D. M. McEligot, C. W. Coon, H. C. Perkins.* Intern. J. Heat Mass Transfer, **13**, № 2, 431, 1970.
25. *С. А. Bankston.* J. Heat Transfer, **C92**, № 4, 1970.