

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КРУГЛОЙ СТРУИ С ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

### АННОТАЦИЯ

Рассматривается нестационарный теплообмен в области взаимодействия круглой турбулентной струи с нормально расположенной плоской преградой. Фильтрованные по пространству уравнения Навье-Стокса замыкаются RNG-моделью вихревой вязкости, учитывающей кривизну линий тока в области разворота потока. Расчеты проводятся для различных относительных расстояний от среза сопла до преграды и чисел Рейнольдса. Обсуждается связь между распределением характеристик теплообмена по поверхности преграды и вихревой структурой струи. Характеристики потока и теплообмена сравниваются с имеющимися результатами и данными измерений.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При нормальном патекании струи на преграду область течения условно разбивается на несколько характерных подобластей (рис. 1).

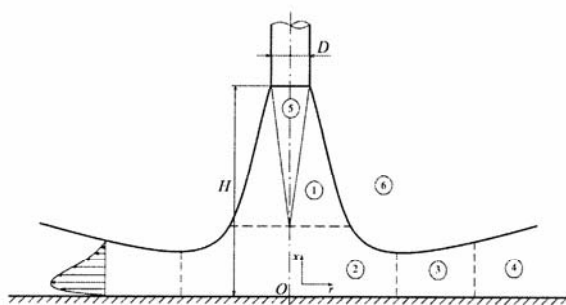


Рис. 1. Характерные области течения

В области свободного струйного течения  $r/D < 1$  (область 1) источником турбулентности является слой смешения, разделяющий потенциальное ядро потока (область 5), в котором осевая скорость струи остается постоянной, и окружающую покоящуюся жидкость (область 6). В области разворота потока  $1 < r/D < 2$  (область 2) влияние кривизны линий тока приводит к стабилизации течения и уменьшению уровня кинетической энергии турбулентности. В пристепоочной области  $r/D > 2$  (область 3) касательные напряжения становятся доминирующими по сравнению с нормальными напряжениями, что приводит к увеличению генерации турбулентности. Распространяясь вдоль преграды, струя теряет количе-

ство движения, а ее толщина увеличивается. В зоне 4 происходит дробление крупномасштабных вихревых структур на ряд вторичных вихрей.

Число Нуссельта имеет максимальное значение в точке торможения при  $H/D = 6 \div 8$ , а его минимальное значение наблюдается в области разворота потока (при  $r/D \sim 1$ ). Вниз по течению распределение числа Нуссельта имеет локальный максимум [1, 2]. Причины его возникновения связываются с ламинарно-турбулентным переходом в пограничном слое [3], увеличением кинетической энергии турбулентности в пристепоочной струе [4, 5], генерацией крупномасштабных вихревых структур [6].

Экспериментальные исследования [1] (теплообмен) и [2] (поле течения) проводились для различных чисел Рейнольдса  $Re = (2.3 \div 7.0) \cdot 10^4$  и относительных расстояний от среза сопла до преграды  $H/D = 2 \div 10$ . При одних и тех же условиях данные по числу Нуссельта расходятся на  $20 \div 25\%$ , что связывается с влиянием условий истечения струи [4].

При  $H/D \leq 2$  для оценок трения и теплового потока в критической точке используется точное решение для ламинарного пограничного слоя [7]. При увеличении расстояния от среза сопла до преграды данные по теплообмену отклоняются от точного решения, что объясняется смещением струи с окружающей жидкостью.

Для описания течения обычно используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса. Высоко- и низкорейнольдсовы версии  $k-\epsilon$  модели переоценивают уровень пульсационной энергии примерно на 55%, что приводит к завышенному уровню теплового потока на 41% [8]. Введение различных поправок не приводит к улучшению результатов, касающихся теплообмена [1, 2]. Более точные результаты дают комбинированные и многопараметрические модели (двухслойная модель, модель Ментера [9], модель  $k-\epsilon-f_\mu$  [11] и модель  $v^2-f$  [5]), а также нелинейные модели [10]. Тем не менее, данные по теплообмену оказываются на 10% выше измеренных значений. Кроме того, нелинейные модели приводят к завышенному уровню турбулентных напряжений при  $1 < r/D < 2.5$  и заниженному при  $r/D > 2.5$ .

Численные расчеты, основанные на уравнении

ях Рейнольдса, не позволяют исследовать генерацию крупномасштабных вихревых структур в слое смешения и их влияние на характеристики теплообмена [6, 12]. Моделирование крупных вихрей является компромиссным вариантом между решением уравнений Рейнольдса и прямым численным моделированием. Крупные вихри, находящиеся под воздействием граничных условий и несущие максимум рейнольдсовых напряжений, рассчитываются. Мелкие вихри имеют универсальную структуру и моделируются при помощи моделей подсеточного масштаба.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим затопленную турбулентную струю, взаимодействующую по нормали с плоской преградой. Нестационарное течение вязкого сжимаемого газа описывается фильтрованными по пространству уравнениями Навье-Стокса, которые формально совпадают с уравнениями Рейнольдса. Для их замыкания используется RNG-модель подсеточной вязкости [13]. Для учета эффектов, связанных с кривизной линий тока, подсеточная вязкость умножается на демпфирующую функцию, зависящую от числа Ричардсона [14].

Принимается, что в начальный момент времени газ покоится. На поверхности преграды выставляются граничные условия прилипания и непротекания. На верхней границе расчетной области (за исключением среза сопла) выставляются граничные условия скольжения. Эти границы считаются адиабатическими. На срезе сопла задается профиль скорости [7]

$$u(r) = \frac{u_a}{3} \left[ 1 + \operatorname{th} \left( \frac{0.5 - |r|}{2\delta} \right) \right],$$

где  $\delta$  — толщина потери импульса ( $\delta/D \sim 0.05$ ). На границах, через которые газ покидает расчетную область, используются неотражающие граничные условия.

Дискретизация уравнений проводится при помощи метода контрольного объема [15]. Для дискретизации по времени используется пятишаговый метод Рунге-Кутты. Для дискретизации невязких потоков применяется метод кусочно-параболической реконструкции и схема Чакраварти-Ошера, основанная приближенном решении задачи о распаде произвольного разрыва, а для дискретизации вязких потоков — центрированные разности 2-го порядка.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Область расчета представляет собой параллелепипед  $[0, H] \times [-L_y, L_y] \times [-L_z, L_z]$ , где  $L_y = L_z = 10D$ . Варьируется расстояние от среза сопла до преграды ( $H/D = 1 \div 12$ ) и число Рейнольдса ( $Re < 10^5$ ). Другим параметрам задачи присваиваются следующие значения:  $D = 0.008$  м,

$T_a = 400$  К,  $T_w = 320$  К,  $T_\infty = 288$  К,  $p_\infty = 10^5$  Па. Рабочая среда — воздух.

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

При  $H/D = 12$  используется сетка  $240 \times 200 \times 200$  (при изменении  $H/D$  количество узлов по координате  $x$  уменьшается, чтобы сохранить приемлемое отношение длин граней контрольного объема). Сгущение узлов производится около оси струи и преграды. Максимальный шаг по координате  $x$  имеет место около среза сопла  $\Delta x_{\max} = 0.18H$ , а минимальный — вблизи пластины  $\Delta x_{\min} = 0.0012H$ , что соответствует  $\Delta x^+ = 0.16$ . Минимальные шаги по координатам  $y$  и  $z$  вблизи оси струи составляют  $\Delta y_{\min} = \Delta z_{\min} = 0.0038H$ . Шаг по времени  $\Delta t = 1.22 \cdot 10^{-6}$  с (используется оценка  $\Delta t \sim 10^{-3} D/u_a$ ). Для получения статистически достоверной осредненной картины течения делается 50000 шагов.

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 используется цилиндрическая система координат  $(x, r)$ .

Число Нуссельта и тепловой поток в стенку находятся по соотношений

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

Отклонение числа Нуссельта в критической точке от его среднего значения рассчитывается по формуле  $\Delta \operatorname{Nu}_0 = (\operatorname{Nu}_0 - \langle \operatorname{Nu}_0 \rangle) / \langle \operatorname{Nu}_0 \rangle$ . Угловые скобки обозначают осреднение по времени.

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

Процесс начального формирования вихрей происходит вплоть до расстояний порядка нескольких калибров от среза сопла. 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). Процесс разрушения вихрей начинается при их взаимодействии с преградой, где течение развивается в условиях неблагоприятного градиента давления.

Распределение среднего по времени числа Нуссельта имеет два максимума (рис. 2), один из которых располагается в точке торможения, а положение другого зависит от  $H/D$ .

Результаты расчетов числа Нуссельта приведены на рис. 3. На фрагментах а и б показаны зависимости числа Нуссельта в точке торможения от расстояния до преграды при  $Re = 2.3 \cdot 10^4$  и числа Рейнольдса при  $H/D = 6.0$ . Зависимости числа Нуссельта от времени показаны на фрагменте в (при  $H/D = 5$ ,  $Re = 500$ ) и фрагменте г (при  $H/D = 5$ ).

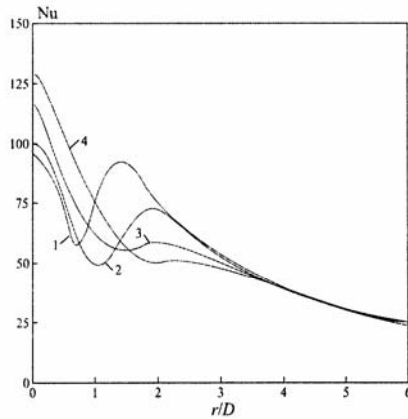


Рис. 2. Распределения числа Нуссельта по преграде при  $Re = 3.0 \cdot 10^4$  и  $H/D = 1$  (1); 2.5 (2); 5 (3); 8 (4)

Генерация крупномасштабных вихревых структур приводит к тому, что характеристики теплообмена зависят от времени. Колебания температуры начинаются в тот момент, когда основной вихрь достигает преграды. Следует отметить, что этот момент времени достаточно слабо зависит от числа Рейнольдса ( $t \sim 16$  при  $Re < 10^3$ ). Колебания температуры вниз по потоку от критической точки связаны с перемещением вихревых структур в направлении, параллельном стенке. Уменьшение амплитуды колебаний вызывается смещением пристеночной струи с окружающей жидкостью. Колебания температуры не являются строго периодическими, а их амплитуда возрастает при увеличении числа Рейнольдса. Уменьшение расстояния от среза сопла до преграды приводит к тому, что вихри не успевают полностью сформироваться, а амплитуда и частота колебаний температуры уменьшаются.

Максимум числа Нуссельта располагается в критической точке, несмотря на то, что его величина изменяется во времени. Распределение числа Нуссельта вдоль стенки в различные моменты времени имеет локальный максимум, в то время как его среднее значение изменяется вдоль стенки монотонно (при соответствующем  $H/D$ ).

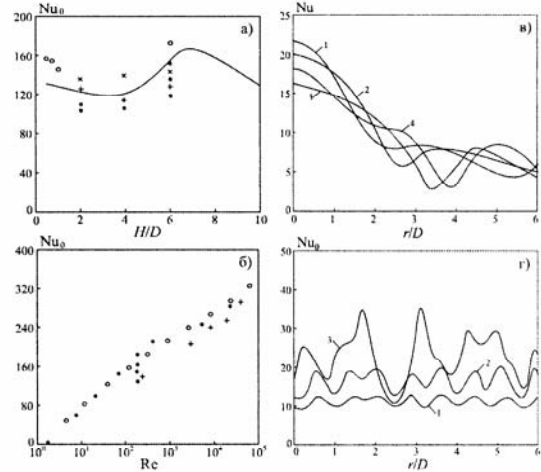


Рис. 3. Распределения числа Нуссельта. Фрагмент а: линия — расчет,  $\bullet$  — [1],  $\circ$  — [4],  $\times$  —  $k-\epsilon$  модель [9],  $+$  — модель Менгера [9]. Фрагмент б:  $\circ$  — расчет,  $\bullet$  — [1, 2],  $+$  — модель Менгера [9]. Фрагмент в:  $t = 10$  (1); 20 (2); 30 (3); 40 (4). Фрагмент г:  $Re = 300$  (1); 500 (2); 1000 (3)

Величина числа Нуссельта в точке торможения слабо зависит от интенсивности вихря. Вместе с тем, положение основного вихря оказывает существенное влияние на теплообмен вниз по потоку. Увеличение уровня теплообмена связано с растяжением вихрей в направлении, параллельном стенке. Развитие потока в условиях неблагоприятного градиента давления и его отрыв от стенки приводят к образованию вторичных вихрей, ответственных на локальный максимум числа Нуссельта.

Флуктуационная составляющая числа Нуссельта  $Nu'_0$  составляет около 40% от  $\langle Nu_0 \rangle$  при  $Re \sim 500$ , а при  $r = \pm 3H$  она становится того же порядка, что и среднее число Нуссельта (рис. 4).

Рост числа Рейнольдса приводит к увеличению флуктуаций числа Нуссельта в точке торможения. Например, при  $Re = 5 \cdot 10^3$  амплитуда флуктуаций составляет 20% от среднего значения, а при  $Re = 2.5 \cdot 10^4$  она достигает 35%. При  $Re \sim 500$  несимметрия в распределении числа Нуссельта вдоль стенки по обе стороны от критической точки составляет 0.5%, а при  $Re \sim 10^3$  она достигает 2%.

Уровень флуктуаций скорости в точке торможения не изменяется до тех пор, пока преграда находится в потенциальном ядре струи. Распределение флуктуаций скорости имеет минимум в точке торможения, а его максимум располагается в том месте, где сдвиговый слой достигает по-

верхности (это положение зависит от  $H/D$ ). При  $H/D > 3$  флуктуации скорости распределены достаточно равномерно вдоль преграды, и локального максимума числа Нуссельта не наблюдается.

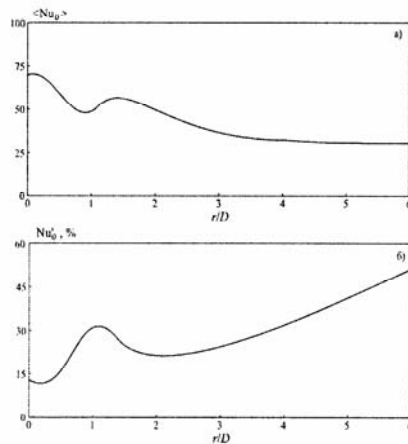


Рис. 4. Распределения среднего числа Нуссельта (фрагмент а) и его флуктуаций (фрагмент б) вдоль преграды при  $H/D = 1$  и  $Re = 10^4$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Крупномасштабные вихревые структуры оказывают существенное влияние на характеристики трения и теплообмена. Колебания числа Нуссельта в окрестности точки торможения вызваны взаимодействием основного вихря со стенкой. Изменение уровня теплообмена вниз по потоку связано с растяжением вихрей в направлении, параллельном стенке. Развитие потока в условиях неблагоприятного градиента давления и его отрыв приводят к образованию вторичных вихрей, ответственных на локальный максимум числа Нуссельта. Колебания температуры не являются строго периодическими, их амплитуда возрастает при увеличении числа Рейнольдса, а флуктуационная составляющая числа Нуссельта сравнима с его средним значением.

#### СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$p$	— давление, Па;
$q$	— тепловой поток, Вт/м <sup>2</sup> ;
$t$	— время, с;
$u$	— осевая скорость, м/с;
$x, y, z$	— декартовы координаты, м;
$D$	— диаметр сопла, м;
$H$	— расстояние от среза сопла до преграды, м;
$L$	— линейный размер, м;
$r$	— радиальная координата, м;
$T$	— температура, К;
$\lambda$	— теплопроводность, Вт/(м·К);
$Nu$	— число Нуссельта;
$Re$	— число Рейнольдса.
Индексы:	
$a$	— срез сопла;
$w$	— стенка;
$0$	— точка торможения;
$\infty$	— бесконечность.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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 // *Journal of Heat Transfer*. 1991. Vol. 113. P. 1023–1025.
2. **Cooper D., Jackson D., Launder B., Liao G.** Impinging jet studies for turbulence model assessment. Flow-field experiments // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1993. Vol. 36. No. 10. P. 2675–2684.
3. **Collucci D.W., Viskanta R.** Effect of nozzle geometry on local convective heat transfer to a confined impinging air jet // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1996. Vol. 13. No. 1. P. 71–80.
4. **Lytle D., Webb B.** Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1994. Vol. 37. No. 2. P. 1687–1697.
5. **Behnia M., Parneix S., Durbin P.A.** Prediction of heat transfer in an axisymmetric turbulent jet impinging on a flat plate // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1998. Vol. 41. No. 13. P. 1845–1855.
6. **Chung Y.M., Luo K.H., Sandham N.D.** Numerical study of momentum and heat transfer in unsteady impinging jets // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2002. Vol. 23. No. 5. P. 592–600.
7. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
8. **Heyerichs K., Pollard A.** Heat transfer in separated and impinging turbulent flows // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1996. Vol. 39. No. 12. P. 2385–2400.
9. **Vieser W., Esch T., Menter F.** Heat transfer predictions using advanced two-equation turbulence models // *CFX Validation Report*. 2002. No. CFX-VAL10/0602. 52 p.
10. **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 and Combustion*. 2000. Vol. 63. No. 1–4. P. 59–80.
11. **Park T.S., Sung H.J.** Development of a near-wall turbulence model and application to jet impingement heat transfer // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 2001. Vol. 22. No. 1. P. 10–18.
12. **Voke P.R., Gao S.** Numerical study of heat transfer from an impinging jet // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1998. Vol. 41. No. 5. P. 671–680.
13. **Horiuti K.** Backward scatter of subgrid-scale energy in wall-bounded and free shear turbulence // *Journal of Physical Society of Japan*. 1997. Vol. 66. No. 1. P. 91–107.
14. **Shen S., Ding F., Han J., Lin Y.-L., Arya S.P., Proctor F.H.** Numerical modeling studies of wake vortices: real case simulation // *AIAA Paper*. 1999. No. 99-0755. 16 p.
15. **Волков К.Н.** Применение метода контрольного объема для решения задач механики жидкости и газа на неструктурированных сетках // *Вычислительные методы и программирование*. 2005. Т. 6. № 1. С. 43–60.