

Арсеньєва О.П.

**ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ СЕТЧАТО-ПОТОЧНОГО ТИПА**

В настоящей статье предложена полуэмпирическая модель турбулентного теплопереноса при движении жидкости в каналах пластинчатых теплообменных аппаратов. Данная модель базируется на аналогии Кармана и позволяет прогнозировать параметры теплообмена для турбулентного потока, основываясь на данных для коэффициента трения на основном гофрированном поле канала в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Прандтля. Приводится анализ адекватности модели путем сравнения с экспериментальными данными и данными из литературных источников.

**Введение.** При расчете теплообменных аппаратов часто пользуются аналогией переноса тепла и импульса при течении жидкости в каналах. Полуэмпирический анализ такой аналогии для турбулентного режима движения жидкости в гладких круглых трубах был впервые предложен Рейнольдсом [1], позже модифицирован Прандтлем [2] и Карманом [3]. Данная методика широко применялась на практике и получила дальнейшее развитие, что позволило получить более детальное описание физической картины процессов турбулентного теплообмена. Это позволило обобщить имеющиеся экспериментальные данные и расширить границы применения этих соотношений. Как пример, можно привести соотношение для теплопередачи в прямых трубах и каналах, основанное на аналогии Прандтля и предложенное Гнилинским [4]. Оно справедливо для турбулентного и переходного режимов движения жидкости и рекомендовано авторами последнего издания справочника инженера-химика Дж. Перри [5] для практического использования.

Пластинчатые теплообменные аппараты (ПТА) являются одним из типов современных высокоэффективных теплообменных аппаратов с интенсифицированным теплообменом. Их применение в промышленности экономит место, а также материал на их изготовление, увеличивает надежность и работоспособность в сравнении с традиционными кожухотрубными теплообменными аппаратами. Теплообменные процессы в ПТА проходят в каналах сложной геометрической формы, образованными пластинами, изготовленными штамповкой из тонкого листового металла. Форма гофрировки пластин определяет тепловые и гидравлические характеристики, а также эффективность теплопередачи во всем аппарате. Исследования теплообмена в каналах ПТА, доступные из литературы, обобщают данные в форме эмпирических корреляционных соотношений. В этих соотношениях влияние скорости жидкости и ее свойств обычно учитывается степенными функциями зависимостями от чисел Рейнольдса и Прандтля. Но общей функциональной зависимости не существует, а в литературе приведены различные формы таких функциональных зависимостей и прогнозируемый по ним характер влияния этих чисел различен и зависит от геометрии каналов и области экспериментальных условий.

Для обобщения данных по теплопередаче в каналах ПТА Мартин [6] использовал зависимость аналогии Левека, которая изначально была предложена для ламинарного потока. Позднее подобный подход применил Дович [7], который достаточно точно обобщил данные по теплопередаче различных авторов. Товажнянский и Капустенко [8] предложили модифицированную аналогию Рейнольдса для каналов ПТА, которая хорошо согласовывалась с их экспериментальными данными, полученными на моделях гофрированного поля канала ПТА. Одним из недостатков упомянутых обобщений было то, что в этих соотношениях влияние числа Прандтля учитывалось его введением как множителя в некоторой фиксированной степени (0.33 для уравнения Левека и 0.4 для модифицированной аналогии Рейнольдса). На самом деле, степень при числе Прандтля в эмпирических зависимостях для конкретных каналов ПТА в работах различных авторов изменяется в достаточно большом диапазоне, в основном от 0.3 до 0.5. Попытка использовать соотношение Гнилинского для каналов ПТА дала расхождение до 300 % с результатами экспериментов.

В настоящей статье предложена модификация аналогии Кармана для каналов ПТА, которая прогнозирует параметры теплообмена для турбулентного потока, основываясь на данных для коэффициента трения на основном гофрированном поле канала в широком диапазоне чисел Рейнольдса и Прандтля  $Pr \geq 1$ .

**Теоретическое обоснование.** Одна из вариаций аналогии Кармана для труб была предложена Лайоном [9]. Он вывел следующее соотношение:

$$\text{Nu}^{-1} = 2 \cdot \int_0^1 \frac{\left( \int_0^\xi \omega \cdot \xi \cdot d\xi \right)^2}{\left( 1 + \varepsilon \cdot \text{Pr} \cdot \frac{\nu_T}{\nu} \right) \cdot \xi} d\xi, \quad (1)$$

где  $\xi = R/R_0$  относительное расстояние от центра трубы;  $\omega = w/W$  – относительная скорость;  $w$  – местная скорость, м/с;  $W$  – средняя скорость, м/с;  $\nu$  – кинематическая вязкость, м<sup>2</sup>/с;  $\nu_T$  – турбулентная вязкость (вихревая диффузия импульса), м<sup>2</sup>/с;  $\varepsilon = \lambda_T / (c\rho) / \nu_T$  – отношение вихревой диффузии для тепла и импульса;  $\text{Pr}$  – число Прандтля  $\text{Pr} = c\rho\nu/\lambda$ ;  $c$  – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $\lambda$  – теплопроводность, Вт/(м·К).

Как было показано Лайоном [**Ошибка! Закладка не определена.**], уравнение (1) может быть использовано вне зависимости от режима потока в трубе, при корректно определенной скорости,  $\nu_T$  и распределениях  $\varepsilon$ . Метод использования уравнения (1) для турбулентного теплообмена в трубах, основанный на аналогии Кармана, представлен в книге Кутателадзе [10]. В нашем исследовании основные допущения этого метода взяты применительно к турбулентному потоку в каналах ПТА.

Предположим, что турбулентный поток может быть разделен перпендикулярно стенке канала ПТА на несколько частей: вязкий подслой, буферный слой и основной турбулентный поток. Для дальнейшего анализа важно определить относительную толщину слоев в сравнении с эквивалентным диаметром канала  $D_e$ . Для течений вблизи гладкой поверхности стенки распределение скоростей тесно связано с касательным напряжением на этой стенке  $\tau_w$ . Используя коэффициент общего гидравлического сопротивления единицы длины канала ПТА  $\zeta_S$ , среднее касательное напряжение на стенке может быть представлено в виде:

$$\tau_w = \frac{\zeta_S \cdot \psi \cdot \rho \cdot W^2}{F_x \cdot 8} = \zeta_\tau \cdot \frac{\rho \cdot W^2}{8}, \quad (2)$$

где  $\psi$  – доля потерь давления из-за трения в общей потере давления на основном гофрированном поле канала;  $F_x$  – коэффициент относительного увеличения площади поверхности стенки из-за гофрировки;  $\zeta_\tau$  – коэффициент трения единицы длины канала.

Соотношения для расчета  $\zeta_S$  и  $\psi$  в широком диапазоне геометрических параметров гофрировки были представлены в работе [11]. Оценка касательного напряжения на стенке для потока воды в каналах ПТА приведена в работе [12], где показано, что в эффективно работающих пластинчатых теплообменных аппаратах касательное напряжение на стенке может изменяться от 10 Па до 100 Па и даже больше. Введя безразмерную величину расстояния от стенки  $\eta$ , можно определить поперечную толщину буферного слоя (включая вязкий подслой) для подобных условий из следующего выражения (полагаем, что  $\eta = \eta_2 = 30$ ):

$$y = \eta \cdot \nu / (\tau_w / \rho)^{0.5}. \quad (3)$$

Для  $\tau_w = 10$  Па и воды при 50 °С параметр  $y_2 = 0.17$  мм уменьшается до  $y_2 = 0.05$  мм для  $\tau_w = 100$  Па. Толщина вязкого подслоя примерно в 5 раз меньше. Верхняя граница для безразмерного параметра оценивается от  $\eta_1 = 5$  до  $\eta_1 = 7$ . Принимая во внимание такую малую толщину обоих слоев, можно сделать вывод, что на этом участке:

1. Переменная  $\zeta$  очень близка к 1, изменяясь от 0.9 до 1.
  2. В сравнении с такими размерами поверхность пластин, образующих каналы ПТА, может быть рассмотрена как гладкая. Так как они штампуются из листового металла толщиной 0.4–0.5 мм, они должны обладать некоторым радиусом закругления, по меньшей мере, равным 1–1.5 мм без риска для качества металла.
  3. Учитывая это, при интегрировании внутреннего интеграла уравнения (1), большинство его составляющих находятся за зоной рассматриваемых слоев, и можно допустить, что для данного участка  $\omega = 1$ .
- Левая часть уравнения (1) может быть представлена как сумма интегралов в соответствии с разбиением потока на основной турбулентный поток, буферный слой и вязкий подслой. Каждый из этих интегралов представляет влияние соответствующего участка на теплоотдачу. Как показано в работе [**Ошибка! Закладка не определена.**], для  $\text{Pr} > 1$  основной перепад температуры происходит в буферном слое и вязком подслое. Это явление сме-

щастяє ближче к стенке канала с увеличением числа Прандтля, и роль теплоотдачи в основном потоке уменьшается. Учитывая этот факт, интеграл, соответствующий основному турбулентному потоку, можно определить, предположив, что его значение приблизительно равно тому, которое получено для ядра потока в гладкой трубе с таким же значением касательного напряжения на стенке и диаметром, равным эквивалентному диаметру канала. Предположив также, что  $v \ll v_T$ ,  $\omega = 1$  и что вихревая диффузия тепла и импульса во всех зонах потока одинакова ( $\varepsilon = 1$ ), можно записать уравнение (1) в следующем виде:

$$\text{Nu}^{-1} \approx \frac{1}{2} \cdot \left( \int_0^{\xi_2} \frac{\xi^3 d\xi}{\text{Pr} \cdot v_T/v} + \int_{\xi_2}^{\xi_1} \frac{d\xi}{1 + \text{Pr} \cdot v_T/v} + \int_{\xi_1}^1 \frac{d\xi}{1 + \text{Pr} \cdot v_T/v} \right). \quad (4)$$

Для определения турбулентной вязкости в турбулентном потоке в центральной части трубы ( $0 \leq \xi \leq \xi_2$ ) более точно, чем  $\omega = 1$ , необходимо определить распределение скорости. Можно использовать следующую логарифмическую зависимость скорости:

$$w = w^* \left( C_* + \frac{1}{\chi} \cdot \ln \frac{v^* \cdot y}{v} \right),$$

где  $w^* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ , м/с;  $C_*$  – постоянная;  $\chi$  – постоянная определяемая по экспериментальным данным для турбулентного потока в гладких трубах.

Принимая, что местное касательное напряжение равно турбулентному касательному напряжению и пропорционально расстоянию от центра  $\tau = \tau_w \cdot \xi$ , турбулентная вязкость может быть выражена как:

$$v_T = \frac{\tau_T}{\rho \cdot dw/dy} = \chi \cdot w^* \cdot y \cdot \xi.$$

Учитывая выражения (2) и (3), в безразмерной форме получаем:

$$v_T/v = \chi \cdot \text{Re} \cdot \sqrt{\zeta_\tau/32} \cdot (1 - \xi) \cdot \xi. \quad (5)$$

Подставляя уравнение (5) в первый интеграл выражения (4) и проинтегрировав его, получим выражение для теплоотдачи в основном турбулентном потоке:

$$I_T = \int_0^{\xi_2} \frac{\xi^3 d\xi}{\text{Pr} \cdot v_T/v} = \frac{\sqrt{32}}{\text{Pr} \chi \text{Re} \sqrt{\zeta_\tau}} \left[ \ln \left( \frac{\text{Re} \sqrt{\zeta_\tau}}{\eta_2 \sqrt{32}} \right) - \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\eta_2 \sqrt{32}}{\text{Re} \sqrt{\zeta_\tau}} \right)^2 - 1 + \frac{\eta_2 \sqrt{32}}{\text{Re} \sqrt{\zeta_\tau}} \right]. \quad (6)$$

Для оценки турбулентной вязкости в буферном слое канала ПТА ( $\xi_2 \leq \xi \leq \xi_1$ ), может быть использовано соотношение для значения логарифмической скорости, полученное для экспериментов для труб и турбулентных потоков вблизи гладких поверхностей:

$$w = w^* \left( C_*' + \frac{1}{\chi'} \cdot \ln \frac{v^* \cdot y}{v} \right),$$

где  $C_*'$  и  $\chi'$  – эмпирические константы для буферного слоя;  $\chi$  – константа, определенная по экспериментальным данным для турбулентного потока в трубах. Принимая, что местное касательное напряжение  $\tau$  в этом слое является суммой вязкого и турбулентного  $\tau_T$  касательных напряжений и приблизительно равно касательному напряжению стенки, турбулентная вязкость может быть представлена как:

$$v_T = \frac{\tau_w}{\rho \cdot dw/dy} - v \approx \chi' \cdot w^* \cdot y \cdot v.$$

Учитывая выражения (2) и (3) в безразмерной форме:

$$v_T/v \approx \chi' \cdot \text{Re} \cdot \sqrt{\xi_\tau/32} \cdot (1-\xi) - 1. \quad (7)$$

Подставляя уравнение (5) во второй интеграл выражения (4) и проинтегрировав его, получим выражение для теплоотдачи в буферном слое:

$$I_B = \int_{\xi_2}^{\xi_1} \frac{d\xi}{1 + \text{Pr} \cdot v_T/v} = \frac{\sqrt{32}}{\text{Pr} \chi' \text{Re} \sqrt{\xi_\tau}} \ln \left( \frac{1 + \text{Pr}(\chi' \cdot \eta_2 - 1)}{1 + \text{Pr}(\chi' \cdot \eta_1 - 1)} \right). \quad (8)$$

Третий интеграл уравнения (4) характеризует теплоотдачу в вязком подслое. При числах Прандтля значительно больших единицы наибольшие значения температурного градиента наблюдаются именно в этой области, смещаясь ближе к стенке с ростом числа Прандтля. Поэтому необходимо учесть турбулентные пульсации, проникающие из наружных слоев течения. Кутателадзе [Ошибка! Залка не определена.] предлагает учитывать это влияние, введя следующий коэффициент:

$$v_T/v \approx \beta \cdot \eta^3,$$

где  $\beta$  – эмпирический коэффициент пропорциональности, значение которого оценивается как  $\beta \approx 0.03$ . В соответствии с Кутателадзе [Ошибка! Залка не определена.], в третьем интеграле уравнения (4) для определения теплоотдачи, необходимо использовать другой эмпирический коэффициент  $\beta_T$ , и данный интеграл можно представить в следующем виде:

$$I_L = \int_{\xi_1}^1 \frac{d\xi}{1 + \text{Pr} \cdot v_T/v} = \frac{1}{\text{Re} \sqrt{\xi_\tau}} \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{1 + \text{Pr} \cdot \beta_T \cdot \eta^3}. \quad (9)$$

Аналитическое выражение для интеграла функции вида  $1/(a^3+x^3)$  является достаточно громоздким и длинным. Более приемлемым является численное интегрирование на компьютере. Приняты следующие значения для основных параметров турбулентной скорости и эмпирических коэффициентов в уравнении:  $\eta_2=30$ ;  $\eta_1=6.8$ ;  $\chi=0.37$ ;  $\chi'=0.2$ ;  $\beta_T= \beta/\eta_1^2$ . В результате получено следующее выражение для вычисления числа Нуссельта:

$$\text{Nu} = \frac{0.131 \cdot R_\xi \cdot \text{Pr}}{\ln \left( \frac{R_\xi}{760} \right) - \frac{14450}{R_\xi^2} + \frac{340}{R_\xi} + 1.85 \ln \left( \frac{1 + 5 \text{Pr}}{1 + 0.36 \text{Pr}} \right) + 2.52 \text{Pr} \cdot \varphi(\text{Pr})}, \quad (10)$$

где  $R_\xi = \text{Re} \cdot \sqrt{\frac{\xi_s \cdot \Psi}{F_x}}$ ;

$$\varphi(\text{Pr}) = \frac{1}{\eta_1} \cdot \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{1 + \text{Pr} \cdot \beta_T \cdot \eta^3} \approx \frac{1.14}{\eta_1} \cdot \text{Pr}^{-0.04} \cdot \arctg \left( \eta_1 \cdot \sqrt[3]{\text{Pr} \cdot \beta_T} \right). \quad (11)$$

Приведенное выше приближение решения интеграла отличается от численного не более чем на  $\pm 2$  % для  $3 \leq \text{Pr} \leq 10^4$  и не более чем -8 % для более низких значений числа Прандтля, вплоть до  $\text{Pr} = 0.69$ . Учитывая, что для таких значений числа Прандтля доля вязкого подслоя в общем сопротивлении теплоотдаче становится относительно меньше, чем других зон потока, приведенное приближение можно использовать с целью уменьшения времени вычислений на компьютере при решении многовариантных задач нелинейного программирования итерационными методами.

**Проверка адекватности модели и обсуждение результатов.** Для оценки адекватности уравнения (10) и проверки границ его применения, его решение необходимо сопоставить с экспериментальными данными по теплообмену в каналах различной геометрической формы. На рис. 1 представлены данные экспериментов на моделях каналов ПТА с различным размером гофр и углами их наклона, приведенные

в работе [Ошибка! Закладка не определена.]. Они сравниваются с прогнозом согласно выражению (10). Коэффициент общего гидравлического сопротивления единицы длины канала ПТА  $\zeta_s$  и доля перепада давления на трение в общей потере давления были определены по обобщенным уравнениям, представленным в этой работе. Числа Прандтля взяты из результатов экспериментов. Различие расчетных чисел Нуссельта от экспериментальных значений не превышает 15 % со среднеквадратичной погрешностью 6.5 %.

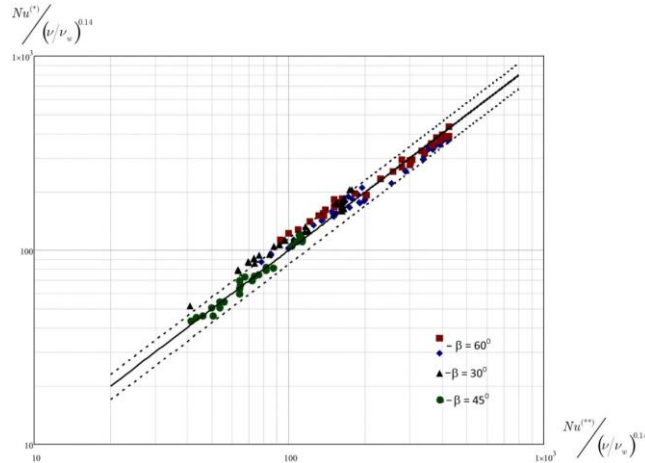


Рисунок 1 – Сравнение значений чисел Nu, полученных вычислением по выражению (10) (Nu(\*)) с экспериментальными значениями (Nu(\*\*))

Эксперименты, представленные на рис. 1, были проведены для воды в ограниченном диапазоне чисел Прандтля: от 1.9 до 7. Данные литературных источников по теплоотдаче в каналах ПТА приводятся в виде эмпирических соотношений с упоминанием диапазона изменения чисел Прандтля и без указания конкретных значений Pr для экспериментов. Капустенко и др. [13] предложили обобщенное выражение для расчета теплоотдачи, основанное на модифицированной аналогии Рейнольдса

$$Nu = 0.065 \cdot Re^{6/7} \cdot (\psi \cdot \zeta_s / F_x)^{3/7} \cdot Pr^{0.4} \cdot \left( \frac{v}{v_w} \right)^{0.14} \quad (12)$$

В этом выражении степень при числе Pr была принята равной 0.4 и сравнение с данными различных литературных источников проведено путем сопоставления расчетов для значения степени числа Pr в сравниваемом выражении с диапазоном изменения Pr, указанным в статьях. Отличия были не более  $\pm 15\%$ . На рис. 2 представлено сравнение результатов вычислений по формулам (10) и (12) при  $(v/v_w)=1$  и  $Pr = 1$ . Погрешность не превышает  $\pm 5\%$ . Можно сделать вывод, что выражение (10) прогнозирует влияние геометрии гофрировки на теплоотдачу с такой же точностью, как и уравнение (12).

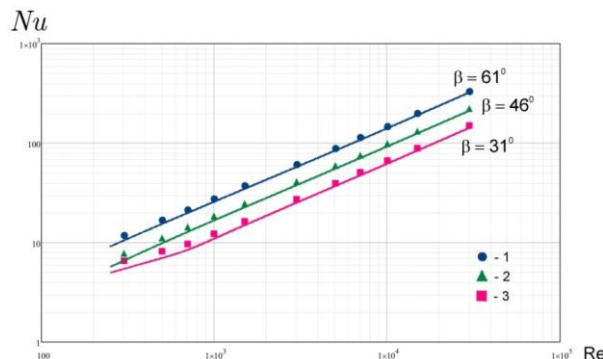


Рисунок 2 – Сравнение результатов вычислений по формулам (10) и (12) при  $(v/v_w)=1$  и  $Pr=1$ . (1, 2, 3 – расчеты по формуле (12); линии – расчеты по формуле (10))

Для оценки точности учета уравнением (10) влияния числа Прандтля на теплоотдачу проведено сопоставление расчета по этому уравнению для условий течения в гладких трубах с расчетом по уравнению Гнилинского [Ошибка! Залкадка не определена.]:

$$Nu = \frac{\zeta \cdot Pr \cdot (Re - 1000)}{8 \cdot \left[ 1 + 12.7 \cdot \sqrt{\zeta/8} \cdot \left( Pr^{2/3} - 1 \right) \right]} \quad (13)$$

Здесь  $\zeta$  – коэффициент гидравлического сопротивления трения в гладкой трубе, рассчитываемый по формуле:

$$\zeta = (0.79 \cdot \ln Re - 1.64)^{-2} \quad (14)$$

При сравнении расчетов в уравнении (10) принято  $\zeta_s = \zeta$ ;  $F_x = 1$ ;  $\psi = 1$ . Результаты сравнения представлены на рис. 3. Расчет по обеим формулам отличается не более чем на  $\pm 6\%$ . Это подтверждает достаточную для практических расчетов точность учета уравнением (10) влияния на теплоотдачу числа Прандтля, поскольку уравнение (13) подтверждено экспериментальными данными при числах Прандтля в диапазоне от 0.5 до  $10^5$ .

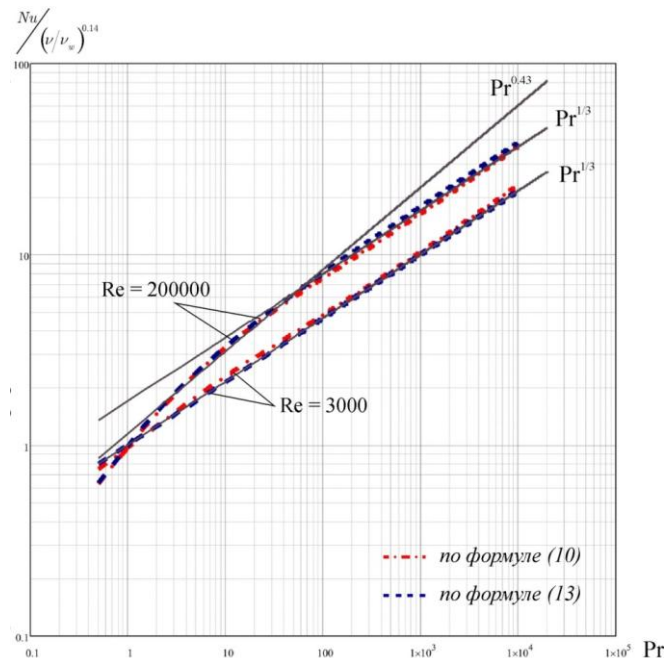


Рисунок 3 – Сравнение результатов вычислений по формулам (10) и (13) при  $(v/v_w)=1$ : 1 -  $Re=3000$ ; 2 –  $Re=200000$ ; сплошные кривые – расчет по уравнению (10); пунктир – расчет по уравнению (13)

Графики на рис.3 позволяют выполнить анализ влияния числа Прандтля на теплоотдачу в прямых гладких трубах и каналах при переходном и турбулентном режимах движения жидкостей в различных диапазонах изменения чисел Рейнольдса и Прандтля.

При развитом турбулентном режиме (кривая для  $Re=200000$  на рис. 3) для диапазона чисел Прандтля от 1 до 15 кривые хорошо аппроксимируются введением числа Прандтля в степени 0.4 в качестве множителя, как это сделано в формуле Нуссельта (см. Кутателадзе [Ошибка! Залкадка не определена.])). В известной формуле Михеева для этого диапазона чисел Прандтля использована степень 0.43. Для газов при числах Прандтля немного меньше единицы можно ожидать увеличение степени влияния числа Прандтля. При росте числа Прандтля больше 20 можно использовать степень 0.33 характерную для теплоотдачи при ламинарном режиме течения жидкости. Это объясняется смещением основного термического сопротивления теплопередаче в вязкий подслой (третий интеграл в уравнении (10)).

При сравнительно малых числах Рейнольдса (кривая для  $Re=3000$  на рис. 3, что соответствует переходному режиму течения в гладкой трубе) степень при числе Прандтля снижается до 0.33 для всего рассматриваемого диапазона его изменения. Это объясняется тем, что интенсивность турбулентного движения в основном потоке слабее и оказывает меньшее влияние на области с более выраженным ламинарным механизмом теплопереноса (буферный слой и вязкий подслой). Таким образом, при турбулентном режиме движения жидкости степень влияния числа Прандтля зависит не только от диапазона его изменения, но и от значения числа Рейнольдса, которое характеризует гидродинамическую обстановку в канале. Таким образом, точный учет влияния числа Прандтля в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса и Прандтля не возможен введением его в качестве множителя в какой-то фиксированной степени. Расчет должен вестись по уравнениям типа (10) или (13) с учетом влияния числа Рейнольдса.

Такой вывод имеет особое значение для каналов сетчато-поточного типа ПТА. До настоящего времени основной метод получения надежных критериальных уравнений для расчета промышленных аппаратов является проведение тепло-гидравлических испытаний опытно-промышленных образцов на экспериментальных стендах. Чаще всего в качестве рабочей среды используется вода с диапазоном изменения числа Прандтля 2–12. Чтобы вести расчет теплообменников для сред с отличающимися теплофизическими характеристиками (для газов  $Pr = 0.6 \div 0.8$ , для масел и вязких нефтепродуктов число Прандтля достигает 100 и более) необходима надежная экстраполяция полученных данных на другие условия. Уравнение (10) позволяет сделать это значительно точнее, чем введение числа Прандтля некоторой фиксированной степени в корреляционную зависимость.

**Заключение.** В каналах сложной геометрической формы пластинчатых теплообменных пластинчатых теплообменных аппаратов выполняется аналогия переноса тепла и импульса. Точность предложенного в данной статье уравнения (10), основанного на модификации аналогии Кармана подтверждена в результате сравнения с экспериментом и данными различных авторов. Уравнение позволяет рассчитать теплоотдачу при турбулентном движении жидкости в каналах ПТА в диапазоне чисел Прандтля от 0.5 до  $10^4$ . Это позволяет расширить диапазон расчетов сравнительно с ранее применявшейся методикой получения степенных корреляционных зависимостей. Уравнение может быть применено для расчета отдельных ПТА для химической и смежных отраслей промышленности, а также при оптимизации энергосберегающих рекуперативных систем с ПТА.

Автор благодарит Европейское сообщество за финансовую поддержку в рамках проектов EC INTHEAT (contract № FP7-SME-2010-1-262205) и EFENIS (contract № ENER-FP7-296003).

#### Литература

1. Reynolds O. On the extent and action of the heating surface for steam boilers. // Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society. – 1874. – Vol. 14. – p. 7.
2. Prandtl L. Bemerkung uber den warmeubergang im rohr. // Physikalische Zeitschrift. – 1928. – Vol. 29. – p. 487.
3. Th. Von Karman. The analogy between fluid friction and heat transfer. // Transactions of the ASME. – 1939. – Vol.61 (8). – pp. 705–710.
4. V. Gnielinski. Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. // Forschung im Ingenieurwesen. –1975. – Vol.41(1). – pp. 8–16.
5. Green D.W., Perry R.H., editors. Perry's Chemical Engineers Handbook, 8th edition. McGraw-Hill, New-York, 2008.
6. Martin H. Theoretical approach to predict the performance of chevron-type plate heat exchangers // Chemical Engineering and Processing. – 1996. – Vol. 35. – pp. 301-310.
7. Dović D., Palm B., Švaić S. Generalized correlations for predicting heat transfer and pressure drop in plate heat exchanger channels of arbitrary geometry // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2009. – Vol. 52. – pp. 4553-4563.

8. Tovazhnyansky L.L, Kapustenko P.A. Intensification of heat and mass transfer in channels of plate condensers. // Chem. Engineering Communications. – 1984. – Vol. 31(6). – p. 351–366.
9. R.N. Lyon. Liquid metal heat transfer coefficients. // Chemical Engineering Progress. – 1951. – Vol.47(2). – pp. 75–79.
10. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. // М.: Атомиздат. – 1979. – 416 с.
11. О.П. Арсеньева. Влияние геометрических параметров пластин и их гофрировки на тепло-гидравлические характеристики пластинчатых теплообменных аппаратов. Інтегровані технології та енергозбереження // Щоквартальний науково-практичний журнал. – Харків: НТУ "ХПІ". – 2012.– №2.– с. 68–75.
12. О.П. Арсеньева. Уменьшение образования отложений со стороны охлаждающей воды в пластинчатых теплообменных аппаратах промышленных предприятий. Вестник НТУ «ХПИ». – Харків: НТУ "ХПІ". – 2012.– № 10. – с. 13–28.
13. P. Kapustenko, O.Arsenyeva, O. Dolgonosova. The Heat and Momentum Transfers Relation in Channels of Plate Heat Exchangers. Chemical Engineering Transactions. – Volume 25. – 2011. – p. 357–362.

УДК 66.045.01

Арсеньева О.П.

#### **НАПІВЕМПІРИЧНА МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСУ ПРИ РУСІ РІДИНИ У КАНАЛАХ СІТЧАСТО-ПОТОКОВОГО ТИПУ**

У цій статті запропонована напівемпірична модель турбулентного теплопереносу при русі рідини в каналах пластинчастих теплообмінних апаратів. Дана модель базується на аналогії Кармана і дозволяє прогнозувати параметри теплообміну для турбулентного потоку, ґрунтуючись на даних для коефіцієнта тертя на основному гофрованому полі каналу в широкому діапазоні чисел Рейнольдса і Прандтля. Наводиться аналіз адекватності моделі шляхом порівняння з експериментальними даними і даними з літературних джерел.

Arsenyeva O.P.

#### **SEMI-EMPIRICAL MODEL OF TURBULENT HEAT TRANSFER FOR FLUID FLOW IN THE CHANNELS OF CRISS-CROSS FLOW TYPE**

This paper proposes a semi-empirical model of turbulent heat transfer for fluid flow in channels of plate heat exchangers. This model is based on the Karman analogy and predicts the parameters of heat transfer for turbulent flow, basing on data for the friction factor on the main corrugated field of the channel in a wide range of Reynolds and Prandtl numbers. The analysis of the adequacy of the model is done by comparison with experimental data and data from the literature.