

УДК 532.516.5:621.438.226.2

© 2002 г. Б.И. КУРМАНОВ, Г.Л. ПОДВИДЗ

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОГО ГАЗА В ТУРБИННОЙ РЕШЕТКЕ С ВЫДУВОМ ВОЗДУХА

Рассмотрено численное моделирование течения газа, структуры потока, локальных коэффициентов трения, профильных потерь и угла выхода потока в плоских турбинных решетках с использованием двумерных уравнений Рейнольдса. Для нахождения характеристик турбулентности использована двухпараметрическая дифференциальная  $q$ - $\omega$ -модель турбулентности. Выявлена структура потока за выходной кромкой решетки. Расчетные значения локального давления газа и коэффициента трения на контуре профиля, профильных потерь и угла выхода потока сопоставлены с экспериментальными данными на трансзвуковой сопловой решетке при обтекании с различными величинами приведенной скорости газа за решеткой и относительного расхода выдуваемого воздуха.

Газодинамическая и тепловая эффективность решеток турбин включает коэффициент профильных потерь, угол выхода потока из решетки, распределение статического давления и коэффициента трения по внешнему контуру профиля. В охлаждаемых лопатках турбины с простейшей открытой схемой охлаждающий воздух выпускается через щель в выходной кромке профиля, взаимодействует со следом за решеткой и изменяет его структуру. Современные методы расчета течения в решетках турбомашин представлены в [1–4]. Экспериментальные исследования приведены в [1, 5, 6]. Анализ струйных турбулентных течений представлен в [7], в которой использованы различные расчетные методы: полуэмпирические модели [7]; интегральные методы в моделях тонкого пограничного слоя и сильного взаимодействия [8]; частные аналитические решения уравнений Навье – Стокса [9] совместно с моделями турбулентности [10].

Современные методы расчета турбулентных течений газа характеризуются отказом от рассмотрения упрощенных моделей. Происходит переход к решению полных уравнений движения Навье – Стокса [1–4, 11].

В данном исследовании численно интегрируются уравнения Навье – Стокса для двумерного течения [2–3], осредненные по Рейнольдсу, и  $q$ - $\omega$ -модели турбулентности [12]. Функция  $q$  оценивает масштаб турбулентных пульсаций скорости, измеряемых в эксперименте в набегающем потоке перед решеткой. Функция  $\omega$  (псевдо-частота) имеет размерность частоты колебаний: она прямо пропорциональна величине турбулентных пульсаций скорости  $q$  и обратно пропорциональна их масштабу  $L'$  или размеру вихрей (модель "вихревого твердого тела")  $\omega = q/L'$  [10].

Здесь используются: монотонная разностная схема с повышенным порядком аппроксимации по координатам [2]; решение задачи о распаде произвольного разрыва для вычисления потоков через границы ячеек [13, 14]; безотражательные граничные условия для характеристических переменных [15]; граничные условия в неявном виде. Применена комбинированная расчетная сетка типа "O + H".

**1. Система уравнений двумерного турбулентного течения вязкого газа.** Рассматривается физическая область течения газа в турбинной решетке профилей (фиг. 1). На выходной кромке профиля расположена щель  $EF$  шириной  $l_B$  для выпуска охлаждающего воздуха.



смирован формулой  $\mu = 44.3 \cdot 10^{-6}(T/1073)^{0.678}$  (Па · с), а коэффициенты суммарной вязкости и константы равны

$$\mu_{\Sigma} = \mu + \mu_t, \quad \mu_{\Sigma T} = \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t}, \quad Pr = 0.71, \quad Pr_t = 0.9$$

Используются уравнение состояния калорически совершенного газа и соотношения

$$\rho = \frac{p}{RT}, \quad e = c_v T, \quad i = c_p T, \quad c_v = \frac{R}{\gamma - 1}, \quad c_p = \frac{R\gamma}{\gamma - 1}$$

$$s(x, y) = \frac{p}{\rho^\gamma}, \quad a = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

Здесь  $T$  – температура,  $i$  – энтальпия,  $c_p, c_v$  – теплоемкости при постоянном давлении, объеме,  $s$  – функция энтропии газа,  $a$  – скорость звука в газе;  $\gamma, R$  – показатель адиабаты и газовая постоянная. У контура профиля введены координаты  $(s, n)$ : координата  $s$  направлена по касательной к контуру профиля, а координата  $n$  по нормали к стенке (фиг. 1). Физическая область с координатами  $(x, y)$  в решетке профилей (фиг. 1) с помощью преобразования координат  $\xi = \xi(x, y), \eta = \eta(x, y)$  отображается в прямоугольную расчетную область на плоскости координат  $(\xi, \eta)$ , связанную по границам области с контуром профиля турбинной решетки [1, 3, 11].

Система уравнений  $q$ - $\omega$ -модели турбулентности переноса ее параметров в поле течения газа для размерных функций в системе физических декартовых координат  $(x, y)$  в дивергентной векторной форме имеет вид [4, 12]

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial y} + \mathbf{Q} \quad (1.2)$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho q \\ \rho \omega \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u q \\ \rho u \omega \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v q \\ \rho v \omega \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \mu_{\Sigma q} \frac{\partial q}{\partial x} \\ \mu_{\Sigma \omega} \frac{\partial \omega}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} \mu_{\Sigma q} \frac{\partial q}{\partial y} \\ \mu_{\Sigma \omega} \frac{\partial \omega}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left\{ \rho c_v f_{\omega} \frac{q}{\omega} \left( 2\Phi\Phi - \frac{2}{3}(\nabla \mathbf{W})^2 \right) - \rho \omega q \right\} \\ c_{\omega} c_v \rho \left( 2\Phi\Phi - \frac{2}{3}(\nabla \mathbf{W})^2 \right) - c_{\omega 2} \rho \omega^2 \end{pmatrix}$$

Коэффициент турбулентной вязкости определяется как

$$\mu_t = \rho c_v f_{\omega} \frac{q^2}{\omega}, \quad \mu_{\Sigma q} = \mu + \frac{\mu_t}{Pr_q}, \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu + \frac{\mu_t}{Pr_{\omega}} \quad (1.3)$$

Диссипативная функция  $\Gamma$  генерации турбулентных пульсаций имеет вид

$$\Gamma = 2\Phi\Phi - \frac{2}{3}(\nabla \mathbf{W})^2, \quad (\nabla \mathbf{W}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (1.4)$$

$$2\Phi\Phi = 2 \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2$$

Константы модели турбулентности имеют значения [12]

$$c_v = 0.09, \quad c_{\omega 2} = 0.92, \quad Pr_q = 1, \quad Pr_{\omega} = 1.3$$

Вблизи стенки при низких числах Рейнольдса  $Re_n$  введены демпфирующие функции

$$c_{\omega 1} = 0.405f_{\omega v} + 0.045, \quad f_{\omega v} = 1 - \exp(-\alpha Re_n), \quad \alpha = 0.065, \quad Re_n = \frac{qn}{\nu}$$

Для оценки линейного размера вихрей  $L'$  используется гипотеза Прандтля [10]

$$v_i = c_3 q L', \quad c_3 \approx 0.1$$

и выражение (1.3) в ядре потока, из которых следует

$$\omega = \frac{q}{L'} \quad (1.5)$$

Соотношение (1.5) интерпретирует  $q$ - $\omega$ -модель турбулентности как движение твердого вихревого тела радиуса  $L'$  (размер вихря), вращающегося с угловой скоростью  $\omega$  (псевдочастота), со скоростью  $q$  (величина пульсаций скорости) на его внешней границе.

Величина пульсаций скорости  $q$  связана с пульсацией осевой компоненты  $u' = c'_x$  в трехмерном потоке с однородной турбулентностью выражением

$$q = \sqrt{\frac{3}{2}} c'_x \quad (1.6)$$

Область расчета  $\Omega$  течения с границей  $\Gamma$  содержит полосу одного периода решетки  $ABDC$  (фиг. 1). Участок выдува  $EF$  на выходной кромке профиля задается шириной щели  $l_B$ .

Для системы уравнений течения вязкого газа (1.1) в качестве граничных условий заданы:

а) во входном сечении  $AB$  перед решеткой – температура  $T_1^*$  и давление  $p_1^*$  торможения, угол  $\alpha_1$  набегающего потока с фронтом решетки;

б) в выходном сечении  $CD$  за решеткой – постоянное вдоль фронта решетки статическое давление  $p_2(x) = \text{const}$ ;

в) на контуре профиля  $A_2C_2, B_2D_2$  при  $n = 0$  –  $u = 0, v = 0$  (условие прилипания),  $T = T_w(s)$  – температура стенки;

г) на участке выдува  $EF$  – температура  $T_B^*$  торможения и относительный расход воздуха  $G_B^* = G_B / G_{g2}$ ; полное давление охлаждающего воздуха  $p_B^*$  вырабатывается в процессе вычисления;

д) на линиях  $AA_2, C_2C$  и  $BB_2, D_2D$  – условие шаговой периодичности течения.

Для задания граничных условий системы уравнений (1.2)  $q$ - $\omega$ -модели использованы соотношение (1.5) и выражение для  $q$  (1.6):

а) в сечении  $AB$  перед решеткой задаются степень турбулентности  $Tu_1 = c'_{x1} / c_1$  и размер вихрей  $L'_1$ ; согласно (1.5), (1.6) определяются

$$q_1 = \sqrt{\frac{3}{2}} Tu_1 c_1, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{Tu_1 c_1}{L'_1} \quad (1.7)$$

б) на участке выдува  $EF$  – степень турбулентности выдуваемого воздуха  $Tu_B = c'_B / c_B$  и размер вихрей  $L'_B$ ; аналогично (1.7) находятся

$$q_B = \sqrt{\frac{3}{2}} Tu_B c_B, \quad \omega_B = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{Tu_B c_B}{L'_B}$$

в) на контуре  $A_2C_2, B_2D_2$  при  $n = 0$  выполнены условия  $q = 0, \omega'_n = 0$ .

**2. Метод решения системы уравнений.** Системы уравнений (1.1), (1.2) представляются в конечно-разностной дельта-форме, для чего их члены линеаризуются с использованием разложений в ряд Тейлора [2, 11]. Для конвективных членов (1.1) вводятся матрицы Якоби

$$\mathbf{A} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \mathbf{U}}, \quad \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{U}} \quad (2.1)$$

которые приводятся к диагональному виду [2, 11]

$$\frac{\mathbf{A}}{J} = \mathbf{S}_\xi \frac{\Lambda_A}{J} \mathbf{S}_\xi^{-1}, \quad \frac{\mathbf{B}}{J} = \mathbf{S}_\eta \frac{\Lambda_B}{J} \mathbf{S}_\eta^{-1}, \quad J = (x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi)^{-1}$$

Матрицы  $\mathbf{A}/J$ ,  $\mathbf{B}/J$  расщепляются на составляющие с положительными  $\Lambda^+$  и отрицательными  $\Lambda^-$  собственными значениями, что позволяет учитывать локальную структуру распространения возмущений при течении газа.

При линеаризации вязких членов (1.1) в рассмотрение вводятся матрицы Якоби  $\mathbf{M}$ ,  $\mathbf{N}$ , аналогично (2.1) [3, 11]

$$\mathbf{M} = \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial \mathbf{U}}, \quad \frac{\mathbf{M}}{J} \partial \mathbf{U} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{\mathbf{H}}{J} \partial \mathbf{U} \right), \quad \mathbf{N} = \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \mathbf{U}}, \quad \frac{\mathbf{N}}{J} \partial \mathbf{U} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\mathbf{T}}{J} \partial \mathbf{U} \right) \quad (2.2)$$

Линеаризация членов системы (1.2) проводится аналогично (1.1).

Источниковый член  $\mathbf{Q}$  (1.2) линеаризуется в предположении, что диссипативная функция  $\Gamma$  (1.4) локально не зависит от  $\mathbf{U}$ .

Системы уравнений (1.1), (1.2) интегрируются последовательно. Используется неявная по времени процедура, основанная на однопараметрическом разложении неизвестной функции  $\mathbf{U}$  в ряд Тейлора по  $t$  на двух временных слоях [1, 2, 11, 13].

Вычислительная сетка в турбинной решетке с выдувом комбинированная типа "O + H" и адаптирована к контуру профиля (фиг. 1). В областях  $A_1 A_2 C_2 C_1$  и  $B_1 B_2 D_2 D_1$  ортогональные сетки типа "O" ( $OS$  и  $OP$ ) строятся геометрическим способом и образованы поперечными линиями  $\eta = \text{const}$ , нормальными к контуру профиля, со сгущением узлов вблизи входной и выходной кромок, а также продольными линиями  $\xi = \text{const}$ , расположенными со сгущением к контуру профиля. Щель  $l_B$  для выпуска воздуха в выходной кромке разбивается на участки со сгущением к граничным точкам  $E$ ,  $F$  щели. Угловые точки  $C_1$ ,  $D_1$  вынесены из области ближнего следа. Сетка типа  $H$  образована аналитическими линиями  $\eta = \text{const}$  со сгущением ко входной и выходной кромок; линиями  $\xi = \text{const}$  с плавным переходом от  $AC$  к  $BD$ . С наружной стороны всей границы  $\Gamma$  области расчета примыкает один ряд дополнительных ячеек сетки.

Явный оператор в правой части разностной схемы рассчитывается по границам ячеек сетки. Для определения значений вектора  $\mathbf{U}$  на границах ячейки используются кусочно-параболические распределения характеристических переменных  $W_\xi$ ,  $W_\eta$  вдоль направлений  $\xi$ ,  $\eta$  [2–3]. Приращения переменных  $\delta W_\xi$ ,  $\delta W_\eta$  вычисляются по соотношениям

$$\delta W_\xi = S_\xi^{-1} \delta U, \quad \delta W_\eta = S_\eta^{-1} \delta U \quad (2.3)$$

Монотонность разностной схемы обеспечивается ограничением модуля приращения характеристических переменных.

Из задач о распаде произвольного разрыва находят переменные  $\mathbf{U}$  и потоки  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{F}$  на границах ячейки [13, 14]. Вязкие члены  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{S}$  аппроксимируются центральными разностями. Источниковый член  $\mathbf{Q}$  вычисляется в центрах ячеек.

Неявный оператор левой части разностной схемы рассчитывается по центрам ячеек сетки. В невязких членах применяются односторонние разности, берущиеся из области распространения характеристик, в матрицах вязких членов и диссипативной функции  $\Gamma$  используются центральные разности со вторым порядком аппроксимации. В неявном операторе граничные условия в дополнительных ячейках во входном  $AB$ , выходном  $CD$  сечениях, на непроницаемом контуре профиля и в щели реализованы в неявном виде, что позволяет повысить число Куранта и значительно улучшить сходимость к стационарному решению. Здесь представлены граничные условия в неявном виде.

Пусть  $\mathbf{U}^G = (U_1^G, U_2^G, U_3^G, U_4^G)^T$  вектор консервативных переменных на какой-либо

границе расчетной области. Предположим, что на этой границе  $m$  характеристик входят в расчетную область, тогда имеется  $m$  граничных условий

$$f_j(U^G) = \text{const}_j, \quad j = 1, \dots, m, \quad m \leq 4$$

В результате дифференцирования по времени и линеаризации получаем  $m$  соотношений  $\delta f_j / \delta U_i \delta U_i^G = 0, j = 1, \dots, m$ .

Здесь  $\delta$  означает изменение во времени консервативной переменной. Обозначим матрицу Якоби, имеющую размер  $m \times 4$ , через  $S$  и тогда можно записать последнюю систему соотношений в виде

$$CSU^G = CS_{\xi}(S_{\xi}^{-1}\delta U^G) = CS_{\xi}\delta W^G = A\delta W^G = 0 \quad (2.4)$$

Здесь  $\delta W^G$  – изменение во времени вектора характеристических переменных на границе. Система  $A\delta W^G = 0$  дает  $m$  уравнений для определения характеристических переменных  $\delta W^G$  на границе расчетной области (в фиктивной ячейке за границей). Остальные  $4 - m$  уравнения получаются из сохранения инвариантов Римана вдоль характеристик, выходящих из расчетной области

$$\delta W_j^G = \delta W_j^1, \quad j = 1, \dots, 4 - m. \quad (2.5)$$

Здесь  $\delta W^1$  – инварианты Римана в первой ячейке расчетной области. Из системы уравнений (2.4), (2.5) на границе расчетной области находятся неизвестные  $\delta W^G$  и используются в разностной схеме.

Система разностных уравнений имеет матрицу ленточной структуры с блоками размерности  $4 \times 4$  для системы (1.1) и  $2 \times 2$  для системы (1.2) и решается итерационным методом последовательной верхней релаксации [2, 11].

В методе установления шаг интегрирования по времени  $\tau$  определяется отдельно для каждой ячейки сетки.

### 3. Исследование выдува воздуха в щель на выходной кромке турбинной лопатки.

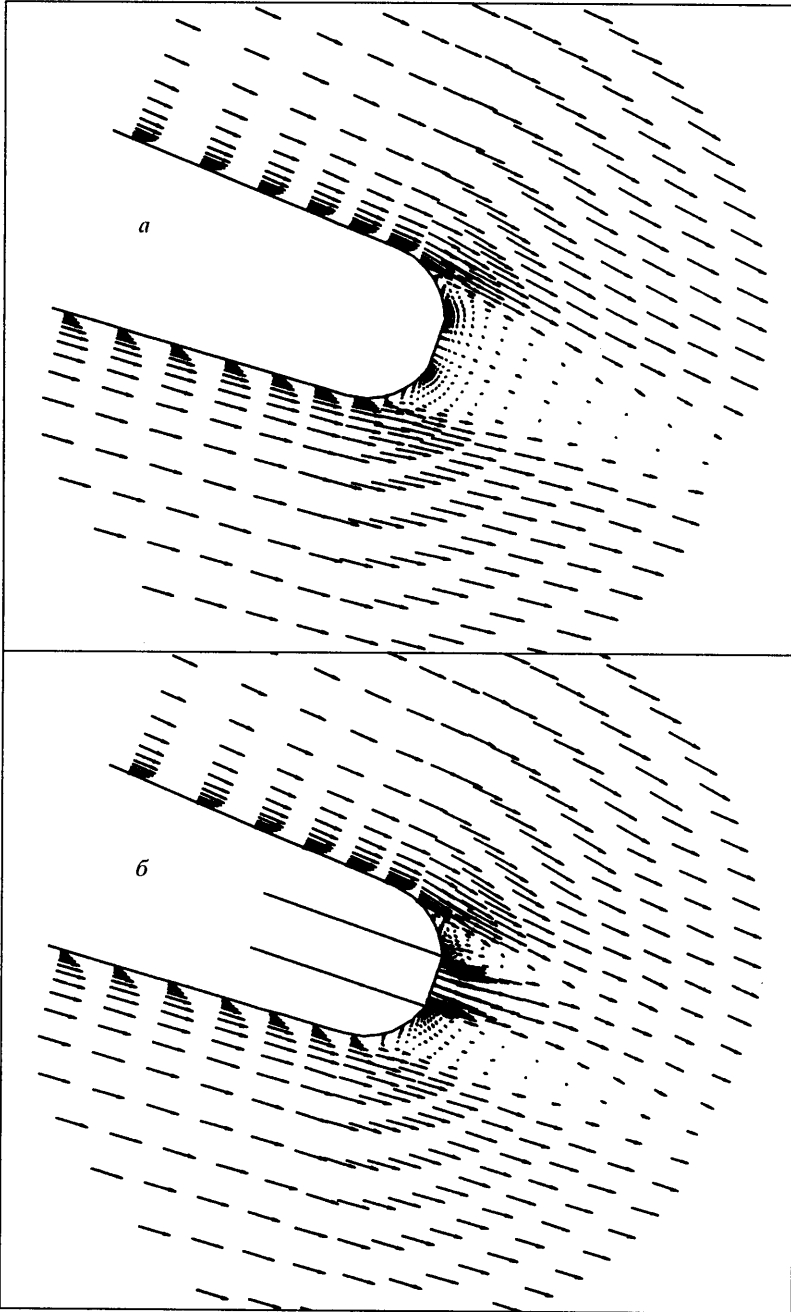
Экспериментальная сопловая турбинная решетка спроектирована на расчетную трансзвуковую скорость  $\lambda_{2ad} = 1.04$ . Хорда профиля  $l$  равна 70.4 мм. Толщина выходной кромки  $d_2 = 0.55$  мм, ширина щели в выходной кромке профиля  $l_B = 0.55$  мм.

Экспериментальные исследования на воздушном стенде показали, что погрешность измерения числа  $M$  на профиле  $\Delta M = \pm 0.003$ , угла выхода потока за решеткой  $\Delta \beta_2 = \pm 0.4^\circ$ , коэффициента потерь  $\Delta \zeta = \pm 0.001$  [6].

Расчет обтекания решетки вязким газом проводился с углом натекания  $\beta_1 = 90^\circ$ , в диапазонах  $M_{2ad} = 0.7-1.2$ ,  $Re_{2l} = (0.9-1.0) \cdot 10^6$ ; параметры газа перед решеткой  $p_1^* = 1.01$  бар,  $T_1^* = 290$  К, физические свойства газа  $\gamma = 1.4$ ,  $R = 287.3$  Дж/(кг · К),  $Pr = 0.71$ ,  $Pr_t = 0.9$ . Перед решеткой имеется низкая степень турбулентности  $Tu_1 = 0.005$ , масштаб вихрей  $L'_1/l = 0.01$ . Выпуск газа исследовался для двух значений  $G_B^* = 0$  и  $0.03$  с температурой  $T_B^* = T_1^* = 290$  К; в щели для выдуваемого воздуха приняты высокая степень турбулентности  $Tu_B = 0.1$  и увеличенный масштаб вихрей  $L'_B/l_B = 0.1$ . Температура  $T_w$ , стенки равна температуре газа  $T_1^* = 290$  К.

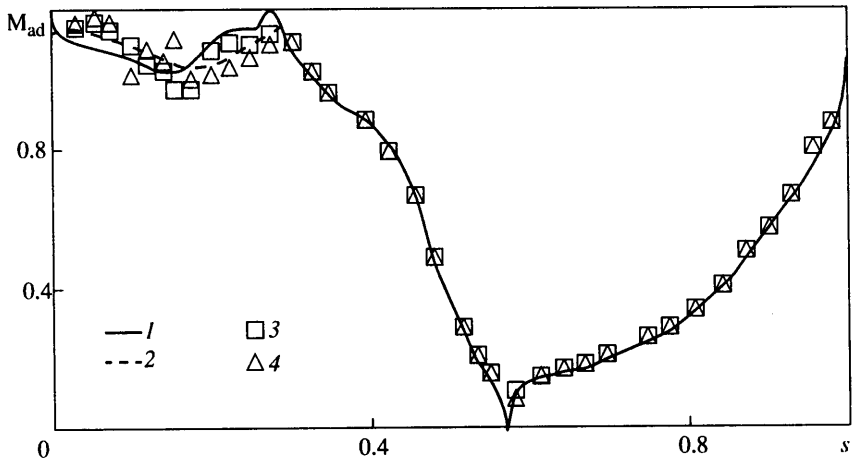
Расчетная сетка содержит в области  $H$   $219 \times 51$  узлов, в областях  $OP, OS$   $167 \times 37$  узлов, в щели выдува расположено 26 ячеек по контуру профиля, общее число ячеек 22800. Число Куранта  $K = \tau \Delta x$  на начальных 500 шагах  $\tau$  по времени принималось 5 (формирование разгонного вихря); далее за 50 шагов линейно увеличивалось до 25–50 и делалось 500 шагов (установление крупных вихрей); далее за 50 шагов линейно уменьшалось до 1.5 и общее число шагов составляло 3500 (установление мелких вихрей). Логарифм невязки системы уравнений Навье – Стокса достигает 4.5; погрешность энтропийной функции  $\Delta s = 2 \cdot 10^{-4}$ .



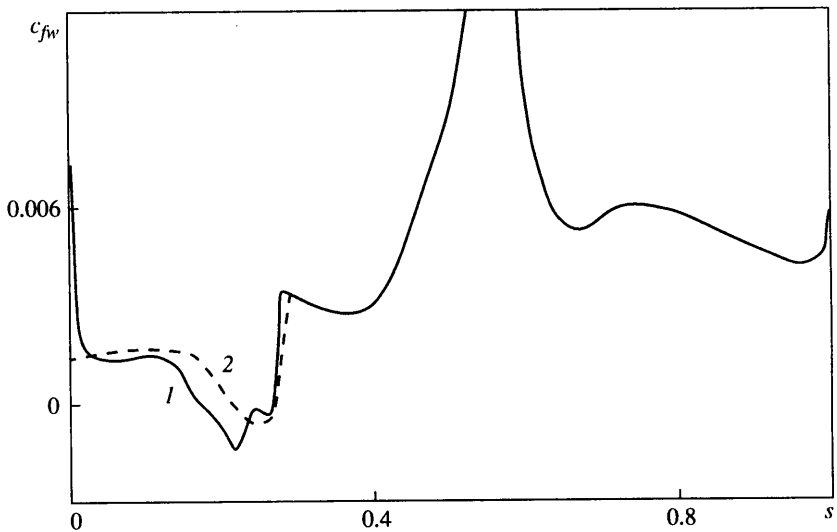


Фиг. 3. Вектора скорости газа в решетке за выходной кромкой при  $\lambda_{2ad} = 1.04$ :  $a - G_B/G_{g2} = 0$ ,  $б - 0.03$





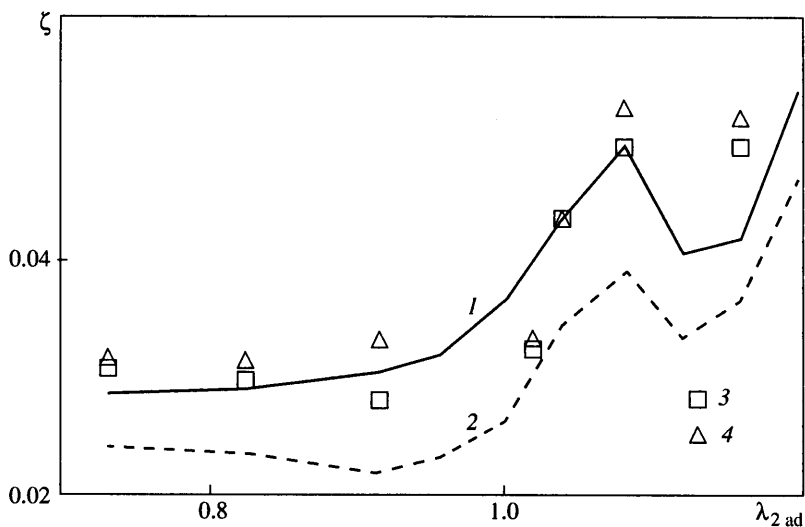
Фиг. 4. Распределения числа  $M_{ad}$  по контуру профиля в решетке при  $\lambda_{2ad} = 1.04$ :  
 1 –  $G_B/G_{g2} = 0$ ; 2 – 0.03; 3, 4 – эксперимент



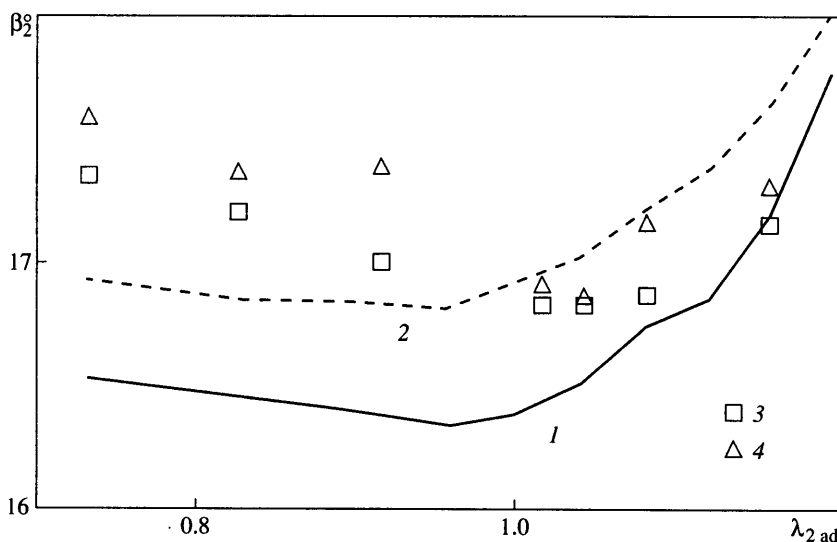
Фиг. 5. Распределения коэффициента трения  $c_{fw}$  по контуру профиля при  $\lambda_{2ad} = 1.04$ :  
 1 –  $G_B/G_{g2} = 0$ ; 2 – 0.03

Коэффициент  $\zeta$  суммарно определяет профильные потери: на трение газа на контуре профиля, включая образование отрывных областей; кромочные в ближнем следе; ударные в скачках уплотнения в межлопаточном канале; дополнительные в слоях смешения, образующиеся в ближнем следе между основным потоком газа и струей воздуха, выдуваемого в щель на профиле; на смешение потока в дальнем следе за решеткой до сечения выхода  $CD$ .

В результате решетка при  $\lambda_{2ad} = 1.04$  без выдува имеет низкий расчетный коэффициент профильных потерь  $\zeta = 0.046$ , что согласуется с экспериментальным значением 0.043 (фиг. 6). Расчетный угол выхода потока  $\beta_2 = 16.6^\circ$  соответствует опытному  $16.8^\circ$  (фиг. 7).



Фиг. 6. Коэффициент профильных потерь  $\zeta$  в зависимости от  $\lambda_{2ad}$ : 1 -  $G_B/G_{g2} = 0$ ; 2 - 0.03; 3, 4 - эксперимент



Фиг. 7. Угол выхода потока  $\beta_2$  в зависимости от  $\lambda_{2ad}$ : 1 -  $G_B/G_{g2} = 0$ ; 2 - 0.03; 3, 4 - эксперимент

При небольшом выдуве воздуха  $G_B^*$  до 0.02 область ближнего следа за кромкой заполняется струей, градиенты скорости потока понижаются, уменьшаются диссипативная функция  $2\Phi$  и потери  $\zeta$ . При  $G_B^* = 0.02-0.025$  ближний след максимально заполняется и происходит наибольшее уменьшение  $\zeta$ .

При выдуве  $G_B^* = 0.03$  в решетке кромочные скачки уплотнения сдвигаются вверх по потоку и располагаются непосредственно на выходной кромке (фиг. 2, б). Уменьшается длина отрывной области на выпуклой стороне профиля в косом срезе (фиг. 4, 5). В области ближнего следа за решеткой располагается структура из четырех вихрей (фиг. 3, б). В результате снижаются профильные потери  $\zeta(\lambda_{2ad})$  на величину  $\Delta\zeta = 0.005-0.01$  (фиг. 6), угол выхода потока из решетки увеличивается на  $\Delta\beta_2 = 0.5^\circ$  (фиг. 7).

**Заключение.** Численное моделирование двумерного турбулентного течения вязкого теплопроводного газа в турбинной решетке на основе полной нестационарной системы уравнений Рейнольдса и двухпараметрической  $q$ - $\omega$ -модели турбулентности развито на выдув охлаждающего воздуха в щель на выходной кромке профиля.

В трансзвуковой турбинной решетке в диапазонах  $\lambda_{2ad} = 0.7-1.16$ ,  $Re_2 = (0.9-1) \cdot 10^6$ ,  $G_B^* = 0-0.03$  изучена структура течения газа: отрывные области на контуре профиля, взаимодействие кромочного скачка уплотнения с вязким слоем на соседнем профиле, структура течения в ближнем следе за кромками конечной толщины. В расчетах выявлены особенности течения, адекватные наблюдаемым в эксперименте.

В решетке без выдува за тонкой выходной кромкой в ближнем следе располагаются два вихря с противоположным направлением вращения.

При выдуве воздуха  $G_B^* = 0.03$  в щель на выходной кромке профиля при транс- и сверхзвуковой скорости  $\lambda_{2ad} > 1$  кромочные скачки перемещаются вверх по потоку и располагаются непосредственно на выходной кромке; уменьшается интенсивность взаимодействия внутреннего кромочного скачка с вязким слоем на соседнем профиле; замедляется ближний след за кромкой, понижаются градиенты скорости в слоях смешения; в ближнем следе за решеткой возникает структура из четырех вихрей; в результате снижаются профильные потери  $\zeta$ , возрастает угол выхода потока  $\beta_2$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lakshminarayana B.* Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery. N.Y.: Wiley, 1996. 809 p.
2. *Иванов М.Я., Крупа В.Г.* Неявный нефакторизованный метод расчета турбулентных течений вязкого теплопроводного газа в решетках турбомашин // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 5. С. 754–766.
3. *Курманов Б.И., Подвидз Г.Л.* Расчет турбулентного течения газа в решетках турбомашин по уравнениям Навье – Стокса в приближении тонкого слоя. // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 2. С. 38–49.
4. *Головачев Ю.П.* Численное моделирование течений вязкого газа в ударном слое. М.: Наука, Физматлит, 1996. 374 с.
5. *Венедиктов В.Д.* Газодинамика охлаждаемых турбин. М.: Машиностроение, 1990. 240 с.
6. *Karpeijn C., Amece J., Michelassi V.* Aerodynamic performance of a transonic turbine guide vane with trailing edge coolant ejection: Pt. I. – Experimental Approach. // Trans. ASME. J. Turbomachinery. 1996. V. 118. N 3. P. 519–528.
7. *Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
8. *Гозиш Л.В., Степанов Г.Ю.* Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367 с.
9. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
10. Turbulence / Ed. P. Bradshaw. Berlin: Springer, 1978. = Турбулентность. / Под ред. Бредшоу П. М.: Машиностроение, 1980. 343 с.
11. *Anderson D.A., Tannehill J.C., Pletcher P.H.* Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer. Washington: Hemisphere, 1984. = Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. М.: Мир, 1990. Т. 1, 384 с.; Т. 2, 726 с.
12. *Coakley T.J.* Turbulence modeling methods for the compressible Navier – Stokes equations // AIAA Paper. 1983. № 1693. 13 p.
13. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
14. *Черный Г.Г.* Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
15. *Chakravarty S.R.* Euler equations – implicit schemes and boundary conditions // AIAA Journal. 1983. V. 21. № 5. P. 699–706. = Чакраварти С.Р. Уравнения Эйлера – Неявные схемы и граничные условия // Аэрокосмическая техника. 1984. № 2. С. 58–67.