

01;03

Эффект влияния толщины пограничного слоя в окрестности тела, обдуваемого потоком горячего газа, на эффективность охлаждения его поверхности затопленной холодной струей

© 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 10 апреля 2001 г.

Методом численного моделирования воспроизведен известный из эксперимента эффект снижения эффективности охлаждающей газовой завесы с увеличением толщины пограничного слоя в окрестности тела, обдуваемого горячим набегающим потоком. Результаты моделирования позволяют осмыслить изучаемый эффект на физическом уровне строгости, избежав обычных для аналитических методов упрощений, столь нежелательных для технических приложений.

1. В разнообразных задачах гидрогазодинамики приходится иметь дело с необходимостью охлаждения тела в потоке газа или жидкости. Наиболее эффективным и широко используемым методом является создание холодной газовой завесы в окрестности защищаемого тела путем вдува в горячий поток струи холодного газа [1–3]. Аналитически и эмпирически достаточно хорошо исследованы газовые завесы, образуемые при тангенциальном щелевом вдуве охладителя через защищаемую поверхность в турбулентный пограничный слой. Практическое применение газовых завес характеризуется, как правило, широким спектром воздействия на пограничный слой различных возмущающих факторов: неизотермичность и сжимаемость газового потока, градиент давления, проницаемость стенки, наличие химических реакций и т. д. В отличие от условий вдува через тангенциальную щель, при вдуве через наклонные отверстия в защищаемой твердой стенке вдуваемый охладитель в общем случае не создает сплошной завесной пленки, а представляет собой систему пристеночных затопленных струй [4]. В этом случае можно лишь

говорить о некотором слое смешения охладителя с основным потоком, по параметрам которого и определяется состояние завесы. Параметры слоя смешения в свою очередь зависят от условий взаимодействия основного и вдуваемого потоков. Наличие и состояние пограничного слоя на стенке в значительной мере определяют это взаимодействие не вполне заранее эмпирически предсказуемым образом, а аналитические и полуэмпирические методы расчета не позволяют учесть все многообразие условий взаимодействия. Представляет существенный интерес исследование роли пограничного слоя в формировании газовой завесы.

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 [5]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0,$$

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

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

$$\rho = \frac{1 + \gamma_0 M_0^2 p}{T}, \quad H = h + 0.5(\gamma_0 - 1) M_0^2 V^2,$$

где h — энтальпия газа; 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_{mm} — тензор скоростей деформаций, символ div означает операцию дивергенции тензорного поля; \mathbf{q} — вектор плотности теплового потока.

Входящие в систему уравнений числа подобия определяются общепринятыми выражениями:

$$\text{Re}_0 = \frac{\rho_0 V_0 L_0}{\mu_0}, \quad \text{Pr}_0 = \frac{\mu_0 C_p}{\lambda_0}, \quad M_0 = \frac{V_0}{\sqrt{\gamma_0 R T_0}}, \quad \gamma_0 = \frac{C_p}{C_v},$$

где индексом нуль 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 [6].

3. Рассмотрим газовую завесу, образуемую вдувом в горячий основной поток затопленных струй охладителя через ряд отверстий в твердой стенке. В силу трансляционной симметрии задачи ограничим рассмотрение элементарной ячейкой, содержащей одну струю, что приведет к необходимости использовать условие периодичности на боковых гранях. Конфигурация расчетной области (элементарной ячейки) представлена на рис. 1. Ее размеры указаны в долях от диаметра отверстия и равны соответственно $X^* = 3d$, $Y^* = 26d$ и $Z^* = 11.4d$. Твердая стенка, у которой формируется газовая завеса, совпадает с плоскостью $Z = 0$. Ось выходящего на нее отверстия образует со стенкой угол α и ориентирована вдоль оси Y (в направлении протекания основного потока). На входе в расчетную область (в плоскости ABCD) задавались безразмерные распределения температуры, плотности, скорости и характеристик турбулентности основного потока. Отношение входных температур основного и вдуваемого потоков T_0/T_b задавалось равным двум. В выходном сечении (плоскость IJKL) реализовались 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 (VIJC) ставились условия непроницаемости, на твердой стенке (нижняя грань) — условия прилипания и равенства нулю турбулентной вязкости. Условие непроницаемости на верхней грани выбрано из соображений обеспечения целостности ядра потока, поскольку в реальности процессы тепломассообмена существенно локализованы

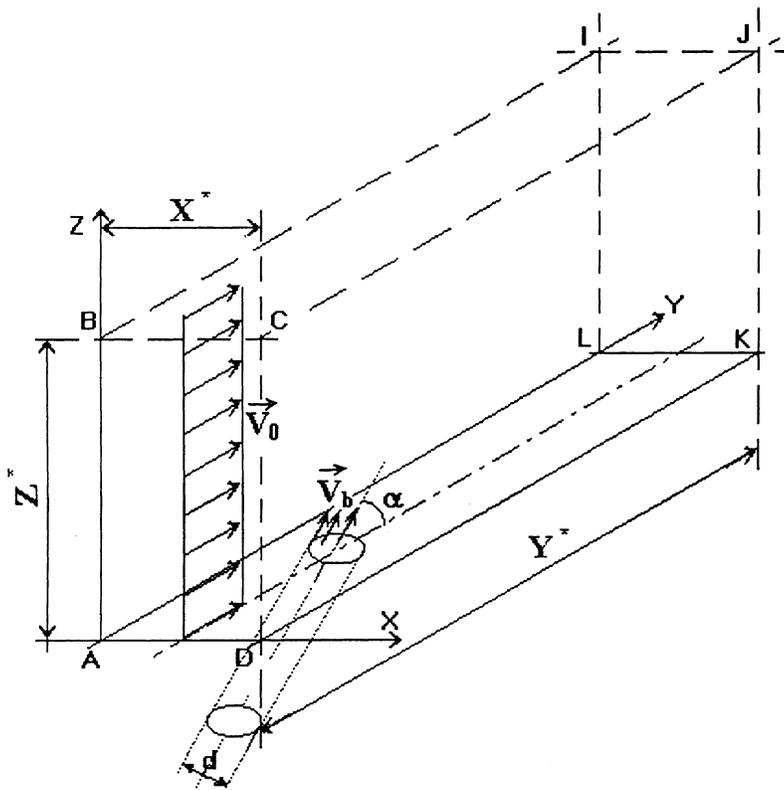


Рис. 1. Геометрия расчетной области.

вблизи защищаемой поверхности. Давление задавалось в точке I , а во внутренних точках расчетной области восстанавливалось в соответствии с основными уравнениями. На входной грани использовалось условие равенства нулю второй производной от давления, на боковых — условие периодичности, на всех остальных гранях — равенство нулю первой производной от давления [5]. Разностная схема была получена с использованием стандартных методов: контрольных объемов, масштабирования сжимаемости, расщепления. Задача решалась на основе метода

установления, использующего векторные прогонки. Разностная схема обладала вторым порядком точности по пространственной переменной и первым порядком точности по временной.

Учитывая задаваемую в расчетах адиабатичность стенки и ограничиваясь небольшими числами Маха набегающего потока ($M = 0.3$), можно считать, что температурный пограничный слой перед отверстием на стенке отсутствует. В силу граничных условий на стенке (условий прилипания) происходит формирование пограничного слоя в условиях стесненного вдуваемой струей движения основного потока. Режим задавался через параметр вдува $m = \rho_b V_b / \rho_0 V_0$, равный отношению плотностей тока вдуваемого и основного потоков, число $Re_0 = 3330$ (в качестве линейного масштаба взят диаметр отверстия d). Целью расчета является получение распределения температуры на адиабатической стенке T_{ad} , по которой по формуле $\theta = (T_0 - T_{ad}) / (T_0 - T_b)$ рассчитывается эффективность завесного охлаждения.

4. Методы численного моделирования посредством управления граничными условиями позволяют исследовать любой вариант взаимодействия. Влияние пограничного слоя на эффективность формирующейся завесы струй газовой завесы проиллюстрируем на примере вдува струй под углом $\alpha = 90^\circ$ к стенке, параметре вдува $m = 1$. Известно, что при натекании потока на установленное торцом на пластину цилиндрическое тело происходит отрыв развивающегося на пластине трехмерного пограничного слоя с формированием пристеночных подковообразных вихрей [7]. Перед тем как произойдет отрыв, происходят изменения в пограничном слое. В частности, в плоскости симметрии течения (в меридиональной плоскости цилиндра) при приближении к цилиндру вследствие торможения потока растет давление по всей высоте пограничного слоя. Это приводит к деформации профиля продольной скорости, изменение которой в направлении нормали к поверхности становится более медленным. Аналогичная деформация пограничного слоя происходит при натекании потока на затопленную струю, истекающую из отверстия в стенке во внешний поток [8]. Но при вдуве относительно слабых струй отрыва пограничного слоя перед ними практически не наблюдается, так как струи эжектируют в себя окружающую среду. На рис. 2 приведены реализующиеся в расчете профили продольной составляющей скорости V_y в трех сечениях перед отверстием вдува для "тонкого" и двух сечениях для "толстого" пограничных слоев. Случай толстого пограничного слоя реализуется через

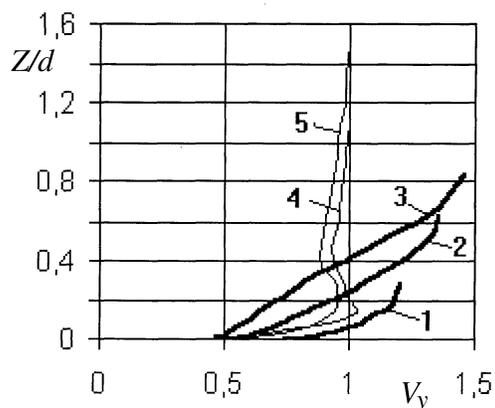


Рис. 2. Профили продольной составляющей скорости V_y у стенки перед отверстием вдува, приведенные для различных значений безразмерного расстояния от входного сечения до точки наблюдения Y/d : тонкий пограничный слой: 1 — 1.5; 2 — 2.4; 3 — 3; толстый пограничный слой: 4 — 1.5; 5 — 2.4. По оси абсцисс отложена величина продольной составляющей скорости; по оси ординат безразмерное расстояние до точки наблюдения перпендикулярно стенке Z/d .

задание начального профиля скорости во входном сечении расчетной области. Профили скорости приведены для трех сечений: $Y/d = 1.5$; 2.4; 3 в плоскости симметрии течения $X/d = 1.5$. Из приведенных на рис. 2 данных видно, что в случае толстого пограничного слоя профиль продольной составляющей скорости выходит на значение, в полтора раза меньшее, чем в случае тонкого пограничного слоя. Это связано с большим проникновением струи в поток, что приводит к торможению последнего. Кроме того, сама струя существенно прогревается и, возвращаясь к стенке, не оказывает на нее охлаждающего эффекта.

Расчеты показывают, что эффективность завесы θ с ростом толщины пограничного слоя снижается, а сама завеса располагается во все более узкой полосе за отверстием. На рис. 3 на графике приведены осредненные поперек завесы данные об ее эффективности. Отсчет координаты Y/d на графике начинается от заднего края отверстия.

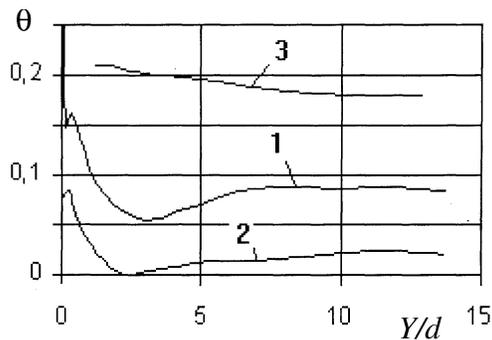


Рис. 3. Зависимость средних по ширине области значений эффективности завесы θ для параметра вдува $m = 1$ и угла вдува $\alpha = 90^\circ$ от продольного безразмерного расстояния Y/d : 1 — тонкий пограничный слой; 2 — толстый; 3 — теоретический расчет для смещения в потенциальной части потока (пограничный слой отсутствует).

Здесь же приведены данные расчета эффективности завесы по полумпирической методике из [4], предполагающей полное отсутствие пограничного слоя перед струей. Из приведенных данных видно, что при отсутствии пограничного слоя получается самая высокая эффективность завесы — линия 3. Наличие тонкого пограничного слоя значительно ее понижает — 1. Наконец в случае толстого пограничного слоя эффективность завесы становится еще ниже — 2. При этом все три зависимости располагаются относительно друг друга примерно эквидистантно.

5. Заключение. Полученные в численном эксперименте поля физических величин позволяют вскрыть причину сильной зависимости эффективности газовой завесы от параметров пограничного слоя на защищаемой стенке. Понижение эффективности завесы с увеличением толщины пограничного слоя объясняется тем, что струя при истечении попадает в поток с более низким удельным импульсом (ρV^2) по сравнению с удельным импульсом основного потока на удалении от стенки ($\rho_0 V_0^2$). Поэтому она все дальше уходит от стенки в глубь основного потока, что приводит к росту температуры стенки.

Список литературы

- [1] Луцик В.Г., Якубенко А.Е. // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 6. С. 34–45.
- [2] Friedrichs S., Hatson H.P., Dawes W.N. // Transactions of the ASME. 1997. V. 119. N 10. P. 786–793.
- [3] Goldstein R.J., Jin P., Olson R.L. // Journal of Turbomachinery. 1999. V. 121. N 4. P. 225–232.
- [4] Богомолов Е.Н. Рабочие процессы в охлаждаемых турбинах газотурбинных двигателей с перфорированными лопатками. М.: Машиностроение, 1987. 160 с.
- [5] Зайков Л.А., Стрелец М.Х., Шур М.Л. // ТВТ. 1994. Т. 32. № 6. С. 850–862.
- [6] Chien J.Y. // AIAA Journal. 1982. V. 20. N 1. P. 33–38.
- [7] Чжен П. Отрывные течения. Т. 1. М.: Мир, 1972. 300 с.
- [8] Kamotani Y., Greber I. // AIAA Journal. 1972. V. 10. N 11. P. 1425–1429.