УДК 536.24

Аэродинамика и тепловые характеристики импактной струи, вытекающей из сопла с шевронами

С. Хорра¹, Л. Хеззар², З. Немучи¹

¹Университет Фрер Мантури, Константина 1, Алжир ²Национальная политехническая школа Константина, Алжир

Email: horra-sadek@hotmail.com

Представлены результаты численного исследования трехмерной круглой импактной струи, натекающей на нагретую плоскую пластину. Изучено влияние геометрии сопла и расстояния от сопла до пластины на аэродинамику и тепловое поведение импактной струи. Рассмотрены случаи круглого сопла и сопел с 4 и 6 шевронами и исследованы три варианта расстояния от сопла до пластины: H/D = 2, 4 и 6 при числе Рейнольдса, определенного по параметрам струи на срезе сопла, равном 5000. Результаты численного моделирования показали, что наличие шевронов интенсифицирует теплообмен в зоне торможения. Это усиление в отдельных областях может достигать 110 %. Показано, что тепловой поток через пластину имеет существенно неоднородную картину распределения для малого расстояния H/D = 2. В этом случае происходит уменьшение теплообмена между импактной струей и поверхностью преграды в узком радиальном зазоре вниз по течению от точки торможения. Зоны квазипотенциального течения, которые образуются вдоль преграды, соответствуют вырезам шеврона, в них получены высокие скорости потока и практически отсутствует турбулентность. При увеличении расстояния до преграды до H/D = 6 наблюдается осесимметричное тепловое поле. Отмечены закономерности распределения числа Нуссельта с усреднением по кольцевым поверхностям на преграде как функции радиальной координаты с центром в точке торможения.

Ключевые слова: импактная струя, шеврон, теплоперенос, число Нуссельта, модель турбулентности SST k- ω .

Введение

Импактные струи в целом и форма выходной кромки сопла в частности изучались во многих работах. Целью этих исследований было улучшение теплообмена на обтекаемой поверхности. Импактные струйные течения применяются в различных практических приложениях, например, в процессах обработки материалов, для охлаждения лопастей турбин или компонентов электроники, сушки на установках в бумажной и текстильной промышленности. Отдельные работы в этой области посвящались проблеме влияния условий на выходе сопла на структуру течения [1], проблеме влияния формы сопла на эффективность нагрева или охлаждения, в частности, для случаев сопла со скошенной геометрией [2, 3], сопла с решеткой [4], сопел с круглым, квадратным и прямо-

© Хорра С., Хеззар Л., Немучи З., 2022

угольным сечениями [5], сопла с многолепестковой геометрией [6, 7] и сопла эллиптической формы [8]. В последние сорок лет в многочисленных работах широко изучались течения из сопла с шевронами. Так, особое внимание уделялось исследованию вытянутых противовращающихся продольных вихрей, которые рассматривались как частицы жидкости на оси сопла, а также течениям за острыми краями шевронов. Указанная форма сопла позволяет сменить периодическую генерацию тороидальных вихревых структур на непрерывную и стабильную генерацию вихрей. Этот подход ранее разрабатывался в целях понижения шума авиадвигателей [9-14]. Кроме того, в последние два десятилетия публиковались исследования по интенсификации теплообмена посредством шевронных сопел [15]. Использование шевронов усиливает смешение потока, что способствует увеличению скорости расширения сдвигового слоя [16]. В работах [16, 17] было дано описание продольных вихрей за шевронами как динамических характеристик поведения потока. Авторы [18] использовали метод tomo-PIV с временным разрешением для сравнительного изучения свободной струи и потока из сопла с шевронами. Было проведено полное исследование поведения вихрей: их генерация, спаривание, удлинение, наклон и распад, а также формирование С-образных структур. Развитие нестационарного трехмерного потока было описано и увязано с непрерывной генерацией шума. Экспериментальное изучение теплопереноса для случая импактной струи (для случаев обычного круглого и шевронного сопел), набегающей на плоскую преграду, было представлено в работе [19]. Здесь рассматривалось течение с числом Рейнольдса, равным 5000, при конфигурации течения с расстоянием от сопла до преграды H/D, лежащем в интервале от 2 до 10. Были изучены продольные вихри, полученные для случаев сопла с шевронами, и вихри с тороидальной структурой, создаваемые обычным круглым соплом, и было обнаружено, что их последующее развитие по-разному влияет на тепловую картину течения. При использовании шевронов отмечалась интенсификация теплообмена до 44 % вблизи точки торможения. Наличие этого эффекта связано с продольными вихрями, за счет которых усиливается смешение, вызывающее увеличение скорости диффузии турбулентности по направлению к оси струи. В работе [20] были представлены результаты численного моделирования түрбүлентной струи, вытекающей из шевронного конического сопла. Авторы показали, что интенсивность вихрей за шевронами увеличивается с ростом угла наклона шевронов внутрь сопла. Было проведено сравнение тяги и расхода потока для сопел с шевронами и без них. Экспериментальная [21] и численная [22] работы посвящались анализу течения и теплообмена на передней кромке конической стенки, на которую набегает струя из сопла с шевронами. Авторы отметили влияние длины шеврона, глубины загиба шевронов, расстояния от сопла до преграды и числа Рейнольдса на эффективность нагрева. Исследования проводились для широкого интервала указанных параметров. Было продемонстрировано, что шевроны с большим наклоном при фиксированной их длине лучше интенсифицируют теплообмен. Однако воздействие этих двух параметров на эффективность теплообмена уменьшается с ростом числа Рейнольдса. Вместе с тем изменение расстояния от сопла до препятствия в интервале от 2 до 4 диаметров сопла не имеет существенного влияния на теплообмен. В работе [23] изучался уровень шума для дозвуковых струй холодного и горячего газа из сопел с шевронами и без них. При этом использовался математический подход URANS (требующий меньше компьютерных ресурсов по сравнению с LES-подходом) в сочетании с SST $k-\omega$ моделью турбулентности. Авторы отметили общее понижение уровня звукового давления для случая сопла с прямыми шевронами и небольшое его повышение для конфигурации сопла с шевронами, имеющими угол наклона, равный 5°. В работе [24] было выполнено экспериментальное исследование распределения теплопереноса для случая импактной струи, вытекающей из сопла с шевронами и набегающей на плоскую пластину. Изучалось влияние числа Рейнольдса, количества шевронов и их угла внутреннего наклона на эффективность теплопереноса. Отмечалось увеличение числа Нуссельта с ростом числа Рейнольдса, количества шевронов (с учетом угла их наклона) и угла наклона (с учетом количества шевронов). По сравнению с другими конфигурациями сопел, самое заметное усиление теплообмена было получено для сопла с 8 шевронами и с углом наклона внутрь потока, равным 10°. При этом интенсификация теплообмена составила 25 % по сравнению со стандартной конфигурацией круглого сопла. В работе [25] были получены экспериментальные и численные результаты по оценке эффективности теплообмена для импактного струйного течения для четырех конфигураций сопла: круглого и эллиптического сечений с шевронами и без них для каждого случая. Было показано, что модифицированные сопла обеспечивают довольно интенсивное смешение вблизи зоны торможения. В частности, сопло с эллиптическим сечением и шевронами продемонстрировало самый высокий уровень теплообмена, хотя распределение числа Нуссельта не было однородным для случая малого расстояния от сопла до плоскости. Численное моделирование аэродинамики импактных струйных течений проводилось в работе [26]. Авторы показали, что аэродинамика струй сильно зависит от числа шевронов и расстояния от сопла до преграды. Также отмечалось сложное поведение струй вблизи преграды и, в частности, неоднородные распределения скорости и полей турбулентной кинетической энергии.

В настоящей работе представлено численное исследование поведения трехмерной стационарной струи, вытекающей из сопла и натекающей на нагретую пластину при отсутствии и наличии шевронов. Рассматриваются три варианта сопел: круглое сопло и сопла, оборудованные 4 и 6 шевронами (обозначенные в тексте как CJ, 4C и 6C соответственно). Для поверки численной модели выбраны геометрические параметры, идентичные параметрам для моделей (SMC006), описанных в работе [13] (сопла с этими параметрами также изучались другими авторами в публикациях [18, 19]). Для всех конфигураций число Рейнольдса равнялось 5000. Представленная работа является продолжением исследований [26]. Авторы полагают, что данное исследование поможет пролить свет на аспекты, не раскрытые в предыдущих работах, например, на вопрос о том, как варьирование параметров влияет на сложную физику течения и механизм теплопереноса в пристенной зоне вблизи препятствия. Особое внимание уделяется оценке влияния неравномерного распределения полей турбулентности и скорости на эффективность теплообмена.

1. Вычислительная сетка и метод моделирования

На рис. 1 изображена вычислительная область. Диаметр круглого сопла без шевронов (CJ) составляет D = 3,7 см. В двух других конфигурациях сопла добавлены шевроны с наклоном внутрь, при этом угол наклона шевронов к оси сопла фиксирован и равен 18°. Моделирование проводилось для вариантов сопла с 4 и 6 шевронами. Расстояние от выхода сопла до пластины (отнесенное к диаметру сопла) выбиралось H/D = 2, 4 и 6. Считалось, что шевроны — это стенки с нулевой толщиной, имеющие граничное условие непроскальзывания. Длина проекции шеврона на ось сопла составляет 0,43*D*. Поверхность преграды представляет собой плоский диск радиусом R = 5D. Центр струи совпадает с центром диска.



Рис. 1. Расчетная область, геометрические параметры и типы границ.

В модели рассматривается несжимаемый стационарный трехмерный турбулентный поток. Уравнения неразрывности, сохранения импульса и энергии для описания аэродинамики и температурного режима следующие:

$$\frac{\partial V_i}{\partial X_i} = 0,\tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \overline{V_i} \overline{V_j} \right) = - \left(\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial \overline{V_i}}{\partial x_j} - \rho \overline{V_i} \overline{V_j} \right], \tag{2}$$

$$\frac{\partial \left(\rho \overline{V_j T}\right)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \alpha \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \rho \overline{v_j t}\right),\tag{3}$$

здесь $\overline{V_i}$ представляет x_i -компоненту средней скорости, \overline{P} — среднее давление, $\rho \overline{v_i v_j}$ элемент тензора турбулентного напряжения, \overline{T} — среднюю температуру, a — коэффициент температуропроводности, $-\rho \overline{v_j t}$ — турбулентный тепловой поток в *j*-м направлении. Система уравнений замыкается с помощью модели турбулентности SST k- ω [27]. Главное преимущество такого подхода применительно к рассматриваемой задаче состоит в том, что турбулентная вязкость имеет ограниченную величину вблизи стенок. Это помогает избежать завышенной энергии турбулентного потока в окрестности точки торможения импактной струи. Кроме того, плавный переход от стандартной k- ω модели турбулентности к k- ε модели вдали от преграды помогает избежать избыточной чувствительности пограничного слоя к турбулентности в свободной струе вверх по течению и описать распространение свободного течения поверх сдвигового слоя на поверхности. Дополнительно такой поход, с одной стороны, делает ненужными функции на стенке и, с другой стороны, лишен сложных квадратичных и кубических членов для описания напряжений в нелинейных моделях (см. работы [28–30]). Линейное отношение, связывающее рейнольдсовское напряжение и среднее напряжение в потоке, записывается как

$$-\rho \overline{v_i v_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{V_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{V_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}.$$
(4)

Аналогично при использовании модели градиентного типа получаем выражение для плотности теплового потока:

$$-\rho \overline{v_j t} = \rho \alpha_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j},\tag{5}$$

где $\rho \alpha_{\rm t} = \mu_{\rm t}/{\rm Pr}_{\rm t}$ и ${\rm Pr}_{\rm t} = 0,85$.

В турбулентной модели SST k- ω вихревая вязкость выражается через кинетическую энергию турбулентности k и удельную скорость диссипации энергии ω , уравнения переноса которых приведены ниже и решаются с помощью коммерческого CFD-пакета Fluent [31]:

$$\frac{\partial \left(\rho k \overline{V}_{j}\right)}{\partial x_{j}} = \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\Gamma_{k} \frac{\partial k}{\partial x_{j}}\right) + G_{k} - Y_{k}, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial \left(\rho \omega \overline{V}_{j}\right)}{\partial x_{j}} = \frac{\partial}{\partial x_{j}} \left(\Gamma_{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial x_{j}}\right) + G_{\omega} - Y_{\omega} + D_{\omega}, \tag{7}$$

здесь G_k и G_{ω} — скорости генерации переменных k и ω соответственно, Γ_k и Γ_{ω} — их коэффициенты рассеяния, а Y_k и Y_{ω} — скорости диссипации переменных; параметр D_{ω} — член поперечной диффузии, описанной в работе [31].

Виды граничных условий для заданной конфигурации показаны на рис. 1. Поскольку струя вытекает из сопла с идентичными шевронами, то для моделирования использовался только один сектор с одним шевроном. При этом были выбраны следующие границы: входная граница внутри сопла, две боковые плоскости симметрии, плоская пластина для натекания струи, зона выноса течения при постоянном давлении и граница выхода течения (также при постоянном давлении).

Граничные условия для уравнений аэрогидродинамики были описаны в работе [26]. Что касается уравнения сохранения энергии, то поток поддерживался с постоянной температурой, равной 298 К, на входе в расчетную зону, а также на границе свободного уноса течения и, на случай возвратного течения, на выходной границе. Помимо этого имело место условие однородного теплового потока на плоской преграде. Такие реалистичные и легко реализуемые граничные условия применялись в предыдущих работах: в экспериментальных исследованиях [32] и в работах по численному моделированию [33, 34].

В рамках моделирования генерировалась многоблочная структурированная расчетная сетка (см. рис. 2), в которой размеры ячеек уменьшались в зонах, где поля переменных имели сравнительно высокий пространственный градиент, например, возле импактной поверхности и на стенках шеврона, а также в слое смешения вокруг основной части струйного течения. В пристенных ячейках соблюдалось условие, что величина $y^+ \le 1$.

Зависимость решения уравнений аэродинамики от числа ячеек расчетной сетки исследовалась ранее в работе [26]. В представленной работе также проводилось тестирование сеток касательно изменений локального числа Нуссельта вдоль преграды. Расчеты были выполнены для трех вариантов числа ячеек: 1 340 000 (М1), 1 560 000 (М2)



Рис. 2. Расчетная сетка для конфигурации сопла типа 6С при расстоянии *H/D* = 6.





и 2 030 000 (M3). На рис. 3 показано, что сетки M2 и M3 дают почти идентичные результаты по этому параметру. Все представленные результаты были получены на сетке M2.

Моделирование потока проводилось с помощью коммерческой программы

Fluent 6.3. Для задачи сопряжения скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE. Противопоточная схема SOU второго порядка точности использовалась для дискретизации членов конвективного переноса. Как отмечалось в работе [31], схема первого порядка недостаточна для данной задачи (поток несовместим с сеткой). Степенная схема имела первый порядок точности, а схема QUICK не использовалась, так как в данном случае ни вращение, ни закрутка не являются принципиальными характеристиками течения.

2. Результаты численных расчетов и их обсуждение

Насколько известно авторам, на сегодняшний день не существует публикаций, посвященных расчету полей температуры и скорости потока для импактных струй, вытекающих из сопла с шевронами. При этом ранее выполнялось моделирование профилей скорости и турбулентной энергии на выходе из сопла, распределений температуры и теплового потока вдоль плоскости препятствия. В представленной работе впервые оценивается эффективность вычислительного модуля для описания аэродинамики свободной (затопленной) струи, вытекающей из сопла с шевронами. На рис. 4 для сравнения приведены профили безразмерной средней скорости и кинетической энергии турбулентности



Рис. 4. Распределение осевой скорости V/V_z (a) и кинетической энергии турбулентности k/V_{cl}² (b) для свободной струи, вытекающей из сопла конфигурации 6С, в точке z/D = 2,13.
 1, 4 — экспериментальные данные [13[, 2, 5 — численные результаты [11],
 3, 6 — данные, рассчитанные по модели SST k-w; 1-3 — вершина шеврона, 4-6 — вырез шеврона.

Рис. 5. Распределение локального числа Нуссельта для конфигурации СЈ при расстоянии *H/D* = 2 и Re = 23500. Данные экспериментов [32] (*1*), [35] (*2*), расчет по модели SST *k-w*(3) и численные результаты [36] (*4*).

для точки с аксиальной координатой z/D = 2,13, полученные в настоящей работе, экспериментальные данные [13] и численные результаты LES [11]. Видно удовлетворительное согласование численных данных и результатов исследований [11, 13] по скорости распространения струи, максималь-



ной величине кинетической энергии и положению максимума турбулентности по сечению струи, даже несмотря на то, что число Рейнольдса в вышеуказанных работах было гораздо выше (10^6 и 10^5 соответственно).

Вторая проверка результатов моделирования относится к сравнению теплообмена круглой импактной струи с числом Рейнольдса Re = 23500, набегающей на плоскую пластину. На рис. 5 приводится сравнение вычисленного распределения числа Нуссельта на преграде для конфигурации сопла CJ при расстоянии до преграды, равном H/D = 2, с данными экспериментов [32, 35], а также с LES-моделированием [36]. С учетом условий, выбранных для настоящего расчета, и используемой модели турбулентности результаты моделирования потока не способны предсказать вторичный пик в распределении числа Нуссельта на поверхности пластины. Максимальная погрешность между данными представленных расчетов и данными работ [32, 35, 36] составила около 15 %. Программы для моделирования течения и теплообмена в импактной струе могут успешно использоваться для изучения и описания картины течения и теплообмена при варьировании геометрии сопла.

2.1. Поле скорости

На рис. 6 изображена проекция векторов скорости на плоскости z/D = 1, 2, 3, 4 и 5 вместе с изолиниями кинетической энергии турбулентности. Расчеты выполнены для вариантов 4C и 6C при расстоянии H/D = 6. Потоки газа вблизи наклонных стенок шевронов

Хорра С., Хеззар Л., Немучи З.



Рис. 6. Наложение проекции вектора скорости на карту энергии турбулентности для плоскостей с z/D = 1, 2, 3, 4, 5 для конфигурации сопла с четырьмя шевронами (слева) и шестью шевронами (справа) при H/D = 6.

имеют тенденцию сходиться. Чтобы выполнялось условие сохранения массы, сужающееся струйное течение вдоль шевронов должно сопровождаться другим течением, которое расширялось бы радиально от вырезов между шевронами на выходе сопла. При такой конфигурации течения CFD-расчет в пакете Fluent с соответствующим соотношением давления-скорости должен обеспечить решение, которое будет удовлетворять уравнениям сохранения массы и импульса. Возвратные вторичные течения, направленные радиально внутрь вдоль шевронов и наружу в зоне между шевронами, создают спаренные вихри, вращающиеся в противоположных направлениях и вытянутые в продольном направлении, то есть вдоль течения свободной струи (см. рис. 6). Для конфигурации 4С эти вихревые пары сохраняются дольше в направлении течения, чем для 6С. Возможно, это происходит из-за большего угла между кромками V-образных шевронов для сопла с конфигурацией 4С, что обеспечивает генерацию сравнительно сильных вихрей. Последнее также объясняет повышенную величину проекции вектора скорости, и это существенно для аэродинамики вблизи преграды. В центральной зоне струи сохраняется потенциальное течение, так как течение вблизи вырезов сопла является практически нетурбулентным. Этот высокоскорстной нетурбулентный поток для конфигураций сопла 4С и 6С имеет форму сечения в виде четырехконечной или шестиконечной звезды соответственно. Самая высокая интенсивность турбулентности наблюдается непосредственно за шевронами, и в этой зоне ядро потока окружено сдвиговым слоем с высокими градиентами скорости.

Развитие сложных вторичных течений, порожденных шевронами, иллюстрируется на рис. 7 линиями тока, которые нанесены поверх визуализаций осевой завихренности. Графики приведены для конфигураций сопел 4С и 6С и поперечных плоскостей z/D = 1, 2, 3, 4 и 5 при расстоянии от сопла до преграды H/D = 6. Как показывают эти изолинии, противовращающиеся вихревые пары начинают развиваться сразу за соплом и становятся несколько уплощенными за вырезами сопла. При этом вихри увеличиваются в размере и их центры постепенно отклоняются наружу. Из графиков видно, что у вихрей сохраняется интенсивность закручивания на большом расстоянии z/D, причем для конфигурации 4С это происходит дольше, чем для 6С. Картина линий тока показывает зоны для различных сечений, где окружающий газ захватывается струей и движется к осевой зоне. Также здесь можно видеть струи, отклоняющиеся от оси и направленные наружу в радиальном направлении.

В настоящей работе обнаружен еще один интересный аэродинамический эффект, который относится к натеканию струи на поверхность ниже по потоку от точки торможения (см. рис. 8). На рисунке изображены линии тока поверх цветных контуров скорости для поверхностей с r/D = 0.5, 1.5, 2.5, 3.5 и 4.5 при H/D = 2. Внутри (и поверх) сложного трехмерного пристенного струйного течения формируется вторичное течение в виде восходящего потока от препятствия, данные структуры соответствуют положению верхушек шеврона. Это приводит к возникновению радиальных противовращающихся вихрей, что видно по линиям тока на поверхностях при r = constant в конфигурации H/D = 2. Вероятно, это вызвано следующим явлением. Напомним, что струйные течения между шевронами имеют сравнительно высокую скорость в расширениях четырехполюсного или шестиполюсного (в случае шести шевронов на сопле) потенциального течения ядра струи. Они воздействуют на течение под каждым из вырезов и затем ускоряются в радиальном и азимутальном направлениях. Таким образом, создается вторичное боковое течение под каждой вершиной шеврона между двумя соседними потоками, что обеспечивает скос потока вверх. Как следствие, это узкое потенциальное течение засасывается течением со скосом в сторону радиальных небольших, но высокоскоростных участков, расположенных напротив вершин шевронов.

Хорра С., Хеззар Л., Немучи З.



Рис. 7. Линии тока и карта *z*-компоненты завихренности для плоскостей с *z/D* = 1, 2, 3, 4, 5 для конфигурации сопла с 4 (слева) и 6 (справа) шевронами при *H/D* = 6.





Рис. 8. Изображения линий тока и карты скорости потока для сопел с конфигурацией 4С (слева) и 6С (справа) на различных кольцевых поверхностях с r = constant и H/D = 2.

Обратимся к картине линий тока на плоскостях z = constant, изображенной на рис. 7. Здесь на плоскостях, расположенных выше по потоку, заметно центростремительное засасывание окружающего газа, которое затем захватывается доминирующей свободной струей. В непосредственной близости к поверхности пристенная струя создает радиальное течение наружу. В промежутках часть газа захватывается свободной струей, а часть переносится наружу пристенной струей. При этом интенсивность турбулентности сильно зависит от пристенного градиента температуры. В целом последний является важнейшим параметром для оценки теплообмена, и поэтому в настоящей работе исследуется распределение градиента температуры параллельно пластине вблизи нее. На рис. 9 показано распределение энергии турбулентности k на плоскости, параллельной поверхности натекания струи, и на расстоянии 0,1D от нее. При этом рассмотрены все варианты геометрии сопла и расстояния *H*/*D* от сопла до пластины. Как видно из графиков, шевроны играют важную роль в увеличении уровня турбулентности вблизи пластины. При этом распределение энергии турбулентности имеет неоднородную и сложную картину. При небольшом расстоянии Н/D образуется квазипотенциальное течение, совмещенное с вершиной шеврона, которое развивается вдоль пластины, что соответствует выводам работы [26]. Этот поток развивается под восходящим потоком, исходящим из потенциального ядра струи. Распределение турбулентной энергии является полезным, по крайней мере для качественной оценки и определения турбулентных и нетурбулентных зон у поверхности преграды. Модель турбулентности, развитая в представленной статье, позволяет изучать переход от ламинарного режима к турбулентному. На графике наблюдается отсутствие турбулентности в центральной зоне поверхности вблизи точки торможения для всех вариантов моделирования, кроме случая сопла с шестью шевронами и H/D = 6. Видно, что при увеличении расстояния *H*/*D* ослабляется неоднородность распределения энергии и это приводит к тенденциям осесимметричного характера поведения турбулентного течения.

2.2. Теплоперенос

На рис. 10 показана эволюция локального числа Нуссельта на преграде вдоль двух радиальных линий: одна кривая соответствует пространству под верхушкой, а другая — под вырезом шеврона для всех исследованных в работе случаев: СЈ, 4С и 6С. Рассматривались три варианта расстояния от выхода сопла до преграды: H/D = 2, 4 и 6. В целом очевидно, что шевроны усиливают теплообмен в зоне торможения. На самом деле в точке торможения струи число Нуссельта возрастает на 38 % при расстоянии H/D = 2



Рис. 9. Изолинии турбулентной энергии на плоскости, расположенной на расстоянии 0,1*D* от пластины.

и на 110 % при H/D = 6 в случае сопла с шевронами. Для варианта с H/D = 2 распределение локального числа Нуссельта сильно неоднородно. Для радиальной линии, соответствующей вырезу шеврона, максимальная величина этого критерия достигается при r/D == 0,75. С другой стороны соответствующего вершине шеврона имеют место гораздо более низкие значения числа Нуссельта. При координате r/D > 2,2 наблюдается противоположное явление. Сложное поведение распределения числа Нуссельта напрямую зависит от градиента температуры на поверхности преграды, которое, в свою очередь, сильно зависит от пристенного уровня кинетической энергии турбулентности. Неоднородность распределения числа Нуссельта более заметна для случая сопла с 4 шевронами. При расстоянии H/D = 4 наблюдается рост числа Нуссельта в точке торможения и затем понижение пиковой величины, которая достигается вблизи координаты r/D = 0.65. Менее заметную неоднородность в распределении числа Нуссельта можно объяснить радиальной диффузией турбулентности в ядре струи вплоть до ее столкновения с преградой. В ситуации с большим расстоянием до преграды, равным H/D = 6, расчет показывает дальнейшее увеличение числа Нуссельта в точке торможения. Следует указать, что этот факт не соответствует данным работы [19], где отмечалось снижение числа Nu при увеличении параметра H/D от 4 до 6. Отметим, что при больших расстояниях



для сопла 6С под вершиной (2) и вырезом (3) шеврона,

а также для сопла 4С

под вершиной (4) и вырезом (5) шеврона.



Рис. 11. Распределение числа Нуссельта с усреднением по тангенциальной координате для конфигураций СЈ (1), 4С (2) и 6С (3) при *H*/*D* = 2, 4 и 6.

от шевронного сопла до преграды количество шевронов не имеет заметного влияния на распределение числа Нуссельта вдоль поверхности преграды. В случае конфигурации сопла CJ, особенно при м на кривой вблизи координаты r/D = 2.5

H/D = 2, отчетливо виден вторичный максимум на кривой вблизи координаты r/D = 2,5, описанный в публикациях [19, 37–38].

Радиальное распределение усредненного по тангенциальной координате числа Нуссельта показано на рис. 11 для сопел с геометрией СЈ, 4С и 6С при H/D = 2, 4 и 6. Как видно из приведенных кривых, величины критерия Нуссельта в точности равны локальным

величинам теплообмена, изображенным на рис. 10. Представленные результаты численного моделирования показывают, что при r/D < 2 для всех вариантов расстояния до преграды среднее число Нуссельта в точке торможения потока для сопел с шевронами оказывается существенно выше, чем для сопла без шевронов. Это объясняется повышением турбулентности потока за счет наличия совокупности шевронов. Числа Нуссельта после усреднения по окружности почти одинаковы для двух вариантов шевронного сопла (4С и 6C) при расстоянии до преграды H/D = 2, и это несмотря на различие в поведении потока и неоднородности в распределении локального числа Нуссельта, особенно в области торможения. В целом представленные результаты численного моделирования теплообмена находятся в хорошем соответствии с данными исследования [19]. При расстоянии до преграды H/D = 2 максимальные величины числа Нуссельта для вариантов CJ, 4C и 6C получены при значениях r/D = 0.75, 0.75 и 0.5 соответственно. В точках максимума сопла с конфигурацией 4С и 6С обеспечивают превышение числа Нуссельта на 38,5 и 33 % в сравнении с исходным вариантом сопла CJ. Это согласуется с усилением теплообмена на 34 %, полученным экспериментально в работе [19]. Для варианта расстояния от сопла до преграды, равном H/D = 4, пики в распределении числа Нуссельта Nu смещаются в сторону оси струи и обнаруживаются на расстояниях r/D = 0.5, 0.25 и 0,25 для сопел СЈ, 4С и 6С соответственно. Прирост числа Нуссельта Nu по сравнению с соплом СЈ достигает 60 % для конфигурации 4С и 46 % — для 6С. Это усиление близко к величине 44 %, полученной в экспериментах [19].

На рис. 12 изображены изолинии числа Нуссельта для струй, вытекающих из круглого сопла, а также из сопел с 4 и 6 шевронами для расстояний H/D = 2, 4 и 6. Эти данные подтверждают факт сильно неоднородного распределения в пределах зоны торможения в случае струй из сопел с шевронами и небольшого расстоянии до преграды, особенно для варианта H/D = 2. Напротив, при увеличении этого расстояния до H/D = 6сопло 6С демонстрирует почти осесимметричное поведение числа Нуссельта на преграде, хотя для сопла 4С это распределение является менее симметричным. Для всех вариантов конфигурации сопла наблюдается максимальный пик вблизи точки торможения при расстоянии до преграды H/D = 6 именно потому, что турбулентная энергия успевает диффундировать в радиальном направлении до момента встречи импактной струи с преградой. Для варианта H/D = 2 сопло с 4 шевронами демонстрирует максимальный теплообмен в четырех областях: на поверхности преграды, за вырезами шевронов и вблизи точки торможения. Это увеличение числа Нуссельта наблюдается благодаря сравнительно высокому уровню турбулентности в этих областях. Вверх по течению до точки торможения турбулентность в свободной струе создает слой с высоким уровнем сдвига вокруг потенциального ядра струи, сечение которого имеет форму шестиконечной или четырехконечной звезды. Ко времени натекания струи на преграду турбулентность остается высокой только на периферии потенциального ядра за вырезами шеврона. По-видимому, этим объясняется усиление нагрева на четырех или шести точках вокруг точки торможения потока. При этом теплообмен остается несущественным между пластиной и узким потоком, выходящим радиально вдоль преграды под вершинам шевронов. Таким образом, получен неожиданный результат, поскольку в этих местах присутствует большая радиальная скорость потока. Как видно из графиков рис. 13, теплообмен для конфигурации 4C при H/D = 2 снижается в местах, где имеет место потенциальное течение в рамках подъемного течения (см. контуры для числа Нуссельта на рис. 13с), потому что здесь течение практически не турбулентное (см. контуры турбулентной энергии на рис. 13b).



Рис. 12. Карта локального числа Нуссельта на преграде.

Указанное явление наблюдается вопреки высокому уровню скорости конвективного потока, доминирующей в этой области (см. рис. 13*a*).

Как показано на рис. 12, при увеличении расстояния H/D зоны максимального теплопереноса постепенно смещаются в сторону точки торможения. Например, при расстоянии до преграды H/D = 6 и при конфигурации сопла с 6 шевронами наблюдается пиковое значение числа Нуссельта вблизи точки торможения.

На рис. 14 представлены распределения числа Нуссельта вдоль радиального расстояния r/D. Здесь число Нуссельта усредняется по кольцевой поверхности с центром в точке торможения и описываемой соответствующей радиальной координатой. В целом число Нуссельта для небольших поверхностей вблизи точки торможения оказалось сравнительно большим. С увеличением радиуса поверхности усреднения величина среднего теплообмена вначале понижается резко, а затем менее интенсивно при r/D > 3. Сопла с 4 и 6 шевронами обеспечивают теплообмен с близкими величинами среднего числа Нуссельта. При этом число Нуссельта с усреднением по небольшим кольцевым поверхностям вблизи точки торможения значительно превышает уровень числа Нуссельта для струи, вытекающей из сопла без шевронов.









Рис. 14. Зависимость усредненного по кольцевой поверхности числа Нуссельта от радиальной координаты *r* на пластине. *I* — CJ, *2* — 6C, *3* — 4C.

Сопла различной формы имеют близкие усредненные числа Нуссельта для сравнительно больших площадей усреднения, особенно для случаев большого расстояния от сопла до преграды — H/D = 4 и 6. При расстоянии H/D = 2 сопло без шевронов демонстрирует сравнительно высокий уровень теплообмена. Видимо, это связано с картиной распределения интенсивности турбулентности по поверхности преграды при столкновении с ней струи. Фактически при таких небольших расстояниях от сопла до поверхности шевроны усиливают смешение потока в зоне торможения. Для струи из сопла без шевронов уровни турбулентности остаются низкими вблизи точки торможения, так как здесь доминирует потенциальное течение. Далее по мере продвижения потока уровень турбулентности повышается с переходом к турбулентному режиму и теплообмен усиливается на довольно большой поверхности вдали от оси потока.

Выводы

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния шевронов на выходе сопла, количества шевронов и расстояния от сопла до преграды на распределение импульса и теплового поля для случая импактной струи. Изучены новые важные детали, касающиеся сложного поведения струи вблизи преграды. Показано, что теплообмен в области торможения можно усилить с помощью шевронов на сопле. Для отдельных областей такое усиление может составлять до 110 %.

В случае струи, вытекающей из сопла с шевронами, высокая турбулентность наблюдается в слое с высоким уровнем сдвига скорости вокруг потенциального ядра струи, которое имеет форму четырехконечной или шестиконечной звезды (соответственно для сопел с четырьмя и шестью шевронами). При достижении струей преграды турбулентность неравномерно распределяется по поверхности, особенно для случая H/D = 2. Для областей, где турбулентность развивается вблизи преграды, теплообмен усиливается. Таких областей наблюдается четыре (или шесть) вокруг зоны торможения, и они соответствуют вырезам в шевронах. При этом теплообмен между струей газа и преградой понижается для областей узкого радиального протока, которые соответствуют вершинам шевронов, несмотря на высокую скорость конвективного потока в этих областях. Такие потоки описываются как восходящее течение, ядро которого охватывает пластину и является квазипотенциальным и, следовательно, практически нетурбулентным. Обнаружено, что параметры теплообмена в целом диктуются интенсивностью турбулентности, а не усредненной скоростью конвективного потока вблизи обтекаемой поверхности.

При увеличении расстояния H/D зоны максимального теплообмена смещаются в сторону точки торможения. Так, при расстоянии до преграды H/D = 6 импактная струя с конфигурацией 6С демонстрирует осесимметричное тепловое поле на преграде, в отличие от импактной струи, вытекающей из сопла с четырьмя шевронами.

Средние числа Нуссельта для сопел с 4 и 6 шевронами имеют довольно близкие значения. Они получены усреднением по небольшим кольцевым зонам вокруг точки соударения струи и оказались значительно выше, чем для струи из сопла без шевронов.

Представленные результаты численного моделирования показывают, что теплообмен усиливается в случае H/D = 2 и сопла конфигурации 4С, особенно в области торможения. Вместе с тем распределение числа Нуссельта является сильно неоднородным. Представляется интересным изучить импактную струю из сопла с шевронами, которая натекает на вращающуюся вокруг своей оси пластину, с тем, чтобы усиление теплообмена (нагрев или охлажденние) обеспечивалось не только в отдельных областях преграды. Касательно предложений по будущим исследованиям, полезно было бы применить LES-метод для оценки влияния нестационарных вихревых структур и поверхности преграды на теплообмен.

Обозначения

- *D* диаметр сопла, м,
- *H* расстояние от сопла до преграды, м,
- k кинетическая энергия турбулентности, M^2/c^2 ,
- Nu локальное число Нуссельта,
- Nu_a тангенциально усредненное число Нуссельта,
- Nu_{ave} число Нуссельта, усредненное по круглой
- поверхности с радиусом r,
- *R* радиус поверхности преграды, м,
- *г* радиальная координата, м,

- V_{in} однородная скорость на выходе сопла, м/с,
- $V_{\rm m}$ амплитуда скорости, м/с,
- $V_{\rm r}$ радиальная скорость, м/с,
- V_z осевая скорость, м/с,
- y^+ безразмерное расстояние от стенки,
- Y_k, Y_{ω} скорость диссипации для параметров
 - k (кг/(мс³)) и ω (кг/(м³c²)) соответственно,
- *z* осевая координата, м,

Re — число Рейнольдса,
<i>t</i> — флуктуации температуры, К,
V_{c1} — скорость на оси струи. м/с.

z- Ω — z-компонента завихренности, 1/c,

 $\rho v_i v_i$ — тензор рейнольдсовых напряжений, Па,

 ω — удельная скорость диссипации, l/с.

Список литературы

- 1. Козлов Г.В., Грек Г.Р., Сорокин А.М., Литвиненко Ю.А., Влияние начальных условий на срезе сопла на структуру круглой струи // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 1. С. 59–73.
- Draksler M., Koncar B. Analysis of heat transfer and flow characteristics in turbulent impinging jet // Nuclear Engng Des. 2010. Vol. 241. P. 1248–1254.
- Attala M., Salem M. Effect of nozzle geometry on heat transfer characteristics from a single circular air jet // Applied Therm. Engng. 2012. Vol. 51. P. 723–733.
- Cafiero G., Discetti S., Astarita T., Heat transfer enhancement of impinging jets with fractal-generated turbulence // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. Vol. 75. P. 173–183.
- Gulati P., Katti V., Prabhu S.V. Influence of the shape of the nozzle on local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet // Int. J. Thermal. Sci. 2009. Vol. 48. P. 602–617.
- 6. Herrero R.M., Buchlin J.M. Jet impingement heat transfer from lobed nozzles // Int. J. Thermal Sci. 2011. Vol. 50. P. 1199–206.
- 7. Trinh X.T., Fénot M., Dorignac E. Flow and heat transfer of hot impinging jets issuing from lobed nozzles // Int. J. Heat Fluid Flow. 2017. Vol. 67. P. 185–201.
- Lee J., Lee S.J. The effect of nozzle aspect ratio on stagnation region heat transfer characteristics of elliptic impinging jet // Int. J. Heat Mass Transfer. 2000. Vol. 43. P. 555–575.
- Uzun A., Hussaini M.Y. Noise generation in the near-nozzle region of a chevron nozzle jet flow // 13th AI-AA/CEAS Aeroacoustics Conf. (28th AIAA Aeroacoustics Conf.), Rome, Italy, 2007. AIAA Paper. No. 2007–3596.
- Uzun A., Hussaini M.Y. Simulation of noise generation in near-nozzle region of a chevron nozzle jet // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 8. P. 1793–1810.
- Uzun A., Bin J., Hussaini M.Y. High-fidelity numerical simulation of a chevron nozzle jet flow // Int. J. Aeroacoust. 2011. Vol. 10, No. 5, 6. P. 531–564.
- Bastos L.P., Deschamps C.J., Da Silva A.R. Experimental investigation of the far-field noise due to jet-surface interaction combined with a chevron nozzle // Appl. Acoust. 2017. Vol. 127. P. 240–249.
- Bridges J., Brown C.A. Parametric testing of chevrons on single flow hot jets // Tenth Aeroacoustics Conf. Manchester, United Kingdom, 2004. AIAA Paper. No. P. 2004–2824.
- Zaman K.B.M.Q., Bridges J.E., Huff D.L. Evolution from «tabs» to «chevron technology» a review // Int. J. Aeroacoust. 2011. Vol. 10, No. 5, 6. P. 685–710.
- Engel R.C., Silva C.R.I., Deschamps C.J. Application of RANS-based method to predict acoustic noise of chevron nozzles // Appl. Acoust. 2014. Vol. 79. P. 153–163.
- 16. Запрягаев В.И., Кавун И.Н., Киселев Н.П. Структура течения на начальном участке сверхзвуковой струи, истекающей из сопла с шевронами // Прикл. механика и техн. физика. 2010. Т. 51, № 2. С. 71–80.
- 17. Xia H., Tucker P.G., Eastwood S. Large-eddy simulations of chevron jet flows with noise predictions // Int. J. Heat Fluid Flow. 2009. Vol. 30. P. 1067–1079.
- Violato D., Scarano F. Three-dimensional evolution of flow structures in transitional circular and chevron jets // Phys. Fluids. 2011. Vol. 23. P. 1–25.
- 19. Violato D., Ianiro A., Cardone G., Scarano F. Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets // Int. J. Heat Fluid Flow. 2012. Vol. 37. P. 22–36.
- 20. Брайрилко И.А., Крашенинников С.Ю. Исследование аэродинамических характеристик шевронных сопел на основе численного расчета течения // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2005. Т. 40, № 2. С. 76–88.
- 21. Guan T., Zhang J.Z., Shan Y. Conjugate heat transfer on leading edge of a conical wall subjected to external cold flow and internal hot jet impingement from chevron nozzle. Part 1. Experimental analysis // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 106. P. 329–338.
- 22. Guan T., Zhang J.Z., Shan Y. Conjugate heat transfer on leading edge of a conical wall subjected to external cold flow and internal hot jet impingement from chevron nozzle. Part 2. Numerical analysis // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 106. P. 339–355.
- Tide P.S., Babu V. Numerical predictions of noise due to subsonic jets from nozzles with and without chevrons // Appl. Acoust. 2009. Vol. 70. P. 321–332.
- 24. Vinze R., Chandel S., Limaye M.D., Prabhu S.V. Local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging incompressible air jet from a chevron nozzle // Exp. Therm. Fluid Sci. 2016. Vol. 78. P. 124–136.
- 25. Du X., Yang Z., Jin Z., Xia C., Bao D. A comparative study of passive control on flow structure evolution and convective heat transfer enhancement for impinging jet // Int. J. Heat Mass Transfer. 2018. Vol. 126. P. 250–286.

- 26. Horra S., Nemouchi Z., Khezzar L. Effects of the shape of a nozzle with chevrons on the dynamics of turbulent impinging jet // Proc. of the ASME 2016 Intern. Mechanical Engng Congress & Exposition, Phoenix, Arizona. USA. 2016. AIAA Paper. No. 2016–68125.
- Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA J. 1994. Vol. 32. P. 1598–1605.
- 28. Abdon A., Sundén B. Numerical investigation of impingement heat transfer using linear and nonlinear two-equation turbulence models // Numer. Heat Transf. A. 2001. Vol. 40. P. 563–578.
- 29. Lien F.S., Chen W.L., Leschziner M.A. Low-Reynolds-number eddy-viscosity modelling based on non-linear stress-strain/vorticity relations / Eds. W. Rodi and G. Bergeles // Engng Turbulence Modelling and Experiments. 1993. P. 91–100.
- 30. Shih T.H., Lumley J.L. Remarks on turbulent constitutive relations // Math. Comput. Model. 1993. Vol. 18, No. 2. P. 9–16.
- 31. Fluent Inc, Fluent 6.3 User's Guide. 2006.
- 32. Baughn J.W., Shimizu S. Heat transfer measurements from a surface with uniform heat flux and an impinging jet // J. Heat Trans. 1989. Vol. 111. P. 1096–1098.
- 33. Craft T.J., Graham L.J.W., Launder B.E. Impinging jet studies for turbulence model assessment. Part II. An examination of the performance of four turbulence models // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. Vol. 36, No. 10. P. 2685–2697.
- 34. Uddin N., Neumann S.O., Weigand B. LES simulations of an impinging jet: on the origin of the second peak in the Nusselt number distribution // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. Vol. 57. P. 356–368.
- 35. Lee D.H., Won S.Y., Kim Y.T., Chung Y.S. Turbulent heat transfer from a flat surface to a swirling round impinging jet // Int. J. Heat Mass Transfer. 2002. Vol. 45. P. 223–227.
- 36. Hadžiabdić M., Hanjalić K. Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet // J. Fluid Mech. 2008. Vol. 596. P. 221–260.
- 37. Katti V., Prabhu S.V. Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle // Int. J. Heat Mass Transfer. 2008. Vol. 51. P. 4480–4495.
- 38. Benhacine A., Kharoua N., Khezzar L., Nemouchi Z. Large eddy simulation of a slot jet impinging on a convex surface // Heat Mass Transfer. 2012. Vol. 48. P. 1–15.

Статья поступила в редакцию 23 октября 2019 г., после переработки — 5 августа 2021 г., принята к публикации 20 октября 2021 г.