

В начале этапа, на котором начинают зарождаться крупные вихревые структуры на внутренней поверхности лопасти  $\theta = 90^\circ$  (рис. 5, а), происходит смещение положения центра давления в сторону задней кромки лопасти. Это объясняется формированием и прохождением крупных вихрей над обтекаемой поверхностью лопасти, а, следовательно, резким изменением распределения давления по поверхности лопасти, подверженной динамическому срыву потока. Максимальное отклонение наблюдается при угловом положении  $\theta = 135^\circ$  (рис. 5, г) и равно 0.7 (рис. 8, в).

После схода крупных вихрей положение центра давления начинает смещаться в сторону передней кромки лопасти.

На остальном участке траектории, где обтекание лопасти носит безотрывный характер или влияние вихрей не столь существенно, положение центра давления находится в указанном выше диапазоне (0.17–0.42 длины хорды).

#### **Выводы.**

1. В результате проведенных исследований на основе уравнений Навье-Стокса выполнен анализ структуры и закономерностей развития нестационарных турбулентных несжимаемых течений при обтекании одиночной лопасти ротора Дарье ( $\lambda = 2.5$ ). Рассчитаны коэффициенты крутящего момента лопасти относительно носика, центра вращения, а также положение центра давления от углового положения ротора.
2. Выделены основные стадии формирования вихревой структуры. Показано, что вязкие и динамические эффекты играют существенную роль в работе ротора Дарье. Основной крутящий момент при принятых параметрах создается на наветренном участке траектории лопасти.
3. Установлено, что для большинства угловых положений одиночной лопасти ротора Дарье центр давления находится на расстоянии 0.17 – 0.42 длины хорды.

#### **Библиографические ссылки**

1. **Howell R.** Wind tunnel and numerical study of a small vertical axis wind turbine / R. Howell. – University of Sheffield, 2009. – P.10.
2. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкости / К. Флетчер – М., 1991. – Т. 1. – 501 с. – Т. 2. – 552 с.
3. **Rung T.** Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation / T. Rung, U. Bunge, M. Schatz, F.Thiele // AIAA Journal. – 2003. – Vol. 4, № 7. – P.1396–1399.
4. **Rogers S.E.** An upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier-Stokes equations / S.E. Rogers, D. Kwak // AIAA Journal. – 1990. – Vol. 28, № 2. – P. 253–262.
5. **Zijlema M.** On the construction of third-order accurate TVD scheme using Leonards normalized variable diagram with application to turbulent flows in general domains / M. Zijlema // Delft University of Technology: Technical Report DUT-TWI-94-104. – 1994. – 25 p.

Надійшла до редколегії 12.01.10

УДК 532.516

А.А. Пилипенко

Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара

### **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АВТОКОЛЕБАНИЙ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ НА ПРОФИЛЕ НАСА 0012**

---

© А.О. Пилипенко, 2010

Проведено численне дослідження обтекания профіля NASA 0012 в діапазоні чисел Маха набегаючого потоку  $M_\infty = 0.3 \div 0.95$  і кутів атаки  $\alpha = 0^\circ \div 10^\circ$  при фіксованому числі Рейнольдса  $Re = 3.91 \cdot 10^6$ . Розрахунки виконані на основі нестационарних усереднених по Рейнольдсу рівнянь Нав'є-Стокса, замкнених за допомогою однопараметричної диференціальної моделі турбулентності Спаларта-Аллмараса. Приведено розподіл тиску та коефіцієнт тертя на поверхні профілю, ізолінії чисел Маха, а також значення аеродинамічних коефіцієнтів. Аналізується структура та фізичні особливості течії. Відзначено межі виникнення та зникнення автоколювання скачка ущільнення для докритических кутів атаки.

*Ключевые слова:* аеродинамічні характеристики профілю, трансзвукові числа Маха, автоколювання скачка ущільнення.

Виконано чисельне дослідження обтікання профілю NASA 0012 у діапазоні чисел Маха набегаючого потоку  $M_\infty = 0.3 \div 0.95$  та кутів атаки  $\alpha = 0^\circ \div 10^\circ$  при фіксованому числі Рейнольдса  $Re = 3.91 \cdot 10^6$ . Розрахунки виконані на основі нестационарних усереднених за Рейнольдсом рівнянь Нав'є-Стокса, замкнених за допомогою однопараметричної диференціальної моделі турбулентності Спаларта-Аллмараса. Наведено розподіл тиску та коефіцієнт тертя на поверхні профілю, ізолінії чисел Маха, а також значення аеродинамічних коефіцієнтів. Проаналізовано структуру та фізичні особливості течії. Визначено межі виникнення та зникнення автоколювання скачка ущільнення для докритических кутів атаки.

*Ключові слова:* аеродинамічні характеристики профілю, трансзвукові числа Маха, автоколювання скачка ущільнення.

The numerical investigation of flow about profile NASA 0012 in the range of Mach number of free-stream flow  $M=0.3 - 0.95$  and angle of attack  $\alpha=0^\circ-10^\circ$  with the fixed Reynold's number  $Re=3.91 \cdot 10^6$  is obtained. The calculations was made on the basis of non-stationary averaged equations Navier-Stocks on Reynold's closed with the help of one-parametrical differential model by Spalart-Allmaras turbulence. The pressure distribution on the surface of profile, isolines of Mach number, as well as the aerodynamic coefficients are calculated. The boundaries of inception and disappearing of auto-oscillations of compression shock for precritical angle of attack are noticed.

*Keywords:* profile aerodynamic characteristics, transonic Mach number, auto-oscillations of a compression shock.

**Введение.** Теоретический интерес исследования нестационарного трансзвукового обтекания аэродинамических профилей состоит в изучении происходящих при этом физических процессов. С точки зрения практики инженерных расчетов немаловажным является возможность прогнозирования развития нестационарных аэродинамических сил. Взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем может привести к отрыву потока, крупномасштабной неустойчивости всего поля течения и, как следствие, автоколебаниям скачка уплотнения. Возникновение автоколебаний скачка уплотнений относится к опасным явлениям в трансзвуковой аэродинамике, поскольку они могут привести к бафтингу элементов летательного аппарата [1; 2].

**Постановка задачи.** В работе рассматривается обтекание неподвижного профіля NASA 0012 стационарным дозвуковым внешним потоком. Идентификация режима автоколебаний скачка уплотнения осуществлялась по возникновению периодических колебаний аэродинамических характеристик большой амплитуды для докритических углов атаки.

Исследования выполнены в диапазоне чисел Маха  $M_\infty = 0.3 \div 0.95$  и углов атаки  $\alpha = 0^\circ \div 10^\circ$  при фиксированном числе Рейнольдса  $Re = 3.91 \cdot 10^6$ .

Настоящая работа является продолжением исследования стационарного и нестационарного трансзвукового турбулентного обтекания аэродинамических профілей [3–8].

**Исходные уравнения и численный метод.** Численное моделирование выполнено с помощью двумерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса в криволинейных координатах [9–11]. Система уравнений дополнялась уравнением состояния совершенного газа. Динамический коэффициент молекулярной вязкости определялся по степенной зависимости от температуры [12]. Для расчета коэффициента турбулентной вязкости использовалась однопараметрическая дифференциальная модель Spalart-Allmaras [13].

На поверхности профиля задавались условия прилипания  $\mathbf{V} = 0$  и отсутствия теплообмена  $\partial T / \partial n = 0$ . На внешней границе расчетной области значения параметров потока определялись на основе инвариантов Римана. Значение рабочей переменной  $\tilde{\nu}$ , входящей в модель турбулентности, на твердой поверхности полагалось равным нулю, на входной внешней границе  $\tilde{\nu} = 0.1$ , а на выходной границе ставились безградиентные условия.

Дискретизация системы исходных уравнений Навье-Стокса выполнена с помощью конечно-объемного метода для криволинейных координат [9; 11; 14]. Конвективные слагаемые вычислялись по схеме Roe [9; 15]. Для обеспечения второго порядка точности по пространству в работе использовалась симметричный ограничитель потоков, предложенный Jameson [16]. Вязкие слагаемые в уравнениях аппроксимировались по трехточечному шаблону со вторым порядком точности. Дискретный аналог исходных уравнений Навье-Стокса записывался в виде неявной схемы относительно искомого приращения переменных. Полученная система алгебраических уравнений решалась блочно-матричными прогонами [17]. Данный численный алгоритм реализован в рамках единого пакета программ решения задач вычислительной аэродинамики [3; 9; 18].

**Тестирование численного алгоритма** было проведено на четырех задачах: стационарное транзвуковое обтекание профиля RAЕ 2822 [3], обтекание профиля НАСА 0012 с наличием локальных сверхзвуковых зон малой интенсивности [3–5], дозвуковое слабо-сжимаемое обтекание профиля НАСА 4412 [6; 7] и обтекание профиля ВГК №.1 для режима автоколебания скачка уплотнения на подветренной стороне [7].

Расчеты проводились на сетках типа «О» размерностью 450 x 200 и 600 x 250 узлов. Сгущение сеточных узлов вблизи твердой поверхности выбиралось таким образом, чтобы обеспечить значение  $\Delta y^+ \leq 0.7$  в области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Расстояние до внешней границы полагалось равным 20÷25 длин хорды профиля. Время расчета одного варианта составляло от 6 до 25 часов машинного времени РС Athlon 3.0 ГГц.

Следует отметить, что погрешность расчета интегральных аэродинамических характеристик в тестовых задачах не превышала 2–3% при хорошем воспроизведении распределенных параметров.

**Результаты.** Ниже представлены результаты численных экспериментов по исследованию структуры транзвуковых течений вблизи неподвижного профиля НАСА 0012 при докритических углах атаки. Получены как стационарные режимы обтекания с различными конфигурациями локальных сверхзвуковых зон и скачков уплотнения, так и нестационарные режимы, сопровождающиеся колебаниями распределенных и интегральных характеристик.

Наиболее опасными для конструкции летательного аппарата являются явно выраженные периодические колебания, когда значения коэффициента подъемной силы меняется в два-три раза. В качестве примера на рис. 1–3 представлены резуль-

таты расчета обтекания профиля NASA 0012 при  $M_\infty = 0.725$ ,  $\alpha = 5^\circ$ ,  $Re = 3.91 \cdot 10^6$  для одного цикла колебаний скачка уплотнения. Момент времени  $t = 0$  соответствует максимуму коэффициента подъемной силы (рис. 4а).

Скорости движения скачка уплотнения вверх и вниз по потоку различны. Изменение коэффициента подъемной силы от максимума до минимума занимает интервал времени  $\Delta t \approx 0.48 \cdot T$ , а возрастание его происходит на интервале  $\Delta t \approx 0.52 \cdot T$ . Следует отметить, что достижение максимума и минимума по  $C_L$  не совпадает с крайним правым и крайним левым положением скачка уплотнения.

Из анализа результатов расчетов, приведенных на рис. 1-3, вытекает, что в момент времени  $t = 0$  скачок уплотнения уже движется вверх по потоку. Точка отрыва находится в положении приблизительно одной трети хорды профиля.

Развитая отрывная зона, являющаяся результатом взаимодействия ударной волны с пограничным слоем, простирается от  $x/c \approx 0.33$  до задней кромки. В последующие моменты времени до  $t = 0.4 \cdot T$  криволинейный скачок уплотнения перемещается к носику профиля вследствие чего увеличивается протяженность области отрыва за ним.

Отметим, что хотя в момент времени  $t = 0.4 \cdot T$  локальная сверхзвуковая зона (ЛСЗ) имеет минимальные размеры, и скачок уплотнения находится в крайнем левом положении, точка отрыва уже начинает движение вниз по потоку. Это связано с изменением формы скачка вблизи профиля из криволинейного в нормальный, близкий к прямому.

Вторая фаза характеризуется движением скачка уплотнения вниз по потоку, увеличением размеров сверхзвуковой зоны. Структура отрывного течения здесь иная. Единая отрывная зона распадается на две: отрыв, вызванный скачком уплотнения и отрыв вблизи задней кромки (рис. 3;  $t = 0.5 \cdot T$ ). При дальнейшем движении остается только одна отрывная зона от скачка уплотнения, а течение вблизи задней кромки становится безотрывным (рис. 3;  $t = 0.6 \cdot T$ ,  $t = 0.7 \cdot T$ ). Вблизи крайнего правого положения скачка уплотнения ( $t = 0.8 \cdot T$ ,  $t = 0.9 \cdot T$ ) точка отрыва находится в небольшом диапазоне  $x/c \approx 0.34 \div 0.36$ , а точка присоединения сдвигается к задней кромке. Затем цикл отрывного течения и движения скачка уплотнения повторяется вновь. Следует отметить, что распределение коэффициента давления на наветренной стороне сохраняет свой характер с незначительными изменениями вблизи задней кромки (рис. 2).

Эволюция по времени коэффициентов подъемной силы и сопротивления при нестационарном обтекании профиля NASA 0012 носит периодический характер (рис. 4). Изменения аэродинамических характеристик связано, в основном с процессами, происходящими на наветренной стороне. Коэффициент подъемной силы меняется в диапазоне от  $C_{L_{min}} \approx 0.339$  до  $C_{L_{max}} \approx 0.676$ , а коэффициент сопротивления – в диапазоне от  $C_{D_{min}} \approx 0.028$  до  $C_{D_{max}} \approx 0.059$ . Экстремумы коэффициентов  $C_L$  и  $C_D$  в процессе колебаний не совпадают друг с другом. Безразмерный период колебаний составил  $T \approx 14.7$ , а соответствующая ему частота (число Струхала  $Sh = 1/T$ ) была равна  $Sh \approx 0.068$ . Для хорды профиля один метр в условиях стандартной атмосферы период колебаний составляет примерно 0.06 секунды, а частота 16.7 Гц.

Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися представлениями об автоколебании скачка уплотнений [19].

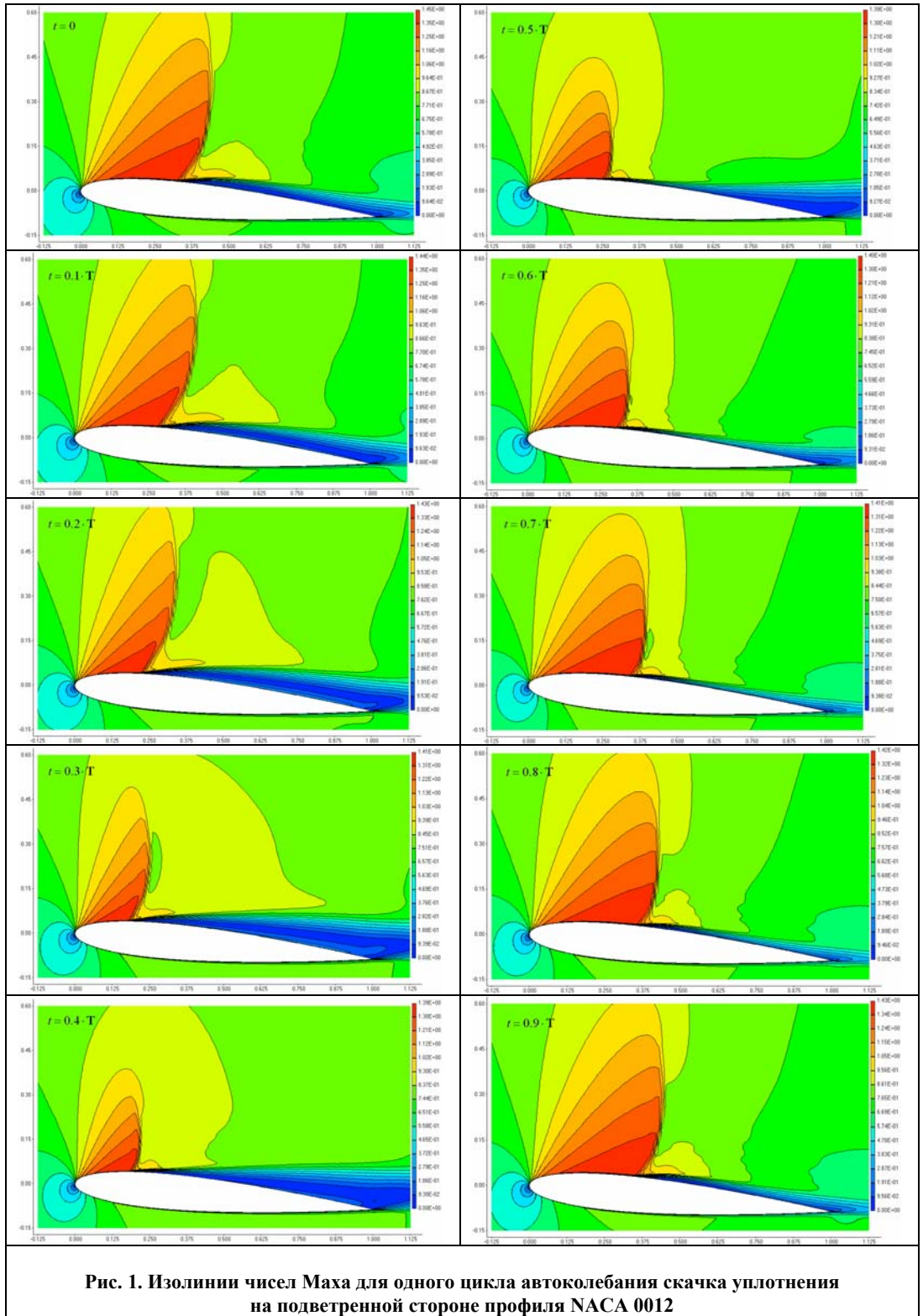
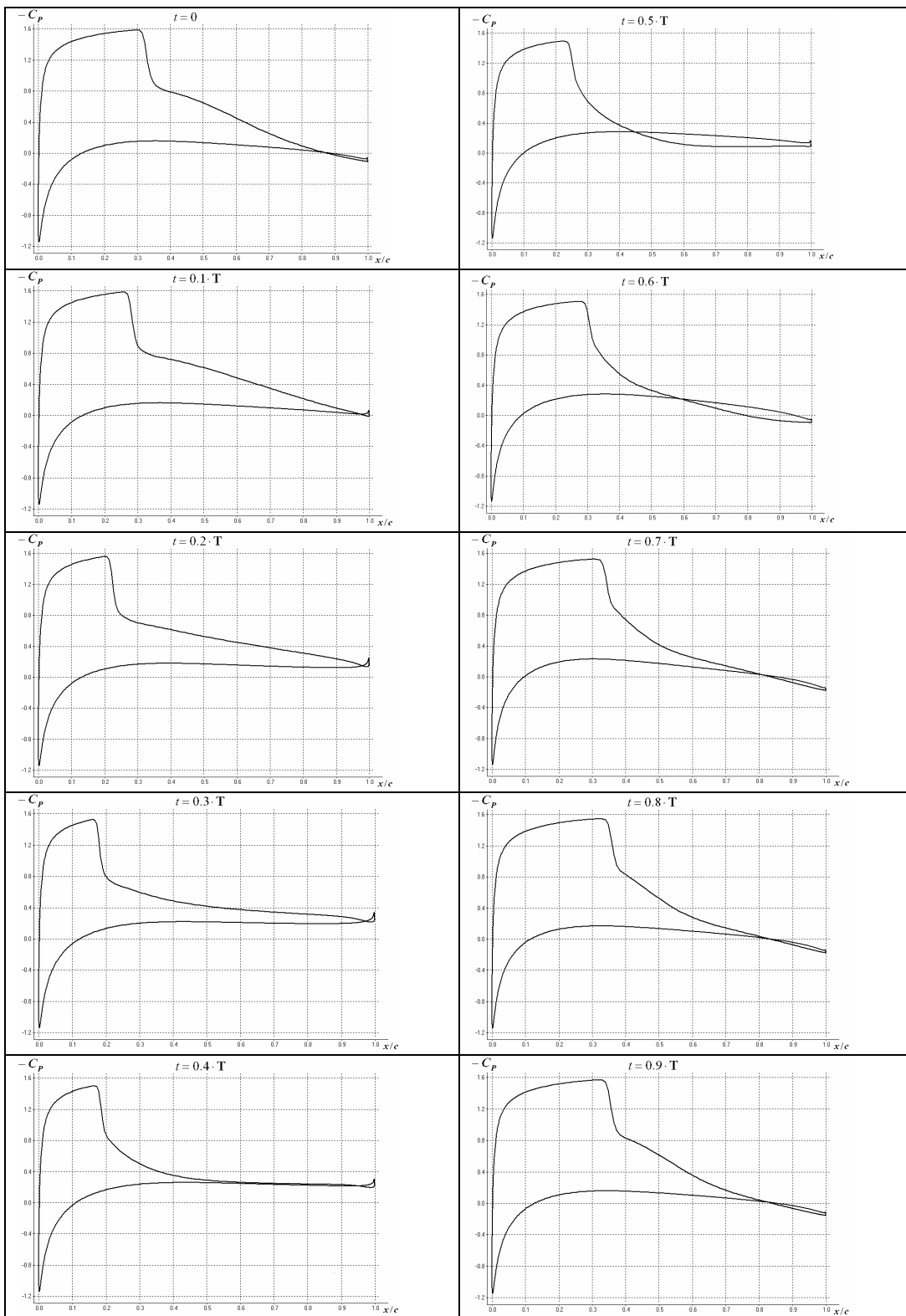
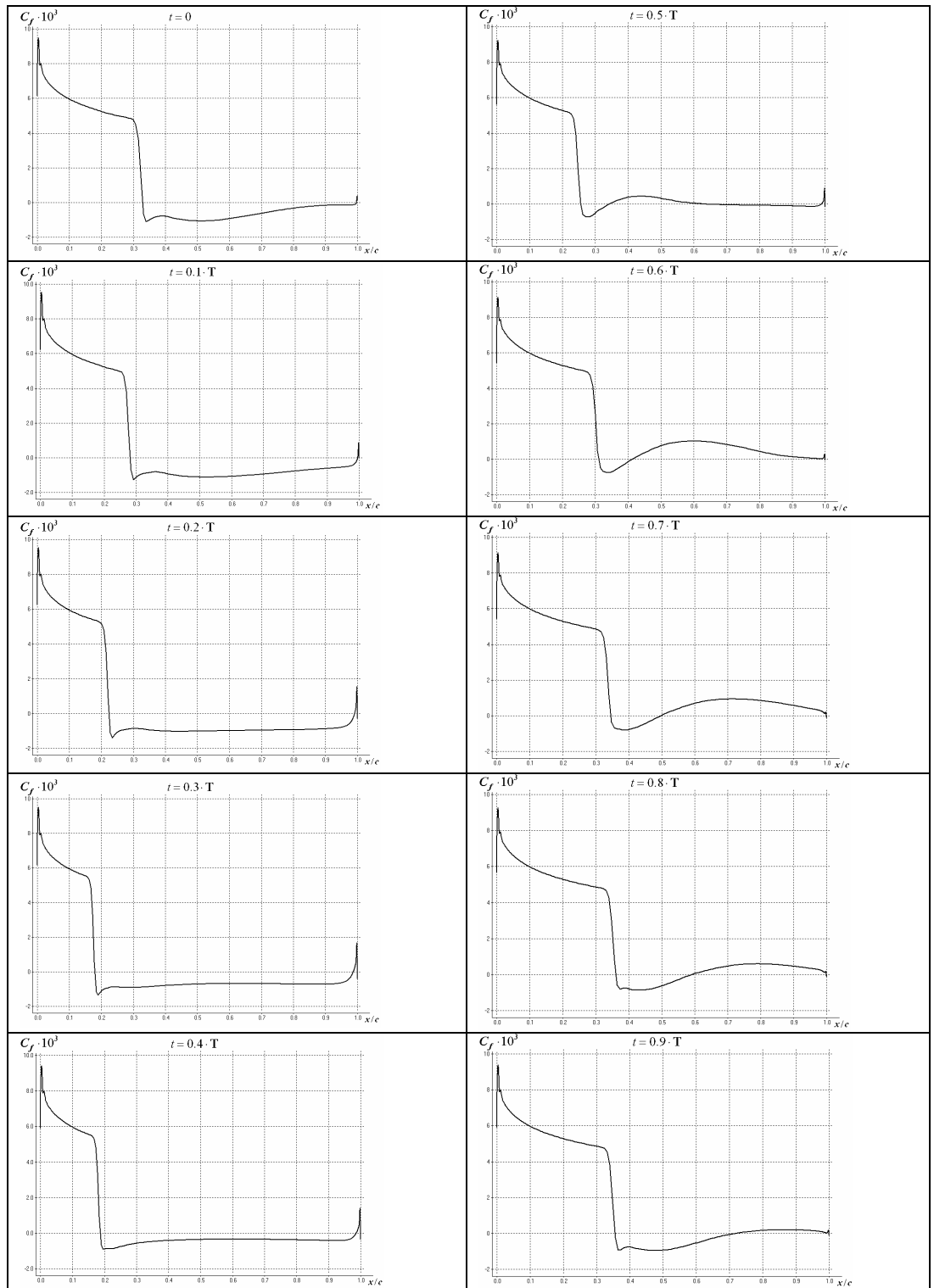


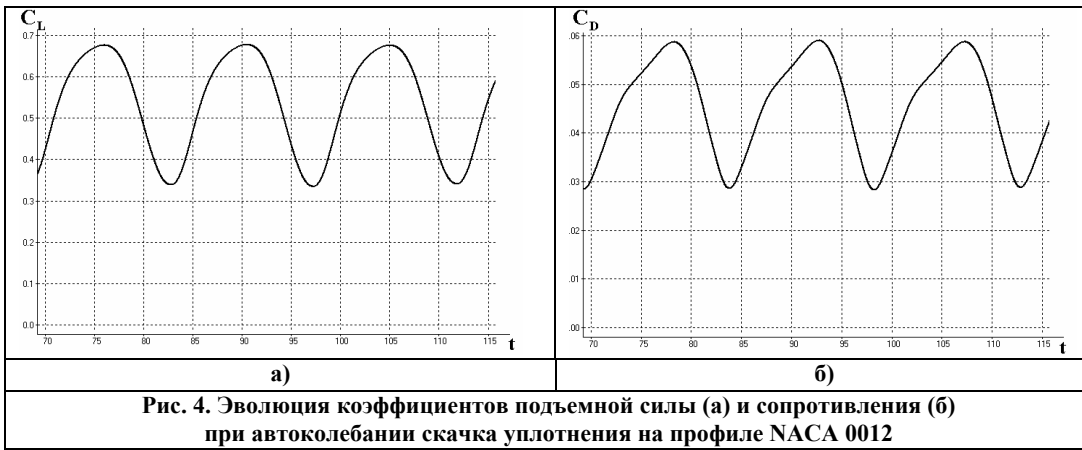
Рис. 1. Изолинии чисел Маха для одного цикла автоколебания скачка уплотнения на подветренной стороне профиля NACA 0012



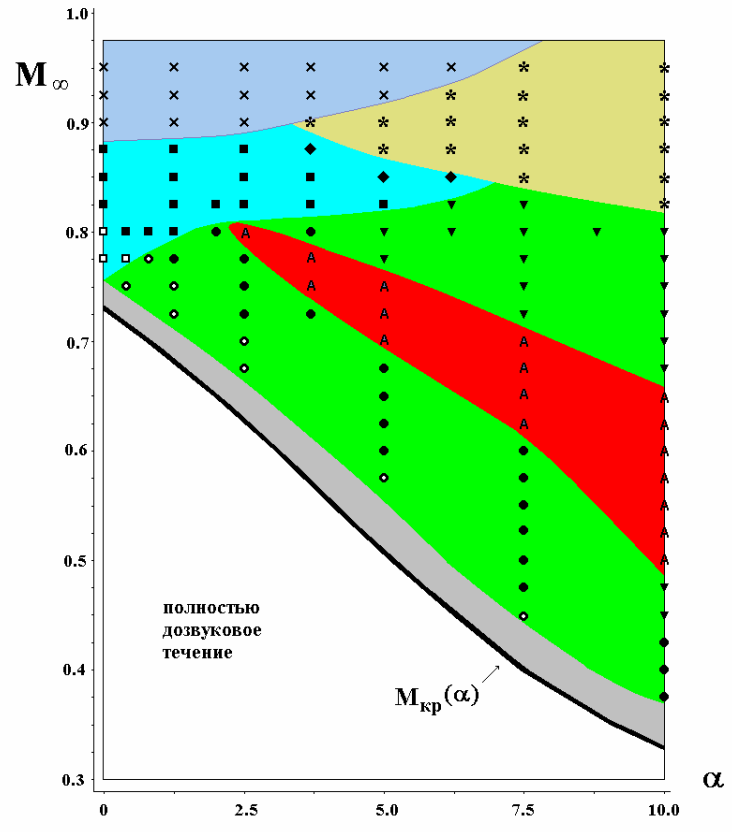
**Рис. 2. Распределение коэффициента давления по поверхности профиля NASA 0012 для одного цикла автоколебания скачка уплотнения**



**Рис. 3. Распределение коэффициента трения на подветренной стороне профиля NASA 0012 для одного цикла автоколебания скачка уплотнения**



В процессе проектирования летательных аппаратов граница начала бафтинга (автоколебания скачка уплотнения) является важной информацией для определения крейсерских режимов полета. В этой связи были проведены двухпараметрические исследования турбулентного трансзвукового обтекания профиля NASA 0012 для чисел Маха лежащих в диапазоне  $M_\infty = 0.3 \div 0.95$ , углов атаки  $\alpha = 0^0 \div 10^0$  при фиксированном числе Рейнольдса  $Re = 3.91 \cdot 10^6$  и составлена «карта» режимов обтекания профиля (рис. 5) [6; 7]. Каждый режим обтекания соответствует различным физическим особенностям поля течения.





Полностью дозвуковое течение находится в нижней части «карты» и соответствует умеренным числам Маха набегающего потока (табл. 1).

Переход через критические значения чисел Маха характеризует режим с локальными сверхзвуковыми зонами слабой интенсивности при отсутствии ударных волн.

Большую часть «карты» занимают односкачковые режимы течения. Подрежимами здесь являются отрывное и безотрывное течение с криволинейным скачком уплотнения на подветренной стороне профиля, а также отрывные течения со скачком в виде лямбда-ножки.

Зона автоколебаний ударных волн находится полностью в рамках односкачкового режима. Следует отметить, что для меньших углов атаки реализуется стационарный режим с криволинейной ударной волной, а для больших углов атаки – режим со скачком в виде лямбда-ножки, в то время как в процессе автоколебаний происходит взаимная смена этих конфигураций.

Выше располагается режим с двухскачковой конфигурацией. Здесь также наблюдаются течения с отрывом пограничного слоя и без него. К этому режиму можно отнести конфигурацию, когда скачок на нижней поверхности является хвостовым, а на подветренной стороне образуется характерная лямбда-ножка. Автоколебания скачков уплотнения здесь не наблюдались.

При больших числах Маха реализуются стационарные режимы с хвостовыми скачками уплотнения, либо системы ударных волн, волн сжатия и разрежения.

Таблица 1

Таблица условных обозначений режимов обтекания профиля НАСА 0012 к рис. 5

| Символ | Описание конфигурации   |
|--------|---|
|        | Наличие локальной сверхзвуковой зоны слабой интенсивности         |
| ○      | Односкачковый режим (без отрыва)                                  |
| ●      | Односкачковый режим (с отрывом)                                   |
| ▼      | Односкачковый режим с лямбда-ножкой                               |
| A      | Автоколебания скачка уплотнения                                   |
| □      | Двухскачковый режим (без отрыва)                                  |
| ■      | Двухскачковый режим (с отрывом)                                   |
| ◆      | Двухскачковый режим (1 + хвостовой)                               |
| ×      | Двухскачковый режим. Оба скачка хвостовые с наличием лямбда-ножек |
| *      | Системы ударных волн и волн разрежения                            |

При дальнейших исследованиях трансзвукового турбулентного обтекания профиля НАСА 0012 возможно уточнение границ, разделяющих отдельные режимы.

**Заключение.** На основе осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса проведено численное исследование обтекания профиля НАСА 0012 в диапазоне чисел Маха  $M_\infty = 0.3 \div 0.95$  и углов атаки  $\alpha = 0^\circ \div 10^\circ$  при фиксированном числе Рейнольдса  $Re = 3.91 \cdot 10^6$ .

Проанализирована структура и физические особенностей течения для случая автоколебаний скачка уплотнения на подветренной стороне профиля при  $M_\infty = 0.725$ ,  $\alpha = 5^\circ$ .

Показаны границы возникновения и исчезновения автоколебания скачка уплотнения для докритических углов атаки.

Направлением дальнейших исследований является уточнение физических аспектов автоколебаний скачка уплотнения, неустойчивости отрыва пограничного на подветренной стороне и влияние трехмерных эффектов в геометрически двумерных задачах.

### Библиографические ссылки

1. **Mason W. H.** Configuration aerodynamics, Transonic aerodynamics of airfoils and wings / W. H. Mason // Course of Lectures. – 2006. – 24 p.
2. **Болхауз У. Ф.** Некоторые новейшие достижения в численном исследовании трансзвуковых течений / У. Ф. Болхауз // Численные методы в динамике жидкости; под ред. Г. Вирц, Ж. Смолдерн – М., – 1981. – 407 с.
3. **Приходько А.А.** Численное исследование возникновения и развития локальных сверхзвуковых зон при дозвуковом обтекании профиля НАСА 0012 / А.А. Приходько, О.Б. Полевой, А.А. Пилипенко // Вісник Дніпропетр. ун-ту, Механіка, 2008, Вип.11, т.16, № 5. – С. 19–30.
4. **Приходько А.А.** Численное моделирование нестационарных трансзвуковых турбулентных отрывных течений при обтекании профилей / А.А. Приходько, О. Б. Полевой, А. А. Пилипенко // Тези науково-практичної конференції «Комп'ютерна гідромеханіка». – К., – 2008. – С. 41.
5. **Пилипенко А.А.** Численное моделирование трансзвукового обтекания профиля НАСА 0012 под небольшими углами атаки / А. А. Пилипенко // Тези XI міжнародної науково-практичної конференції «Людина і космос», Дніпропетровськ. – 2009. – С. 33.
6. **Пилипенко А. А.** О значениях критического числа Маха набегающего потока при трансзвуковом обтекании аэродинамических профилей / А. А. Пилипенко // Вісник Дніпропетр. ун-ту., Механіка. – 2009, Вип.13, т.17, № 5. – С. 17–27.
7. **Приходько А. А.** Режимы трансзвукового обтекания аэродинамических профилей / А.А. Приходько, О.Б. Полевой, А.А. Пилипенко // Тезисы IX международной школы семинара «Модели и методы аэродинамики», Евпатория, 2009. – С. 142–144.
8. **Приходько А. А.** Особенности взаимодействия скачков уплотнения и волн разряжения с пограничным слоем и следом при трансзвуковом обтекании аэродинамических профилей / А.А. Приходько, О.Б. Полевой, А.А. Пилипенко // Харьков «ХАИ», 2009, Сборник научных трудов, вып. 3. – С. 158–182.
9. **Приходько А.А.** Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене / А.А. Приходько – К., – 2003. – 380 с.
10. **Pulliam T.H.** Efficient solution methods for the Navier-Stokes equations / T.H. Pulliam // Lecture notes for the von Karman Institute for Fluid Dynamics. Lecture Series, Von Karman Institute, Belgium. – 1985. – 98 p.
11. **Tannehill J.C.** Computational fluid mechanics and heat transfer (Second edition) / J.C. Tannehill, D.A. Anderson, R.H. Pletcher – Taylor & Francis, New York. – 1997. – 785 p.
12. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг – М., – 1974. – 711 с.
13. **Spalart P.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flow / P.R. Spalart, S.R. Allmaras // AIAA Paper, №.92-0439, 1992. – 22 p.
14. **Флетчер К.** Вычислительные методы в динамике жидкости / К. Флетчер – М., – 1991. – т.1, 501 с.; – т.2, 552 с.
15. **Roe P.L.** Characteristic-based schemes for the Euler equations / P.L. Roe // Annual review of fluid mechanics. – Vol.18, 1986. – P. 337–365.
16. **Jameson A.** Analysis and design of numerical schemes for gas dynamics 1: Artificial diffusion, upwind biasing, limiters and their effect on accuracy and multigrid convergence / A. Jameson // International Journal of Computational Fluid Dynamics, – Vol.4, 1995. – P. 171–218.
17. **Самарский А.А.** Теория разностных схем / А.А. Самарский – М., – 1983. – 616 с.
18. **Полевой О.Б.** Численное моделирование управления отрывом сверхзвукового трехмерного потока при обтекании стреловидных углов сжатия / О.Б. Полевой, А.А. Приходько // Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы. – 2006. – С. 101–119.

19. **Xiao Q.** Numerical study of transonic buffet on a supercritical airfoil / Q. Xiao, H. M. Tsai // AIAA Journal – 2006, – Vol. 44, № 3. – P. 620–628.

Надійшла до редколегії 20.01.10

УДК 532.5+533.6

Л.И. Кныш, В.И. Давыдов

Днепропетровский национальный университет имени Олеся Гончара

## ОСОБЕННОСТИ РАСЧЁТА ПОЛЯ СКОРОСТИ ПРИ ТЕЧЕНИИ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В КАНАЛАХ ПОЛУКРУГЛОЙ ФОРМЫ

Представлены результаты аналитического и численного решения задачи вязкого течения несжимаемой жидкости в цилиндрическом канале полукруглого сечения. Аналитическое решение получено с помощью рядов и интегралов Фурье, численное – итерационным конечно-разносным методом. Определены качественные характеристики течения, проведено сравнение результатов аналитического и численного решений.

*Ключевые слова:* вязкое течение несжимаемой жидкости, каналы полукруглого сечения, ряды и интегралы Фурье, приближённое аналитическое решение, численное решение.

Наведено результати аналітичного та чисельного розв'язку задачі в'язкої течії нестисливої рідини в циліндричному каналі напівкруглого перетину. Аналітичний розв'язок отримано за допомогою рядів та інтегралів Фур'є, чисельний – ітераційним скінченно-різницеvim методом. Визначено якісні характеристики течії, проведено порівняння результатів аналітичного та чисельного розв'язків.

*Ключові слова:* в'язка течія нестисливої рідини, канали напівкруглого перетину, ряди та інтеграли Фурє, наближений аналітичний розв'язок, чисельний розв'язок.

Analytic and numerical results of problem about viscous incompressible liquid motion in cylindrical canal, which has semicircular form, were presented. Analytical solution was found with Fourier series and integrals, and numerical – with finite differences method. Qualitative characteristics of motion were determined and comparison of analytic and numerical solutions was done.

*Keywords:* viscous incompressible liquid motion, semicircular form of canals, series and integrals of Fourier, analytic solution, numerical solution.

**Введение.** Постоянное усовершенствование современного технологического оборудования выдвигает новые требования к качеству проведения опытно-конструкторских работ, что влечёт за собой необходимость более глубокой детализации при расчёте основных элементов и узлов.

В частности, дальнейшее развитие приоритетных в настоящее время энерго-сберегающих технологий и нетрадиционной энергетики невозможно без поиска новых проектных решений при конструировании теплообменного оборудования, без выбора нестандартных схемных решений компоновки основных агрегатов системы. Перспективным в этом смысле является использование в качестве магистралей для теплоносителей каналов некруглого сечения, труб с различными перегородками, которые могут служить как для интенсификации теплообмена, так и для разделения потоков в рекуперативных теплообменных аппаратах.

Особый интерес с точки зрения использования в объектах нетрадиционной энергетики представляют каналы полукруглой формы, динамика течения и теплообмен в которых являются недостаточно исследованными.

---

© Л.И. Кныш, В.И. Давыдов, 2010