

01;03

Определяющая роль эффекта вихреобразования в формировании поля температуры при истечении затопленной струи в поперечный поток

© В.Г. Волков, В.В. Лебедев, С.О. Ширяева

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
E-mail: shir@uniyar.ac.ru

Поступило в Редакцию 16 марта 2001 г.
В окончательной редакции 24 июля 2001 г.

Путем численного моделирования истечения слабой затопленной струи в поперечный поток, имеющий более высокую температуру, показано существенное влияние на формирование поля температуры парной вихревой структуры, возникающей в окрестности места истечения струи при ее взаимодействии с основным потоком. Ранее подобный эффект был известен только для интенсивных струй.

1. При защите обтекаемых поверхностей от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных газовых потоков перспективно применение гидродинамических методов защиты, когда охлаждающий газ вдувается в пристеночную часть потока через защищаемую поверхность. В частности, такая задача имеет место при проектировании газовой завесы для охлаждения лопаток сопловых аппаратов высокотемпературных газовых турбин, а также в авиаракетостроении [1–3]. Особенностью данной задачи является использование относительно слабых струй, удельный импульс которых сопоставим с удельным импульсом основного потока. В этом случае процесс смешения охладителя с основным потоком происходит в тонком пристеночном слое. К настоящему времени не все аспекты такого способа охлаждения осмыслены на физическом уровне строгости. Главным образом это связано с тем, что с помощью эксперимента технически сложно получить исчерпывающие данные о полях физических величин в окрестности защищаемой поверхности без их существенного искажения. В этой связи для анализа обсуждаемой проблемы с успехом может быть использован

метод численного моделирования на основе как можно более общих уравнений.

2. Для анализа течения, возникающего при организации газовой завесы за рядом эквидистантно распределенных струй охладителя, вдуваемых в основной поперечный поток, разработана программа расчета трехмерного турбулентного потока, использующая полную систему уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу, приведенных ниже в безразмерном виде [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \operatorname{div}(\rho V_n V_m) + \operatorname{grad}\left(p + \frac{2}{3}\rho k\right) &+ \frac{1}{\operatorname{Re}_0} \left(\operatorname{grad}\left(\frac{2}{3}\mu_* \operatorname{div} \mathbf{V}\right) - \operatorname{div}(2\mu_* S_{nm}) \right) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) - \operatorname{div}(\rho \mathbf{V} H) - (\gamma_0 - 1)M_0^2 \left[\frac{\partial p}{\partial t} - \operatorname{div}\left(\frac{2}{3}\rho k \mathbf{V}\right) \right] &+ \frac{(\gamma_0 - 1)M_0^2}{\operatorname{Re}_0} \operatorname{div} \left[\frac{2}{3}\mu_* \mathbf{V} \operatorname{div} \mathbf{V} - 2\mu_* V_n S_{nm} \right] - \frac{1}{\operatorname{Re}_0 \operatorname{Pr}_0} \operatorname{div} \mathbf{q} = 0, \\ \rho &= \frac{1 + \gamma_0 M_0^2 p}{T}, \end{aligned}$$

где $H = h + 0.5(\gamma_0 - 1)M_0^2 V^2$ — полная энтальпия; h — энтальпия; p — динамическое давление, связанное с размерным (обозначенным в данной формуле p') соотношением $p = (p' - p_0)/(\rho_0 V_0^2)$; V , ρ , T — скорость, плотность и температура газа; μ_* — эффективная вязкость, равная сумме молекулярной и турбулентной вязкостей; k — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций, S_{nm} — тензор скоростей деформаций, символ div означает операцию дивергенции тензорного поля. Входящие в систему уравнений числа подобия определяются общепринятыми выражениями:

$$\operatorname{Re}_0 = \frac{\rho_0 V_0 L_0}{\mu_0}, \quad \operatorname{Pr}_0 = \frac{\mu_0 C_p}{\lambda_0}, \quad M_0 = \frac{V_0}{\sqrt{\gamma_0 R T}}, \quad \gamma_0 = \frac{C_p}{C_v},$$

где индексом ноль помечены масштабные значения физических величин, которые относятся к основному потоку на входе в расчетную область:

L_0 — линейный масштаб, Re_0 — число Рейнольдса, Pr_0 — число Прандтля, M_0 — число Маха, C_p и C_v — теплоемкости при постоянном давлении и объеме, λ_0 — теплопроводность, γ_0 — показатель адиабаты, R — газовая постоянная.

Система уравнений замкнута низкорейнольдсовой $k-\varepsilon$ моделью турбулентности Чена [5].

3. В силу трансляционной симметрии задачи ограничим рассмотрение элементарной ячейкой, содержащей одну струю, что приведет к

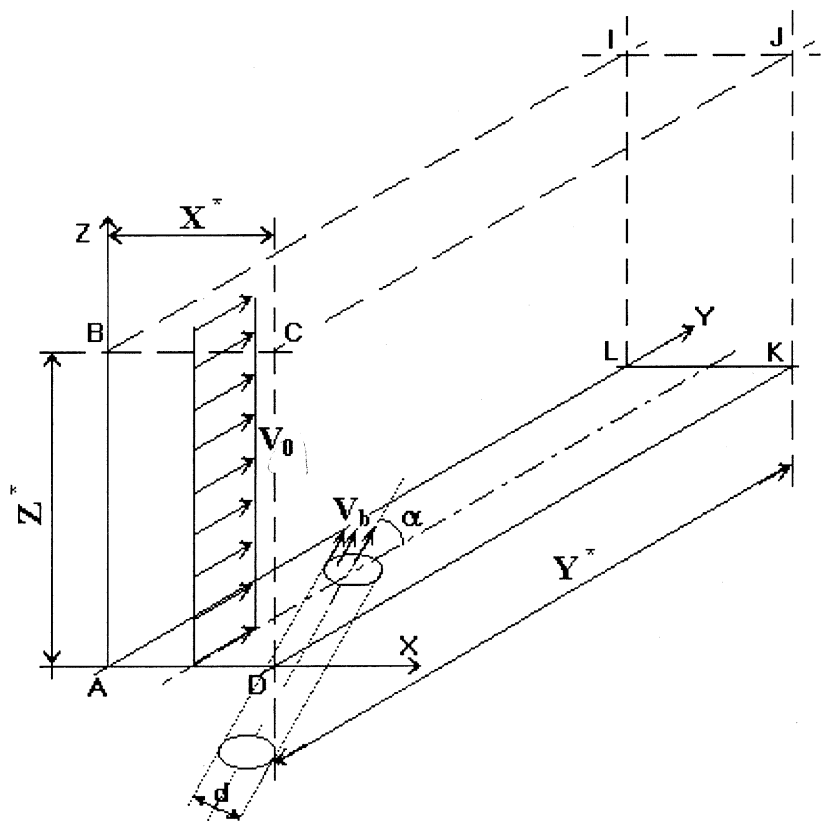


Рис. 1. Конфигурация расчетной области.

необходимости использовать условие периодичности на боковых гранях ячейки. Конфигурация расчетной области (элементарной ячейки) представлена на рис. 1. Длина, ширина и высота расчетной области, выраженные в диаметрах отверстия, через которое выдувается струя, составляют $Y^* = 26d$, $X^* = 3d$ и $Z^* = 11.4d$ соответственно. Твердая стенка совпадает с плоскостью $Z = 0$. Ось выходящего на нее отверстия образует со стенкой угол α и ориентирована вдоль оси Y . На входе в расчетную область (в плоскости ABCD) задавались безразмерные распределения температуры, плотности, скорости и характеристик турбулентности основного потока. В выходном сечении (плоскость IJKL) реализовывались мягкие граничные условия (равенство нулю первых производных для всех параметров в продольном направлении). На боковых гранях ABIL и DCJK выполнялись условия периодичности. На верхней границе области (BIJC) ставились условия непроницаемости, на твердой стенке (нижняя грань) — условия прилипания и равенства нулю турбулентной вязкости, а по температуре — условие адиабатичности: $\partial T / \partial Z = 0$, как это обычно принято в задачах исследования эффективности завесного охлаждения. Условие непроницаемости на верхней грани выбрано из соображений обеспечения целостности ядра потока, поскольку в реальности процессы теплообмена существенно локализованы вблизи защищаемой поверхности. На выходе из отверстия ($Z = 0$) задавался однородный профиль скорости, плотности и температуры вдуваемого потока. Расчет осуществлялся для числа Маха $M_0 = 0.3$ и числа Рейнольдса, построенного по скорости основного потока и диаметру отверстия для вдува $Re_0 = 3330$. Отношение температур вдуваемого и основного потоков равнялось 0.5. Исследовались параметры вдува $m = \rho_b V_b / \rho_0 V_0$ в диапазоне от 0.5 до 2. Здесь индексом b помечены параметры вдуваемого потока на срезе отверстия. Использовалась ЭВМ Pentium II, каждый вариант расчета требовал около 20 h. При этом расчетная область содержала около 100 тысяч узлов. Разностная схема была получена с использованием стандартных методов: контрольных объемов, масштабирования сжимаемости, расщепления. Задача решалась на основе метода установления, использующего векторные прогонки. Разностная обладала вторым порядком точности по пространственной переменной и первым порядком точности по временной.

На рис. 2 представлены проекции векторов скоростей на плоскость $Y/d = 6.54$, нормальную к направлению основного потока и располагающуюся непосредственно за отверстием для параметра вдува $m = 1$ и угла вдува $\alpha = 60^\circ$. Масштабная стрелка вверху рисунка дает представление

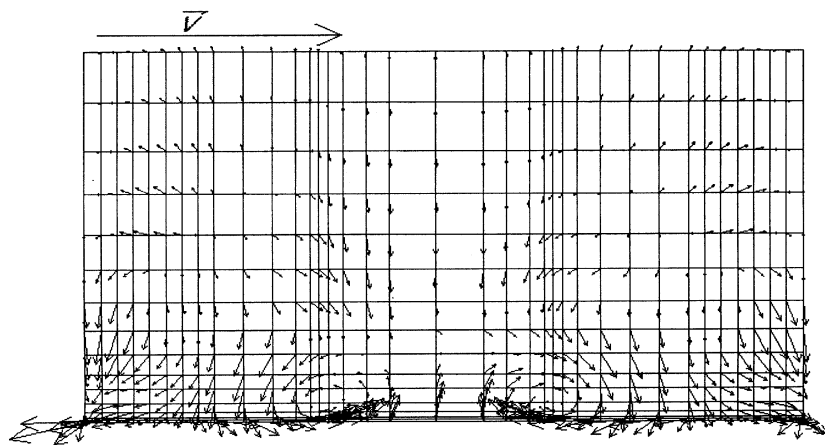


Рис. 2. Проекция векторов скоростей на плоскость $Y/d = 6.54$ для $\alpha = 90^\circ$, $m = 1$.

о величине скорости основного потока на входе в расчетную область. Видно, что большие значения поперечных составляющих скоростей наблюдаются в окрестности стенки, где распространяется вдуваемая струя, которая еще не развернулась по потоку. С боков струи — слева и справа непосредственно у стенки наблюдаются зоны с вращательным движением. Здесь, с подветренной стороны струи, располагаются два вихря с закрутками, направленными в противоположные стороны. Образование таких вихревых структур просматриваются для угла вдува $\alpha = 90^\circ$. Образование пары вихрей для сильных струй исследовалось в экспериментальных работах [6]. Расчеты показывают, что это явление в полной мере характерно и для слабых струй. Но при уменьшении параметра вдува m центры пары вихрей располагаются все ближе друг к другу, а вихри уменьшаются в размерах. При истечении струи под малыми углами явление образования вихрей выражено еще слабее. Образование вихрей существенно влияет на распределение температуры в потоке и на стенке. Связано это с тем, что вихри захватывают холодную среду внутрь себя, закачивая при этом под струю горячую среду. На рис. 3 в виде линий уровня приведено поле температуры в

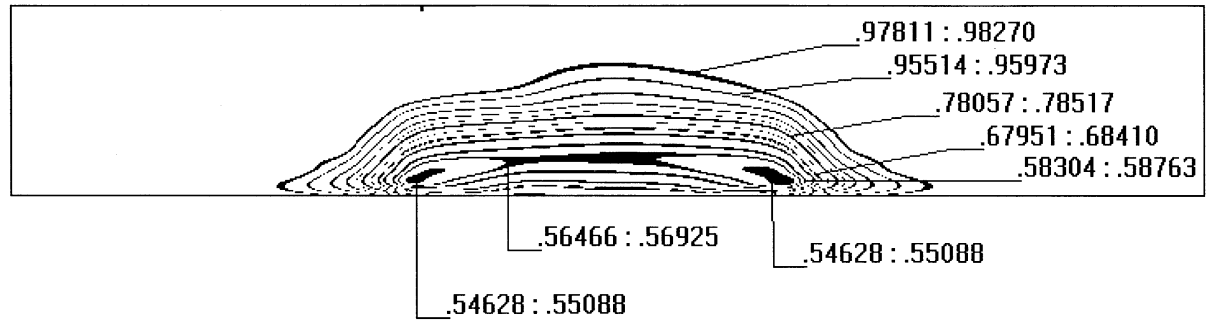


Рис. 3. Поле температур в поперечном сечении струи при $\alpha = 60^\circ$, $m = 1$, $Y/d = 6.54$.

поперечном сечении струи при $Y/d = 6.54$ для угла вдува $\alpha = 60^\circ$, $m = 1$. Каждой линии уровня поставлен в соответствие диапазон температур. На нем хорошо видны локальные минимумы температуры, связанные по положению с парными вихрями. Непосредственно у стенки располагается более горячая среда. Струя практически не имеет единой тепловой оси в обычном ее понимании.

4. Заключение. При взаимодействии холодной затопленной струи со сносящим потоком, имеющим высокую температуру, в области вдува струи и ниже по течению формируется вихревая пара. Наличие этих вихрей определяющим образом сказывается на распределении температуры в потоке и на защищаемой поверхности, поскольку вихри захватывают вдуваемую холодную среду внутрь себя, открывая доступ нагретой внешней среде к защищаемой поверхности. Показано, что это явление, ранее известное для сильных струй, присуще также и относительно слабым струям.

Список литературы

- [1] *Friendrichs S., Hatson H.P., Dawes W.N.* // Transactions of the ASME. 1997. V. 119. N 10. P. 786–793.
- [2] *Goldstein R.J., Jin P., Olson R.L.* // Journal of Turbomachinery. 1999. V. 121. N 4. P. 225–232.
- [3] *Луцик В.Г., Якубенко А.Е.* // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 6. С. 34–45.
- [4] *Зайков Л.А., Стрелец М.Х., Шур М.Л.* // ТВТ. 1994. Т. 32. № 6. С. 850–862.
- [5] *Chien J.Y.* // AIAA Journal. 1982. V. 20. N 1. P. 33–38.
- [6] *Kamotani Y., Greber I.* // AIAA Journal. 1972. V. 10. P. 1425–1429.