

УДК 532.17.2

СТРУКТУРА ВИХРЕВОГО НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ ПРИ ПЕРЕХОДНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

А. А. Баскова, Г. А. Воропаев[†]

Институт гидромеханики НАН Украины
ул. Желябова, 8/4, 03057, Киев, Украина

[†]E-mail: voropaiev.gena@gmail.com

Получено 27.06.2017

Проведено прямое численное моделирование структуры потоков неизотермических сред на начальных участках гладких труб и труб с гофрированными вставками различной геометрии. Исследовано возникновение и развитие волновых и вихревых возмущений в ламинарном потоке в широком диапазоне переходных чисел Рейнольдса. Показана зависимость вихревой структуры потока от тепловой неравновесности среды, а также геометрии гофрированной поверхности трубы при переходных числах Рейнольдса. Интенсификация возмущений, наблюдаемая в неизотермическом потоке по сравнению с изотермическим потоком при одном и том же числе Рейнольдса, определяется величиной отрицательного градиента вязкости среды относительно поверхности трубы. Получено аналитическое выражение профиля скорости, зависящее от градиента динамической вязкости среды, который имеет точку перегиба внутри теплового пограничного слоя и удовлетворяет необходимому условию неустойчивости течения при уменьшении динамической вязкости среды. Профиль скорости в потоке капельной жидкости теряет устойчивость раньше при наличии холодной стенки трубы, а в потоке газа — в присутствии горячей стенки. На основании численного эксперимента определена зависимость временных и пространственных масштабов вихревой структуры течения от числа Рейнольдса и параметров гофрирования поверхности трубы. Показано, что для определенных соотношений безразмерных длин и амплитуд волнистости поверхности, отнесенных к радиусу трубы, гофрированные вставки могут быть как стабилизаторами течения на начальном участке трубы, так и генераторами низкочастотных возмущений при соответствующем числе Рейнольдса, приводящих к раннему переходу к турбулентности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: неизотермическое течение в трубе, гофрирование, градиент динамической вязкости, интенсификация возмущений, вихревая структура потока, начальная стадия перехода, гидравлические потери

1. ВВЕДЕНИЕ

Сценарий, определяющий развитие ламинарного пограничного слоя на стенках трубы на начальном участке, возможность формирования асимптотического профиля Гагена—Пуазейля и последующий переход к турбулентному режиму течения, существенно зависит от условий на входе в трубу, геометрии ее поверхности, а также физических свойств жидкости [1–6]. В связи с этим переход к турбулентному режиму течения может наблюдаться в широком диапазоне чисел Рейнольдса, минуя стадию формирования параболического профиля, и включать несколько характерных этапов. Как правило, в осесимметричной трубе этот переход происходит скачкообразно и сопровождается появлением крупномасштабных возмущений, которые можно представить в виде фоновых торообразных вихревых структур различных масштабов и интенсивности в поперечном сечении, их последующим разрушением и хаотизацией потока.

Потребность в увеличении эффективности и повышении компактности теплообменного оборудования обуславливает не только степень развития теплообменных поверхностей, но и ведет к неизбежному укорочению теплообменных участков труб, которые становятся меньше длин начального гидродинамического и теплового участков. При этом традиционные способы оценки эффективности такого оборудования становятся недостаточно корректными. Таким образом, возникает необходимость детального изучения гидродинамических и тепловых особенностей течения в трубах в условиях неизотермичности потока [7, 8]. Исходя из этого, целью данной работы является исследование возникновения и развития возмущений течения на начальных участках труб при переходных числах Рейнольдса, а также оценка возможности управления ими посредством дискретного гофрирования поверхности трубы [9, 10].

2. ФОРМИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ

Математическая постановка задачи о течении вязкой несжимаемой жидкости включает в себя систему нестационарных уравнений Навье—Стокса, уравнений неразрывности и энергии, записанных в осесимметричной системе координат, с учетом изменчивости коэффициента динамической вязкости жидкости:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= \\ &= \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{\mu V_r}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V_r}{\partial z} \right) \right), \\ \frac{\partial V_z}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= \\ &= \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) \right), \\ \frac{1}{r} \frac{\partial (r V_r)}{\partial r} + \frac{\partial V_z}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial \tau} + V_r \frac{\partial T}{\partial r} + V_z \frac{\partial T}{\partial z} &= a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \end{aligned}$$

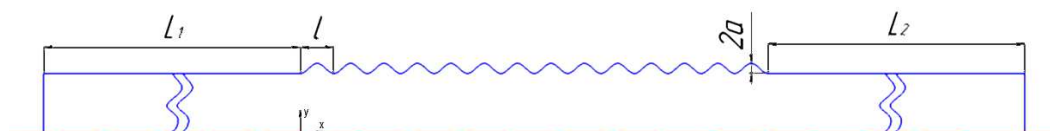


Рис. 1. Геометрия расчетной области внутреннего течения

Здесь μ — коэффициент динамической вязкости капельной жидкости, представленный зависимостью

$$\mu = 2.791 \cdot 10^{-7} T^2 - 1.885706 \cdot 10^{-4} T + 0.03231448.$$

Сформулируем граничные условия, задаваемые для неизотермического потока:

- на входе — среднерасходная скорость и температура жидкости (ударный вход);
- на стенке — условие прилипания, температура стенки;
- на выходе — мягкие граничные условия “outflow”.

Численное моделирование течения вязкой несжимаемой жидкости было проведено для гладкой трубы с радиусом 35 мм и длиной 3150 мм ($L/d = 45$). Длина входного участка $L_1/d = 21$ гладкой трубы выбиралась так, чтобы в рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса по ее диаметру и градиентов температур жидкости при ударном входе на нем уже возникали возмущения конечной амплитуды. Последующий гофрированный участок (Рис. 1) имел постоянную длину $L_2/d = 4$ при изменении длин волн λ и амплитуд a относительно радиуса $R + a$ (незагромождающий гофр). При этом рассматривалось симметричное синусоидальное гофрирование.

Был исследован диапазон среднерасходных скоростей потока $V = (0.03 \dots 0.1)$ м/с, что соответствует числам Рейнольдса $Re_d = (1600 \dots 5300)$, рассчитанным по значению вязкости для температуры поверхности трубы, и числам Прандтля $Pr = (9.41 \dots 3.00)$ в рассмотренном температурном интервале от 10 до 60°C.

Заметим, что использованный при проведении вычислений пакет Fluent сохраняет значения найденных параметров в центрах ячеек расчетной сетки. Однако для определения конвективных членов необходимы значения этих величин в узлах и на гранях ячеек. Таким образом, возникает необходимость в выполнении так называемой интерполяции «вверх по потоку». Ее суть заключается в использовании значений параметров в центрах ячеек, находящихся вверх по потоку, с учетом нормальной составляющей скорости в них. Для конвективных членов уравнений ламинарной модели течения выбрана схема дискретизации второго порядка точности. Это связано с тем, что схемы первого порядка позволяют получить точное решение только при условии направленности потока вдоль граней сетки разбиения (в противном случае увеличивается ошибка численной дискретизации). Для схемы второго порядка точности направление потока уже не играет существенной роли, что позволяет получить более точный результат, особенно для сложных течений. В качестве схемы интерполяции уравнения коррекции давления также применялась схема второго порядка.

При переходе к линейным алгебраическим уравнениям их количество в полученных системах равно количеству ячеек в сетке. Решать такие системы можно отдельно

или вместе. Раздельное решение требует меньше компьютерных ресурсов, но требует принятия дополнительных мер для обеспечения соответствия полей давления и скорости. В качестве алгоритма связи указанных полей был выбран Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE) с коэффициентами релаксации: для давления — 0.3, для момента — 0.7, для энергии и плотности — 1. Оказалось, что с учетом достаточно мелкой сетки и небольшого шага по времени данный метод вполне удовлетворяет условиям исследования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В рассматриваемом температурном интервале и соответствующем диапазоне отрицательных градиентов вязкости относительно стенки трубы установившийся профиль скорости должен существенно отличаться от параболического. Более того, он должен иметь точку перегиба, что является необходимым условием неустойчивости невязкого течения в трубе (теорема Рэлея). Квадратичная аппроксимация зависимости динамической вязкости от температуры внутри теплового пограничного слоя толщины δ , формирующегося на начальном участке трубы

$$\mu(\eta) = \begin{cases} \mu(0) & \text{при } 0 \leq \eta \leq s, \\ \mu(R) \left[\frac{1-\beta}{(1-s)^2}(\eta-s)^2 + \beta \right] & \text{при } s \leq \eta \leq 1, \end{cases}$$

позволяет получить аналитическое выражение для профиля скорости, которое вне теплового пограничного слоя имеет вид

$$U(\eta) = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \right) \frac{R^2}{2\mu(R)} \frac{1}{2\beta} (s^2 - \eta^2) + U(s) \quad \text{при } 0 \leq \eta \leq s,$$

$$U(s) = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \right) \frac{R^2}{2\mu(R)} \left(\frac{1}{2\theta} \ln \left| 1 + \frac{\theta}{\beta}(1-s)^2 \right| + \frac{s}{\sqrt{\beta\theta}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\theta}(1-s)}{\sqrt{\beta}} \right),$$

а внутри теплового пограничного слоя —

$$U(\eta) = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \right) \frac{R^2}{2\mu(R)} \times \\ \times \left[\frac{1}{2\theta} \ln \left| \frac{\beta + \theta(1-s)^2}{\beta + \theta(\eta-s)^2} \right| + \frac{s}{\sqrt{\beta\theta}} \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\theta}(1-s)}{\sqrt{\beta}} - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\theta}(\eta-s)}{\sqrt{\beta}} \right) \right],$$

Здесь $\eta = r/R$; $s = 1 - \delta/R$; $\beta = \mu(0)/\mu(R) < 1$; $\theta = (1 - \beta)/(1 - s)^2$, а Точка перегиба расположена при $\eta_b = \sqrt{s^2 + \beta/\theta}$.

Представленное выражение профиля скорости асимптотически переходит в параболическое при вырождении градиента динамической вязкости. Таким образом, можно предположить, что сценарий перехода к турбулентности течения в трубе в неизотермических потоках отличается от перехода в изотермическом течении. Вместе с тем, подход к анализу устойчивости течения в трубе на начальном участке с позиции оценки устойчивости асимптотического профиля не корректен. Дело в том, что профиль

продольной скорости зависит от продольной координаты, кроме того, нельзя пренебрегать вертикальной компонентой скорости. В результате ответственным за возникающие возмущения может быть пограничный слой, формирующийся на поверхности трубы под действием отрицательного градиента давления, но с достаточно сложным профилем в неізотермическом течении, так как динамический пограничный слой толще теплового ($Pr > 1$).

Следует отметить, что при формировании профиля скорости на начальном участке трубы при $Re_d < 2000$, даже при наличии точки перегиба, в численных экспериментах появление осцилляций в потоке не фиксировалось. Однако с увеличением скорости потока в неізотермическом течении, соответствующей $Re_d > 2300$, на некотором расстоянии от входа появлялись низкочастотные осцилляции, распространяющиеся вниз по потоку, причем это расстояние уменьшается с возрастанием числа Рейнольдса. В ізотермическом же случае во всем диапазоне рассмотренных чисел Рейнольдса подобные осцилляции не наблюдаются. В неізотермическом потоке, но при увеличении вязкости от поверхности трубы, возмущения скорости и давления в потоке также остаются фоновыми.

На Рис. 2 приведены результаты расчета мгновенных значений давления на оси трубы по всей длине начального участка. При $Re_d = 5300$ волна давления с конечной амплитудой фиксировалась на безразмерном расстоянии $z/d \approx 18$ от входа в трубу. Заметим, однако, что определение этого пространственного масштаба достаточно условно: он определяется величиной порогового значения амплитуды колебания продольной скорости на границе пограничного слоя — 0.1% от среднерасходной скорости.

Собственная частота обнаруженной волны сохраняется при движении вниз по течению, а ее скорость распространения и длина растут пропорционально местной максимальной скорости потока. Безразмерная же величина фазовой скорости составляет (0.48...0.51). Так, при $Re_d = 3750$ длина волны в момент ее фиксации составляла порядка $1.5d$, а в момент выхода из начального участка — $3.5d$ при постоянной безразмерной собственной частоте $St = fd/U_0 \approx 0.31$. Исследуемая волна доминирует над волнами, имеющими другие дискретные частоты из спектра нестационарного давления,

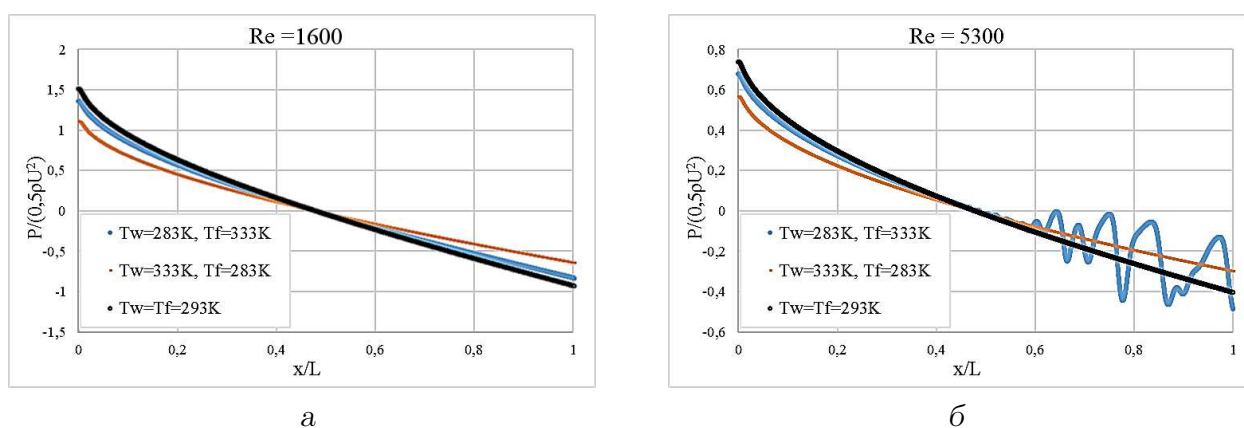


Рис. 2. Безразмерное значение давления вдоль оси трубы при различных сочетаниях температуры теплоносителя и стенки трубы:

а — для $Re_d = 1600$, б — для $Re_d = 5300$

определяемого на протяжении всего времени расчета.

Колебания, зарождающиеся в гладкой трубе при увеличении числа Рейнольдса, приводят к нестационарному потоку тепла на выходе из начального ее участка. Это можно проследить по коррелируемости изменения во времени значений радиальной составляющей скорости, фиксируемых у выхода из трубы, и осцилляций потока тепла в конце ее начального участка (см. Рис. 3):

При числах $Re_d > 2000$ в потоке возникают низкочастотные колебания малой амплитуды, которые остаются гармоническими вплоть до выхода из трубы. Колебания теплового потока происходят в противофазе, причем их безразмерная амплитуда превышает 1%, так что на практике ими можно пренебречь. Длина волны возмущений скорости на выходе составляет $\sim 1.4d$, и при собственной частоте 0.35 Гц, безразмерная фазовая скорость равна 0.45 максимальной скорости, что сопоставимо с параметрами волны Толлмина–Шлихтинга в пограничном слое на пластине.

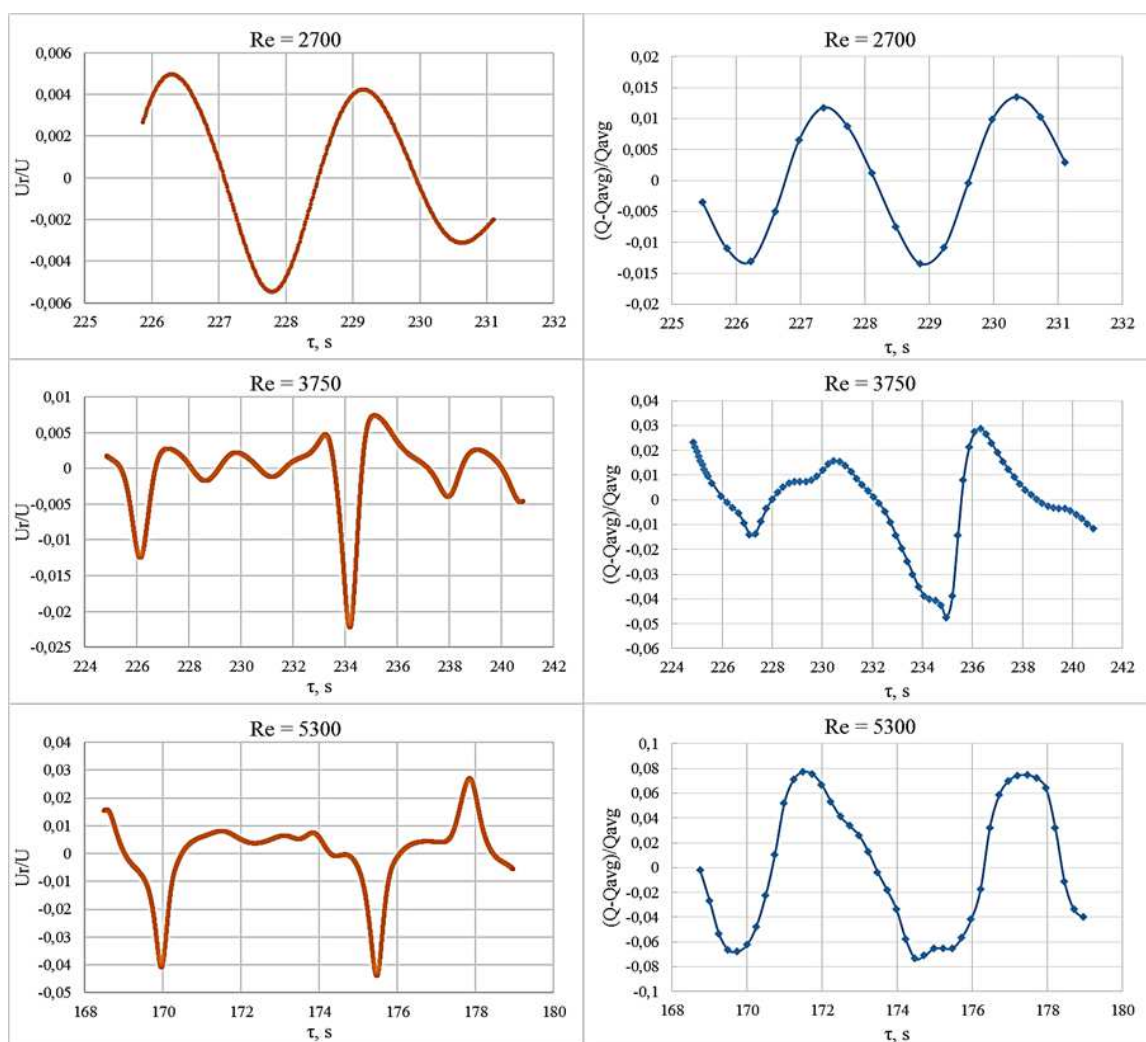


Рис. 3. Безразмерные величины вертикальной компоненты скорости на границе теплового пограничного слоя при $z/d = 44$ и осцилляции теплового потока для соответствующих чисел Рейнольдса

При $Re > 3500$ появляются неупорядоченные низкочастотные колебания составляющих скорости с характерными пиками, амплитуда которых во много раз превышает амплитуды колебаний, соответствующих достаточно большим промежуткам времени. Это может говорить о нелинейном взаимодействии волн давления и завихренности и свидетельствовать о начале перехода к турбулентному режиму течения. Так, для $Re_d = 3750$ при безразмерной фазовой частоте волны давления 0.31 безразмерная частота появления пиков составляет 0.125. При этом амплитуда колебаний теплового потока остается в пределах 5%, что укладывается в диапазон технической погрешности. Однако наблюдаемый процесс уже нерегулярен, а частота максимальных отклонений теплового потока соответствует частоте пиков (всплесков) давления.

При $Re_d = 5300$ амплитуды «регулярных» колебаний и пиков возрастают более, чем в два раза по сравнению с возмущениями при $Re_d = 3750$, а количество пиков на единицу времени увеличивается. Соответственно возрастают амплитуда и частота колебаний теплового потока, т. е. пренебрегать возмущениями потоке уже нельзя, так как разница между минимальным и максимальным его значениями может превышать 20%.

При $Re_d < 2000$ градиент вязкости поперек сечения трубы приводит к изменению перепада давления на начальном участке трубы (см. Рис. 2), но не приводит к возникновению возмущений в ламинарном режиме течения. При $Re_d > 2000$ отрицательный градиент вязкости относительно стенки трубы (для воды) приводит не только к изменению перепада давления (см. Рис. 3), но и к появлению низкочастотных конечноамплитудных возмущений характеристик потока. В то же время, для изотермического потока в этом диапазоне чисел Рейнольдса подобные возмущения не регистрируются.

Исследования вихреобразования в одиночном углублении на пластине и в следе за ним показали, что масштаб, структура вихрей и их устойчивость зависят от числа Рейнольдса по длине углубления вдоль потока и ее отношения к глубине. Важным фактором устойчивости течения внутри углубления является относительная толщина пограничного слоя перед ним [11]. Таким образом, наличие на входном участке гофрированной вставки с различными длиной волны и амплитудой гофра (в зависимости от числа Рейнольдса) должно навязывать потоку вихревые возмущения определенных масштабов и интенсивности, а также изменять структуру вихревого динамического и теплового пограничных слоев, формирующихся на поверхности начального участка трубы.

Будем считать, что гофрированная вставка расположена на таком удалении от входа, на котором при $Re_d > 2500$ перед ее началом в потоке уже сформировались низкочастотные длинноволновые ($\lambda > d$) возмущения разной амплитуды, продолжающие расти вниз по потоку со скоростью, определяемой числом Рейнольдса. В связи с этим исследуем возможность управления упомянутыми возмущениями в трубе за счет пассивного генератора возмущений в виде гофрированной поверхности. Рассмотрим коротковолновой или длинноволновой (относительно длин волн колебаний, возникающих в трубе) гофр с различными амплитудами гофрирования. Безразмерные значения его параметров приведены в Табл. 1.

Влияние гофрированной вставки на структуру потока продемонстрировано на Рис. 4, на котором приведены спектры пульсаций давления на поверхности трубы за вставкой на гладком участке трубы, удаленном на $1/7$ ее радиуса от гофрированного участка при $Re = 5300$.

Табл. 1. Безразмерные геометрические параметры гофрированной поверхности

$k_1 = \lambda/R_0$	$k_2 = 2a/\lambda$	$k_3 = 2a/d$
0.29	0.3	0.043
	0.6	0.086
	0.9	0.129
0.57	0.3	0.086
0.86	0.2	0.085
1.14	0.075	0.043
	0.15	0.086
	0.225	0.129

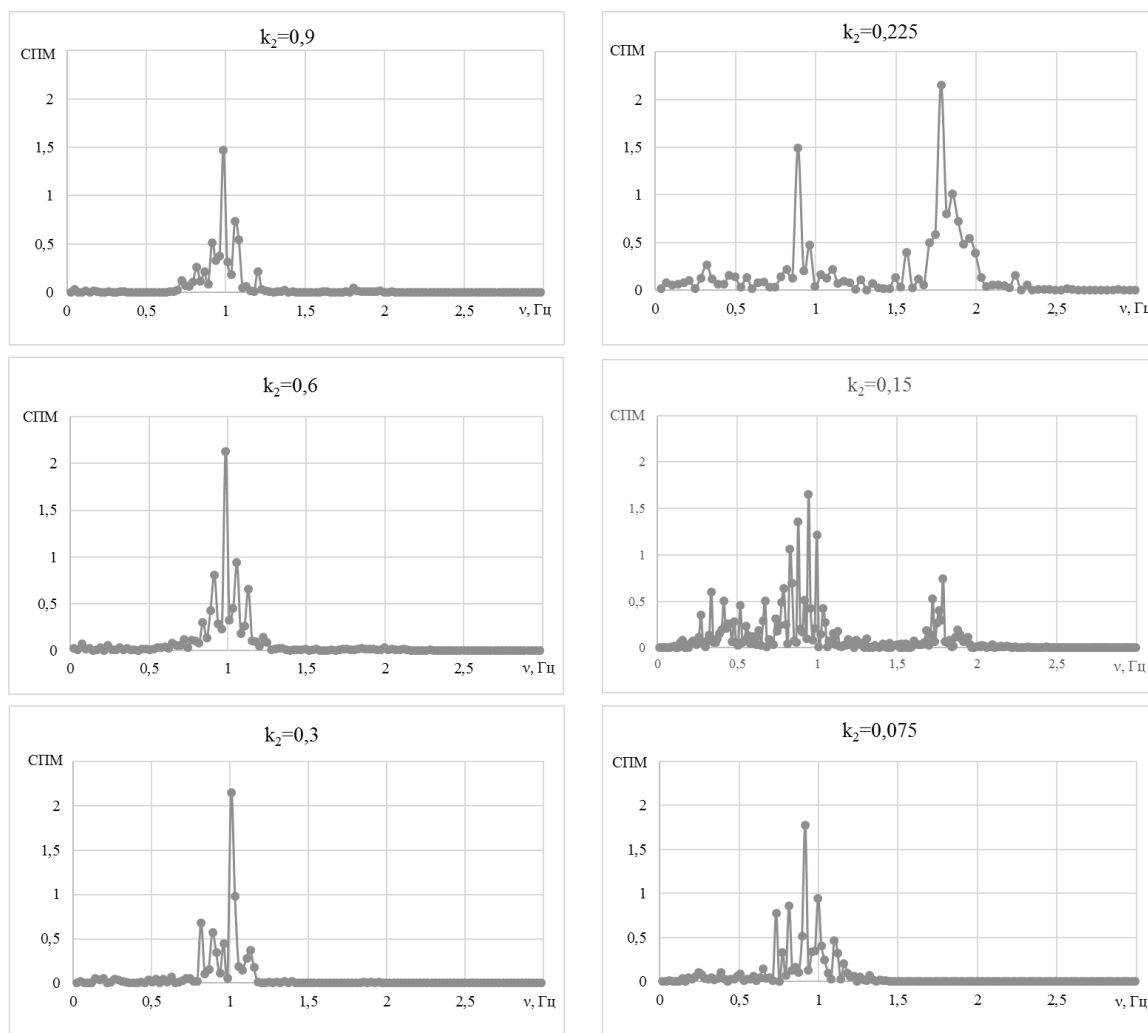


Рис. 4. Частотные спектры пульсаций давления в трубах с гофрированными вставками разной геометрии и в гладкой трубе ($k_2 = 0$) для $Re_d = 5300$

Из графика видно, что после коротковолнового гофра ($k_1 = 0.29$) спектры пульсаций давления практически не зависят от амплитуды гофра ($k_2 = (0.3 \dots 0.9)$) и имеют ярко выраженный дискрет в районе 1 Гц, что говорит о генерации возмущений определенной длины. Спектры пульсаций давления в точке за коротковолновым гофром отличаются от размытого в диапазоне (0.1 ... 1.0) Гц спектра пульсаций давления в гладкой трубе на том же удалении от входа — теперь частотный интервал сужен до (0.9 ... 1.1) Гц.

Спектры пульсаций давления за длинноволновым гофром ($k_1 = 1.14$) демонстрируют существенную зависимость от амплитуды последнего. Судя по их виду, течение в трубах с гофрированной поверхностью малой амплитуды ($k_2 < 0.075$) отличается от потока в гладкой трубе уменьшением масштабов вихревых структур. Спектр наполняется в районе 1 Гц с некоторым расширением в область более низких частот. При увеличении амплитуды до $k_2 = 0.15$ энергетически значимый участок уже заметно смещается ниже 1 Гц, но появляется дискретная составляющая в районе 1.75 Гц. При последующем увеличении амплитуды гофра до $k_2 = 0.225$ эта дискретная составляющая становится доминирующей, что говорит об интенсивном зарождении энергонесущих вихрей меньшего масштаба.

Заметим, что при локальных радиусах гофрированного участка, превышающих радиус гладкой трубы, в потоке не возникает дополнительного сопротивления, обусловленного уменьшением проходного сечения, что зачастую наблюдается при использовании большинства пассивных методов интенсификации. Локальным повышением давления в районе гофрированного участка при малых числах Рейнольдса можно пренебречь. Внутри углублений образуются вихревые структуры различных масштабов и интенсивностей, устойчивость которых обуславливается геометрией гофра и числом Рейнольдса. От гофра к гофру степень завихренности в углублениях растет, так же, как и обусловленная интенсивным перемешиванием жидкости конвективная составляющая теплообмена.

На Рис. 5 приведены значения напряжения трения на среднем участке коротковолнового гофра ($k_1 = 0.29$) для разных амплитуд гофрирования, а также температурная визуализация вихревого течения внутри углублений гофра и в трубе при соответствующей амплитуде для $Re_d = 3750$. При отсутствии выраженного вихревого течения температурные поля имеют слоистую структуру. Наибольшее напряжения трения и теплоотдача наблюдаются на гребнях гофра — они в несколько раз превышает соответствующие значения на поверхности гладкой трубы. Напряжение трения внутри углубления при $Re_\lambda = 540$ (вычисленном по длине волны), когда вихрь устойчив, принимает отрицательные значения при относительной глубине гофра $k_2 = 0.3$ и становится нулевым при увеличении амплитуды гофрирования. Напряжения трения на гребнях возрастают при прохождении длинноволнового возмущения, зародившегося перед гофром. Вихревые структуры, генерированные углублениями коротковолнового гофра, имеют меньшие масштабы, чем собственные возмущения потока, и слабо влияют на развитие вихревого течения в трубе. На картинах температурной визуализации вихревого течения отчетливо видна разность масштабов. Результаты расчетов показывают, что максимальное влияние при таких длинах волн оказывает гофрированная поверхность с относительной амплитудой $k_2 = 0.3$. Этот вывод коррелирует с результатами, полученными на плоскости.

При увеличении длины волны гофрированной поверхности ($Re_\lambda > 2000$) определяю-

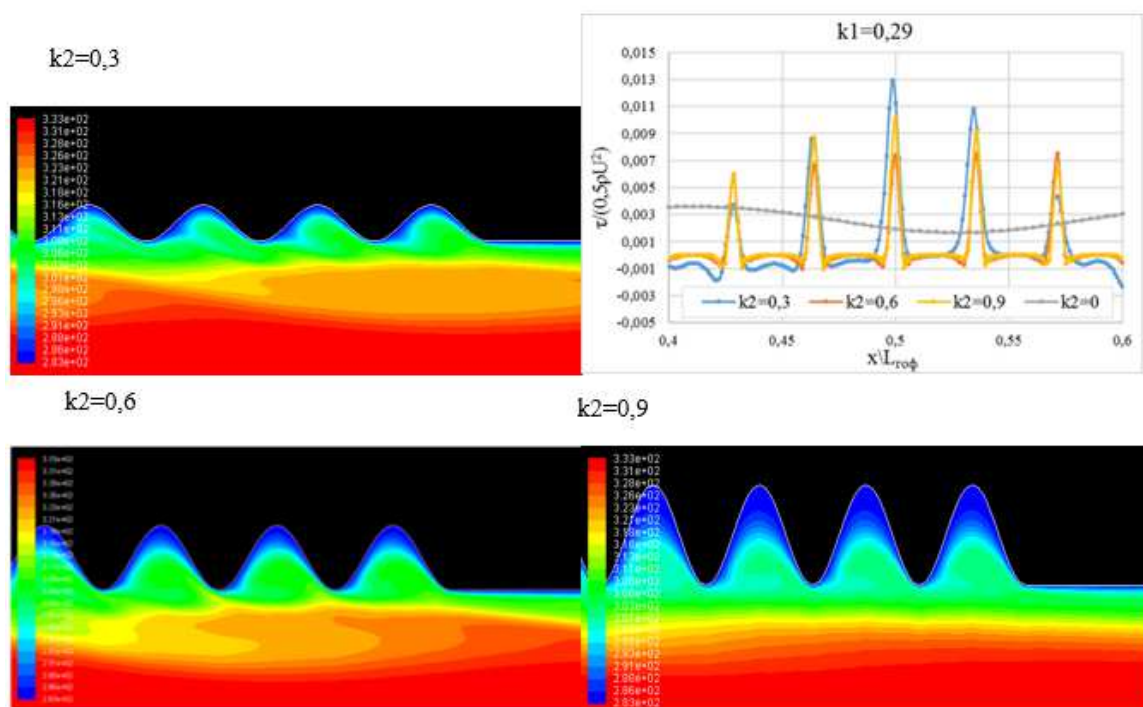


Рис. 5. Напряжение трения на поверхности гофра и температурные поля в окрестности коротковолнового гофра с $k_1 = 0.29$ для $Re_d = 5300$

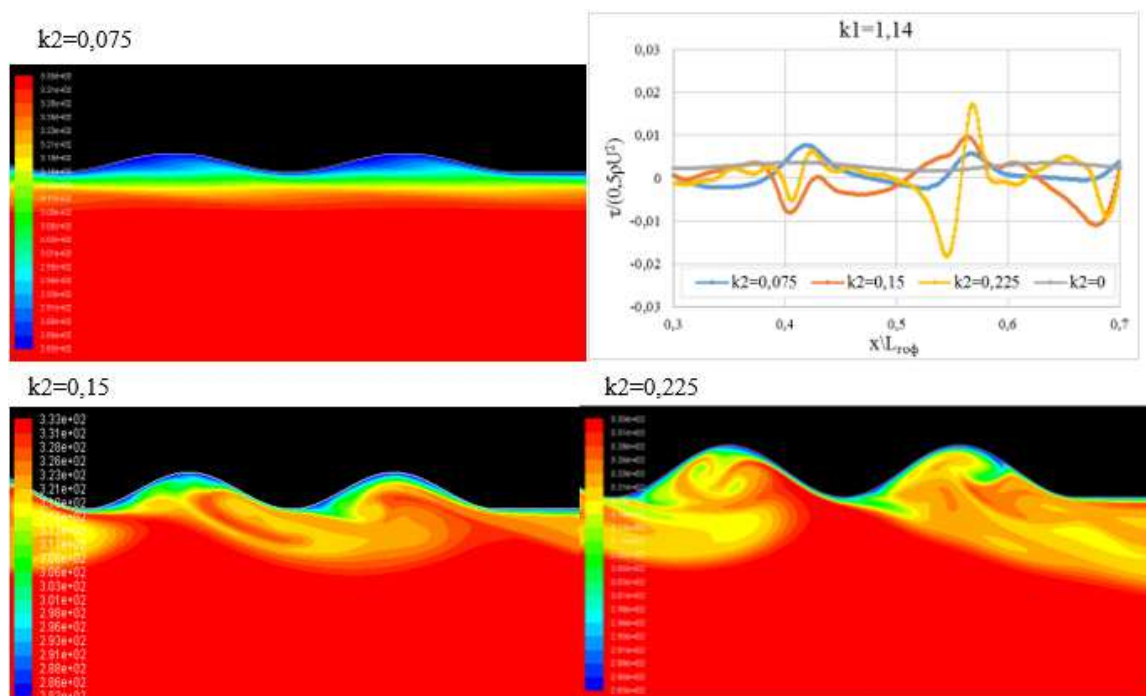


Рис. 6. Напряжение трения на поверхности гофра и температурные поля в окрестности длинноволнового гофра с $k_1 = 1.14$ для $Re_d = 5300$

щим фактором структуры вихревых течений, масштаб которых определяется амплитудой волны гофра, становится их устойчивость. При малых относительных амплитудах волны $k_2 \sim 0.1$ вихри малых масштабов, формирующиеся в углублениях между гребнями и периодически покидающие их, не взаимодействуют ни с волной давления — из-за разности масштабов, — ни с волной завихренности — из-за малой интенсивности. На Рис. 6 приведены значения напряжения трения на среднем участке длинноволнового гофра ($k_1 = 1.14$) для разных амплитуд гофрирования, а также температурная визуализация вихревого течения. Из графика видно, что при амплитуде волны $k_2 = 0.075$ вихрь смещен к наветренной стороне гофра. Он достаточно отчетливо виден на картине температурной визуализации, а его интенсивность приводит к формированию интервалов с отрицательными напряжениями трения. При увеличении относительной амплитуды в два раза ($k_2 = 0.15$) между гребнями формируется достаточно интенсивная многовихревая система, периодически разрушающая возмущенное течение в трубе. При ($k_2 = 0.225$) трехвихревая структура течения между гребнями становится более интенсивной и неустойчивой, при этом периодичность ее разрушения сохраняется, что подтверждают спектры давлений за гофрированными участками при относительных глубинах гофров $k_2 = 0.15$ и 0.225 .

Приведенные в качестве примера визуализации вихревого течения демонстрируют особенности изменения конвективного теплообмена при перестройке структуры течения. При этом проявляется закономерность аналогии Рейнольдса — при увеличении интенсивности завихренности возрастает и теплообмен. Заметим, однако, что в аналогии Рейнольдса подразумевается модуль завихренности, а при детерминированном вихревом течении между гофрами вихри меняют (или могут менять) знак завихренности, что ведет к снижению интегрального трения при сохранении теплообмена.

Результаты численных экспериментов при наличии коротковолнового гофра показывают, что формирующиеся между его гребнями вихревые структуры не оказывают прямого разрушающего воздействия на длинноволновые собственные возмущения течения, но при этом скорость нарастания последних снижается. Этот эффект может быть косвенным подтверждением вязкой природы неустойчивости. При длинноволновом гофре наблюдается прямое воздействие вихревой системы гофров на собственные возмущения течения при соответствующем числе Рейнольдса. В качестве примера на Рис. 7 приведены мгновенные профили завихренности и температуры, демонстрирующие размер вихрей, покидающих начальный участок трубы, в гладкой трубе и трубе с длинноволновой гофрированной вставкой. Следует учитывать, что одновременное представление профилей завихренности и температуры в одной точке не позволяет регистрировать конвективную скорость переноса и фазовый сдвиг между этими характеристиками, зависящими в свою очередь от масштаба возмущений и стадии перехода к турбулентности.

Важно отметить, что наблюдаемая с увеличением числа Рейнольдса и продвижением по длине начального участка динамика изменения структуры и масштабов возмущений, когда они начинают концентрироваться не только на поверхности трубы, но и вблизи ее оси, свидетельствует о необходимости не только существенного изменения применяемых разностных шаблонов, но и отказа от осесимметричной постановки задачи при моделировании дальнейших стадий перехода.

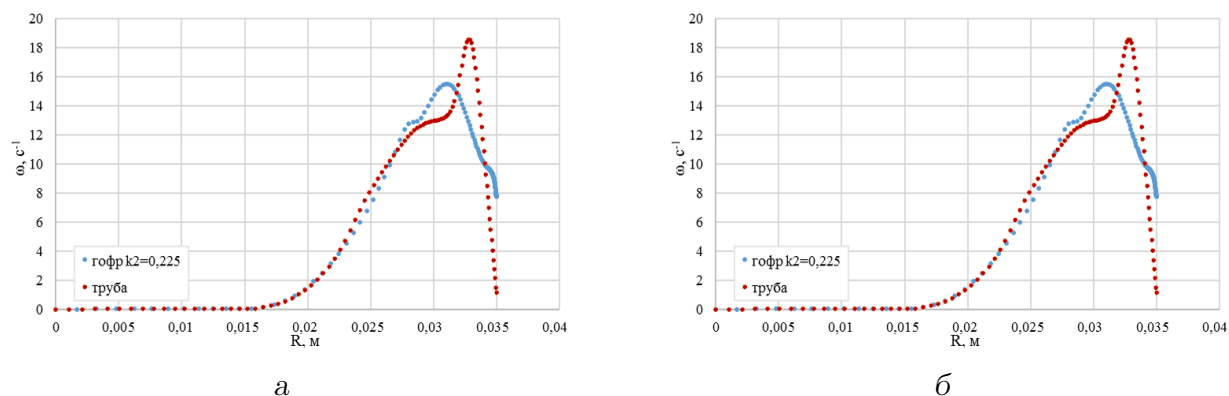


Рис. 7. Профили завихренности и температуры при $z/d = 44$ для $Re_d = 5300$:
 а — в гладкой трубе, б — в трубе с гофрированной вставкой

4. ВЫВОДЫ

1. Показано влияние неизотермичности потока на структуру и интенсивность возмущенного потока на начальном участке трубы при переходных числах Рейнольдса.
2. Предложена симметричная форма гофрированной поверхности трубы, способствующая регуляризации потока и снижению скорости нарастания его собственных возмущений на начальном участке внутренних течений при пороговых числах Рейнольдса.
3. Показано, что при наличии коротковолновой гофрированной поверхности может реализоваться частичное проскальзывание потока над устойчивым вихревым потоком между гребнями гофра, ведущее к снижению гидравлических потерь.
4. Установлено, что длинноволновая гофрированная поверхность трубы при определенных длинах и амплитудах волн, зависящих от числа Рейнольдса, может навязывать потоку вихревую структуру, приводящую к уменьшению скорости нарастания амплитуд собственных возмущений потока.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Никитин Н. В. Численное исследование ламинарно-турбулентного перехода в круглой трубе под действием периодических входных возмущений // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 2001. — № 2. — С. 42–55.
- [2] Петрова Л. И. Развитие газодинамической неустойчивости. Механизм возникновения завихренности и турбулентности // Материалы XXIII Международной конференции “Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность”. — Москва, Российская Федерация, 2018. — С. 214–220.
- [3] Павельев А. А., Решмин А. И., Трифонов В. В. Влияние структуры начальных возмущений на режим установившегося течения в трубе // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 2006. — № 6. — С. 68–76.

- [4] Павельев А. А., Решмин А. И. Переход к турбулентности на начальном участке круглой трубы // Известия РАН. Механика жидкости и газа. — 2001. — № 4. — С. 113–121.
- [5] Experimental study of fluid flow in the entrance of a sinusoidal channel / F. Oviedo-Tolentino, R. Romero-Mendez, A. Hernandez-Guerrero, B. Giron-Palomares // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2008. — Vol. 29, no. 5. — P. 1233–1239.
- [6] Evstigneev N. M. Results of numerical bifurcation analysis in some problems of laminar-turbulent transition // Материалы XXIII Международной конференции “Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность”. — Москва, Российская Федерация, 2018. — С. 214–220.
- [7] Vicente P. G., García A., Viedma A. Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2004. — Vol. 47, no. 4. — P. 671–681.
- [8] Zimparov V. D., Vulchanov N. L., Delov L. B. Heat transfer and friction characteristics of spirally corrugated tubes for power plant condensers — 1. Experimental investigation and performance evaluation // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1991. — Vol. 34, no. 9. — P. 2187–2197.
- [9] Direct numerical simulation for laminarization of turbulent forced gas flows in circular tubes with strong heating / S. Satake, T. Kunugi, A. Mohsen Shehata, D. M. McEligot // International Journal of Heat and Fluid Flow. — 2000. — Vol. 21, no. 5. — P. 526–534.
- [10] Yılmaz A. Optimum length of tubes for heat transfer in turbulent flow at constant wall temperature // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2008. — Vol. 51, no. 13-14. — P. 3478–3485.
- [11] Воропаев Г. А., Розумнюк Н. В. Численное моделирование вязкого течения над поверхностью с углублением // Прикладна гідромеханіка. — 2004. — Т. 6(78), № 4. — С. 17–23.

REFERENCES

- [1] N. V. Nikitin, “Numerical investigation of a laminar-turbulent transition in a circular tube under the action of periodic input perturbations,” *Izvestiya RAN. Mehanika Zhidkosti i Gaza*, no. 2, pp. 42–55, 2001.
- [2] L. I. Petrova, “The development of gas-dynamic instability. The mechanism of occurrence of vorticity and turbulence ,” in *Proceedings of XXIII International Conference “Nonlinear Problems of the Theory of Hydrodynamic Stability and Turbulence”*, (Moscow, Russian Federation), pp. 214–220, 2018.

- [3] A. A. Paveliev, A. I. Reshmin, and V. V. Trifonov, “Effect of the structure of initial disturbances on the regime of steady flow in a pipe,” *Izvestiya RAN. Mehanika Zhidkosti i Gaza*, no. 6, pp. 68–76, 2006.
- [4] A. A. Paveliev and A. I. Reshmin, “Transition to a turbulence in the initial section of a circular pipe,” *Izvestiya RAN. Mehanika Zhidkosti i Gaza*, no. 4, pp. 113–121, 2001.
- [5] F. Oviedo-Tolentino, R. Romero-Mendez, A. Hernandez-Guerrero, and B. Giron-Palomares, “Experimental study of fluid flow in the entrance of a sinusoidal channel,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, no. 5, pp. 1233–1239, 2008.
- [6] N. M. Evstigneev, “Results of numerical bifurcation analysis in some problems of laminar-turbulent transition,” in *Proceedings of XXIII International Conference “Nonlinear Problems of the Theory of Hydrodynamic Stability and Turbulence”*, (Moscow, Russian Federation), pp. 214–220, 2018.
- [7] P. G. Vicente, A. García, and A. Viedma, “Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, no. 4, pp. 671–681, 2004.
- [8] V. D. Zimparov, N. L. Vulchanov, and L. B. Delov, “Heat transfer and friction characteristics of spirally corrugated tubes for power plant condensers — 1. Experimental investigation and performance evaluation,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 34, no. 9, pp. 2187–2197, 1991.
- [9] S. Satake, T. Kunugi, A. M. Shehata, and D. M. McEligot, “Direct numerical simulation for laminarization of turbulent forced gas flows in circular tubes with strong heating,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 21, no. 5, pp. 526–534, 2000.
- [10] A. Yılmaz, “Optimum length of tubes for heat transfer in turbulent flow at constant wall temperature,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 13-14, pp. 3478–3485, 2008.
- [11] G. O. Voropayev and N. V. Rozumnyuk, “Numerical modeling of the viscous flow over a surface with cavity,” *Applied Hydromechanics*, vol. 6(78), no. 4, pp. 17–23, 2004.

А. А. Баскова, Г. О. Воропаєв

Структура вихрової неізотермічної течії на початковій ділянці труби при перехідних числах Рейнольдса

Проведено пряме чисельне моделювання структури потоків неізотермічних середовищ на початкових ділянках гладких труб і труб з гофрованими вставками різної геометрії. Досліджено виникнення й розвиток хвильових та вихрових збурень у ламінарному потоці в широкому діапазоні перехідних чисел Рейнольдса. Показана залежність вихрової структури потоку від теплової нерівноважності середовища, а також геометрії гофрованої поверхні труби при перехідних числах Рейнольдса. Інтенсифікація збурень, яка спостерігається в неізотермічному потоці у

порівнянні з ізотермічним потоком при одному й тому ж числі Рейнольдса, визначається величиною від'ємного градієнта в'язкості середовища відносно поверхні труби. Отримано аналітичний вираз профілю швидкості, який залежить від градієнта динамічної в'язкості середовища, що має точку перегину всередині теплового примежового шару й задовольняє необхідну умову нестійкості течії при зменшенні динамічної в'язкості середовища. Профіль швидкості в потоці крапельної рідини втрачає стійкість раніше при наявності холодної стінки труби, а в потоці газу — в присутності гарячої стінки. На базі чисельного експерименту визначено залежність часових і просторових масштабів вихрової структури течії від числа Рейнольдса й параметрів гофрування поверхні труби. Показано, що для певних співвідношень безрозмірних довжин і амплітуд хвилястості поверхні, віднесених до радіусу труби, гофровані вставки можуть бути як стабілізаторами течії на початковій ділянці труби, так і генераторами низькочастотних збурень при відповідному числі Рейнольдса, які спричиняють ранній перехід до турбулентності.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: неізотермічна течія в трубі, гофрування, градієнт динамічної в'язкості, інтенсифікація збурень, вихрова структура потоку, початкова стадія переходу, гідравлічні втрати

A. A. Baskova, G. A. Voropayev

The structure of the vortex nonisothermal flow at the initial section of the pipe with transient Reynolds numbers

A direct numerical simulation of the flow structure of nonisothermal media on the initial sections of smooth pipes and pipes with corrugated inserts of various geometries is carried out. The emergence and development of wave and vortex perturbations in a laminar flow in a wide range of transient Reynolds numbers is studied. It is shown that vortex structure of the flow depends on the thermal nonequilibrium of the medium and on the geometry of the corrugated tube surface at transient Reynolds numbers. An intensification of the disturbances in a nonisothermal flow (when comparing with an isothermal flow with the similar Reynolds number) is observed due to negative medium viscosity gradient with respect to pipe surface. An analytical expression for the velocity profile is obtained. This last depends on the medium dynamic viscosity gradient which has the inflection point inside the thermal boundary layer and satisfies the necessary condition of flow instability with decreasing dynamic viscosity of the medium. The velocity profile in a dropping liquid flow loses its stability earlier in the presence of the cold pipe wall, while the gas flow, in the presence of the hot wall. The dependence of time and spatial scales of the vortex structure in the flow on Reynolds number and wall surface corrugation parameters are determined from the numerical experiment. For certain ratios of surface waviness dimensionless lengths and amplitudes referenced to pipe radius, the corrugated inserts are shown to be either the flow stabilizers in the initial pipe section, or the generators of low-frequency disturbances at the corresponding Reynolds number leading to the early transition to turbulence.

KEY WORDS: nonisothermal flow in a pipe, corrugation, gradient of dynamic viscosity, intensification of disturbances, vortex flow structure, initial stage of transition, hydraulic loss