

УДК 532.5 + 536.24

Халатов А.А.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА В ПОЛЯХ МАССОВЫХ СИЛ:

ОБЗОР РАБОТ, ВЫПОЛНЕННЫХ В ИТТФ НАН УКРАИНЫ

Часть 2. Поверхностно-вихревые системы (углубления)

У статті представлено короткий огляд робіт ІТТФ НАНУ в області теплообміну і гідродинаміки в поверхнево-вихрових системах (поглибленнях).

В статье представлен краткий обзор работ ИТТФ НАНУ в области теплообмена и гидродинамики в поверхностно-вихревых системах (углублениях).

The brief review of IET studies is given in the field of heat transfer and hydrodynamics of the vortex-surface systems (indentations).

d – диаметр канала, м;
 C_p – удельная теплоемкость, Дж/кг·К;
 D – поверхностный диаметр углубления, м;
 G – массовый расход, кг/с;
 h – глубина углубления, м;
 $Nu_x = \alpha \cdot x / \lambda$ – число Нуссельта по длине x ;
 Nu_{2H} – число Нуссельта по эквивалентному диаметру канала;
 Pr – число Прандтля;
 $Re_x = V_x \cdot x / \nu$ – число Рейнольдса по продольной координате;
 $Re_D = V_x \cdot D / \nu$ – число Рейнольдса по диаметру углубления;
 $Re_d = w_{cp} \cdot d / \nu$ – число Рейнольдса по диаметру канала;
 $Re_{2H} = w_{cp} \cdot 2H / \nu$ – число Рейнольдса по эквивалентному диаметру канала;
 $Sh = f \cdot D / w_{cp}$ – число Струхала;

S_x, S_z – продольный и поперечный шаг углублений, м;
 $St = \alpha / C_p \cdot V_x \cdot \rho$ – число Стантона;
 T – температура, К;
 w – скорость потока, м/с;
 x – продольная координата, м;
 y – расстояние по нормали от стенки, м;
 α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К);
 γ – плотность расположения углублений, %;
 λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
 ν – кинематическая вязкость, м²/с;
 ρ – плотность, кг/м³;
 $\zeta = 2 \Delta P / (\rho w_{cp}^2)$ – коэффициент сопротивления двухрядных углублений.

Нижние индексы:

o – параметры осевого потока;
 w – параметры на стенке канала;
 ∞ – параметры потока вдали от поверхности.

Введение

В экспериментах, выполненных в 50 – 80 гг. XX в., было обнаружено, что поверхностные углубления не являются шероховатостью, а формируют самостоятельный класс вихревых потоков с особыми теплогидравлическими свойствами. Было также обнаружено, что при достаточно больших числах Рейнольдса в глубоком одиночном сферическом углублении ($h/D > 0,26$) формируется нестационарный вихрь, который флуктуирует в угловом направлении и выбрасывается во внешний поток

с некоторой частотой. Наблюдения показали, что физическая структура этого вихря близка к «сжатому» природному смерчу типа торнадо, поэтому вихревые структуры, генерируемые сферическими углублениями, получили название «смерчевых» вихрей. Впоследствии было обнаружено, что форма вихря в углублении в значительной степени определяется условиями обтекания, в частности продольным градиентом давления и внешней турбулентностью.

Эти результаты способствовали «взрыву» исследований в России и за рубежом. В тече-

ние последних 30 лет в России, США, Украине и Великобритании был выполнен обширный цикл экспериментальных и теоретических исследований, направленных на изучение физической структуры и механизма переноса теплоты в поверхностно-вихревых системах различной формы и конфигурации. В этот период сложились устойчивые научные школы по вихревым потокам в Москве (А. Леонтьев, Г. Кикнадзе), С.-Петербурге (С. Исаев, М. Готовский), Самаре (Г. Нагога), Новосибирске (В. Терехов и др.), Казани (А. Козлов, А. Щукин) и Киеве (А. Халатов, Г. Воропаев). В США наиболее активные исследования проводились в Университете штата Юта (P. Ligrani) и фирме «Solar Turbines» (B. Glezer, Moon H.-K.), а в Великобритании – в Университете г. Кардифф (N. Syred). Подробный обзор зарубежных исследований представлен в работах [1, 3].

Программа работ ИТТФ НАН Украины в области поверхностно-вихревых систем была сформирована в 1996 г. с акцентом на изучение теплообмена и гидродинамики при пониженных (ламинарных и переходных) числах Рейнольдса, когда эффекты вихревых структур проявляются наиболее значительно, и разработку новых вихревых технологий аэротермодинамики. В программе изучены одиночные углубления, одиночный, двойной и тройной ряды углублений различной формы, круглые трубы при внешнем поперечном обтекании, щелевые каналы с поверхностными углублениями, а также с поверхностными углублениями и выступами, загромаждающими поперечное сечение. Ниже представлены основные результаты этих исследований.

Одиночное углубление

В программе работ ИТТФ НАН Украины основное внимание уделено изучению особенностей физической структуры в системах с «мелкими» ($h/D = 0,05...0,10$) сферическими (характерны для мяча для игры в гольф) и цилиндрическими углублениями на плоской поверхности. Эксперименты выполнены в водяной трубе Военно-воздушной академии США в диапазоне изменения средней скорости

потока в рабочем участке от 0,05 до 0,50 м/с. Одиночное углубление выполнено на нижней поверхности пластины из пластика, полностью погруженной в водяной поток, и располагалось на различных расстояниях от передней кромки. Структура потока перед углублением поддерживалась ламинарной, чтобы исключить влияние турбулентности на формирование и развитие вихревой структуры. Основные особенности физической структуры состоят в следующем.

1. На оси симметрии, а также на линии $z = \pm D/2$ поперек потока профиль скорости соответствует степенной зависимости, в то время как на линии $z = \pm D/4$ при всех скоростях профиль скорости волнообразный по высоте пограничного слоя, что обусловлено влиянием вверх по потоку нестационарных флуктуаций в углублении.

2. Вихревая структура потока в углублении определяется его геометрической формой (цилиндрическая, сферическая), а также толщиной пограничного слоя перед углублением. Впервые обнаружена смена направления вращения парного вихря в цилиндрическом углублении при $Re_D > 15000$, а также образование несимметричного флуктуирующего «вихревого следа» за сферическим углублением.

3. Другой особенностью, обнаруженной в экспериментах, является «затягивание» формирования парного вихря при увеличении толщины пограничного слоя перед углублением. Глубина зоны отрыва потока в цилиндрическом углублении больше чем в сферическом и увеличивается с ростом толщины пограничного слоя перед углублением. Особенно быстрое увеличение зоны отрыва в цилиндрическом углублении наблюдается в области изменения числа Рейнольдса Re_D от 5000 до 10000 – как при малой, так и большой толщине пограничного слоя перед углублением.

Впервые изучены закономерности развития профиля скорости и ламинарно-турбулентный переход за сферическим и цилиндрическими углублениями. При малой толщине пограничного слоя переход к турбулентному

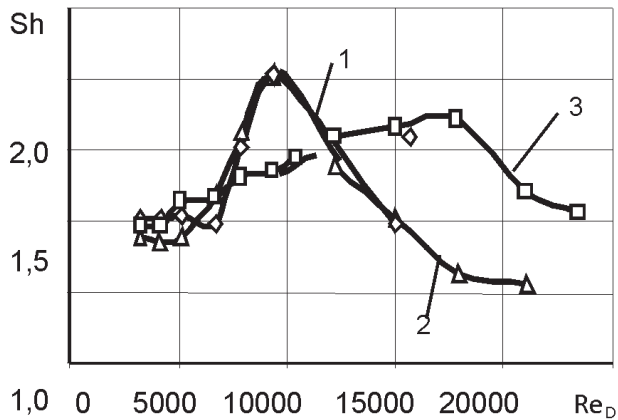


Рис. 1. Объемно-вихревые флуктуации потока воды за углублением (толщина пограничного слоя 1...2 мм).

1, 2 – цилиндрическое углубление: $h/D = 0,10$ и $0,05$; 3 – сферическое углубление: $h/D = 0,10$.

режиму за цилиндрическим углублением наблюдается раньше ($Re_D > 6600$), чем за сферическим ($Re_D > 8000$). При увеличении толщины пограничного слоя перед углублением ламинарно-турбулентный переход за цилиндрическим и сферическим углублением происходит при $Re_D > 12250$ и $Re_D > 8000$, соответственно. Таким образом, для более «гладкой» сферической формы толщина пограничного слоя незначительно влияет на условия перехода к турбулентности за углублением.

Обнаружено, что нестационарные флуктуации потока за «мелкими» ($h/D = 0,10$) углублениями носят объемно-вихревой характер, который характеризуется периодически выбросами в поток крупных объемов жидкости из области отрыва потока [1]. Для исследованного диапазона чисел Рейнольдса изменение числа Струхалия (Sh) характеризуется кривой с максимумом (рис. 1), при этом, не имеется особых различий между данными, полученными для цилиндрического углубления с $h/D = 0,05$ и $h/D = 0,10$. Максимальное значение числа Струхалия для сферического углубления несколько меньше, чем для цилиндрического и смещено в область более высоких чисел Рейнольдса. Увеличение толщины пограничного слоя перед углублением суще-

ственно снижает частоту флуктуаций потока за углублением, однако это влияние исчезает при больших числах Рейнольдса – для цилиндрического углубления при $Re_D > 16000...17000$, а для сферического – при $Re_D > 24000$.

Результаты обобщения опубликованных данных по структуре вихревого потока в одиночном сферическом углублении с острой кромкой представлены на рис. 2. Границы режимов (карта режимов) построены на основе выводов, полученных при визуализации потока различными методами. Подтверждено, что в «мелком» сферическом углублении ($h/D < 0,10$) в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса имеет место объемно-вихревой характер нестационарных флуктуаций потока, впервые определена граница перехода к структуре потока в углублении с парным вихрем или флуктуирующим вихрем («мини-торнадо»), которая зависит от числа Рейнольдса и глубины углубления. Как следует, с уменьшением относительной глубины число Рейнольдса, соответствующее переходу к режиму с флуктуирующим вихрем, увеличивается.

Исследование теплообмена за одиночным сферическим и одиночным цилиндрическим углублениями ($h/D = 0,10$) выполнено методом жидких кристаллов. Результаты показали, что тепловой «след» за углублением достигает $(5...6)D$, но основная интенсификация теплообмена наблюдается на длине $(2...3)D$ от задней кромки углубления. Выпуклые и вогнутые поверхности характеризуются активным

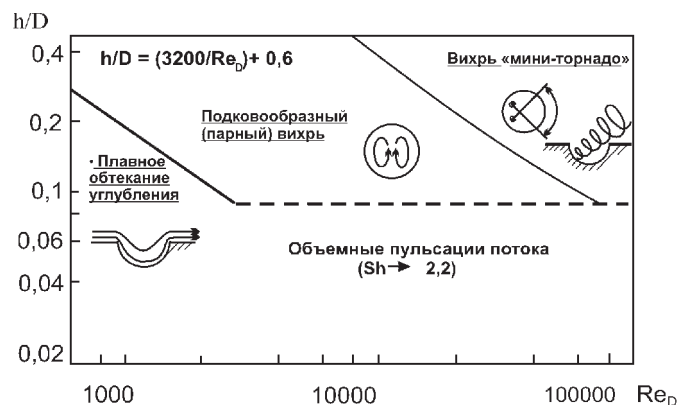


Рис. 2. Диаграмма вихревых структур в одиночном сферическом углублении.

и консервативным влиянием центробежных сил на структуру потока и теплообмен. Поэтому средний теплообмен в глубоком углублении ($h/D = 0,50$) на вогнутой стенке выше, а на выпуклой стенке – ниже, чем на плоской поверхности [1]. В опытах не обнаружено влияния кривизны поверхности на частоту пульсаций вихря в одиночном углублении.

Одиночный ряд углублений

Особенностью одиночного ряда углублений является неравномерность скоростного поля в поперечном направлении вследствие свободного пространства для прохода потока между соседними углублениями. В работе [1] подробно изучены особенности структуры потока в однорядной системе «мелких» углублений.

При малых числах Рейнольдса частота объемных флуктуаций потока за цилиндрическим углублением в одиночном ряду близка к значениям для одиночного цилиндрического углубления, а в диапазоне Re_D от 8000 до 10200 число Струхала за цилиндрическим углублением в одиночном ряду меньше, чем за одиночным углублением. При $Re_D > 10200$ частота пульсаций за углублением в одиночном ряду на 30...40 % превышает пульсации, генерируемые одиночным цилиндрическим углублением, причем соседние углубления начинают оказывать заметное влияние на частоту флуктуаций потока при $Re_D > 8000$. Число Струхала за сферическим углублением в одиночном ряду примерно на 10 % выше, чем для одиночного сферического углубления. Таким образом, в отличие от цилиндрической формы углубления наличие соседних углублений для сферических углублений оказывает существенное влияние на интенсивность флуктуаций потока.

Соседние углубления не оказывают заметного воздействия на глубину (в продольном направлении) зоны отрыва на линии симметрии, однако они влияют на поведение периферийных линий тока, изменяя форму зоны отрыва и делая ее уже по сравнению с зоной отрыва для одиночного углубления. При $Re_D > 10500$ все конфигурации за исключением «мел-

кого» одиночного цилиндрического углубления ($h/D = 0,05$) имеют примерно одинаковую глубину зоны отрыва, причем в углублении с $h/D = 0,05$ при $Re_D = 20000$ глубина зоны отрыва достигает 80 % и более. Наличие соседних углублений влияет на форму зоны отрыва: при высоких числах Рейнольдса ($Re_D > 10000$) зона отрыва имеет форму сектора как для цилиндрического, так и сферического углублений и примерно одинакова по величине для обеих конфигураций. При низких числах Рейнольдса зона отрыва потока также имеет форму сектора, причем сферическое углубление имеет более узкую зону.

Для исследованных условий ($S_x/D = 1,5$) переход к турбулентности за углублением в одиночном ряду происходит примерно при тех же значениях числа Рейнольдса, что и для одиночного углубления – при $Re_D > 6600$ для цилиндрической формы и $Re_D > 8000$ – для сферической.

Двойной и тройной ряд углублений

Периодически повторяющийся двойной ряд углублений на плоской поверхности может рассматриваться в качестве альтернативы многорядным системам углублений. Структура потока и объемные флуктуации за двухрядной системой углублений сферической и цилиндрической формы изучалась с использованием «мелких» углублений ($h/D = 0,10$). Углубления располагались в шахматном порядке так, что их центры формировали равнобедренный треугольник со стороной и основанием, равным поперечному шагу $S_z = 76,2$ мм. Продольный шаг углублений S_x составлял 88 мм.

Структура потока в углублении второго ряда подвержена влиянию соседних углублений, а также углублений, расположенных вверх по потоку, между которыми существует свободное пространство для прохождения потока. Таким образом, вихревая структура второго ряда не соответствует вихревой структуре первого ряда, поскольку она взаимодействует с вихрями, генерируемыми первым рядом углублений.

Наличие соседних углублений оказывает

заметное влияние на переход к турбулентности за двухрядной системой. За углублением второго ряда для цилиндрической формы переход к турбулентности наблюдается несколько ранее ($Re_D > 6000$), чем для одиночного углубления, а для сферической формы – несколько позднее ($Re_D > 9500$). Исследования, выполненные для цилиндрической формы, показали, что наличие углублений второго ряда также приводит к росту критического числа Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода за углублением первого ряда ($Re_D > 8100$).

Теплообмен и поверхностное трение за двойным рядом углублений сферической, цилиндрической, ромбовидной и квадратной формы ($h/D = 0,20; 0,30$) изучался при течении воздуха в канале прямоугольного сечения. Углубления располагались в шахматном порядке таким образом, что их центры образовывали равнобедренный треугольник с основанием равным поперечному шагу S_x . Относительный шаг в продольном направлении S_x/D равнялся 0,44, а в поперечном $S_z/D = 2,0$. Толщина пограничного слоя перед системой углублений не превышала 1,0 мм.

Результаты исследования показали, что для всех исследованных конфигураций турбулентный режим возникает практически сразу за вторым рядом: экспериментальные данные хорошо согласуются с уравнением для турбулентного течения на пластине, которое аппроксимировано в область низких чисел Рейнольдса (рис. 3). Это свидетельствует о возникновении турбулентного режима уже при $Re_x > 3000$ и слабом влиянии формы углубления на теплообмен при достаточно плотном расположении углублений. Наибольшая интенсификация теплообмена ($Nu_x/Nu_{x0} = 3,55$) наблюдается для углублений цилиндрической формы с $h/D = 0,20$ в области начала ламинарно-турбулентного перехода.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных, представленное на рис. 4., показывает, что в области низких чисел Рейнольдса ($Re_x = 2000 \dots 5000$) ни одна из использованных моделей турбулентности не дает удовлетворительного согласования с экспериментальными

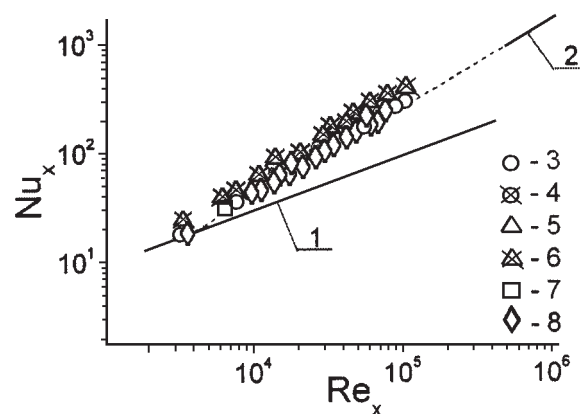


Рис. 3. Теплообмен за вторым рядом системы двухрядных углублений различной формы: 1 – ламинарное течение на пластине; 2 – турбулентное течение на пластине; 3 – сфера ($h/D = 0,2$); 4 – сфера ($h/D = 0,3$); 5 – цилиндр ($h/D = 0,2$); 6 – цилиндр ($h/D = 0,3$); 7 – квадрат ($h/D = 0,3$); 8 – ромб ($h/D = 0,3$).

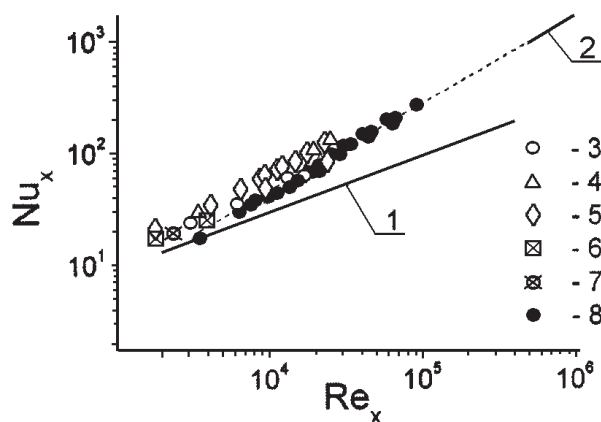


Рис. 4. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными по теплообмену за двойным рядом сферических углублений ($h/D = 0,3$): 1 – ламинарное течение на пластине; 2 – турбулентное течение на пластине; 3 – $k-\epsilon$ модель турбулентности для низких чисел Рейнольдса; 4 – $k-\epsilon$ модель для высоких чисел Рейнольдса; 5 – RNG модель; 6 – SST модель; 7 – V2F модель; 8 – экспериментальные данные.

данными. Различие экспериментальных и расчетных данных в этом случае составляет от 33 % ($k - \epsilon$ модель турбулентности для низких чисел Рейнольдса) до 77 % ($k - \epsilon$ модель для высоких чисел Рейнольдса и RNG модель). В области $Re_x > 5000$ $k - \epsilon$ модель турбулентности для низких чисел Рейнольдса, модели турбулентности SST и V2F хорошо согласуются с опытными данными (отклонение составляет от 2 до 7 %). В этой области расчетные данные, полученные с использованием RNG модели турбулентности, располагаются существенно выше экспериментальных данных.

Результаты измерений поверхностного трения за двойным рядом углублений показывают, что сразу за углублением, опытные данные располагаются между линиями для ламинарного и турбулентного течения. Это обусловлено частичной «деформацией» пристенного профиля скорости сразу за задней кромкой углубления. На расстоянии $x_* = (4,2 \dots 4,6)D$ опытные данные для поверхностного трения удовлетворительно согласуются с уравнением для турбулентного течения на пластине. Полученные результаты свидетельствуют о более заметном влиянии поверхностных углублений на профиль скорости, чем на профиль температуры.

Нетривиальные результаты получены при экспериментальном исследовании гидравлического сопротивления двухрядной системы углублений различной формы в канале.

С ростом относительной глубины сопротивление двухрядной системы сферических углублений увеличивается (рис. 5), а квадратных – уменьшается во всем диапазоне чисел Рейнольдса (рис. 6). Для цилиндрических углублений наблюдается смешанное влияние глубины: в области $Re_{2H} < 39000$ сопротивление уменьшается с ростом глубины, а при $Re_{2H} > 39000$ – увеличивается. Такой характер поведения гидравлического сопротивления свидетельствует о формировании на поверхности двухрядной системы углублений новой вихревой структуры (вихревых «катков»), которая определяет переход от трения скольжения к трению качения.

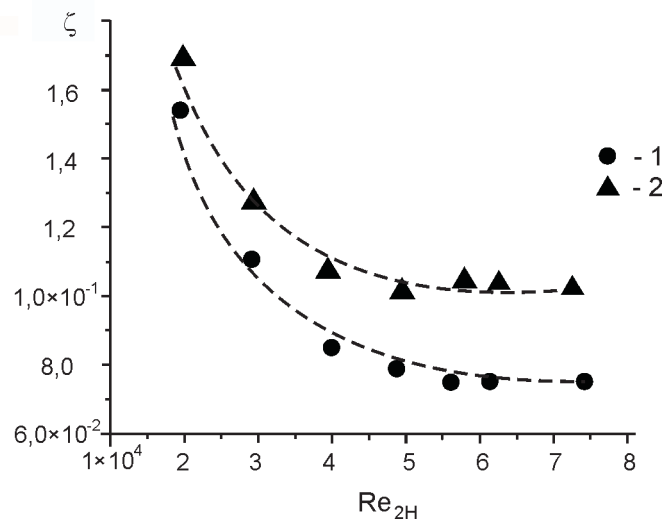


Рис. 5. Гидравлическое сопротивление двухрядной системы сферических углублений: 1 – $h/D = 0,20$; 2 – $h/D = 0,30$.

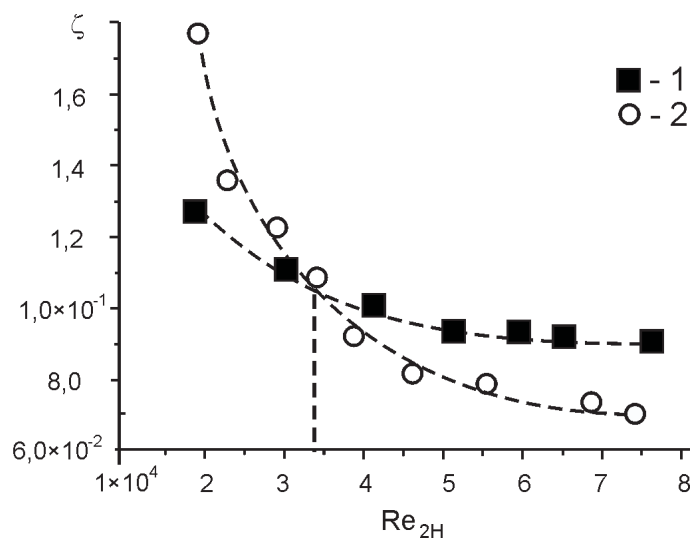


Рис. 6. Гидравлическое сопротивление двухрядной системы квадратных углублений: 1 – $h/D = 0,20$; 2 – $h/D = 0,30$.

Результаты численного моделирования структуры потока в системе двухрядных углублений показали, что форма углубления, его глубина и скорость обтекания оказывают значительное влияние на структуру вихревого потока в углублении. Форма вихревой структуры и ее масштаб играют определяющую роль в формировании условий для возникновения

режима «качения» внешнего потока по вихревым структурам и соответствующего снижения коэффициента сопротивления.

В области больших скоростей потока ($Re_{2H} > 39000$) сферические ($h/D = 0,20$) и цилиндрические ($h/D = 0,30$) углубления имеют наименьшее сопротивление, но характеризуются различной формой вихревой структуры. Для сферического углубления – это «втягивание» внешнего потока в центральную часть углубления, его закрутка и выброс сформированной вихревой структуры в основной поток на периферии углубления в двух противоположных направлениях. В цилиндрическом углублении – это начало разделения вихревой структуры на две симметричные вихревые области или формирование нестационарной и несимметричной вихревой структуры (рис. 7). В обоих случаях выброс вихревых структур осуществляется на периферии углубления в две противоположные стороны.

При малой скорости обтекания ($Re_{2H} = 17200 \dots 29000$) наименьшим сопротивлением обладают цилиндрические углубления с

$h/D = 0,20$, которые характеризуются отсутствием отрывной зоны в задней части углубления (рис. 7). В области $Re_{2H} = 29000 \dots 39200$ сферические углубления с относительной глубиной $h/D = 0,20$ имеют наименьшее сопротивление и характеризуются «втягиванием» потока в центральной части, его закруткой в двух противоположных направлениях и выбросом в периферийной области углубления.

Результаты исследования тройного ряда «мелких» углублений показывают, что переход к турбулентности за цилиндрическими и сферическими углублениями третьего ряда происходит при $Re_D > 9400$ [4]. Таким образом, после третьего ряда форма углубления уже не оказывает влияния на величину критического числа Рейнольдса. В трехрядной системе за цилиндрическим углублением второго ряда переход к турбулентности происходит при $Re_D > 5250 \dots 6800$. Это примерно соответствует данным, полученным для цилиндрического углубления второго ряда в двухрядной системе углублений ($Re_D > 6000$).

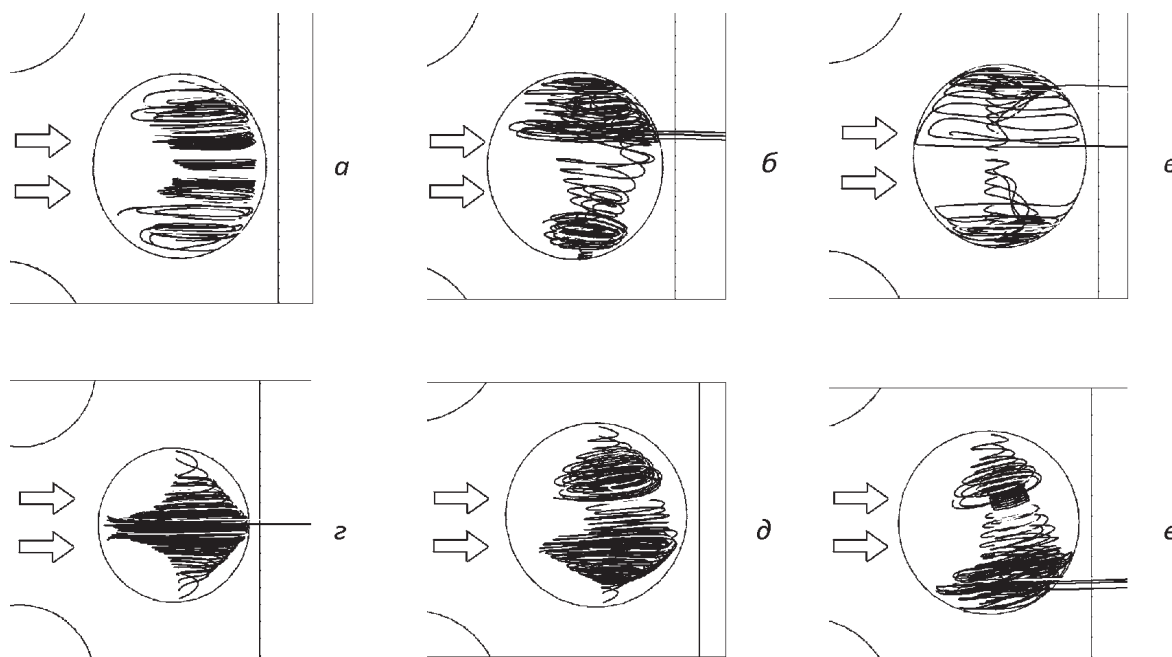


Рис. 7. Линии тока в цилиндрическом углублении второго ряда двухрядной системы:

**а, б, в – $h/D = 0,20$; г, д, е – $h/D = 0,30$; а, г – $W_\infty = 4,0$ м/с; $Re_{2H} = 17435$; $Re_D = 6400$;
б, д – $W_\infty = 9,0$ м/с; $Re_{2H} = 39200$; $Re_D = 14400$; в, е – $W_\infty = 16,0$ м/с, $Re_{2H} = 69700$; $Re_D = 25600$.**

Многорядные углубления

Ранее выполненные эксперименты с многорядными углублениями на плоской поверхности позволили сделать важный вывод о «самоорганизации» нестационарных вихрей, которые координируют свое пространственно-временное поведение в соответствии с условиями обтекания поверхности. Такая структура при большой плотности углублений обеспечивает достаточно высокий фактор интенсификации теплообмена ($Nu_{2H}/Nu_0 = 2,7...2,9$), который сопровождается примерно таким же увеличением потерь давления [1, 3]. Экспериментальная программа ИТТФ НАНУ выполнена в области низких (ламинарных и переходных) чисел Рейнольдса, когда во внешнем потоке отсутствует завихренность, «подавляющая» организованные объемные флуктуации, генерируемые углублениями. В исследованиях использовались сферические углубления на обеих поверхностях щелевого канала. Отношение высоты канала к диаметру углубления H/D составляло 0,175, при котором вихри, выходящие из углублений, не поступают в ядро потока, а присоединяются к стенке канала. Щелевой прямоугольный канал имел высоту 2,1 мм, ширину 56 мм и длину 156 мм. Опыты выполнены при изменении эквивалентного числа Рейнольдса Re_{2H} от 770 до 26500. Сферические углубления с острой кромкой (13...17 рядов в зависимости от плотности углублений γ) располагались на обеих поверхностях прямоугольного канала в шахматном порядке. Их диаметр и глубина составляли соответственно 12 и 2,4 мм ($h/D = 0,20$), а плотность расположения γ – 67 %, 55 % и 40 %.

Число Нуссельта в канале с поверхностными углублениями превышает данные для гладкого канала. В диапазоне изменения числа Re_{2H} от 900 до 10000 оно пропорционально числу Рейнольдса в степени 0,74 ($Nu_{2H} \sim Re_{2H}^{0,74}$), а при $Re_{2H} > 10000$ – в степени 0,8. Изменение плотности углублений γ от 40 % до 55 % практически не оказывает влияния на интенсивность теплообмена, однако дальнейшее увеличение плотности (до 67 %) приводит к

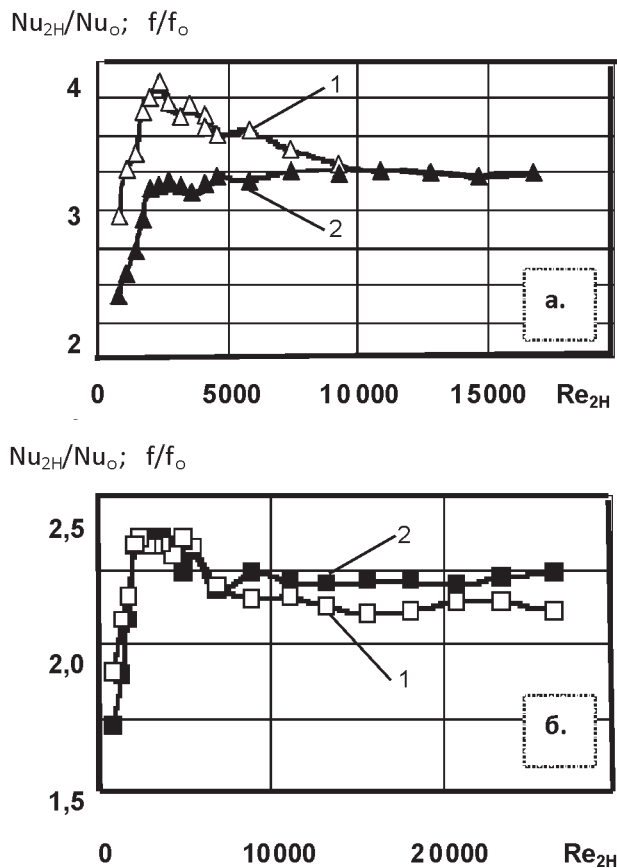


Рис. 8. Средний теплообмен и потери давления в щелевом канале со сферическими углублениями на обеих поверхностях ($h/D = 0,2$): а – $\gamma = 67\%$; б – $\gamma = 55\%$; 1 – Nu_{2H}/Nu_0 ; 2 – f/f_0 .

значительному возрастанию теплообмена во всем диапазоне изменения числа Рейнольдса. При $\gamma = 67\%$ отношение Nu_{2H}/Nu_0 достигает максимальной величины 3,7 при $Re_{2H} \approx 2400$, в то время как отношение f/f_0 составляет только 2,25 (рис. 8). Такая интенсификация значительно выше, чем в области турбулентных чисел Рейнольдса, где максимальная интенсификация теплообмена составляет 2,5...2,8. В области $Re_{2H} < 10000$ интенсификация теплообмена превышает увеличение сопротивления, т.е. здесь фактор аналогии Рейнольдса больше единицы. При $Re_{2H} > 10000$ отношения Nu_{2H}/Nu_0 и f/f_0 становятся примерно одинаковыми. При $\gamma = 55\%$ интенсификация теплообмена примерно соответствует росту сопротивления вплоть до значений $Re_{2H} = 6000...7000$ (рис. 8, б).

Максимальное значение $Nu_{2H}/Nu_0 = 2,3$ как и прежде достигается при $Re_{2H} \approx 2400$.

Поперечное обтекание цилиндра

Поперечное обтекание цилиндра характеризуется образованием отрыва потока в кормовой области. Нанесение поверхностных углублений на поверхность цилиндра является одним из методов пассивного управления отрывом потока. Сферические углубления на внешней поверхности трубы при ее поперечном обтекании смещают область отрыва потока в кормовую область и уменьшают критическое число Рейнольдса по сравнению со случаем обтекания гладкой трубы.

В работе [2] рассмотрено поперечное обтекание круглой трубы диаметром D с симметричными и несимметричными (рис. 9) углублениями цилиндрической формы диаметром $d = 1,0...3,0$ мм и относительной глубиной $h/d = 0,067...0,68$. Результаты исследования показали, что за цилиндром с углублениями зона отрыва потока меньше, чем при обтекании гладкого цилиндра (рис. 10). Симметричные углубления более эффективно подавляют отрыв потока, наименьшая зона обратного течения обнаружена в двух случаях – за цилиндром с симметричными углублениями диаметром 1,0 мм и относительной глубиной 0,68 (LS) и цилиндром с симметричными «мелкими» углублениями диаметром 3,0 мм и относительной глубиной 0,067 (GS).

В отличие от гладкого цилиндра ширина зоны отрыва за цилиндром с углублениями на поверхности изменяется по кривой с минимумом в зависимости от числа Рейнольдса $Re = W_\infty D/\nu$ (рис. 11), причем при $Re = 40000...50000$ наступает стабилизация зоны отрыва. Для каждой конфигурации существует определенное число Рейнольдса, при котором длина зоны отрыва потока является минимальной. Число Струхалия, характеризующее нестационарные флуктуации потока на поверхности цилиндра, изменяется от 0,21 до 0,96.

На рис. 12 представлены опытные данные по среднему теплообмену на поверхности

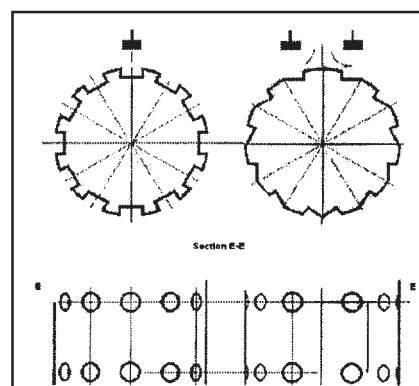
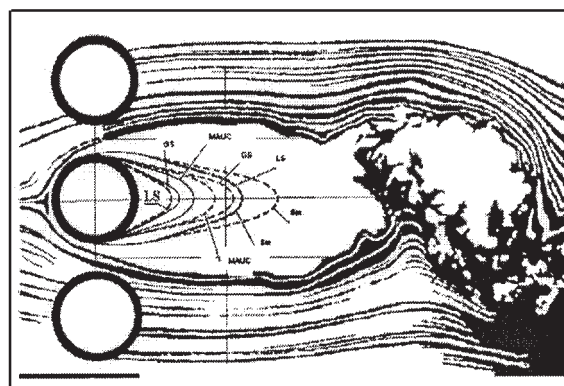


Рис. 9. Труба с симметричными и несимметричными углублениями на внешней поверхности [2].



**Рис. 10. Один ряд круглых труб с углублениями на поверхности [2].
Линии тока – гладкий цилиндр ($Re = 10000$, Van-Dyke); пунктирные линии – симметричные и несимметричные углубления на поверхности ($Re = 21680$).**

круглой трубы с углублениями на внешней поверхности для области чисел Рейнольдса Re от 3300 до 63000 [2]. Интенсификация теплообмена за счет углублений наблюдается для всех исследованных труб, но наибольшие значения фактора интенсификации теплообмена ($Nu/Nu_0 = 1,70...1,78$) получены в области больших чисел Рейнольдса при обтекании труб с глубокими несимметричными ($h/d = 0,23$) и «мелкими» ($h/d = 0,09$) симметричными углублениями. Труба с наиболее глубокими симметричными углублениями ($h/d = 0,68$) обла-

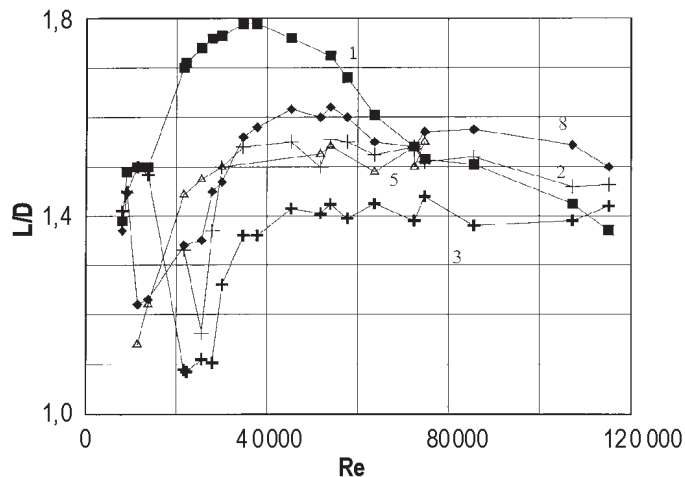


Рис. 11. Ширина зоны отрыва потока за цилиндром L с поверхностными углублениями [2]: 1 – гладкая труба; 2 – 5 – симметричные углубления: 2 – $d = 1,0$ мм, $h/d = 0,32$; 3 – $d = 1,0$ мм., $h/d = 0,68$; 4 – $d = 2,2$ мм, $h/d = 0,091$; 5 – $d = 3,0$ мм., $h/d = 0,067$; 8 – несимметричные углубления: 2 – $d = 2,6$ мм., $h/d = 0,23$.

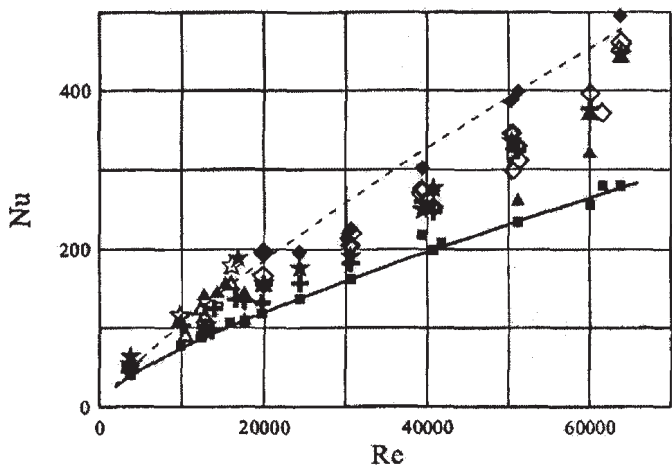


Рис. 12. Средний теплообмен круглой трубы с симметричными и несимметричными цилиндрическими углублениями на внешней поверхности [2]. Сплошная линия – гладкая труба. Пунктирная линия – несимметричные цилиндрические углубления, шахматное расположение. Диаметр 2,6 мм, глубина 0,59 мм ($h/D = 0,23$).

дает наихудшими показателями. Для труб с «мелкими» углублениями увеличение теплообмена за счет вихреобразования на поверхности превышает его рост вследствие увеличения внешней поверхности за счет нанесения углублений.

На рис. 13 приводятся опытные данные по среднему теплообмену на поверхности шероховатых труб и труб с несимметричными поверхностными углублениями. Шероховатые трубы диаметром $d = 30$ мм имели на наружной поверхности пирамидальные выступы высотой 0,15 мм и 1,2 мм. Такой тип соответствует неоднородной песочной шероховатости. При шахматном расположении продольный (по потоку) шаг выступов составлял 2,15 мм, а поперечный – 1,25 мм. Опыты показали, что высокие выступы более эффективны в области малых чисел Рейнольдса, но при $Re > 100000$ оба типа шероховатости демонстрируют примерно одинаковый уровень теплообмена. Из

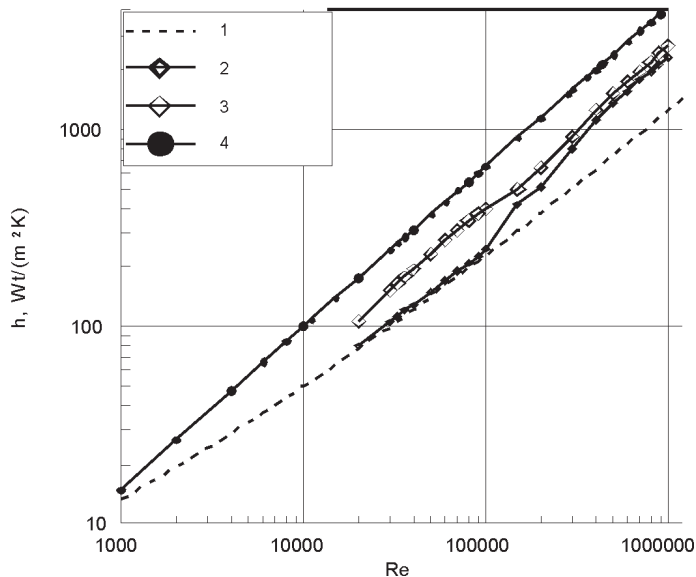


Рис. 13. Средний теплообмен на поверхности круглой трубы при поперечном обтекании: 1 – гладкая труба; 2, 3 – труба с относительной шероховатостью $k/d = 0,005$ и $k/d = 0,02$ (опыты Жукаускаса и Жюгжды); 4 – труба с несимметричными цилиндрическими углублениями $k/d = -0,023$ (пунктирная линия на рис. 13).

сравнения также видно значительное преимущество несимметричных углублений по сравнению с шероховатой поверхностью в виде выступов.

Теплогидравлическая эффективность

В работах [1, 5, 6] показано, что наиболее полный анализ теплогидравлической эффективности достигается в том случае, когда в качестве оси ординат используется фактор аналогии Рейнольдса $(Nu/Nu_0)/(f/f_0)$, а в качестве оси абсцисс – отношение f/f_0 . При использовании такой системы координат все известные экспериментальные данные располагаются в области между двумя граничными линиями, характеризующими поверхностное оребрение при больших числах Рейнольдса и оптимальные сферические углубления при малых числах Рейнольдса.

Обобщение подавляющего большинства опубликованных данных для интенсификаторов теплообмена различного типа представлено в работе [6]. На рис. 14 в координатах $(Nu/Nu_0)/(f/f_0) - f/f_0$ представлены области экспериментальных данных для различных методов интенсификации теплообмена, откуда следует, что условие опережающего роста теплообмена $Nu/Nu_0 > f/f_0$ достигается только в области малых значений отношения $f/f_0 = 1,25 \dots 2,5$, которое характерно для сферических поверхностных углублений ($h/d = 0,2 \dots 0,3$) при их плотном расположении на поверхности теплообмена.

Для оценки теплоэнергетической эффективности при поперечном обтекании трубы с поверхностными углублениями используется параметр $h/(C_w Re^3)$, который определяет отношение количества теплоты, переданное через единицу поверхности трубы при единичном перепаде температуры (коэффициент теплоотдачи) к затратам энергии на движение теплоносителя (произведение перепада давления на объемный расход).

На рис. 15 представлено изменение параметра теплогидравлической эффективности $h/(C_w Re^3)$ от числа Рейнольдса, где C_w – коэффициент сопротивления трубы, Re – число Рейнольдса для гладкой трубы и трубы с выступами

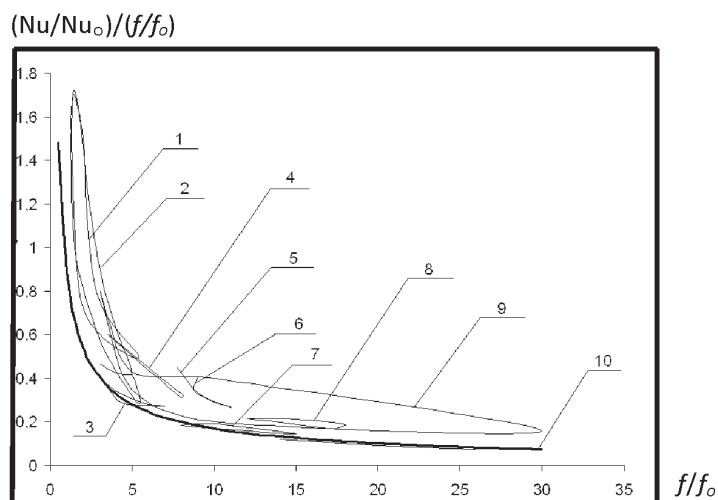


Рис. 14. Фактор аналогии Рейнольдса [6]:
1 – сферические углубления на двух сторонах канала; 2 – сферические углубления на одной стороне канала; 3 – внутренние канавки; 4 – сферические выступы на плоской поверхности; 5 – 60° – сплошные и разрезные ребра; 6 – 90° – разрезные ребра; 7 – чередующиеся сферические выступы и углубления; 8 – внутренние спиральные канавки; 9 – сферические углубления и выступы на сторонах плоского канала (плотный контакт); 10 – предельная кривая для поверхностного оребрения при больших числах Рейнольдса.

и углублениями. В качестве расчетной принята площадь поверхности исходной (гладкой) трубы. Теплогидравлическая эффективность труб с углублениями при поперечном обтекании уменьшается с ростом числа Рейнольдса, причем на всех кривых видны местные максимумы, соответствующие области критического обтекания. Наибольшая теплогидравлическая эффективность наблюдается для трубы с несимметричными углублениями, преимущество труб с поверхностными углублениями особенно заметно в области $Re > 100000$. Учет увеличения площади теплообмена за счет нанесения выступов и углублений на внешней поверхности трубы не изменяет сделанных выше выводов – трубы с несимметричными углублениями имеют наилучшие теплогидравлические пока-

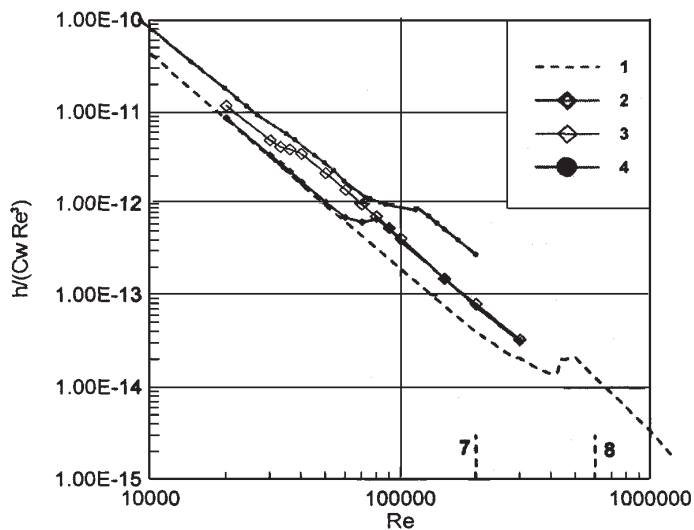


Рис. 15. Теплогидравлическая эффективность круглых труб:
 1 – гладкая труба; 2 – труба с относительной шероховатостью $k/d = 0,005$; 3 – труба с относительной шероховатостью $k/d = 0,02$; 4 – труба с несимметричными цилиндрическими углублениями $k/d = -0,024$; 7 и 8 – границы критического режима обтекания гладкой трубы.

затели в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса.

Полученные данные по физической структуре и теплообмену в поверхностно-вихревых системах способствовали созданию новых вихревых технологий аэротермодинамики, защищенных авторскими свидетельствами и патентами Украины и России [1, 2, 4-8]. Среди них лопатки с поверхностно-вихревым внутренним охлаждением, осциллирующее пленочное охлаждение лопаток газовых турбин, пассивное управление отрывом потока на лопатках компрессора и турбины, управление вторичными течениями на верхнем торце лопатки, новые поверхности теплообмена, низкотоксичные камеры сгорания, и некоторые другие.

Выполненные работы позволили сформулировать перечень вопросов дальнейшего исследования. Главные из них: влияние внешней

турбулентности и градиента давления на формирование вихревых структур, разработка более совершенных моделей нестационарной гидродинамики, взаимодействие вихревых структур в системе углублений различной формы, влияние сжимаемости на гидродинамику и теплообмен, ламинарно-турбулентный переход за системой углублений различной формы, теплообмен и гидродинамика в двухфазных системах. Важным направлением является разработка новых вихревых технологий аэротермодинамики с использованием свойств поверхностно-вихревых систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда фундаментальных исследований Украины (проект Ф40/24-2011 между ИТТФ НАНУ и ИТФ СО РАН, г. Новосибирск).

ЛИТЕРАТУРА

1. Халатов А.А., Борисов И.И., Шевцов С.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил // Т. 5. Теплообмен и теплогидравлическая эффективность вихревых и закрученных потоков. – К.: Изд. ИТТФ НАН Украины. – 2005. – 500 с.
2. Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 7. Вихревые технологии аэротермодинамики в энергетическом газотурбостроении // К.: Изд. ИТТФ НАН Украины. – 2008. – 292 с.
3. Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок) // К.: Изд. ИТТФ НАНУ. – 2005. – 140 с.
4. Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях массовых сил // Инженерно-физический журнал. – Т. 83. – № 4. – 2010. – С. 743–754.
5. Халатов А.А. Физическая структура поверхностно-вихревых систем // Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях. Т. 1 // М.: Изд. Дом МЭИ. – 2009. – С. 263–271.
6. Халатов А.А., Онищенко В.Н., Доник Т.В., Окишев А.В. Фактор аналогии Рейнольдса для интенсификаторов теплообмена различного типа // Известия Российской академии наук. сер. Энергетика. – № 4. – 2011. – С. 109–116.

7. Халатов А.А., Дашевский Ю.Я., Изгорова И.А. Новые вихревые технологии аэротермодинамики в энергетическом газотурбостроении. Ч. 2. Лопатки с поверхностно-вихревыми углублениями // Промышленная теплотехника.– Т. 30.– № 5.– 2008.– С. 16–22.

8. Халатов А.А. Новые вихревые технологии аэротермодинамики в энергетическом газотурбостроении. Ч. 3. Совершенствование термогазодинамических процессов // Пром. теплотехника.– Т. 30.– № 6.– 2008.– С. 5–19.

Получено 01.09.2011 г.

УДК 532.542.86(088.8)

Басок Б.И.¹, Гоцуленко В.В.¹, Гоцуленко В.Н.²

¹ Институт технической теплофизики НАН Украины

² Институт предпринимательства “Стратегия”

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ЗОНДХАУСА

Розглянуто теплофізичну модель релаксаційних коливань Зондхауса в горизонтально розташованому резонаторі Гельмгольца. В основу теоретичного опису даних коливань покладено механізм теплового розширення газу при його ізохорному нагріванні в замкнутому об'ємі і подальшому ізобарному розширенні в трубці резонатора. Теоретично встановлено властивості коливань Зондхауса при зміні потужності теплового потоку і діаметра сферичного об'єму резонатора Гельмгольца.

Рассмотрена теплофизическая модель релаксационных колебаний Зондхауса в горизонтально расположенном резонаторе Гельмгольца. В основу теоретического описания данных колебаний положен механизм теплового расширения газа при его изохорном нагреве в замкнутом объеме и дальнейшем изобарном расширении в трубке резонатора. Теоретически установлены свойства колебаний Зондхауса при изменении мощности теплового потока и диаметра сферического объема резонатора Гельмгольца.

We consider the simplest model of relaxation Sondhauss oscillations in a horizontal Helmholtz resonator. The theoretical description of these fluctuations put the mechanism of thermal expansion of the gas at its isochoric heating in a closed volume and further isobaric expansion in the tube cavity. Theoretically, the properties are set when the Sondhauss oscillation of the heat flow and the diameter of the spherical volume of the Helmholtz resonator.

G – массовый расход;

S – площадь;

V – объем;

R – универсальная газовая постоянная;

P – давление;

h – потери давления;

T – температура;

t – время;

w – скорость;

λ – коэффициент гидравлических потерь;

ρ – плотность газа.

Индексы верхние:

вых – на выходе из трубки резонатора Гельмгольца;

ш – сферический объем резонатора.

Индексы нижние:

0 – начальное значение;

тр – трубка резонатора Гельмгольца;

эл – электронагреватель;

н – наполнение объема резонатора;

кр – критическое значение;

ср – среднее значение.