

# ДВИГАТЕЛИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

УДК 532.517.4:536.24

© И.Е.ЛОБАНОВ, А.С. МЯКОЧИН, А.А. НИЗОВИТИН, 2007

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИФИЦИРОВАННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ В ТРУБАХ С ТУРБУЛИЗАТОРАМИ НА БАЗЕ УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ТУРБУЛЕНТНОЙ ПУЛЬСАЦИОННОЙ ЭНЕРГИИ

Игорь Евгеньевич ЛОБАНОВ родился в 1970 г. в городе Москве. Ведущий научный сотрудник МАИ. Доктор технических наук. Основные научные интересы — в области конвективного теплообмена в каналах, искусственной турбулизации потока, радиационно-конвективного теплообмена. Автор более 50 научных работ.

Igor E. LOBANOV, D.Sci, was born in 1970, in Moscow. He is a Principal Research Associate at the Moscow Aviation Institute. His major research interests are in convective heat exchange within channels, artificial flow turbulization, radiation-convective heat exchange. He has published over 50 technical papers.

Александр Сергеевич МЯКОЧИН родился в 1952 г. в городе Баку. Проректор МАИ. Доктор технических наук, профессор. Основные научные интересы — в области конвективного теплообмена в каналах, интенсификации теплообмена, теплообмена в сверхкритической области параметров состояния. Автор более 70 научных работ.

Alexander S. MIACKOCHIN, D.Sci, was born in 1952, in Baku. He is currently a Vice-Rector at the Moscow Aviation Institute. His major research interests are in convective heat exchange within channels, heat exchange intensification, heat exchange for supercritical values of state parameters. He has published more than 70 technical papers.

Анатолий Александрович НИЗОВИТИН родился в 1947 г. в городе Борзя Читинской области. Начальник отдела МАИ. Основные научные интересы — в области процессов теплообмена, интенсификации теплообмена. Автор более 30 научных работ.

Anatoly A. NIZOVITIN, was born in 1947, in the Chita Region. He is currently the Head of a Research Section at the Moscow Aviation Institute. His major research interests are in heat-mass exchange and heat exchange intensification. He has published over 30 technical papers.

*В статье приведена теоретическая модель интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении в каналах с турбулизаторами на базе уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии для открытых впадин и относительно малых высот турбулизаторов, когда высота турбулизаторов соизмерима с толщиной буферной области. Расчетные данные удовлетворительно коррелируют с существующими экспериментальными данными.*

### Обозначения

$a, b, c$  — константы;  
 $d$  — внутренний диаметр трубы;  
 $D$  — наружный диаметр трубы;  
 $h$  — высота турбулизатора;  
 $k$  — кинетическая энергия турбулентного пульсационного движения;

$Nu$  — число Нуссельта;  
 $Pr$  — число Прандтля;  
 $Pr_T$  — турбулентное число Прандтля;  
 $Re$  — число Рейнольдса;  
 $R_0$  — радиус трубы ( $R_0 = D/2$ ;  $h/R_0 = 1 - d/D$ );

- $t$  — шаг между турбулизаторами;  
 $w_x$  — аксиальная составляющая скорости;  
 $\overline{w_x}$  — среднерасходная скорость;  
 $w_*$  — динамическая скорость;  
 $x, y, z$  — независимые координаты;  
 $y_0$  — координата границы вязкого подслоя;  
 $y_1$  — координата границы пристенного слоя;  
 $\eta$  — безразмерная координата;  
 $\nu$  — кинематическая вязкость;  
 $\nu_T$  — турбулентная кинематическая вязкость;  
 $\xi$  — коэффициент сопротивления трению;  
 $\rho$  — плотность;  
 $\tau$  — касательные напряжения трения;  
 $\varphi$  — безразмерная скорость.

### Индексы

- $v$  — вязкий подслой;  
 $гл$  — гладкая стенка;  
 $t$  — турбулентный.

### Введение

В авиационной и ракетно-космической технике широко применяются различного рода теплообменники, в результате интенсификации теплообмена в которых может быть достигнуто снижение их массогабаритных параметров при заданных значениях теплового потока, гидравлических потерь, расходов и температур теплоносителей; в ряде случаев задачей является снижение температурного уровня поверхности теплообмена при фиксированных режимных и конструктивных характеристиках. В рамках данного исследования под интенсификацией теплообмена понимается применение искусственных турбулизаторов потока, расположенных на стенках канала.

Моделирование интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении в каналах с турбулизаторами для открытых впадин (т.е. для таких, в которых имеют место четко выраженные отрыв и присоединение потока) и относительно малых высот турбулизаторов очень важно, поскольку именно в этой области имеет место высокий уровень интенсификации теплообмена при относительно незначительном повышении гидравлического сопротивления [1].

Ранее данный подход применялся для решения задачи о предельном теплообмене при турбулентном течении в каналах за счет турбулизации потока [2, 3].

В данной работе рассматриваются турбулизаторы потока, высота которых не больше толщины пристенного слоя, в котором срабатывает основной температурный напор. В этом случае возмущения, сгенерированные турбулизаторами, в ядре потока невелики, следовательно, остается справедливой формула для пути смешения  $l = \kappa \cdot y$  ( $y$  — поперечная координата;  $\kappa$  — константа для пути смешения) и логарифмический профиль скорости [4].

### Теоретическая модель интенсифицированного теплообмена на основе уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии

*Определение турбулентной пульсационной энергии для труб с турбулизаторами*

Касательные напряжения трения, согласно Прандтлю [4], равны

$$\tau = \rho \kappa^2 y^2 \left( \frac{dw_x}{dy} \right)^2 = \rho \kappa^2 w_*^2 \cdot 2,5^2 = 6,25 \rho \kappa^2 w_*^2 = \text{const.} \quad (1)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае в пристенном слое вне области влияния вязкости напряжение трения постоянно. Данные, приведенные в [5], позволяют заключить, что для труб с поперечными выступами также справедлив логарифмический закон скорости.

Для расчета данного вида интенсифицированного теплообмена можно применить уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии [6, 7]:

$$\frac{a}{y} k^{1,5} - b \frac{d}{dy} \left( y k^{0,5} \frac{dk}{dy} \right) - \frac{\tau}{\rho} \frac{dw_x}{dy} = 0, \quad (2)$$

где  $k = \frac{(\overline{w'_x})^2 + (\overline{w'_y})^2 + (\overline{w'_z})^2}{2}$  — кинетическая энергия турбулентного пульсационного движения.

Для несжимаемой жидкости с постоянными теплофизическими свойствами турбулентная кинематическая вязкость определяется следующей системой уравнений (второе выражение детерминировано на основе анализа размерностей):

$$\begin{cases} \frac{\tau}{\rho} = \nu_T \frac{dw_x}{dy}; \\ \nu_T = c \sqrt{k} y. \end{cases} \quad (3)$$

Дифференциальное уравнение относительно кинетической энергии турбулентного пульсационного движения получим подстановкой (3) в (2):

$$\frac{a}{y} k^{1.5} - b \frac{d}{dy} \left( y k^{0.5} \frac{dk}{dy} \right) - \frac{\left( \frac{\tau}{\rho} \right)^2}{c k^{0.5} y} = 0. \quad (4)$$

Как отмечалось выше, рассматривается случай постоянного напряжения трения в пристенном слое вне области влияния вязкости, поэтому, если  $\tau = \text{const}$ , то и  $k = \text{const}$ . Решение (5) уравнения (4) не содержит переменных величин, что удовлетворяет принятому допущению и подтверждает правильность полученного решения:

$$k = \frac{\tau/\rho}{\sqrt{a \cdot c}}. \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что в пристенной области для труб с турбулизаторами кинетическая энергия турбулентного пульсационного движения, так же как и в гладкой трубе, постоянна, что подтверждается существующими опытными данными [5]: постоянство напряжения трения и кинетической энергии турбулентного пульсационного движения объясняется как относительно небольшой высотой выступов, так и определенным взаимным влиянием отдельных турбулизаторов друг на друга.

Для расчета интенсифицированного теплообмена для данных условий необходимо знать величину  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$  для каждого конкретного случая относительных высот турбулизаторов  $h/D$  (или  $d/D$ ) и относительных шагов между турбулизаторами  $t/D$ . Форма поперечного сечения турбулизаторов должна в рассматриваемом случае обеспечивать четко выраженные отрыв и присоединение потока.

Для гладкой трубы значения  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$  равны  $\frac{\sqrt{k_0}}{w_x} = 2 \frac{w_*}{w_x}$ ; скорость трения определяется известным соотношением  $\frac{w_*}{w_x} = \sqrt{\frac{\xi}{8}}$  [6].

Ниже приведена зависимость величины  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$  от относительной высоты турбулизаторов на основе логарифмического профиля скорости для данных условий поджатия струи, определяемая отношением площадей (она приведена и в модели для предельного теплообмена [2, 3]), имеющая большую общность:

$$\frac{\sqrt{k}}{w_x} = 2 \frac{w_*}{w_x} \frac{1 + \ln \left( \frac{y}{R_0} \frac{\text{Re}}{10} \sqrt{\frac{\xi}{8}} \right)}{\left( 1 - \frac{h}{R_0} \right)^2}. \quad (6)$$

Следовательно, максимальное значение для  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$  будет иметь место на границе турбулизатора, т.е. при  $y = h$ :

$$\frac{\sqrt{k_h}}{w_x} = 2 \frac{w_*}{w_x} \frac{1 + \ln \left( \frac{h}{R_0} \frac{\text{Re}}{10} \sqrt{\frac{\xi}{8}} \right)}{\left( 1 - \frac{h}{R_0} \right)^2}. \quad (7)$$

Для того чтобы определить зависимость  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$  от относительного шага между турбулизаторами, следует воспользоваться наиболее консервативными зависимостями для труб с турбулизаторами. В работах [7, 8] экспериментальным образом доказывается, что для рассматриваемого диапазона параметров имеет место сохранение распределения по длине трубы величины

$$\frac{\frac{\sqrt{k}}{w_x} - \frac{\sqrt{k_0}}{w_x}}{\frac{\sqrt{k_h}}{w_x} - \frac{\sqrt{k_0}}{w_x}} = \begin{cases} \frac{1}{6} \frac{x}{h} & \forall 0 < \frac{x}{h} < 6; \\ 1 & \forall 6 < \frac{x}{h} < 9; \\ e^{-\frac{x-9}{16.65}} & \forall \frac{x}{h} > 9. \end{cases} \quad (8)$$

Физически вышеуказанное распределение объясняется следующим образом: до точки присоединения величина в правой части выражения (8) растет практически линейно; в нестационарной области отрыва-присоединения потока вышеупомянутое распределение практически равно единице, после этого происходит затухание возмущения от препятствия.

Чтобы определить осредненный по длине трубы интенсифицированный теплообмен, необходимо использовать усредненную по длине трубы величину относительной кинетической турбулентной энергии  $\frac{\sqrt{k}}{w_x}$ :

$$\left( \frac{\sqrt{k}}{w_x} \right) = \frac{1}{t/h} \int_0^{t/h} \frac{\sqrt{k}}{w_x} \left( \frac{x}{h} \right) d(x/h). \quad (9)$$

После интегрирования и соответствующих упрощений, получим окончательную зависимость от относительного шага между турбулизаторами:

$$\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right) = \frac{1}{t/h} \left[ 22,65 - 16,65 \cdot e^{-\frac{t-h}{16,65}} \right] \left[ \left(\frac{\sqrt{k_h}}{w_x} - \frac{\sqrt{k_0}}{w_x}\right) + \frac{\sqrt{k_0}}{w_x} \right] \quad (10)$$

Зависимость  $\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  от относительного шага между турбулизаторами для  $Re = 10^4$  и  $h/R_0 = 0,1$  показана на рис. 1, из которого видна область максимального значения этой величины. Для других геометрических параметров турбулизаторов и режимов течения теплоносителя (чисел Рейнольдса, Прандтля) для рассматриваемых условий вышеука-

занное распределение будет иметь качественно сходный характер.

В дальнейшем осредненный параметр  $\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  будет использован при расчете осредненного интенсифицированного теплообмена в трубах с турбулизаторами.

*Определение осредненного интенсифицированного теплообмена в трубах с турбулизаторами*

После вывода необходимых выражений для кинетической энергии турбулентного пульсационного движения необходимо перейти к определению осредненного интенсифицированного теплообмена в трубах с турбулизаторами.

Для определения осредненного числа Нуссельта для труб с турбулизаторами воспользуемся тем же подходом, который был успешно применен для определения предельного теплообмена [2, 3], поскольку вышеупомянутая модель справедлива не только для предельного, но и для не предельного случая интенсифицированного теплообмена.

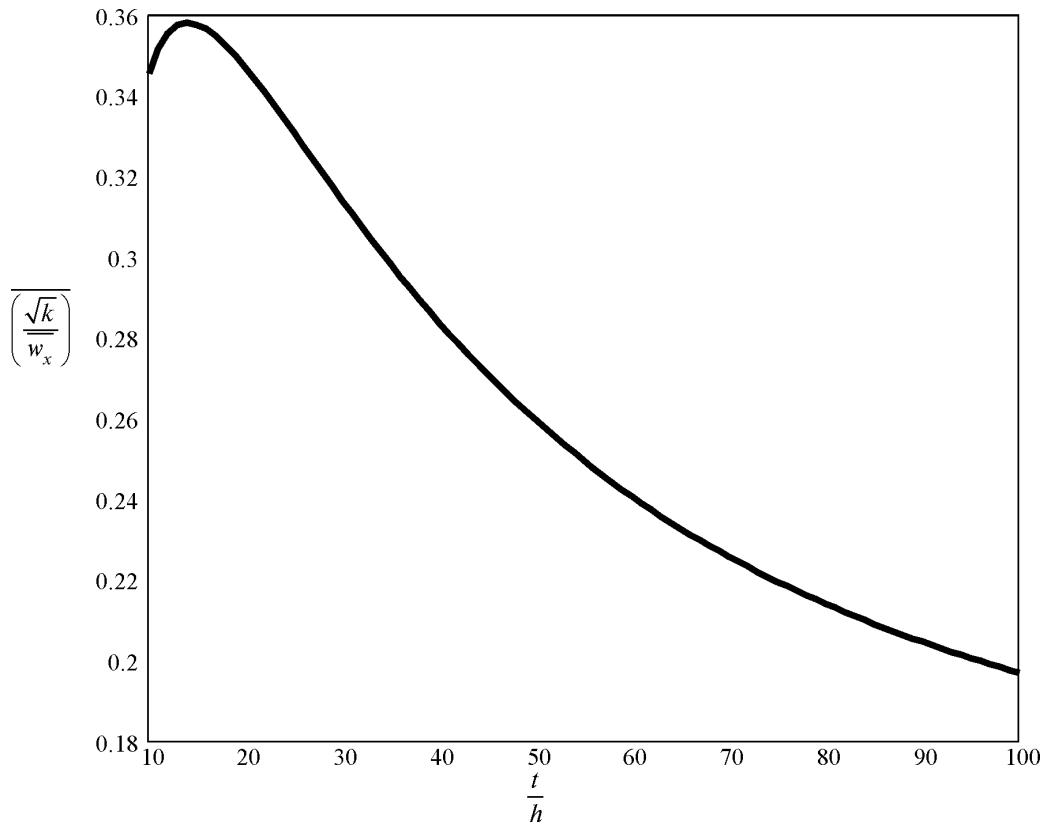


Рис. 1. Зависимость отношения  $\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  от относительного шага между турбулизаторами при  $Re=10^4$  и  $h/R_0 = 0,1$

Осредненное число Нуссельта для труб с турбулизаторами выглядит следующим образом [2, 3]:

$$Nu = \frac{Re Pr \left(1 + \frac{1,75}{8,5 + Pr}\right) \frac{v}{w_x y_0}}{\int_0^{\frac{y_1}{y_0}} \frac{d\left(\frac{y}{y_0}\right)}{\frac{1}{Pr} + \frac{v_T}{v Pr_T}}} \quad (11)$$

В формуле (11) реализована следующая схема: область непосредственного влияния вязкости и турбулентное ядро. На границе вязкого подслоя  $y = y_0, k = k_0$ . С физической точки зрения турбулизаторы увеличивают уровень кинетической энергии непосредственно вблизи стенки и, следовательно, турбулентную вязкость. Теперь необходимо определить величину  $y_0$ . Величиной  $y_0$  следует считать значение  $y$ , при котором будет иметь место такое же отношение молекулярной вязкости к турбулентной, как и в гладкой трубе на границе турбулентной и буферной (промежуточной) областей. Однако уровень турбулентности для труб с турбулизаторами несколько выше, чем в гладких трубах, следовательно, значение  $y_0$  будет меньшим. Условная граница влияния вязкости для гладкой трубы имеет место при  $\phi = 40$ , поэтому  $v_T/v = 16$ . На основании формулы для определения турбулентной кинематической вязкости из системы уравнений (3) можно записать в виде

$$\frac{y}{R_0} = \frac{8}{c\sqrt{k}} = \frac{8}{c(\sqrt{k}/w_x) Re} \quad (12)$$

В работах [7, 8] обосновано, что толщина вязкого подслоя в среднем может быть принята равной пяти:  $\eta = 5$ .

На границе вязкого подслоя  $y_0$  в данном случае и в случае гладкой трубы отношение  $v_T/v$  одно и то же, следовательно, допускаем, что и при  $(y < y_0)$  распределения  $v_T/v$  совпадают.

В связи с этим, в соответствии с работой [6], принимаем для вязкого подслоя закон «четвертой степени» убывания турбулентной вязкости с расстоянием

$$\left(\frac{v_T}{v}\right)_B = 614 \left(\frac{y}{y_0}\right)^4, \quad (13)$$

а для промежуточного подслоя

$$\left(\frac{v_T}{v}\right)_n = 8 \left(\frac{y}{y_0}\right) - 1. \quad (14)$$

Тогда осредненное число Нуссельта для труб с турбулизаторами примет вид

$$Nu = Re Pr \left(1 + \frac{1,75}{8,5 + Pr}\right) \frac{v}{w_x y_0} \times \left[ \int_1^{\frac{y_1}{y_0}} \frac{d\left(\frac{y}{y_0}\right)}{\frac{1}{Pr} + \frac{v_T}{v Pr_T}} + \int_0^1 \frac{d\left(\frac{y}{y_0}\right)}{\frac{1}{Pr} + \frac{v_T}{v Pr_T}} \right]^{-1} \quad (15)$$

Осредненное число Нуссельта для труб с турбулизаторами получим после интегрирования и алгебраических преобразований:

$$Nu = Re Pr \left(1 + \frac{1,75}{8,5 + Pr}\right) \frac{c}{16} \left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right) \left\{ \frac{Pr_T^{0,75} Pr^{0,25}}{4\sqrt{2}614^{0,75}} \times \right.$$

$$\times \left\langle \ln \left[ \frac{1}{64} + \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} + \sqrt{\frac{Pr_T}{614 Pr}} \right] + \right.$$

$$\left. + 2 \arctg \left( \frac{\frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}}}{\sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} - \frac{1}{64}} \right) \right\rangle + \frac{Pr_T}{8} \ln \left( 1 + 7 \frac{Pr}{Pr_T} \right) +$$

$$\left. + \frac{Pr_T}{16} \ln \left[ \frac{c \left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right) Re \frac{Pr_T}{32} + \frac{1}{Pr} c \left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right) Re}{1 + \frac{Pr_T}{Pr} \frac{1}{c \left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right) Re}} \right]^{-1} \right\}, \quad (16)$$

где  $Pr_T = 0,9$  и  $c = 0,2$  [7, 8].

Для определения уровня интенсификации теплообмена важнейшим показателем будет относительное число Нуссельта  $Nu/Nu_{гп}$ , поэтому осредненное число Нуссельта для гладкой трубы лучше определить аналогичным способом, т.е. вместо

$\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  подставить значение  $\left(\frac{\sqrt{k_0}}{w_x}\right) = 2\sqrt{\frac{\xi}{8}}$ . Подтвер-

ждением возможности применения формулы (16) для расчета осредненного теплообмена для гладкой трубы может служить то, что результаты расчета, проведенного по формуле (16), хорошо совпадают с результатами расчета теплообмена при турбулентном течении в трубах, полученными по формуле Диттуса—Боэлтера ( $Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$ ) [6].

Следовательно, для определения осредненного числа Нуссельта для труб с турбулизаторами следует

воспользоваться формулой (16), вместо  $\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  ставив значения  $\left(\frac{\sqrt{k}}{w_x}\right)$  из формулы (10), а значения  $\left(\frac{\sqrt{k_h}}{w_x}\right)$  — из формулы (7).

Учитывая вышеизложенное, окончательное выражение для относительного числа Нуссельта  $Nu/Nu_{гд}$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{Nu}{Nu_{гд}} = & \left\langle \frac{1}{t/h} \left[ 22,65 - 16,65 \cdot e^{-\frac{t-9}{16,65}} \right] \left[ \left( \frac{1 + \ln \left( \frac{h/R_0 \cdot Re \sqrt{\xi}}{10 \sqrt{8}} \right)}{(1-h/R_0)^2} - 1 \right) + 1 \right] \right\rangle \times \\ & \times \left\langle \frac{Pr_T^{0,75} Pr^{0,25}}{4\sqrt{2}614^{0,75}} \left\langle \ln \left[ \frac{1}{64} + \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} + \sqrt{\frac{Pr_T}{614 Pr}} \right] + 2 \operatorname{arctg} \left( \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} \right) \right\rangle + \right. \\ & + \frac{Pr_T}{8} \ln \left( 1 + 7 \frac{Pr}{Pr_T} \right) + \frac{Pr_T}{16} \ln \left[ \left( \frac{c \sqrt{\xi} Re}{16} + \frac{Pr_T}{Pr} \frac{1}{2c \sqrt{\xi} Re} \right) / \left( 1 + \frac{Pr_T}{Pr} \frac{1}{2c \sqrt{\xi} Re} \right) \right] \left. \right\rangle \times \\ & \times \left\langle \frac{Pr_T^{0,75} Pr^{0,25}}{4\sqrt{2}614^{0,75}} \left\langle \ln \left[ \frac{1}{64} + \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} + \sqrt{\frac{Pr_T}{614 Pr}} \right] + 2 \operatorname{arctg} \left( \frac{\sqrt{2}}{8} \sqrt[4]{\frac{Pr_T}{614 Pr}} \right) \right\rangle + \right. \\ & + \frac{Pr_T}{8} \ln \left( 1 + 7 \frac{Pr}{Pr_T} \right) + \frac{Pr_T}{16} \ln \left[ \frac{c \left( \frac{\sqrt{k}}{w_x} \right) Re}{32} + \frac{Pr_T}{Pr} \frac{1}{c \left( \frac{\sqrt{k}}{w_x} \right) Re} \right] / \left. \left( 1 + \frac{Pr_T}{Pr} \frac{1}{c \left( \frac{\sqrt{k}}{w_x} \right) Re} \right) \right]^{-1} \right. \end{aligned} \quad (17)$$

Таким образом, формула (17) позволяет определить интенсификацию теплообмена в форме относительного числа Нуссельта  $Nu/Nu_{гд}$  для труб с турбулизаторами в зависимости от относительной высоты  $h/R_0$ , относительного шага между турбули-

заторами  $t/h$  и режима течения теплоносителя (чисел Рейнольдса и Прандтля).

Теперь необходимо верифицировать полученные расчетные данные существующими экспериментальными данными.

С целью наиболее полной верификации полученных теоретических данных следует воспользоваться наиболее надежными эмпирическими соотношениями для труб с турбулизаторами, приведенными в [1]. Более того, в данной работе сравнение теории с экспериментом проводится не только с эмпирическими соотношениями, приведенными в [1], но и с конкретными опытными данными, представленными в [7, 8].

Сравнение теоретических и экспериментальных данных проводилось при изменении одного из определяющих геометрических параметров турбулизаторов при постоянстве остальных.

На рис. 2 приведены значения относительного числа Нуссельта  $Nu/Nu_{гл}$ , полученные расчетным и экспериментальным методами для воздуха при  $Re = 10^4$  при постоянном отношении шага между турбулизаторами к диаметру  $t/D = 1$ ;  $t/h = 14 \div 100$

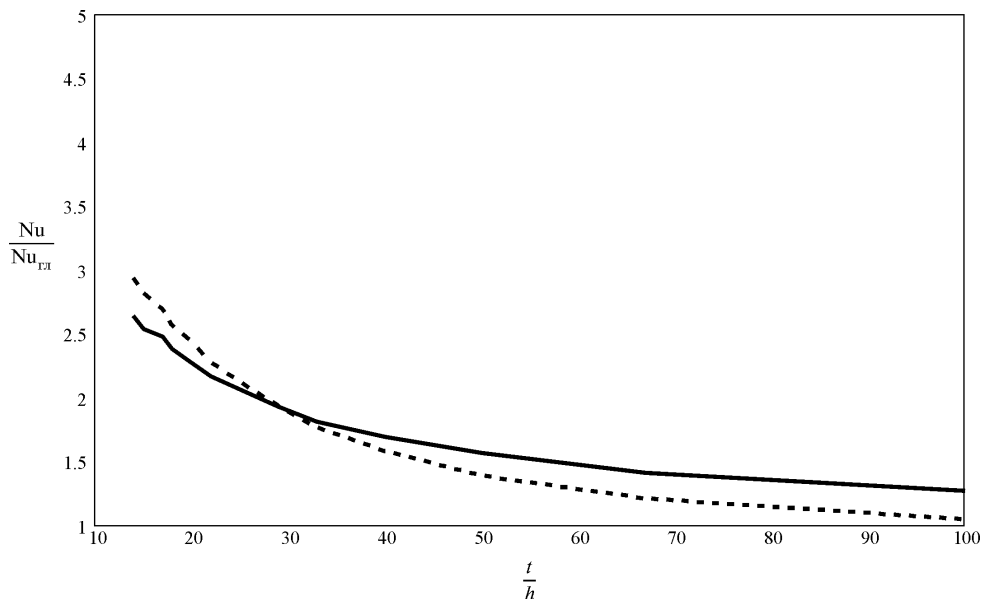


Рис. 2. Зависимость относительного числа Нуссельта для воздуха от относительного шага между турбулизаторами при  $t/D = 1$ ;  $d/D = 0,86, 0,98$  и  $Re = 10^4$ :

----- расчетная зависимость; \_\_\_\_\_ эмпирическая зависимость

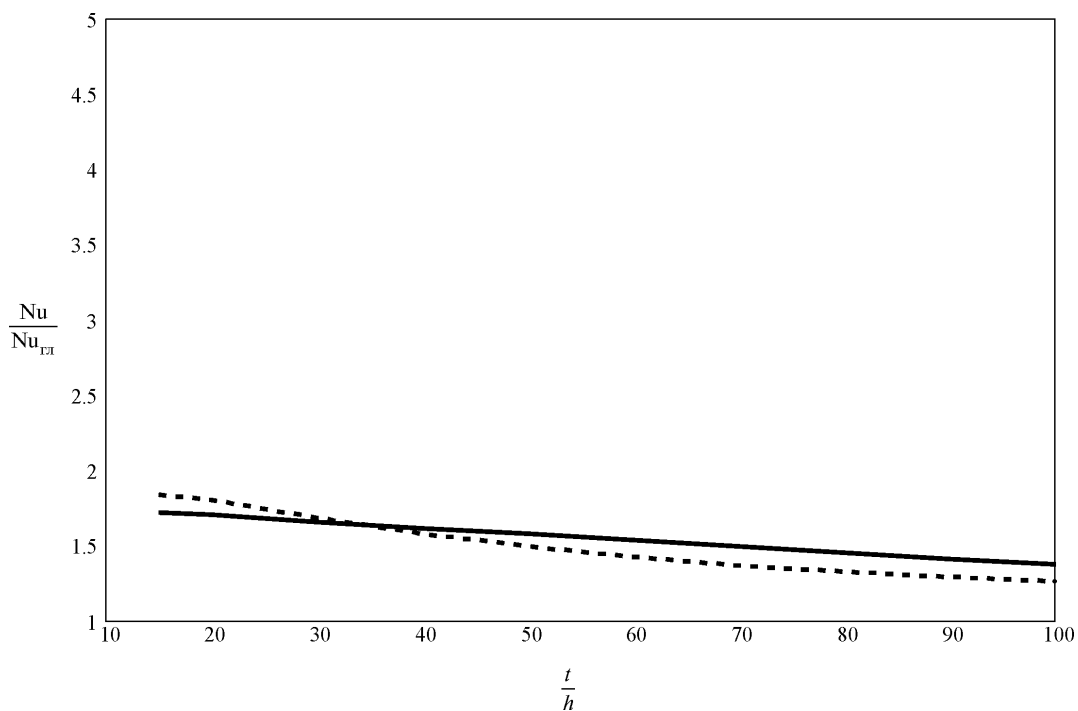


Рис. 3. Зависимость относительного числа Нуссельта для воздуха от относительного шага между турбулизаторами при  $d/D = 0,95$  и  $Re = 10^4$ :

----- расчетная зависимость; \_\_\_\_\_ эмпирическая зависимость

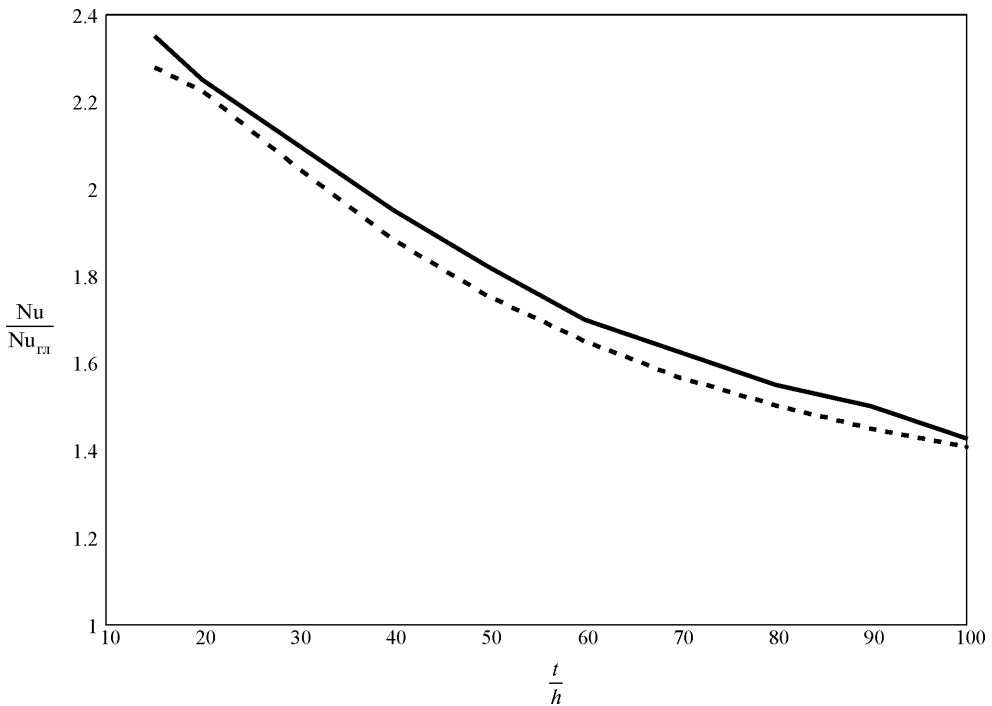


Рис. 4. Зависимость относительного числа Нуссельта для воздуха от относительного шага между турбулизаторами при  $d/D = 0,918$  и  $Re = 10^4$ :  
 - - - - - расчетная зависимость; \_\_\_\_\_ экспериментальная зависимость

( $d/D = 0,86 \div 0,98$ ). На рис. 3 отношения  $Nu/Nu_{GL}$  для воздуха при  $Re = 10^4$  приведены для постоянного соотношения  $d/D = 0,95$ ;  $t/h = 14 \div 100$ . На рис. 4 приведено сравнение теоретических значений  $Nu/Nu_{GL}$ , аналогично рис. 3, но при  $d/D = 0,918$ . На рис. 2, 3 теоретические данные, полученные в данной работе, сравниваются с экспериментальными, приведенными в [1] на основании эмпирических зависимостей, а на рис. 4 — с приведенными данными в [7, 8] на основании конкретных опытных данных.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных, представленное на рис. 2—4, показывает, что теоретические данные вполне удовлетворительно коррелируют с экспериментом, что подтверждает возможность применения окончательной формулы (17) для расчета уровня интенсификации теплообмена при применении труб с поверхностными периодически расположенными турбулизаторами потока при относительно малых высотах турбулизаторов для открытых впадин, когда в пространстве между турбулизаторами реализуются четко выраженные отрыв и присоединение турбулизованного потока.

**Выводы**

В представленном исследовании получена теоретическая модель на базе уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии, позволяющая

теоретическим способом определить интенсифицированный теплообмен при турбулентном течении в каналах с турбулизаторами для открытых впадин (где имеют место четко выраженные отрыв и присоединения турбулизованного потока) и относительно малых высот турбулизаторов.

Получена удовлетворительная корреляция расчетных данных с существующими независимыми экспериментальными данными. Следовательно, можно считать доказанным, что решение уравнения баланса турбулентной энергии для расчета теплообмена в каналах со сложной гидрогазодинамикой является прогрессивным направлением в теории интенсифицированного конвективного теплообмена, поскольку оно позволяет получить надежные расчетные методики в тех случаях, когда имеет место нарушение аналогии Рейнольдса.

**Summary**

A theoretical model is suggested to describe intensified heat exchange for turbulent flows within channels equipped with turbulence promoter. The model is based on balance equation for turbulent pulsating energy derived for open surface valleys with relatively small turbulence promoters. Heights of the promoters are comparable in this case with a thickness of a buffer area. Numerical simulation data are obtained for these conditions. These data correspond satisfactorily to existent experimental data.



**Библиографический список**

1. Эффективные поверхности теплообмена / Э.К.Калинин, Г.А.Дрейцер, И.З.Копп, А.С.Мякочин. — М.: Энергоатомиздат, 1998. — 408 с.

2. Лобанов И.Е. Моделирование предельного изотермического теплообмена при турбулентном течении в каналах за счет турбулизации потока на базе уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии // Проблемы газодинамики и тепло-массообмена в энергетических установках: Труды XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева. М.: Изд-во МЭИ, 2005. Т.1. С. 99—102.

3. Лобанов И.Е. Предельный теплообмен при турбулентном течении в каналах за счет турбулизации потока на базе уравнения баланса турбулентной пульсационной энергии // Труды Четвертой Российской национальной конференции по теплообмену. В 8 т. Т.2. Вынужденная конвекция однофазной жидкости. М.: Изд-во МЭИ, 2006. С. 191—194.

4. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974. — 712 с.

5. Webb R.L., Eckert E.R. and Goldstein R.J. Heat Transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness // Int. J. Heat Mass Transfer. 1971. Vol. 14. № 4. P. 601—617.

6. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.

7. Мугай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. — Л.: Энергия. Ленинградское отделение, 1980. — 144 с.

8. Мугай В.К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. — Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1987. — 263 с.

Московский авиационный институт  
Статья поступила в редакцию 14.11.2007