

УДК 536.27 : 621.1.016

Теория и эксперимент интенсификации теплообмена для закрученного потока внутри трубы

И.Е.Лобанов, А.В.Дедов

Аннотация

Объектом исследования являются прямые круглые трубы со вставленной скрученной лентой, где осуществляется турбулентное движение теплоносителя.

Цель работы — теоретическое и экспериментальное исследование интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении теплоносителей с постоянными теплофизическими свойствами в прямых круглых трубах со вставленной скрученной лентой.

В результате исследования были получены решения для интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении теплоносителей в вышеуказанных каналах, более общие, чем существующие.

Полученные в данном исследовании решения верифицированы существующим и оригинальным экспериментальным материалом. Существующие решения являются частным случаем новых решений. Полученные экспериментальные данные отличаются оригинальностью. Реализованная теория позволяет точнее прогнозировать уровень интенсификации теплообмена, чем имеющаяся; теорию необходимо использовать при доводке существующих и разработке перспективных теплообменных аппаратов и устройств.

Применение разработанных расчётных методов интенсифицированного теплообмена позволит снизить металлоёмкость и габариты, а также температуру стенок перспективных теплообменных аппаратов с интенсифицированным теплообменом.

Ключевые слова

Закрученный поток; скрученная лента; теплообмен; интенсификация; математическое моделирование; эксперимент; турбулентное.

1. Интенсификация теплообмена при турбулентном течении в круглых трубах с ленточными закручивателями

Во многих областях техники широко применяются различного рода трубчатые теплообменные аппараты и теплообменные устройства, в которых, в результате интенсификации теплообмена, может быть достигнуто снижение их массогабаритных показателей при заданных значениях теплового потока, гидравлических потерь, расходов и температур теплоносителей. В рамках данного исследования под интенсификацией теплообмена понимаются применение закрутки потока при установке ленточного закручивателя в прямых круглых трубах [1—3].

Данный метод отличается технологичностью.

Возможна комбинированная интенсификация теплообмена: вставка скрученной ленты в трубу с накаткой [4]; к недостаткам последней следует отнести слишком высокий опережающий рост гидравлического сопротивления канала по сравнению с ростом теплообмена.

К недостаткам метода закрутки всего потока по сравнению с применением дискретных, поверхностно расположенных турбулизаторов потока, исследование которых наиболее полно представлено в [5] — с экспериментальной, а в [6] — с теоретической точек зрения соответственно, является то, что турбулизации подвергается полностью весь поток, в то время как при использовании турбулизаторов — только пристенный слой, что обеспечивает более выгодное соотношение роста теплообмена по сравнению с ростом гидросопротивления.

Основное преимущество закрутки потока скрученной ленты по сравнению со шнеком заключается в том, что лента не перегораживает трубу полностью, как шнек, поэтому она закручивает весь поток: от оси до стенки. Кроме того, вставки типа шнек требуют гораздо большего количества металла и обладают повышенной опасностью заноса и загрязнения [1].

С точки зрения теории предельного интенсифицированного теплообмена [6—7] преимущество скрученной ленты по сравнению со шнеком заключается в том, что вставка шнека превращает круглую трубу в кольцевой канал, в котором предельная интенсификация ниже, чем в прямых круглых трубах, что теоретически доказано в [6—7].

Рассматриваемый случай представляет собой поток с т.н. постоянной непрерывной закруткой по всей длине трубы, т.к. кроме него применяется закрученный затухающий поток по длине трубы (локально расположенные закручиватели потока) [1]. Постоянная закрутка

потока обеспечивает постоянство при фиксированном угле закрутки ($\psi = \arctg(w_\theta/w_x)$),

где w_θ , w_x — тангенциальная и осевая составляющие скорости закрученного потока соответственно). Степень интенсификации теплообмена зависит как от конструктивных парамет-

ров закручивающих устройств, так и от гидродинамических и тепловых условий процесса теплообмена. Применение ленточных закручивателей потока с постоянной закруткой в прямых круглых трубах позволяет довольно существенное — до $(20\div 30)\%$ — повысить теплосъём при равных потерях на гидросопротивление [1—2]. Сложность протекания процесса интенсифицированного теплообмена при применении ленточных закручивателей обуславливает преимущественно экспериментальное его исследование. Имеются многочисленные экспериментальные работы, список которых приведён, например, в [1—3], как для воздуха и воды, так и для трансформаторного масла, для которого применение ленточных закручивателей потока высокоэффективно. Следовательно, очень важным представляется теоретическое решение вопроса о влиянии числа Прандтля в широком диапазоне его изменения на интенсифицированный теплообмен в трубах с ленточными завихрителями. Экспериментальные данные по теплообмену справедливы только для определённого вида течений и типоразмеров скрученной ленты, на которых были проведены эти исследования, а расчётные методы исследования интенсификации теплообмена при турбулентном течении в трубах разработаны ещё недостаточно, на что указывается, например в [1—4], они опираются на упрощённые модели сложных физических явлений, принимаемые при этом допущения приводят к значительному расхождению с опытными данными.

В связи вышеизложенным, необходима разработка новых, более точных, чем существующие, теоретических методов исследования интенсификации теплообмена при применении ленточных закручивателей потока.

2. Математическое моделирование гидравлического сопротивления в круглых трубах с ленточными завихрителями при турбулентном течении

Математическое моделирование теплообмена в круглых трубах с ленточными закручивателями следует начать с детерминирования средних скоростей на внешней границе турбулентного пограничного слоя трубы и в канале, ограниченном стенкой трубы и поверхностью скрученной ленты, поскольку они будут существенным образом отличаться от аналогичных параметров в круглой трубе без ленты.

Существующие экспериментальные данные показывают, что в круглых трубах с ленточными завихрителями (а также в кольцевых каналах со шнековыми завихрителями) поле скоростей в ядре потока имеет спиральный характер и соответствует т.н. вынужденному

вихрю (квazitвёрдое вращение со скоростью $w_\theta = \frac{2\pi R}{H} \overline{w}_x$, где H — полный шаг ленточного закручивателя, R — текущий радиус круглой трубы, \overline{w}_x — средняя осевая скорость), наложенному на практически равномерное осевое течение.

У стенки скорость на внешней границе тангенциального гидродинамического пограничного слоя будет равна

$$w_\theta^{\max} = \frac{2\pi R_0}{H} \overline{w}_x \quad (R_0 \text{ — радиус круглой трубы}).$$

Детерминирование потерь на трение производится из допущения, что диссипация энергии происходит преимущественно только у стенки, а в ядре потока, в связи с квazitвёрдым вращением, диссипация энергии настолько мала, что ею можно пренебречь.

Энергия генерации вынужденного вихревого движения может быть определена независимым образом.

На внешней границе пограничного слоя результирующая скорость будет равна:

$$w_0 = \sqrt{(w_\theta^{\max})^2 + (\overline{w}_x)^2} = \overline{w}_x \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H}\right)^2}.$$

(1)

А на внешней границе пограничного слоя на скрученной ленте результирующая скорость составит:

$$\begin{aligned} w_1 &= \frac{1}{R_0} \int_0^{R_0} \overline{w}_x \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H}\right)^2} dR = \\ &= \overline{w}_x \pi \frac{R_0}{H} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0}\right)^2} + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0}\right)^2 \ln \left(2\pi \frac{R_0}{H} + \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H}\right)^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Осреднённая скорость на внешней границе пограничного слоя в канале, ограниченном внутренней стенкой трубы и поверхностью скрученной ленты, детерминируется в соответствии с долями вышеуказанных поверхностей:

$$\overline{w} = \frac{\pi}{1 + \frac{\pi}{2}} \overline{w}_x \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H}\right)^2} + \right.$$

$$+ \frac{R_0}{H} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2} + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2 \ln \left(2\pi \frac{R_0}{H} + \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} \right) \right] \Bigg\}.$$

(3)

Экспериментальные данные [1—2] показывают, что осевое поле скоростей в ядре потоке практически равномерно, поэтому вполне справедливым будет допущение $w_\theta^{\max} = \overline{w_x}$. В данном случае рассматривается постоянная закрутка потока по всей длине трубы, поэтому можно его принять как развитое стабилизированное течение. Анализ существующих многочисленных экспериментальных данных, приведённых в [1—3], позволяет постулировать эквивалентность профилей полных обобщённых скоростей для закрученных и незакрученных потоков. Этот результирующий профиль скорости пограничного слоя, на внешней границе которого скорость выражается формулой (3), так же, как и при обычном турбулентном течении в круглых прямых трубах, будет логарифмическим или степенным, т.к. характеристики вышеупомянутого профиля выражаются теми же факторами, а разница между толщинами осевого и тангенциального пограничных слоёв пренебрежимо мала. Следовательно, можно считать, что сопротивление трению в закрученном потоке эквивалентно сопротивлению трению в прямолинейном потоке, если в качестве характерной скорости принять среднюю полную скорость закрученного потока (см. (3)), а среднюю длину эквивалентного канала детерминировать как спрямлённую длину по средней линии тока на внешней границе пограничного слоя. Линии тока вышеуказанного результирующего движения имеют спиральный характер, а средняя их длина L может быть детерминирована следующим образом:

$$L = l \frac{\pi}{1 + \frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} + \right. \\ \left. + \frac{R_0}{H} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2} + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2 \ln \left(2\pi \frac{R_0}{H} + \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} \right) \right] \right\},$$

(4)

или

$$L = z \cdot l,$$

(5)

где l — длина трубы.

Иными словами, в этих условиях такому спиральному движению с точки зрения детерминирования гидравлического сопротивления эквивалентно обычное турбулентное движение в круглой прямой трубе при средней скорости, определяемой выражением (3), при предположении $\overline{w_x} = w_0^{\max}$, при длине трубы L и характерном размере $DЭ$ — эквивалентном диаметре канала. Сопротивление трению такого течения детерминируется следующим выражением (ρ — плотность теплоносителя):

$$\xi_{TP} \frac{l}{D_э} \frac{\rho \overline{w_x}}{2} = 0,184 \text{Re}^{-0,2} z^{-0,2} \frac{\rho \overline{w_x}}{2} z^2 \frac{l}{D_э} z, \quad (6)$$

или

$$\xi_{TP} = 0,184 \text{Re}^{-0,2} z^{2,8} = 0,184 \text{Re}^{-0,2} \left\langle \frac{\pi}{1 + \frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{R_0}{H} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2} + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2 \ln \left(2\pi \frac{R_0}{H} + \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} \right) \right] \right\} \right\rangle^{2,8}. \quad (7)$$

Коэффициент сопротивления вихревого смешения ξ_{BC} детерминируется из условия обмена осевым количеством движения между ядром потока и пограничным слоем по периметру трубы. Вышеуказанное вихревое смешение связано с вторичными течениями и наличием дополнительной довольно сложной системой вихрей [1—3], вызванными взаимодействием закрученного потока с закрученной лентой, что вызывает дополнительное смешение теплоносителя пограничного слоя с ядром потока, дополнительную турбулизацию и приводит к увеличению гидравлического сопротивления.

Теплоноситель из осевого пограничного слоя, обладающей невысокой скоростью, вносится в ядро потока, вызывая его торможение, что эквивалентно обмену осевым количеством движения. Запишем уравнение баланса импульсов:

$$\Delta p_{BC} \frac{\pi D^2}{4} = 2 \int_0^{R_0} (w_x^{\max} - w_x) \frac{dM}{g}, \quad (8)$$

где $M = \rho w_0 LR$ — массовый расход тангенциальной составляющей скорости для половины трубы; g — ускорение свободного падения.

После соответствующих подстановок профилей тангенциальной составляющей для всех подслоёв, получим [2]:

$$\xi_{BC} = \frac{0,199}{\text{Re}} \left(\frac{D}{H} \right) \left(1125 \cdot \ln \frac{\text{Re} \sqrt{\xi}}{2} - 3170 \right), \quad (9)$$

где $\xi = \xi_{TP} + \xi_{BC}$ — коэффициент гидравлического сопротивления в канале.

Т.о., коэффициент гидравлического сопротивления в канале ξ детерминируется из решения следующего нелинейного уравнения:

$$\xi = \frac{0,199}{\text{Re}} \left(\frac{D}{H} \right) \left(1125 \cdot \ln \frac{\text{Re} \sqrt{\xi}}{2} - 3170 \right) + 0,184 \text{Re}^{-0,2} \left\langle \frac{\pi}{1 + \frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} + \frac{R_0}{H} \left[\sqrt{1 + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2} + \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{H}{R_0} \right)^2 \ln \left(2\pi \frac{R_0}{H} + \sqrt{1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2} \right) \right] \right\} \right\rangle^{2,8}. \quad (10)$$

Сравнение расчётных значений коэффициента гидравлического сопротивления ξ в канале со скрученной лентой с экспериментальными данными при классических граничных условиях для воздуха и воды [1—2] показало, что теория хорошо коррелирует с имеющимися экспериментальными данными по гидравлическому сопротивлению в трубах с ленточными закручивателями в широком диапазоне чисел Рейнольдса и относительных шагов скрученной ленты H/D при разных числах Прандтля.

Для расчёта полного коэффициента гидравлических потерь следует учесть потери на начальное создание вынужденного вихревого течения (создание вихря), которые детерминируются, исходя из условия, что вся кинетическая энергия вращательного движения представляет собой потери. При равномерной по сечению плотности теплоносителя можно записать:

$$\frac{\Delta p_{CB}}{\rho} = \frac{4}{\pi D^2 \rho dx} 2 \int_0^{R_0} \frac{\pi R dR dx \rho w_0^2}{g}. \quad (11)$$

Коэффициент сопротивления на начальное создание вынужденного вихревого течения детерминируется из использованного условия вынужденного вихревого течения W_θ и определения для средней осевой скорости $\overline{W_x}$:

$$\xi_{CB} = \left(\frac{D_\varepsilon}{l} \right) \left(\frac{\pi^2}{2} \left(\frac{D}{H} \right)^2 \right).$$

(12)

Коэффициент полного гидравлического сопротивления в трубе с ленточным закручивателем будет равен сумме коэффициентов сопротивления трения, сопротивления вихревого смещения и сопротивления генерации начального вынужденного вихревого течения:

$$\xi_\Sigma = \xi_{TP} + \xi_{BC} + \xi_{CB}.$$

(13)

Учёт сопротивления на начальное создание вынужденного вихревого течения особенно актуален при исследовании полного гидравлического сопротивления в трубе с ленточным закручивателем для коротких каналов, т.е. в каналах с малыми значениями параметра l/D_ε .

Сравнение расчётных значений коэффициента полного гидравлического сопротивления ξ_Σ в канале со скрученной лентой с экспериментальными данными при классических граничных условиях для воздуха [1] приведено на рис. 1. Как видно из рис. 1, теория очень хорошо коррелирует с имеющимися экспериментальными данными по полному гидравлическому сопротивлению в трубах с ленточными закручивателями в широком диапазоне определяющих параметров.

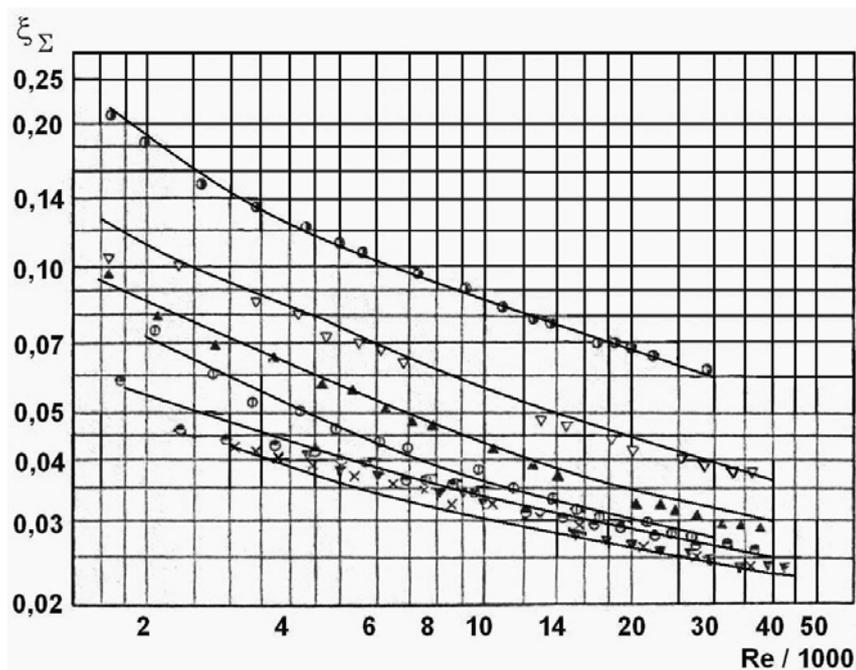


Рис. 1. Сравнение расчётных значений коэффициента полного гидравлического сопротивления ξ_{Σ} в трубе со скрученной лентой с экспериментальными данными при классических граничных условиях в широком диапазоне определяющих параметров: \bullet — $H/D=3,5$; ∇ — $H/D=5$; \blacktriangle — $H/D=7$; \circ — $H/D=12$; \ominus — $H/D=20$; \blacktriangledown — без ленты; \times — $H/D=\infty$ (прямая полоса).

Следовательно, теоретические данные, полученные в рамках данной работы, достаточно хорошо коррелируют с имеющимися экспериментальными данными по гидравлическому сопротивлению в каналах с ленточными закручивателями потока при классических граничных условиях для довольно широкого диапазона определяющих параметров, перекрывающий существующий экспериментальный [1—2].

Данный теоретический подход к исследованию гидравлического сопротивления в трубах со скрученной лентой при классических граничных условиях в дальнейшем применим к исследованию гидросопротивления для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8].

Для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8] сравнение расчётных значений для гидросопротивления с экспериментом удобнее всего осуществлять для потерь давления в трубе Δp , содержащей скрученную ленту, в зависимости от массового расхода G при $T_f=20^\circ\text{C}$ для разных отношений H/D (для труб без ленты расчёт производился, исходя из формулы Филоненко; выбор определяющих параметров описывает-

ся в следующей главе, а также, более подробно, в [3, 8]). Анализ показал, что соответствие между теоретическими и экспериментальными данными хорошее.

Таким образом, представленные теоретические данные в достаточной степени хорошо коррелируют с имеющимся экспериментальным материалом по гидравлическому сопротивлению в каналах с ленточными закручивателями потока при турбулентном течении как при классических граничных условиях [1—2], так и для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8] для достаточно широкого диапазона определяющих параметров, перекрывающий имеющийся экспериментальный диапазон.

3. Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления и теплообмена в круглых трубах с ленточными завихрителями

Экспериментальная установка описана в [3, 8]. Данная экспериментальная установка позволяет моделировать условия штатной работы твэлов приемников мощных пучков в системах инъекции термоядерных установок. Нагрев горизонтально расположенной мишени осуществлялся в вакуумной камере с рабочим давлением 10—3 Па сканирующим пучком электронов, генерируемым электронной пушкой с ускоряющим напряжением 50 кВ и токами до 250 мА, а охлаждение сильно недогретым потоком дистиллированной воды. Установка включает в себя следующие основные элементы: систему нагрева (электронная пушка), гидравлическую и вакуумную системы, автоматизированный измерительный комплекс, систему сбора и обработки информации. Конструкция одного из рабочих участков, использованного в опытах, представлена на рис. 2. Используется обогреваемая медная мишень 1. Участок включался в гидравлический контур посредством тонкостенных трубок-держателей 2 из нержавеющей стали, обеспечивающих гидродинамическую стабилизацию потока и препятствующих осевым растечкам тепла от мишени. Внутри участка и трубок-держателей размещалась по свободной посадке скрученная лента 3 из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. В соответствии с разработанной методикой проведения эксперимента [3, 8] в мишень рабочего участка впаяны высокотемпературным припоем пять кабельных хромель-алюмелевых термопар Т1÷Т5 с диаметром кабеля 0,3 мм. Корольки термопар располагались в центральном сечении мишени. В гидравлический контур рабочий участок включался посредством переходников 4. Фторопластовые втулки 5 обеспечивают электрическую изоляцию рабочего участка от гидравлического контура. Дополнительные отборы давления 6 позволяют проводить измерения потерь давления на нагреваемой мишени. Схема размещения термопар имеется на рис. 2.

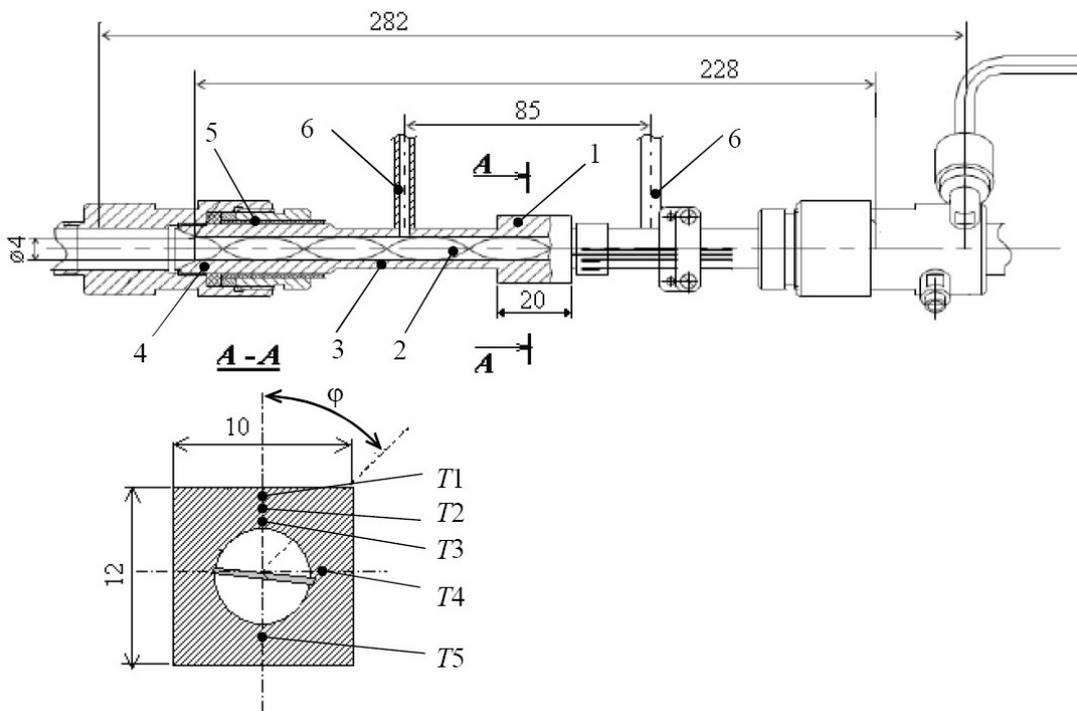


Рис. 2. Схема одного из рабочих участков для экспериментального исследования однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8].

Массив опытных данных получен в следующем диапазоне параметров потока воды: давление $p = 1,0$ и $2,0$ МПа, массовая скорость $\rho w = 340 \div 11000$ кг/(м²с), температура воды на входе $T_f = 20 \div 60$ °С, отношения $H/D = 3,5 ; 4,8 ; 8,1 ; 8,5 ; 12,6 ; \infty$ (прямая лента). Для сравнительного анализа в качестве контрольных данных использовались результаты измерений на этой же трубе без вставки. В условиях одностороннего нагрева при обобщении опытных данных о теплоотдаче существенным оказывается выбор определяющей температуры $T_{отн}$ для чисел подобия. Для числа Nu , которое вычисляется по локальному коэффициенту теплоотдачи и гидравлическому диаметру d_g , коэффициент теплопроводности жидкости определяется по температуре стенки в лобовой точке внутреннего периметра трубы T_o .

Число Рейнольдса рассчитывалось как $Re = ((G/F)d_g)/\mu$, где F - проходное сечение канала. Коэффициент динамической вязкости μ при температуре скрученной ленты в условиях одностороннего интенсивного нагрева в несколько раз отличается от вязкости при температуре стенки T_o . Выбор определяющей температуры для расчета μ — на осреднении температуры по внутреннему периметру винтового канала. Если температура стенки трубы T_o , а температура скрученной ленты равна среднemasсовой температуре жидкости T_f , то в соответствии с долями внутреннего периметра средняя температура стенки будет

$T_c = (\pi T_o + 2T_f) / (\pi + 2)$. Коэффициент динамической вязкости определяется по средней температуре пограничного слоя $T_{отн} = (T_c + T_f) / 2 = 0,31T_o + 0,69T_f$. Данный выбор справедлив, т.к. перенос импульса зависит от соотношения инерционных и вязкостных сил на всем периметре канала. Наиболее полное описание эффективных параметров, использованных при обработке эксперимента для однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве приводится в [3, 8].

4. Математическое моделирование интенсифицированного теплообмена в круглых трубах с ленточными завихрителями при турбулентном течении

Рассмотренные при моделировании гидравлического сопротивления при турбулентном течении в трубах с ленточными закручивателями потока эффекты указывают на то, что турбулизация закрученного потока наступает раньше (при более низких числах Рейнольда), чем при обычном турбулентном течении, т.к. при данной среднерасходной скорости эффективная скорость больше и имеет место процесс вихревого смешения. Вышесказанное существенно интенсифицирует теплообмен за счёт более ранней турбулизации потока (потеря устойчивости наступает ранее). Подобные эффекты наблюдаются и при применении труб с дискретными турбулизаторами потока [5—7]. Суммарный теплоперенос в данном случае осуществляется за счёт соответствующих эффектов течения в пограничном слое на стенке трубы, обмена энергией, вызываемого вихревым смешением. Главная роль в вихревом смешении обуславливается вязким и буферным подслоями, а дефект энергии в области ядра потока незначителен, поэтому конвективный тепловой поток из пограничного слоя в ядро потока за счёт вихревого смешения для каждой половины трубы примет вид:

$$dQ_{BC} = \rho c_p d\dot{m}(T - T_{max}), \quad (14)$$

где $d\dot{m} = \rho w_\theta dx dR$. Т.к. $dy = -dR$ и $w_\theta = \frac{2\pi R}{H} \overline{w_x}$, получим для всей трубы:

$$dq_{BC} = \frac{dQ_{BC}}{\pi R_0 dz} = \frac{\rho c_p dm(T - T_{maz})}{\pi R_0 dz} = \frac{2\rho c_p \overline{w_x} \left(T_w - T_{max} - \Delta \overline{T} \frac{q}{\rho c_p w_*} \right) y dR}{\delta H}, \quad (15)$$

где T_{max} и T_w — максимальная температура в канале и температура стенки соответственно; δ — толщина теплового пограничного слоя.

Таким образом,

$$q_{BC} = \int_{\eta=0}^{\eta=30} dq_{BC} = \rho c_p \overline{w_x} (T_w - T_{maz}) \frac{\delta}{H} - \frac{2\overline{w_x} q_w}{\delta H w_*^3} \int_{\eta=0}^{\eta=30} \Delta \overline{T} \eta d\eta, \quad (16)$$

где $\eta = uw^*/\nu$ — безразмерная координата. После подстановки выражения для скорости трения ($w_* = \overline{w_x} \sqrt{\xi/8}$) и т.к. значение δ на внешней границе переходной области равно 30, получим:

$$q_{BC} = \frac{30\sqrt{2}\rho c_p \nu}{H \sqrt{\frac{\xi}{4}}} (T_w - T_{maz}) - \frac{q_w \nu}{7,5\overline{w_x} \frac{\xi}{4} H} \int_0^{30} \Delta \overline{T} \eta d\eta. \quad (17)$$

Расчёт интеграла в правой части выражения (17) проводится с учётом турбулентной теплопроводности в вязком подслое, как и в работах [1, 6], изменяющейся по закону "четвёртой степени". Для температурного напора в пограничном слое будем иметь следующие соотношения:

$$\Delta \overline{T} \Big|_{\eta=0}^{\eta=5} = \text{Pr} \int_0^{\eta} \frac{d\eta}{1 + \frac{\beta}{\eta_1^3} \eta^4}; \quad (18)$$

$$\Delta \overline{T} \Big|_{\eta=5}^{\eta=30} = \text{Pr} \int_0^5 \frac{d\eta}{1 + \frac{\beta}{\eta_1^3} \eta^4} + 5 \text{Pr} \int_0^5 \frac{d\eta}{5 + \text{Pr} \eta - 5 \text{Pr}}, \quad (19)$$

где $\beta=0,032$ и $\eta_1 = 5$ — константы.

Интеграл в выражении (17) примет нижеприведённый вид, который решается в рамках данного исследования точным аналитическим образом, в отличие от предыдущих работ, в которых использовались приближённые зависимости [1, 2], что позволило повысить точ-

ность решения задачи о теплообмене при турбулентном течении в трубах с ленточными закручивателями:

$$\begin{aligned}
\int_0^{30} \Delta \bar{T} \eta d\eta &= \text{Pr} \int_0^5 \eta d\eta \int_0^\eta \frac{d\eta}{1 + \frac{\beta}{\eta_1^3} \eta^4} + 5 \text{Pr} \int_5^{30} \eta d\eta \int_0^\eta \frac{d\eta}{5 + \text{Pr} \eta - 5 \text{Pr}} + \text{Pr} \int_5^{30} \eta d\eta \int_0^5 \frac{d\eta}{1 + \frac{\beta}{\eta_1^3} \eta^4} = \\
&= \frac{\text{Pr}}{\sqrt{2}} \sqrt[4]{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}} \left[\frac{1}{2} \left(225 + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}} \right) \ln \left(\frac{25 + 5\sqrt{2} \sqrt[4]{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}} + \sqrt{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}}}{25 - 5\sqrt{2} \sqrt[4]{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}} + \sqrt{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}}} \right) + \right. \\
&+ \left. \left(225 - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}} \right) \left(\arctg \left(1 + \frac{5\sqrt{2}}{\sqrt[4]{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}}} \right) - \arctg \left(1 - \frac{5\sqrt{2}}{\sqrt[4]{\frac{\eta_1^3}{\text{Pr} \beta}}} \right) \right) \right] + \\
&+ \frac{125}{4} \frac{1}{\text{Pr}^2} \left[\ln(1 + 5 \text{Pr}) (70 \text{Pr}^2 + 4 \text{Pr} - 2) - (45 \text{Pr} - 10) \text{Pr} \right] \tag{20}
\end{aligned}$$

Детерминирование теплового потока, связанного с трением, проводится аналогично потерям на трение на основе классических зависимостей для прямых круглых труб, а также по эффективной скорости. В работе [1] представлено доказательство, основанное на аналогии Рейнольдса, того, что теплообмен, связанный с трением, закрученного потока в трубе, детерминируется по зависимостям для прямолинейного движения осевой скорости на полную скорость. Эффективная скорость на внешней границе пограничного слоя в трубе и результирующая средняя скорость детерминируется вышеприведённым соотношением:

$w_0 = \overline{w_x} \sqrt{1 + 4\pi^2 (R_0/H)^2}$. Оценка роли в теплообмене для закрученного потока внутри трубы осевых и тангенциальных в пристеночных течениях проводится на основе модифицированной аналогии Рейнольдса и аналогии Колбурна, аналогично работе [2].

Подытоживая, для суммарного теплового потока будем иметь:

$$q = \left(\rho c_p v \frac{30\sqrt{2}}{H\sqrt{\frac{\xi}{4}}} (T_w - T_{maz}) + \frac{\text{Nu}_{TP}\lambda}{D_{\text{э}}} (T_w - \bar{T}) \right) / \left(1 + \frac{D_{\text{э}}}{H \cdot 7,5 \text{Re}} \int_0^{30} \Delta \bar{T} \eta d\eta \right).$$

(21)

Значение Nu_{TP} в выражении (21) детерминируется, в соответствии с вышеприведённым анализом, по зависимостям для обычного турбулентного прямолинейного движения, где число Рейнольдса Re определяется по эффективной скорости.

Для детерминирования числа Нуссельта для турбулентного течения в трубах с ленточными закручивателями необходимо знать значение $(T_w - T_{\max}) / (T_w - \bar{T})$, которое определяется, согласно методу, использованному в [6] при решении аналогичной задачи для труб с поверхностными дискретными турбулизаторами потока.

Согласно [6], запишем соответствующее выражение, которое используем для каждого из подслоёв:

$$\frac{T_w - T_{\max}}{T_w - \bar{T}} = \int_0^1 \frac{r}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{\mu_T}{\mu}} dr / \int_0^1 \frac{r^3}{1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_T} \frac{\mu_T}{\mu}} dr,$$

(22)

где $r = R/R_0$ — безразмерный (или относительный) радиус трубы;

$\text{Pr}_T/\text{Pr}; \mu_T/\mu$ — отношения турбулентного числа Прандтля к молекулярному и турбулентной динамической вязкости к молекулярной соответственно.

В [6] показано, что значения $(T_w - T_{\max}) / (T_w - \bar{T})$ могут существенным образом отличаться от аналогичных значений для течения в круглых трубах, поскольку применение турбулизаторов в значительной степени изменяет стратификацию потока в зависимости от геометрических характеристик турбулизаторов и режимов течения теплоносителя. В случае турбулентного течения в трубах с ленточными закручивателями потока стратификация так же будет изменена в зависимости от геометрических характеристик скрученной ленты и режимов течения теплоносителя, поскольку зависимость коэффициента гидравлического сопротивления для этого случая существенно отличается от зависимости для круглых труб.

Следует отметить, что и для труб с турбулизаторами вышеуказанная зависимость резко отличается от зависимости для круглых труб [6].

Полученные точные аналитические зависимости для $(T_w - T_{\max}) / (T_w - \bar{T})$ для труб со вставленной скрученной лентой, расчёт по которым позволяют сделать вывод, что для труб со скрученной лентой вышеуказанное соотношение в довольно значительной степени отличается от соответствующего приближённого соотношения [1], особенно при снижении чисел Рейнольдса и Прандтля. Следовательно, при расчёте теплообмена при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой следует применять точные аналитические решения, полученные в данной работе, поскольку применение приближённых соотношений для круглых труб [1] приводит к заметным погрешностям.

Применение вышеуказанных аналитических зависимостей позволяет существенно повысить точность детерминирования теплообмена при турбулентном течении в круглых трубах со скрученной лентой; ранее подобные выводы были сделаны для труб с турбулизаторами в целой серии работ автора, ссылки на которые имеются в [6].

Окончательное выражение для числа Нуссельта при турбулентном течении в трубах с ленточными закручивателями потока запишем на основании [1]:

$$\text{Nu} = \frac{85 \frac{\text{Pr}}{\sqrt{\xi}} \left(\frac{D_{\text{э}}}{H} \right) \left[\frac{T_w - T_{\max}}{T_w - \bar{T}} \right] + \frac{0,023 \text{Pr Re}^{0,8} \left(1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2 \right)^{0,4}}{1 + 2,14 \text{Re}^{-0,1} \left(\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1 \right) \left(1 + 4\pi^2 \left(\frac{R_0}{H} \right)^2 \right)^{-0,05}}}{1 + \frac{4D_{\text{э}}}{7,5H \text{Re} \xi} \left[\int_0^{30} \Delta \bar{T} \eta d\eta \right]}$$

(23)

На основании формулы (23) можно сделать вывод, что с увеличением числа Рейнольдса значение вихревого смешения в теплообмене в трубах со скрученной лентой снижается, что связано с общей турбулизацией потока.

В работах [1, 2] оценивается влияние на теплообмен эффекта оребрения, создаваемого скрученной лентой. В подавляющем числе случаев закручиватели потока устанавливаются с достаточным зазором [1—4, 8], поэтому эффект оребрения крайне невелик и при исследовании, как правило, не учитывается [3, 8]. Кроме того, при использовании газообразного теплоносителя эффект оребрения невелик по причине низкой теплопроводности газов.

Сравнение расчётных значений числа Нуссельта Nu в зависимости от числа Рейнольдса для труб со скрученной лентой с наиболее надёжными экспериментальными данными при классических граничных условиях [1] в широком диапазоне определяющих параметров. Анализ указывает на довольно хорошее соответствие теории с существующим экспериментом для труб с ленточными закручивателями в широком диапазоне определяющих параметров.

Таким образом, теоретические данные по теплообмену в трубах со скрученной лентой, полученные в рамках данной работы, достаточно хорошо коррелируют с имеющимся экспериментальным материалом при классических граничных условиях для широких диапазонов геометрических характеристик ленточного закручивателя потока и режимов течения теплоносителя, которые в значительной мере превосходят существующие экспериментальные [1—2].

Очень важным представляется вопрос о влиянии числа Прандтля на теплообмен при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой.

Анализ полученных расчётных значений теплообмена при турбулентном течении в трубах с ленточными закручивателями потока показывает, что погрешность решения по приближённой методике [2] по отношению к уточнённой, полученной в данной работе, составляет от +5% до -15%, что указывает на неоспоримое преимущество последнего, поэтому её необходимо использовать, несмотря на более высокую сложность по сравнению с существующими методиками расчёта. Последнее обстоятельство может быть признано несущественным на современном этапе развития вычислительной техники.

Существенное расхождение по сравнению с новой уточнённой теорией даёт методика [2]. Теория, разработанная в данном исследовании, позволяет детерминировать теплообмен в закрученном потоке как для очень низких, так и для очень высоких чисел Прандтля, в то время как теория [2] — только от 0,7 до 1000.

Вышепредставленное позволяет использовать разработанную теорию для расчёта теплообмена для труб со скрученной лентой при турбулентном течении, например, для масел, имеющих очень большие числа Прандтля.

Характерным примером может служить случай теплообмена при турбулентном течении в трубах с ленточными закручивателями потока, если в качестве теплоносителя используется масло марки "МК", теплофизические свойства которого приведены в [10]. При температуре $\bar{T} = 50^\circ C$ число Прандтля для масла марки "МК" равно $Pr = 2140$ [10], поэтому, используя разработанную в данной работе теорию, получим при $Re=4 \cdot 10^4$:

$$\frac{\text{Nu}|_{\text{Pr}=2140}^{\bar{T}=50^\circ\text{C}}}{\text{Nu}|_{\text{Pr}=1000}} = 1,22.$$

Далее, поступив аналогичным образом, при тех же числах Рейнольдса,

получим:
$$\frac{\text{Nu}|_{\text{Pr}=7450}^{\bar{T}=30^\circ\text{C}}}{\text{Nu}|_{\text{Pr}=1000}} = 1,67; \quad \frac{\text{Nu}|_{\text{Pr}=15800}^{\bar{T}=20^\circ\text{C}}}{\text{Nu}|_{\text{Pr}=1000}} = 2,02; \quad \frac{\text{Nu}|_{\text{Pr}=39000}^{\bar{T}=10^\circ\text{C}}}{\text{Nu}|_{\text{Pr}=1000}} = 2,53.$$

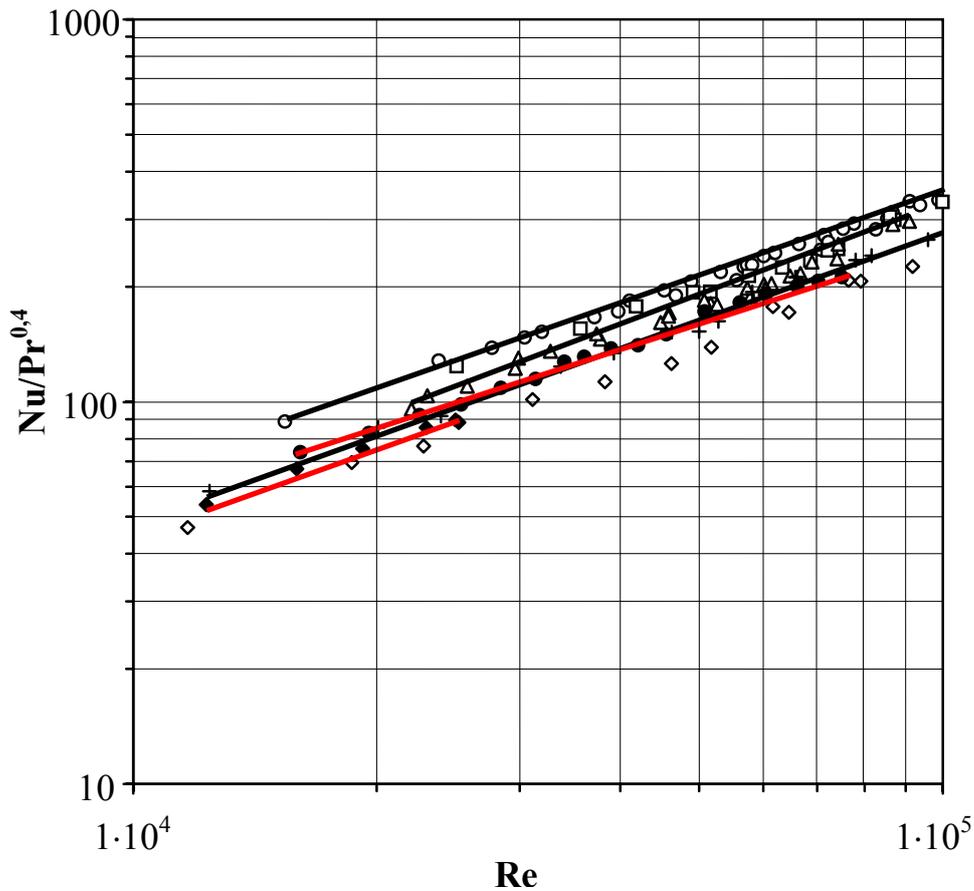


Рис. 3. Сравнение расчётных значений по осреднённому теплообмену в канале со скрученной лентой с экспериментальными данными при одностороннем теплообмене [3, 8] в широком диапазоне определяющих параметров: для первого из рабочих участков [3, 8]: \circ — $H/D=3,5$; \square — $H/D=4,8$; Δ — $H/D=8,1$; $+$ — $H/D=12,6$; для второго из рабочих участков [3, 8]: \bullet — $H/D=8,5$; \blacklozenge — $H/D=16,5$.

Следовательно, разработанная теория позволяет в очень значительной степени по сравнению с существующими теориями [1, 2] расширить диапазон своего применения по

числу Прандтля при расчёте теплообмена при турбулентном течении в круглых трубах со скрученной лентой.

Вышепредставленный теоретический подход к исследованию теплообмена в трубах со скрученной лентой при классических граничных условиях, разработанный в данном исследовании, в дальнейшем применим к исследованию теплообмена для условий однофазного закрученного потока внутри круглой трубы при одностороннем нагреве [3, 8].

Сравнение расчётных значений по теплообмену для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве с экспериментом [3, 8] при обязательном выборе соответствующих определяющих параметров, описываемых в предыдущей главе и, более детально, в [3, 8] приведено на рис. 3, где для удобства приведены значения $(Nu \cdot Pr - 0,4)$ в зависимости от числа Рейнольдса для относительных шагов скрученной ленты $H/D = 3,5; 4,8; 8,1; 8,5; 12,6; 16,5; \infty$ (прямая полоса).

Результаты расчёта по разработанной в данном исследовании теории осреднённого теплообмена при турбулентном течении в прямых круглых трубах закрученного потока с применением скрученной ленты при одностороннем нагреве хорошо согласуются (рис. 3) с существующими соответствующими экспериментальными данными [3, 8].

Как уже отмечалось, расчётные данные по теплообмену при турбулентном течении в трубах со скрученной лентой при одностороннем нагреве, полученные по теории, разработанной в данном исследовании, хорошо коррелируют с экспериментом [3, 8], в то время как остальные существующие теории не могут удовлетворительно ему соответствовать, что убедительно доказывает анализ, приведённый в [3]. Следовательно, вышепредставленная теория имеет перед существующими теориями неоспоримое преимущество при расчёте осреднённого теплообмена при турбулентном течении теплоносителя в трубах с ленточными закручивателями потока при одностороннем теплообмене, поэтому её необходимо использовать, несмотря на её относительно более высокую сложность.

Можно заключить, что представленные в настоящей научной работе теоретические расчётные данные достаточно хорошо коррелируют с имеющимся экспериментальным материалом по осреднённому теплообмену в каналах с постоянной закруткой потока при турбулентном течении теплоносителя как при классических граничных условиях [1, 2], так и для условий однофазного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8] в широкой области определяющих параметров.

5. Основные выводы

Резюмируя представленные полученные данные, можно сказать, что в рамках данной работы была разработана теоретическая модель и получены аналитические решения для расчёта теплообмена и гидравлического сопротивления при турбулентном течении в каналах в условиях интенсификации теплообмена путём закрутки потока с помощью скрученной ленты, отличающаяся от известных моделей более высокой точностью, отсутствием дополнительных допущений, учётом большего числа параметров, оказывающих влияние на процесс интенсифицированного теплообмена. Некоторые из существующих решений [1, 2] могут быть охарактеризованы как частный случай представленных аналитических решений, иными словами: эти аналитические решения являются более сложными по отношению к существующим решениям.

Полученные расчётные данные по интенсифицированному теплообмену и гидросопротивлению хорошо соответствуют существующим экспериментальным данным, имея гораздо меньшую погрешность по отношению к последним, чем существующие решения. Следовательно, решения, полученные в данной работе, гораздо качественнее описывают имеющийся экспериментальный материал, чем существующие; применение точных решений можно считать оправданным, несмотря на их относительную сложность, поскольку они справедливы в довольно широком диапазоне геометрических характеристик скрученной ленты и режимов течения применяемых теплоносителей. Применение разработанной теории позволяет прогнозировать резервы интенсификации теплообмена посредством применения ленточных закручивателей потока в тех областях, где ещё нет надёжных экспериментальных данных.

В качестве последнего заключения следует отметить, что в представленном научном исследовании теоретические расчётные данные в достаточной степени хорошо коррелируют с имеющимся экспериментальным материалом, как по гидравлическому сопротивлению, так и по осреднённому теплообмену, в каналах с ленточными закручивателями потока при турбулентном течении теплоносителя, как при классических граничных условиях [1—2], так и для условий однофазного турбулентного закрученного потока при одностороннем нагреве [3, 8] в довольно широком диапазоне геометрических характеристик скрученной ленты и режимов течения применяемых теплоносителей существенно перекрывающемся диапазоном существующего эксперимента.

Библиографический список

1. Мигай В.К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. — Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1987. — 263 с.
2. Смитберг Э., Лэндис Ф. Трение и характеристики теплообмена при вынужденной конвекции в трубах с завихрителями из скрученной ленты. — Труды американского общества инженеров-механиков (русский перевод). — Серия С: Теплопередача. — Т.86. — № 1. — М.: Мир, 1964. — С.52—65.
3. Варава А.Н., Дедов А.Н., Захаров Е.М., Комов А.Т., Малаховский С.А., Ягов В.В. Экспериментальное исследование потерь давления и теплообмена при вынужденной конвекции в закрученном потоке при одностороннем нагреве // Труды VI Минского международного форума по тепломассообмену. — Минск, 2008. — Секция № 1. Конвективный тепломассообмен. — Доклад № 1—64. — С. 1—18.
4. Zimparov V., Petkov V. Compound heat transfer augmentation by a combination of spirally corrugated tubes with a twisted tape // Proc. Compact Heat Exchangers A Festschrift on the 60-th Birthday of Ramesh K. Shah. Proceedings of Compact Heat Exchangers the International Symposium in Grenoble 24 August 2002. — Grenoble, 2002. — P.477—482.
5. Эффективные поверхности теплообмена / Э.К.Калинин, Г.А.Дрейцер, И.З.Копп, А.С.Мякочин. — М.: Энергоатомиздат, 1998. — 408 с.
6. Лобанов И.Е. Математическое моделирование интенсифицированного теплообмена при турбулентном течении в каналах: Диссертация на соискание учёной степени доктора технических наук. — М., 2005. — 632 с.
7. Лобанов И.Е., Доценко А.И. Математическое моделирование предельного теплообмена для турбулизируемого потока в каналах. — М.: МИКХиС, 2008. — 194 с.
8. Варава А. Н., Дедов А. В., Комов А. Т., Ягов В. В. Исследование гидравлического сопротивления и теплообмена в однофазном закрученном потоке при одностороннем нагреве // Теплофизика высоких температур. — 2006.— Т. 44. — № 5. — С. 699—708.
9. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
10. Теория тепломассообмена / Под ред. А.И.Леонтьева. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1997. — 683 с.

Сведения об авторах

Лобанов Игорь Евгеньевич, ведущий научный сотрудник -Московский Авиационный Институт (государственный технический университет). 127486, г.Москва, (495) 4891758, e-mail: heat204@mai.ru.

2. Дедов Алексей Викторович, доцент, к.т.н, Московский Энергетический Институт (государственный технический университет). (495) 3627865. e-mail: edov@phns.mpei.ac.ru.