

УДК 532.529:536.24

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КРУГЛОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ С ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

К. Н. Волков

Университет Суррея, GU2 7XH, Гилфорд, Великобритания  
E-mail: dsci@mail.ru

Выполнено моделирование крупных вихрей нестационарного течения и теплообмена в области взаимодействия круглой турбулентной струи с нормально расположенной плоской преградой. Фильтрованные по пространству уравнения Навье — Стокса замыкаются RNG-моделью вихревой вязкости, в которой учитывается кривизна линий тока в области разворота потока. Расчеты проводятся для различных относительных расстояний от среза сопла до преграды и чисел Рейнольдса. Анализируется зависимость между распределением числа Нуссельта по поверхности преграды и вихревой структурой струи. Проводится сравнение локальных и интегральных характеристик потока с данными физического эксперимента.

**Ключевые слова:** турбулентность, моделирование крупных вихрей, струя, преграда, теплообмен.

**Введение.** Исследование течения и теплообмена при взаимодействии струи с преградой необходимо для развития ресурсосберегающих технологий, к которым, в частности, относится нанесение защитных и упрочняющих порошковых покрытий. В этих приложениях интенсификация переносных свойств среды и уровень тепловых нагрузок на преграде в значительной мере обусловлены турбулентной структурой струйного потока.

На структуру течения и теплообмен в области взаимодействия струи с преградой оказывают влияние относительное расстояние от среза сопла до преграды, условия истечения струи из сопла (число Рейнольдса, степень турбулентности), угол натекания на преграду и т. д.

При нормальном натекании струи на преграду область течения условно разбивается на несколько подобластей (рис. 1). В области свободного струйного течения  $r/D < 1$  (область I) источником турбулентности является слой смешения, разделяющий потенциальное ядро потока (область V), в котором осевая скорость струи остается постоянной, и окружающую покоящуюся жидкость (область VI). При малых расстояниях от среза сопла до преграды значительного смешения струи с окружающей жидкостью не происходит. На оси струи скорость остается неизменной на расстоянии от среза сопла  $x/H = 0,4$ . При этом интенсивность турбулентности увеличивается приблизительно на 5 % по сравнению с ее значением на выходе из сопла. В области торможения потока  $1 < r/D < 2$  (область II) скорость струи на стенке уменьшается до нуля, при этом в области разворота (при  $r/D \approx 1$ ) линии тока сильно искривлены. По координате  $x$  область торможения простирается до сечения, расположенного на расстоянии от поверхности преграды  $x/H = 0,25$ . При  $H/D = 8$  вблизи преграды интенсивность турбулентности увеличивается приблизительно на 25 % по сравнению с ее значением на срезе сопла. В случае  $H/D = 2$  максимум турбулентной вязкости находится в точке  $x/H = 0,18$  при  $Re = 2,3 \cdot 10^4$  и в точке  $x/H = 0,12$  при  $Re = 7 \cdot 10^4$  ( $Re$  — число Рейнольдса).

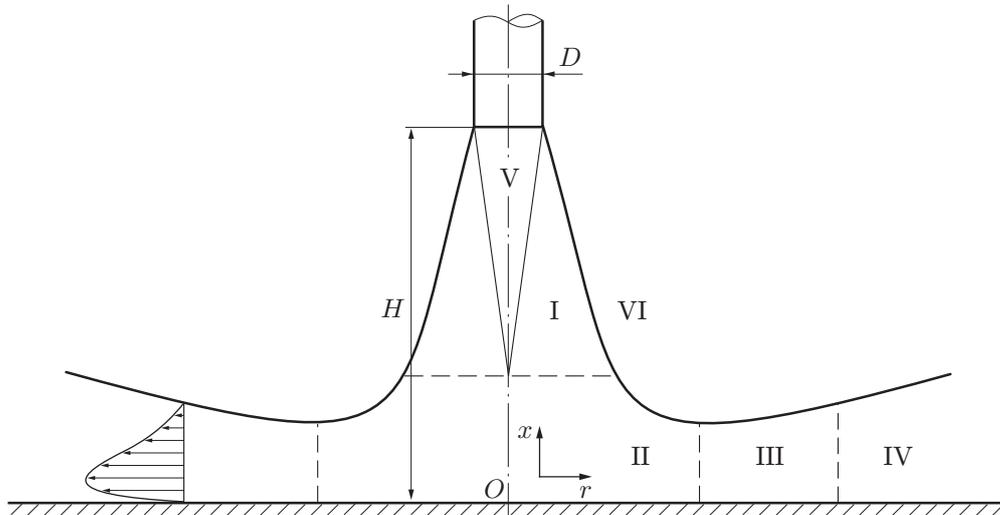


Рис. 1. Характерные области течения:

I — область свободного струйного течения; II — область торможения потока; III — пристенная область; IV — область отрыва потока; V — ядро струи; VI — окружающая среда

Влияние кривизны линий тока обуславливает стабилизацию течения и уменьшение кинетической энергии турбулентности. Сдвиговый слой, образующийся в результате смешения струи с окружающей жидкостью, достигает стенки, имея достаточно высокую степень турбулентности. Уровень флуктуаций нормальной скорости превышает уровень флуктуаций тангенциальной скорости. Линейный масштаб турбулентности зависит от предыстории потока, определяемой условиями истечения струи.

В пристенной области  $r/D > 2$  (область III) касательные напряжения становятся доминирующими по сравнению с нормальными напряжениями.

Распространяясь вдоль преграды, струя теряет количество движения, а толщина пограничного слоя увеличивается. В области IV происходит отрыв потока и дробление крупномасштабных вихревых структур на ряд вторичных вихрей.

Экспериментальные исследования [1, 2] проводились при значениях числа Рейнольдса  $Re = (2,3 \div 7,0) \cdot 10^4$  и расстояниях от среза сопла до преграды  $H/D = 2 \div 10$ . Детальное описание условий экспериментов и их результатов содержится в базе данных ERCOFTAC ([www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk](http://www.ercoftac.mech.surrey.ac.uk)). При одних и тех же условиях данные по теплообмену различаются на 20–25 %, что обусловлено различием условий истечения струи [3]. Локальные характеристики потока (распределения напряжения трения по поверхности преграды) приводятся в работах [4, 5].

При  $H/D \leq 2$  для оценок трения и теплового потока в критической точке используется точное решение для ламинарного пограничного слоя [6]. При увеличении расстояния от среза сопла до преграды начинает оказывать влияние слой смешения, при этом данные по теплообмену отклоняются от точного решения.

Основная особенность свободных сдвиговых течений состоит в наличии в слое смешения крупномасштабных вихревых образований. Вихревые структуры оказывают существенное влияние на теплообмен в области взаимодействия струи с преградой. Характеристики теплообмена осциллируют даже при малых значениях числа Рейнольдса ( $Re \approx 500$ ) [7]. Управление когерентными структурами путем их усиления или разрушения предоставляет широкие возможности для эффективного воздействия на процессы переноса и теплообмена.

Число Нуссельта максимально в точке торможения (при  $r = 0$ ), достигая наибольшего значения при  $H/D = 6 \div 8$  [8], а его минимальное значение наблюдается в области разворота потока (при  $r/D \approx 1$ ). Вниз по течению (при  $1 < r/D < 2$ ) распределение числа Нуссельта в различные моменты времени имеет локальный максимум [1, 2]. Вместе с тем в распределении среднего по времени числа Нуссельта локальный максимум отсутствует [7].

В ряде экспериментальных работ (см., например, [9, 10]) показано, что при малых  $H/D$  и не очень большой степени турбулентности в струе в критической точке наблюдаются локальный минимум коэффициента теплоотдачи и кольцевой горб с максимумом при  $r/D \approx 0,5$ . При малых значениях  $H/D$  и достаточно больших значениях  $Re$  вторичный максимум коэффициента теплоотдачи имеет место и в осредненных по времени распределениях (при  $r/D \approx 1,5 \div 2,0$ ).

Причины возникновения локального максимума числа Нуссельта объясняются по-разному. В частности, оно может быть обусловлено ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое и увеличением кинетической энергии турбулентности в пристенной струе [3, 11]. По мнению авторов работы [7], изменения характеристик теплообмена в области взаимодействия струи с преградой обусловлены генерацией крупномасштабных вихревых структур.

Для описания течения, возникающего при взаимодействии струи с преградой, обычно используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье — Стокса. Проведенные исследования выявили недостатки различных моделей турбулентности.

Для больших и малых чисел Рейнольдса ( $k-\varepsilon$ )-модели завышают кинетическую энергию турбулентности примерно на 55 %, что приводит к увеличению теплового потока почти на 41 %. Стандартная ( $k-\varepsilon$ )-модель также дает завышенную степень расширения струи, предсказывает слишком быстрое уменьшение температуры по осевой координате, занижает скорость вблизи стенки и завышает ее во внешней области потока [8].

Использование моделей для малых чисел Рейнольдса приводит к существенному завышению теплового потока к стенке. При увеличении расстояния от среза сопла до преграды различие результатов увеличивается [12].

Для учета кривизны линий тока в области торможения потока и более точного предсказания генерации турбулентности используется поправка Като — Лаундера. В уравнение для кинетической энергии турбулентности вводятся дополнительные источниковые члены, имеющие, в частности, и дифференциальную форму [8]. В [13] предлагается также ограничить временной масштаб турбулентности, входящий в формулу Колмогорова — Прандтля для турбулентной вязкости и уравнение для диссипативной функции. Тем не менее указанные поправки не приводят к улучшению данных по теплообмену, а значение степени турбулентности оказывается больше, чем в эксперименте [1, 2]. Использование дифференциальных источниковых членов приводит к появлению устойчивости итерационного процесса и требует введения нижней релаксации (представления решения на следующей итерации в виде линейной комбинации решений, полученных на предыдущей и текущей итерациях).

Метод пристенных функций занижает скорость при  $0,5 < r/D < 2,5$ , а ее профиль при  $r/D > 1,5$  получается чрезмерно крутым. При  $H/D = 2$  и  $Re = 2 \cdot 10^4$  кинетическая энергия турбулентности завышается почти в 9 раз [14]. Повышение точности расчета характеристик теплообмена достигается с помощью решения упрощенных уравнений для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации в пристенном контрольном объеме [15].

Среди двухпараметрических моделей турбулентности наиболее точные результаты позволяют получить комбинированные модели, такие как двухслойная ( $k-\varepsilon$ )-( $k-l$ )-модель и SST-модель Ментера [16].

Результаты расчета теплообмена на основе нелинейных моделей турбулентной вязкости оказываются на 10 % больше соответствующих экспериментальных значений [8]. Кроме того, нелинейные модели завышают турбулентные напряжения при  $1,0 < r/D < 2,5$  и занижают при  $r/D > 2,5$ .

Достаточно точные результаты можно получить с использованием многопараметрических моделей турбулентности, таких как  $(k-\varepsilon-f_\mu)$ -модель и  $(v^2-f)$ -модель [11].

В большинстве проведенных исследований изучались в основном средние во времени характеристики потока. Численные расчеты, основанные на решении уравнений Рейнольдса, не позволяют исследовать генерацию крупномасштабных вихревых структур в области взаимодействия потока с преградой.

Прямое численное моделирование взаимодействия струи с преградой ограничивается малыми значениями числа Рейнольдса ( $Re < 5 \cdot 10^3$ ), при этом расчеты проводятся в плоской или осесимметричной постановке [7] (прямое численное моделирование представляет собой трехмерную задачу).

При моделировании крупных вихрей необходимо тестирование подсеточных моделей и конечно-разностных схем, а также анализ других вопросов численной реализации [17, 18], поэтому многие расчеты проводятся в осесимметричной формулировке для несжимаемой жидкости. В работе [18] для расчетов используются динамическая модель подсеточной вязкости и модификация модели подобных масштабов; исследуется сеточная зависимость решения (расчеты проводятся при  $Re = 10^4$  и  $H/D = 4$ ). Результаты расчетов подтверждают существование вторичных вихрей в пристенной области и их связь с основным вихрем, формирующимся в слое смещения свободной струи с окружающей покоящейся жидкостью. Основной вихрь вблизи стенки имеет спиралевидную форму. Модель дает более точные результаты на подробной сетке, а различие данных по интенсивности турбулентности, полученных на основе различных моделей подсеточного масштаба, не превышает 10 %.

Вихревая структура потока и ее влияние на характеристики нестационарного теплообмена в области взаимодействия струи с преградой изучены недостаточно подробно и требуют дальнейших исследований.

В данной работе проводится моделирование крупных вихрей круглой турбулентной струи, взаимодействующей по нормали с плоской преградой. В отличие от исследований, проведенных ранее, условие симметрии не используется (критическая точка не является фиксированной). Рассматривается вихревая структура струи, не возмущенной внешними источниками. Для расчетов используются фильтрованные по пространству уравнения Навье — Стокса, замкнутые с помощью модели вихревой вязкости (с учетом поправок на кривизну линий тока), построенной на основе теории ренормализованных групп (RNG-модель). Расчеты проводятся при различных относительных расстояниях от среза сопла до преграды и значениях числа Рейнольдса. Анализируется зависимость между распределением числа Нуссельта по поверхности преграды, интенсивностью и положением вихревых структур.

**Основные уравнения.** Рассмотрим затопленную турбулентную струю, взаимодействующую по нормали с плоской преградой. Начало системы координат расположено в точке пересечения оси сопла с преградой. Отсчет координаты  $x$  ведется в направлении, противоположном направлению распространения струи.

В декартовой системе координат  $(x, y, z)$  нестационарное течение вязкого сжимаемого газа описывается следующим уравнением, записанным для фильтрованных по пространству величин:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) дополняется уравнением состояния совершенного газа

$$p = (\gamma - 1)\rho[e - (u^2 + v^2 + w^2)/2].$$

Вектор консервативных переменных  $\mathbf{Q}$  и векторы потоков  $\mathbf{F}$ ,  $\mathbf{G}$ ,  $\mathbf{H}$  имеют следующий вид:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u u + p - \tau_{xx} \\ \rho u v - \tau_{xy} \\ \rho u w - \tau_{xz} \\ (\rho e + p)u - u\tau_{xx} - v\tau_{xy} - w\tau_{xz} + q_x \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u - \tau_{yx} \\ \rho v v + p - \tau_{yy} \\ \rho v w - \tau_{yz} \\ (\rho e + p)v - u\tau_{yx} - v\tau_{yy} - w\tau_{yz} + q_y \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho w u - \tau_{zx} \\ \rho w v - \tau_{zy} \\ \rho w w + p - \tau_{zz} \\ (\rho e + p)w - u\tau_{zx} - v\tau_{zy} - w\tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора вязких напряжений и составляющие вектора теплового потока находятся из соотношений

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad q_i = -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i}.$$

В приведенных уравнениях  $t$  — время;  $\rho$  — плотность;  $u$ ,  $v$ ,  $w$  — составляющие скорости в координатных направлениях  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ;  $p$  — давление;  $e$  — полная энергия единицы массы;  $T$  — температура;  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей.

Уравнение (1) формально совпадает с нестационарными уравнениями Рейнольдса. Эффективная вязкость  $\mu_{eff}$  вычисляется как сумма молекулярной вязкости  $\mu$  и подсеточной турбулентной вязкости  $\mu_{sgs}$ , а эффективная теплопроводность  $\lambda_{eff}$  выражается через вязкость и число Прандтля:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_{sgs}, \quad \lambda_{eff} = c_p(\mu / \text{Pr} + \mu_{sgs} / \text{Pr}_{sgs}).$$

Здесь  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении (для воздуха  $\text{Pr} = 0,72$ ,  $\text{Pr}_{sgs} = 0,9$ ).

Для вычисления молекулярной вязкости используется формула Сазерленда

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left( \frac{T}{T_*} \right)^{3/2} \frac{T_* + S_0}{T + S_0},$$

где для воздуха  $\mu_* = 1,68 \cdot 10^{-5}$  кг/(м·с),  $T_* = 273$  К,  $S_0 = 110,5$  К.

**Модель подсеточной вязкости.** В качестве модели подсеточной вязкости используется RNG-модель, которая является достаточно простой и эффективной с вычислительной точки зрения, однако в отличие от модели Смагоринского корректно предсказывает поведение подсеточной вязкости в ламинарной области потока без каких-либо дополнительных модификаций ( $\mu_{sgs} \rightarrow 0$  при  $\text{Re} \ll 1$ ).

В RNG-модели расчет эффективной вязкости  $\mu_{eff} = \mu + \mu_{sgs}$  сводится к решению нелинейного уравнения [19, 20]

$$\mu_{eff} = \mu[1 + H(X - C)]^{1/3}, \quad X = 2A \left( \frac{\Delta}{2\pi} \right)^4 \frac{\mu_{sgs}}{\mu^3} |S|^2. \quad (2)$$

Здесь  $H(X)$  — функция Хевисайда;  $\Delta$  — ширина фильтра;  $A = 0,12$ ;  $C = 75$ .

В сильнотурбулентной области потока  $\mu \ll \mu_{sgs}$ , так что  $\mu_{eff} \simeq \mu_{sgs}$ . При этом  $X \gg C$ , и из соотношения (2), полученного на основе RNG-теории, следует формула Смагоринского, в которой значение постоянного множителя несколько отличается. В слаботурбулентной области аргумент функции Хевисайда становится отрицательным, следовательно,  $\mu_{eff} \simeq \mu$ .

Для учета эффектов, обусловленных кривизной линий тока, подсеточная вязкость умножается на демпфирующую функцию, зависящую от числа Ричардсона [21]:

$$f(\text{Ri}_{sgs}) = (1 - \alpha \text{Ri}_{sgs})^{1/2}.$$

Здесь  $\alpha \approx 0,1$ . Число Ричардсона вычисляется по формуле

$$\text{Ri}_{sgs} = \frac{|\Omega|}{|S|} \left( 1 + \frac{|\Omega|}{|S|} \right), \quad |S| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}, \quad |\Omega| = (2\Omega_{ij}\Omega_{ij})^{1/2}.$$

Зависимость между шириной фильтра  $\Delta$  и размером шага разностной сетки выражается соотношением

$$\Delta = V^{1/3} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$$

( $V$  — объем ячейки;  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  — шаги сетки в координатных направлениях  $x$ ,  $y$ ,  $z$  соответственно).

В пограничном слое шаг сетки в нормальном к стенке направлении  $\Delta x$  заменяется на величину  $\hat{\Delta}x$ , а ширина фильтра находится из соотношения

$$\Delta = (\hat{\Delta}x \Delta y \Delta z)^{1/3},$$

причем  $\hat{\Delta}x = \Delta x$  вблизи стенки и  $\hat{\Delta}x = \bar{\Delta}x$  вдали от стенки (величина  $\Delta x$  плавно изменяется между указанными предельными значениями). Величина  $\bar{\Delta}x$  представляет собой среднее значение  $\Delta x$  в пристенной области, а  $\hat{\Delta}x$  рассчитывается по формуле

$$\hat{\Delta}x = [(1/\Delta x)^\alpha + (1/\bar{\Delta}x)^\alpha]^{-1/\alpha},$$

где  $\alpha = 3$ .

**Начальные и граничные условия.** Принимается, что в начальный момент времени газ покоится ( $u = v = w = 0$ ,  $p = 1,013 \cdot 10^5$  Па,  $T = 288$  К). На поверхности преграды ставятся граничные условия прилипания и непротекания для нормальной и тангенциальной скорости, а также задается температура стенки. На верхней границе расчетной области (за исключением среза сопла) ставятся граничные условия скольжения. Границы считаются адиабатическими. На срезе сопла задается профиль скорости [6]

$$u(x) = \frac{U_a}{3} \left[ 1 + \text{th} \left( \frac{0,5 - |x|}{2\delta} \right) \right],$$

где  $U_a$  — скорость на оси струи;  $\delta$  — толщина потери импульса ( $\delta/D \approx 0,05$ ). На профиль скорости накладываются случайные возмущения в виде белого шума. Среднеквадратичная величина возмущений определяется по значению степени турбулентности на срезе сопла  $\alpha k^{1/2}$ , где  $\alpha \approx 0,05$ . На границах, через которые газ покидает расчетную область, для скорости и температуры используются неотражающие граничные условия (условия конвективного переноса).

**Численный метод.** Дискретизация уравнения (1) проводится с помощью метода контрольного объема на неструктурированной сетке и разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству [22].

Для дискретизации по времени используется пятишаговый метод Рунге — Кутты:

$$Q_i^{(m)} = Q_i^{(0)} - \alpha_m \Delta t_i R_i^{(m-1)} \quad (m = 1, \dots, 5).$$

Здесь  $R_i^{(m-1)} = C_i(Q_i^{(m-1)}) - B_i^{(m-1)}$ ;  $B_i^{(m-1)} = \beta_m D_i(Q_i^{(m-1)}) + (1 - \beta_m) B_i^{(m-2)}$ ;  $C_i(Q_i^{(m-1)})$  — вклад конвективных слагаемых;  $D_i(Q_i^{(m-1)})$  — вклад источниковых членов, а также физической и численной диссипации. Коэффициенты  $\alpha_m$  и  $\beta_m$  имеют следующие значения:  $\alpha_1 = 1/4$ ,  $\alpha_2 = 1/6$ ,  $\alpha_3 = 3/8$ ,  $\alpha_4 = 1/2$ ,  $\alpha_5 = 1$ ;  $\beta_1 = 1$ ,  $\beta_2 = 0$ ,  $\beta_3 = 14/25$ ,  $\beta_4 = 0$ ,  $\beta_5 = 11/25$ .

Для дискретизации невязких потоков используется модифицированный вариант схемы MUSCL [23]:

$$F_{ij}^{inv} = \{A_{ij}Q_j + A_{ij}Q_i - |A_{ij}|[(1 - \varphi)(\hat{L}_j^*(Q) - \hat{L}_i^*(Q))/3 + \varphi(Q_j - Q_i)]\}/2.$$

Здесь  $\hat{L}^*(Q)$  — модифицированный псевдолапласиан. Для связи между конечными разностями второго и четвертого порядка используется функция

$$\varphi = \min \left\{ \varepsilon \left| \frac{p_j - p_i}{p_j + p_i} \right|^2, 1 \right\},$$

где  $\varepsilon \approx 8$ . Псевдолапласиан представляет собой обобщение центральной разностной производной на неструктурированную сетку:

$$L_i(Q) = \frac{1}{|E_i|} \sum_{j \in E_i} (Q_j - Q_i).$$

При таком определении схема не имеет второго порядка точности на неравномерной сетке, поэтому псевдолапласиан переопределяется:

$$L_i^*(Q) = L_i(Q) - \nabla Q_i L_i(\mathbf{x}).$$

Для обеспечения устойчивости решения на сильно растянутой сетке модифицированный псевдолапласиан находится из соотношения

$$\hat{L}_i^*(Q) = \hat{L}_i(Q) - \nabla Q_i \hat{L}_i(\mathbf{x}), \quad \hat{L}_i(Q) = \left( \sum_{j \in E_i} \frac{1}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|} \right)^{-1} \sum_{j \in E_i} \frac{Q_j - Q_i}{|\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i|}.$$

Соотношение для расчета градиента получается с помощью формулы Грина

$$(\nabla Q)_i = \frac{1}{V_i} \left[ \sum_{j \in E_i} \frac{1}{2} (Q_j - Q_i) \mathbf{n}_{ij} \Delta s_{ij} \right].$$

Здесь  $E_i$  — множество внутренних граней, соединенных с узлом  $i$ ;  $\mathbf{n}_{ij}$  — внешняя единичная нормаль, задающая ориентацию грани  $(i, j)$ ;  $\Delta s_{ij}$  — площадь грани, соединяющей узлы  $i$  и  $j$ .

Для дискретизации вязких потоков используются центрированные разностные формулы второго порядка. Система разностных уравнений решается многосеточным методом на основе схемы полной аппроксимации (используются V-цикл и четыре уровня сетки). Последовательность вложенных сеток строится с использованием метода схлопывающихся граней [22]. Вычислительная процедура реализована в виде компьютерного кода на языках программирования Fortran и C/C++. Для распараллеливания вычислительной процедуры применяется интерфейс межпроцессорного взаимодействия MPI. Расчеты проводились на суперкомпьютере IBM SP/1600 с узлами eServer pSeries 690 на базе процессора Power 4+ 1.7 GHz, 6.8 Flops. Суперкомпьютерный центр расположен в Центральной лаборатории совета по научным исследованиям (Daresbury Laboratory, United Kingdom).

**Результаты расчетов.** Расчеты проводились в области  $[0, H] \times [-L_y, L_y] \times [-L_z, L_z]$ , где  $L_y = L_z = 10D$ . Варьировались расстояние от среза сопла до преграды ( $H/D = 1 \div 12$ ) и число Рейнольдса ( $Re < 10^5$ ). Другие параметры задачи имели следующие значения:

$D = 0,04$  м, температура потока на срезе сопла  $T_a = 400$  К, температура преграды  $T_w = 320$  К, давление внешней среды  $p_\infty = 10^5$  Па. Рабочая среда — воздух.

Потенциальное ядро струи распространяется на расстояние порядка 4–8 калибров, поэтому часть проведенных расчетов соответствует полностью развитому турбулентному течению, а часть — случаю, когда преграда находится в пределах потенциального ядра струи. Расчеты проводятся как при малых числах Рейнольдса ( $Re \approx 10^3$ ), когда ламинарно-турбулентный переход не играет существенной роли [3, 11], так и при больших числах Рейнольдса ( $Re \approx 10^5$ ).

Для  $H/D = 12$  используется сетка  $240 \times 200 \times 200$ . При изменении расстояния от среза сопла до преграды количество узлов сетки по координате  $x$  уменьшается таким образом, чтобы сохранить приемлемое соотношение длин граней контрольного объема. Сетка сгущалась вблизи оси струи и поверхности преграды. Максимальный шаг по координате  $x$  имеет место около среза сопла:  $\Delta x_{\max} = 0,18H$ , минимальный — вблизи поверхности пластины:  $\Delta x_{\min} = 0,0012H$ , что соответствует значению  $\Delta x^+ \approx 0,16$ . Минимальные шаги по координатам  $y$  и  $z$  вблизи оси струи составляют  $\Delta y_{\min} = \Delta z_{\min} = 0,0038H$ . Шаг по времени полагается равным  $\Delta t = 1,2 \cdot 10^{-5}$  с (при варьировании числа Рейнольдса шаг по времени оценивается как  $\Delta t \approx 10^{-3}D/U_a$ ). Для получения статистически достоверной осредненной картины течения выполняется до 50 000 шагов по времени.

В качестве характерных размеров для переменных с размерностью длины выбирается диаметр сопла  $D$ , а для переменных с размерностью скорости — скорость на оси струи  $U_a$ . Безразмерное время вводится как  $tU_a/D$ .

Для обработки результатов расчетов вместо декартовой системы координат  $(x, y, z)$  используется цилиндрическая система координат  $(x, r)$ . Средняя по времени составляющая скорости в азимутальном направлении равна нулю.

В сдвиговом слое струи присутствуют крупномасштабные вихревые структуры в форме тороидальных осесимметричных вихрей, зарождающихся на некотором расстоянии от среза сопла (порядка 1–2 его диаметров) и распространяющихся в слое смещения вниз по потоку.

Генерация основного вихря связана с неустойчивостью сдвигового слоя типа неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Максимумы и минимумы завихренности приблизительно соответствуют центрам вихрей. При малых значениях числа Рейнольдса ( $Re \approx 10^3$ ) вблизи среза сопла струя является практически осесимметричной. При увеличении числа Рейнольдса (до  $Re \approx 10^4$ ) и расстояния от среза сопла появляется слабая синусоидальная мода, а критическая точка перемещается вблизи геометрического центра преграды (точки  $r = 0$ ). Дальнейшее увеличение числа Рейнольдса приводит к тому, что течение становится полностью трехмерным и турбулентным перед преградой.

Контуры когерентной структуры представляют собой эллипсы, что означает анизотропию турбулентных пульсаций в области, где присутствуют крупномасштабные вихри. Данная область характеризуется ненулевым коэффициентом асимметрии (третий момент). Разрушение вихрей начинается в области их взаимодействия с преградой, где течение разрушается при неблагоприятном градиенте давления.

Скорость на оси струи уменьшается с  $U_a$  на срезе сопла до нуля на стенке. При  $H/D = 8$  на расстоянии от среза сопла, равном  $(3 \div 4)D$ , интенсивность турбулентности увеличивается на 5 % по сравнению с ее значением на срезе сопла, а вблизи преграды — на 25 %.

Уровень флуктуаций скорости в точке торможения не меняется до тех пор, пока преграда находится в потенциальном ядре струи. Распределение флуктуаций скорости имеет минимум в точке торможения, а его максимум расположен в том месте, где сдвиговый слой достигает поверхности. Это положение зависит от величины  $H/D$ .

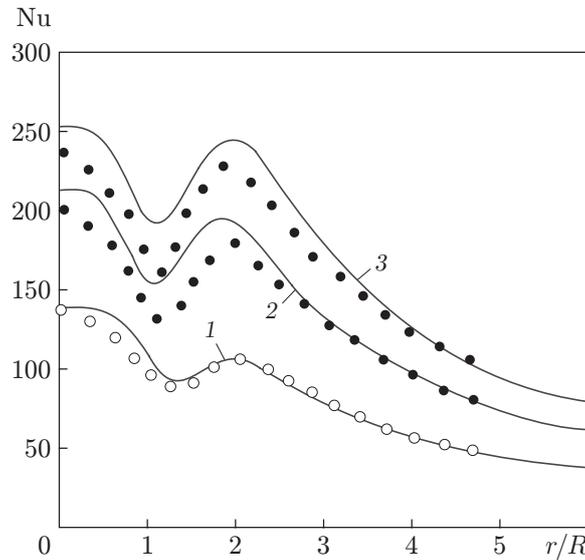


Рис. 2. Распределение числа Нуссельта по поверхности преграды при  $H/D = 2$ : сплошные линии — результаты расчета, точки — данные физических экспериментов [1, 2] (светлые точки — данные [1], темные — данные [2]); 1 —  $Re = 2,3 \cdot 10^4$ ; 2 —  $Re = 5 \cdot 10^4$ ; 3 —  $Re = 7 \cdot 10^4$

Число Нуссельта и тепловой поток к стенке находятся из соотношений

$$Nu(r) = \frac{q(r)D}{\lambda(T_w - T_a)}, \quad q(r) = \lambda \left( \frac{dT}{dx} \right)_w.$$

Отклонение значения числа Нуссельта в критической точке от его среднего значения рассчитывается по формуле

$$\Delta Nu_0 = \frac{Nu_0 - \langle Nu_0 \rangle}{\langle Nu_0 \rangle}.$$

Угловые скобки обозначают осреднение по времени; индекс 0 соответствует параметрам в точке торможения.

Распределения числа Нуссельта по поверхности преграды в сравнении с данными измерений при различных значениях числа Рейнольдса приведены на рис. 2. Распределение числа Нуссельта имеет два максимума, один из которых расположен в точке торможения, а положение другого зависит от расстояния от среза сопла до преграды. На зависимости  $(r/D, Nu)$  максимумы числа Нуссельта, соответствующие различным значениям  $H/D$ , располагаются практически на прямой линии (на рис. 2 не показано).

При малых значениях  $H/D$  число Нуссельта в точке торможения удовлетворительно описывается зависимостью  $Nu_0 \sim Re^{0,5}$ , следующей из решения для ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки [6]. Следует отметить, что такая зависимость подтверждается данными измерений и при достаточно больших значениях числа Рейнольдса [3].

Генерация крупномасштабных вихревых структур приводит к зависимости характеристик теплообмена от времени (рис. 3). Колебания температуры начинаются в тот момент, когда основной вихрь достигает преграды (кривая 1). Следует отметить, что этот момент времени достаточно слабо зависит от числа Рейнольдса. Колебания температуры вниз по потоку от критической точки (кривая 2) обусловлены перемещением вихревых структур в направлении, параллельном стенке. Уменьшение амплитуды колебаний вызывается смещением пристенной струи с окружающей жидкостью.

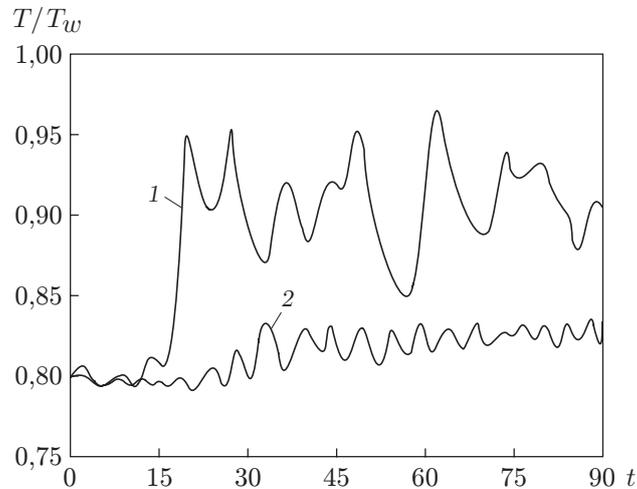


Рис. 3. Зависимость температуры от времени на расстоянии от поверхности преграды  $x/D = 0,02$  при  $H/D = 10$ ,  $Re = 10^3$ :  
 1 —  $r = 0$ ; 2 —  $r = 4H$

Колебания температуры не являются строго периодическими, а их амплитуда возрастает при увеличении числа Рейнольдса (при малых числах Рейнольдса интенсивность вихревых структур мала, поскольку вязкие эффекты оказывают слабое влияние на неустойчивость сдвигового слоя). Уменьшение расстояния от среза сопла до преграды приводит к тому, что вихри не успевают полностью сформироваться, а амплитуда и частота колебаний температуры уменьшаются.

Флуктуационная составляющая числа Нуссельта сравнима с его средним значением даже при малых числах Рейнольдса ( $Nu'_0$  составляет приблизительно 40 % среднего значения числа Нуссельта  $\langle Nu_0 \rangle$  при  $Re \approx 500$ ), а при  $r = \pm 3D$  она близка к значению  $\langle Nu_0 \rangle$  (рис. 4, 5).

Увеличение числа Рейнольдса приводит к увеличению флуктуаций числа Нуссельта в точке торможения. Например, при  $Re = 5 \cdot 10^3$  амплитуда флуктуаций составляет 20 % среднего значения числа Нуссельта, а при  $Re = 2,5 \cdot 10^4$  она достигает 35 %. При этом число Струхала, рассчитанное по скорости на оси струи и размеру выходного отверстия сопла, составляет  $Sh = 0,20$ ;  $0,32$  соответственно.

Минимум коэффициента трения и максимум числа Нуссельта всегда располагаются в критической точке, несмотря на то что их значения изменяются во времени достаточно сильно (рис. 6, 7). Распределение числа Нуссельта вдоль стенки в различные моменты времени имеет также локальный максимум, в то время как среднее во времени число Нуссельта изменяется вдоль стенки монотонно.

Для течений без выделенных внешних возмущений сравнение расчетных и экспериментальных распределений локальных характеристик потока во времени достаточно затруднительно. Поэтому сопоставление проводится по их значениям, осредненным по времени. На рис. 6 приведены результаты расчета осредненного по времени коэффициента поверхностного трения, а также экспериментальные данные работы [5].

При больших значениях  $r/D$  распределение характеристик теплообмена зависит от структуры вторичных вихрей, которые возникают за счет взаимодействия основного вихря с пограничным слоем пристенной струи. Нестационарный характер такого взаимодействия и изменение структуры теплового пограничного слоя приводят к возникновению локального максимума числа Нуссельта.

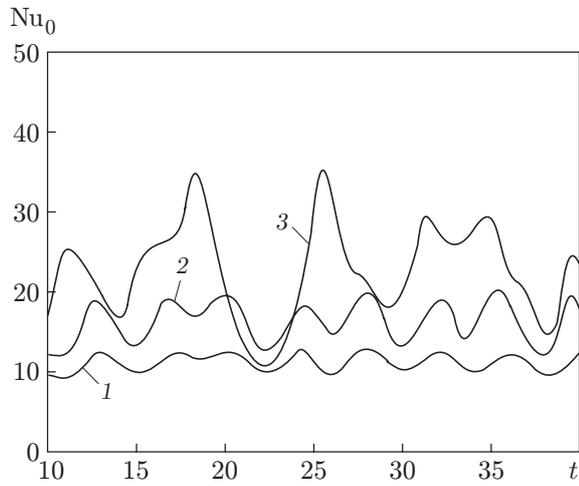


Рис. 4

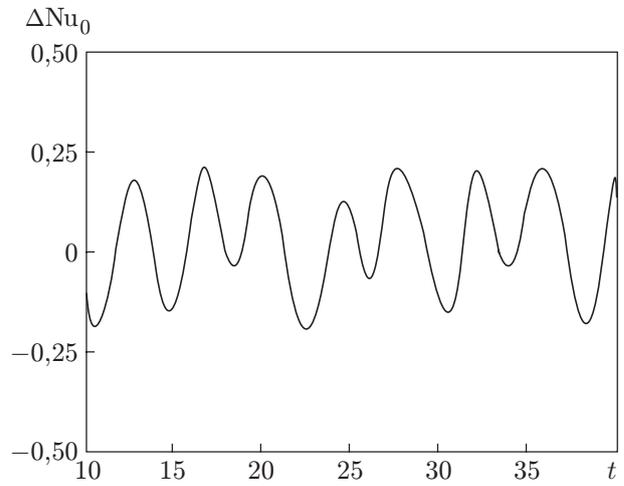


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость числа Нуссельта в точке торможения от времени при  $H/D = 5$ :  
1 —  $Re = 300$ ; 2 —  $Re = 500$ ; 3 —  $Re = 1000$

Рис. 5. Зависимость отклонения числа Нуссельта от среднего значения в точке торможения от времени при  $H/D = 5$ ,  $Re = 500$

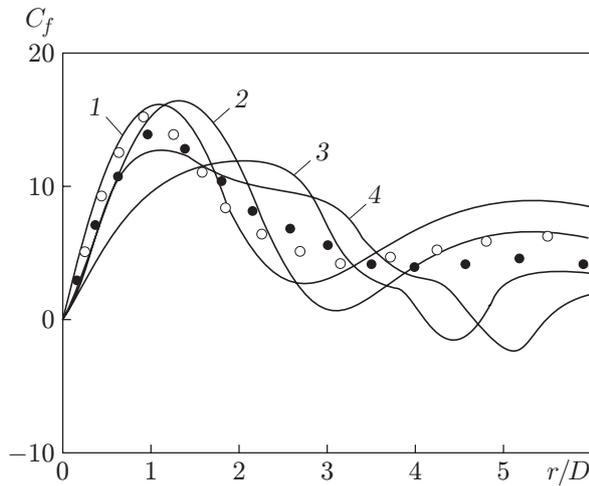


Рис. 6

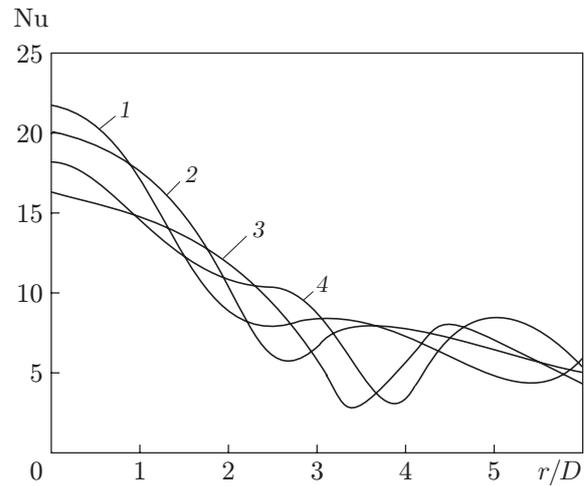


Рис. 7

Рис. 6. Распределение коэффициента трения по поверхности при  $H/D = 5$ ,  $Re = 500$ :  
1 —  $t = 10$ ; 2 —  $t = 20$ ; 3 —  $t = 30$ ; 4 —  $t = 40$ ; точки — распределение осредненного по времени коэффициента трения (темные точки — результаты расчета, светлые — экспериментальные данные [5])

Рис. 7. Распределение числа Нуссельта по поверхности при  $H/D = 5$ ,  $Re = 500$ :  
1 —  $t = 10$ ; 2 —  $t = 20$ ; 3 —  $t = 30$ ; 4 —  $t = 40$

При  $Re \approx 500$  различие распределений числа Нуссельта вдоль стенки по обе стороны от критической точки составляет 0,5 %, а при  $Re \approx 10^3$  оно достигает 2 %.

При малых значениях  $H/D$  флуктуации числа Нуссельта незначительны. При увеличении числа Рейнольдса длина потенциального ядра возрастает. Поэтому в случае  $Re = 10^4$  максимум числа Нуссельта возникает при  $H/D \approx 2$ , а в случае  $Re = 2 \cdot 10^4$  он сдвигается в область больших значений  $H/D$ . При  $H/D = 2,5$  флуктуации числа Нуссельта возрастают с 6 до 27 % его среднего значения в диапазоне  $H/D = 1 \div 8$ .

**Заключение.** Проведено моделирование крупных вихрей нестационарного течения и теплообмена в области взаимодействия круглой турбулентной струи с плоской преградой при различных относительных расстояниях от среза сопла до преграды и значениях числа Рейнольдса. Выполнено сравнение локальных и интегральных характеристик потока с имеющимися расчетными и экспериментальными данными. Установлено, что крупномасштабные вихревые структуры оказывают существенное влияние на характеристики трения и теплообмена. Распределение числа Нуссельта, осредненного по времени, по поверхности преграды имеет два максимума, один из которых располагается в точке торможения, а положение другого зависит от расстояния от среза сопла до преграды.

Колебания характеристик теплообмена не являются строго периодическими, а их амплитуда возрастает при увеличении числа Рейнольдса. Увеличение теплообмена обусловлено растяжением вихрей в направлении, параллельном стенке. Развитие потока при неблагоприятном градиенте давления и его отрыв от стенки приводят к образованию вторичных вихрей, обуславливающих появление локального максимума числа Нуссельта.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Baughn J., Hechanova A., Yan X.** An experimental study of entrainment effects on the heat transfer from a flat surface to a heated circular impinging jet // *J. Heat Transfer*. 1991. V. 113. P. 1023–1025.
2. **Cooper D., Jackson D., Launder B., Liao G.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. Flow-field experiments // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1993. V. 36, N 10. P. 2675–2684.
3. **Lytle D., Webb B.** Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1994. V. 37, N 2. P. 1687–1697.
4. **Алексеев С. В., Кулебякин В. В., Маркович Д. М. и др.** Локальные характеристики осесимметричной импактной струи // *Инж.-физ. журн.* 1996. Т. 69, № 4. С. 615–624.
5. **Phares D. J., Smedley G. T., Flagan R. C.** The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface // *J. Fluid Mech.* 2000. V. 418. P. 351–375.
6. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
7. **Chung Y. M., Luo K. H., Sandham N. D.** Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2002. V. 23, N 5. P. 592–600.
8. **Craft T. J., Iacovides H., Yoon J. H.** Progress in the use of non-linear two-equation models in the computation of convective heat-transfer in impinging and separated flows // *Flow, Turbulence Combust.* 2000. V. 63, N 1/4. P. 59–80.
9. **Gardon R., Cobonpue J.** Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it // *Proc. of the Intern. heat transfer conf. "International development in heat transfer"*. N. Y.: ASME, 1961. P. 454–460.
10. **Hoogendoorn C. J.** The effect of turbulence on heat transfer at stagnation point // *Intern. J. Heat Mass Transfer*. 1977. V. 20, N 12. P. 1333–1338.

11. **Behnia M., Parneix S., Durbin P. A.** Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41, N 13. P. 1845–1855.
12. **Heyerichs K., Pollard A.** Heat transfer in separated and impinging turbulent flows // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1996. V. 39, N 12. P. 2385–2400.
13. **Durbin P. A.** On the  $k$ - $\varepsilon$  stagnation point anomaly // Intern. J. Heat Fluid Flow. 1996. V. 17, N 1. P. 89, 90.
14. **Ashforth-Frost S., Jambunathan K.** Numerical prediction of semi-confined jet impingement and comparison with experimental data // Intern. J. Numer. Methods Fluids. 1996. V. 23, N 3. P. 295–306.
15. **Amano R., Sugiyama S.** Investigation on turbulent heat transfer of an axisymmetric jet impinging on a flat plate // Bull. JSME. 1983. V. 28, N 235. P. 74–79.
16. **Vieser W., Esch T., Menter F.** Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models: Rep. / CFX Validation; N CFX-VAL10/0602. L., 2002.
17. **Voke P. R., Gao S.** Numerical study of heat transfer from an impinging jet // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1998. V. 41, N 5. P. 671–680.
18. **Olsson M., Fuchs L.** Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet // Phys. Fluids. 1998. V. 10, N 2. P. 476–486.
19. **Yakhot A., Orszag S. A., Yakhot V., Israeli M.** Renormalization group formulation of large-eddy simulation // J. Sci. Comput. 1986. V. 1. P. 1–51.
20. **Horiuti K.** Backward scatter of subgrid-scale energy in wall-bounded and free shear turbulence // J. Phys. Soc. Japan. 1997. V. 66, N 1. P. 91–107.
21. **Shen S., Ding F., Han J., et al.** Numerical modeling studies of wake vortices: real case simulation. N. Y., 1999. (Paper / AIAA; N 99-0755).
22. **Волков К. Н.** Применение метода контрольного объема для решения задач механики жидкости и газа на неструктурированных сетках // Вычисл. методы и программирование. 2005. Т. 6, № 1. С. 43–60.
23. **Zhou G., Davidson L., Olsson E.** Transonic inviscid/turbulent airfoil flow simulations using a pressure based method with high order schemes // Lecture Notes Phys. 1995. N 453. P. 372–377.

*Поступила в редакцию 29/IX 2005 г.,  
в окончательном варианте — 23/I 2006 г.*

---