

03

Влияние внешнего источника тепловыделения на отрыв турбулентного сверхзвукового пограничного слоя перед плоской ступенькой

© *О.Б. Ларин, В.А. Левин*

Институт механики Московского государственного университета
им. М.В. Ломоносова

E-mail: larin@imec.msu.ru

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН,
Владивосток

E-mail: levin@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 7 июня 2012 г.

Численно исследовано воздействие электрического разряда в сверхзвуковом газовом потоке на отрыв турбулентного пограничного слоя перед плоской ступенькой. Электрический разряд моделируется источником тепловыделения заданной интенсивности и конфигурации. Для достаточно больших значений мощности разряда показана возможность возникновения отрыва при отличном от нуля сдвиговом напряжении на стенке.

Исследование влияния электрических разрядов на аэродинамические характеристики высокоскоростных газовых потоков представляет значительный интерес, связанный с рядом практических приложений [1]. В газодинамическом аспекте взаимодействие разряда со сверхзвуковым потоком может быть описано с помощью простой модели теплового источника, имеющего заданную интенсивность и конфигурацию [1–3]. Влияние электродов на течение при этом не учитывается.

Рассмотрим стационарное обтекание сверхзвуковым потоком ступеньки, расположенной на плоской пластине. Предположим, что на образующийся турбулентный пограничный слой воздействует находящийся внутри него электрический разряд, который моделируется прямоугольной областью тепловыделения. В отсутствие внешних массовых сил система осредненных уравнений, определяющих турбулентное

движение совершенного газа, имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v_*}{\partial y} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu_* \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v_* \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_* \frac{\partial T}{\partial y} + \mu_* u \frac{\partial u}{\partial y} \right) + Q_v, \\ \rho &= \frac{pm}{RT}, \quad H = I + \frac{u^2}{2}, \quad \rho v_* = \rho v + \langle \rho' v' \rangle, \\ \mu_* &= \mu + \mu_i, \quad \lambda_* = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_i}{Pr_i} \right) c_p.\end{aligned}$$

Здесь u, v — проекции вектора скорости на оси ортогональных координат x (вдоль поверхности) и y (по нормали к ней) соответственно; ρ — плотность; p — давление; T — температура; I — энтальпия; $Q_v = Q_v(x, y)$ — мощность объемного теплового источника; m — молекулярная масса газа; R — универсальная газовая постоянная; $\langle \rho' v' \rangle$ — корреляция пульсаций плотности и нормальной составляющей скорости; μ и μ_i — динамические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; Pr и Pr_i — число Прандтля и его турбулентный аналог (три последних параметра считаются постоянными).

На поверхности обтекаемого тела $y = 0$ выполняются условия $u = 0$, $v = 0$, а также $(\partial T / \partial y)_w = 0$ для теплоизолированной стенки или $T = T_w$ для изотермической стенки.

Характеристики потока на внешней границе пограничного слоя, отмеченные индексом e , находятся по заданному распределению давления $p = p(x)$ из уравнений

$$\rho_e u_e \frac{du_e}{dx} = -\frac{dp}{dx}, \quad \rho_e u_e \frac{dH_e}{dx} = Q_{ve}.$$

Описание отрыва пограничного слоя на основе существующих моделей турбулентности остается одной из наиболее трудных проблем. При этом хорошим подходом является использование полученных экспериментально распределений давления. В данной работе коэффициент

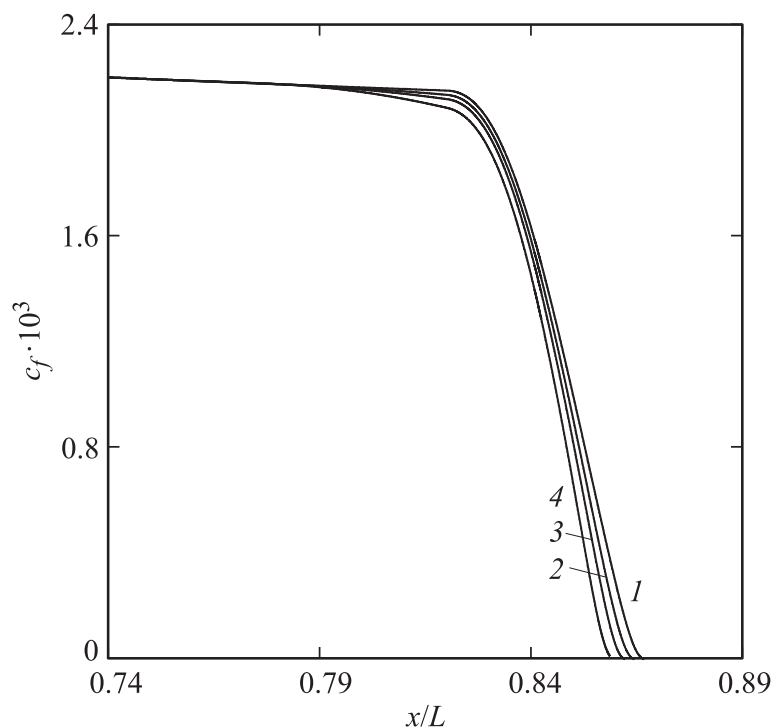


Рис. 1. Изменение локального коэффициента поверхностного трения по длине теплоизолированной стенки при различных значениях параметра теплоподвода q : 1 — 0, 2 — 4, 3 — 8, 4 — 16.

турбулентной вязкости определяется по двухслойной модели Себеси и Смита (CS — Sebeci, Smith), учитывающей влияние сжимаемости и продольных градиентов давления, которая успешно применялась в исследованиях отрыва пограничного слоя и теплообмена при высоких скоростях набегающего потока [4].

Задача решается численно методом конечных разностей. Используется неявная безусловно устойчивая разностная схема [3], которая обеспечивает аппроксимацию второго порядка относительно пространственных шагов сетки и обладает хорошими стабилизирующими свойствами.

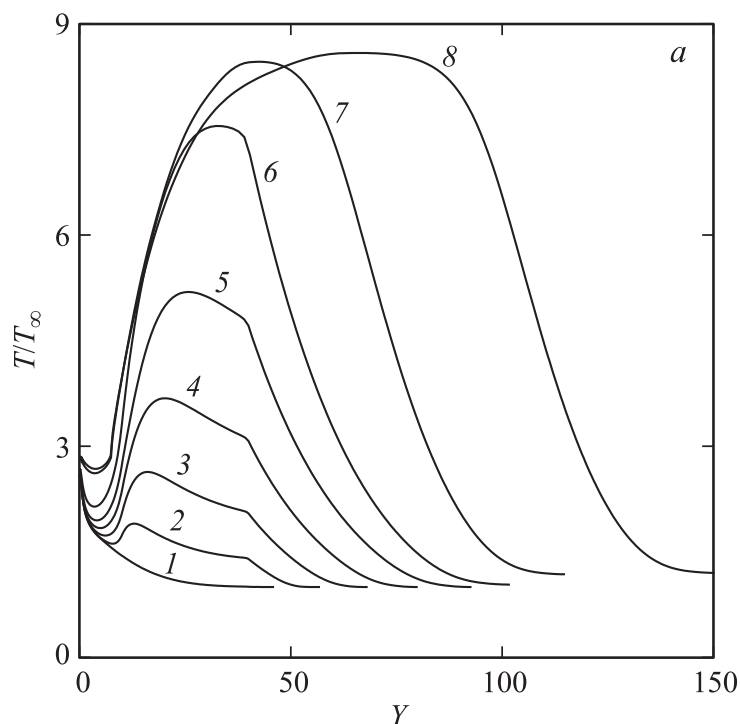


Рис. 2. Профили температуры (а) и скорости газа (б) в различных сечениях пограничного слоя на теплоизолированной стенке ($q = 16$) xL : 1 — 0.74, 2 — 0.76, 3 — 0.78, 4 — 0.80, 5 — 0.82, 6 — 0.84, 7 — 0.857, 8 — 0.859.

Рассмотрим отрыв турбулентного сверхзвукового пограничного слоя, происходящий перед ступенькой высотой $h = 0.5$ см, которая расположена на расстоянии $L = 15.4$ см от передней кромки плоской пластины. Набегающий поток характеризуется числом Маха $M_\infty = 3$ и числом Рейнольдса $Re_L = 2.6 \cdot 10^6$ ($Re_L = \rho_\infty u_\infty L / \mu_\infty$). Считается, что внешний теплопровод с постоянным параметром $q = Q_v (c_p \rho_\infty T_\infty u_\infty)^{-1} L$ реализуется в прямоугольной области

$$0.74 \leq x/L \leq 0.84, \quad 10 \leq Y \leq 40, \quad Y = y Re_L^{0.5} / L, \quad (1)$$

которая полностью расположена внутри пограничного слоя ($Q_{ve} = 0$).

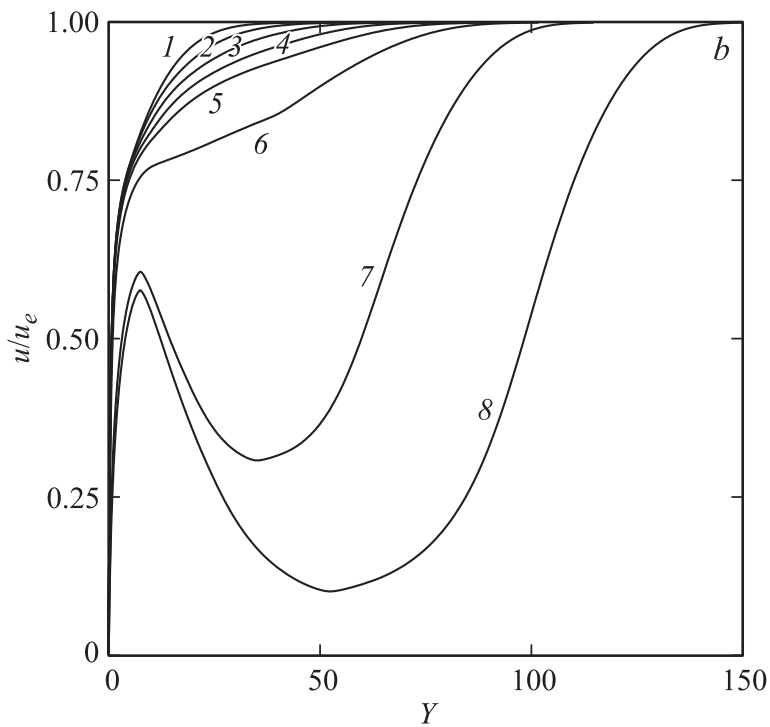


Рис. 2 (продолжение).

Распределение давления $p = p(x)$ определяется зависимостью, аппроксимирующей данные непосредственных измерений в сверхзвуковом потоке [5]:

$$p = p_\infty \text{ при } x/L \leq \alpha_1,$$

$$\frac{p}{p_\infty} = 1 + \left(\frac{x/L - \alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} \right)^3 \text{ при } x/L \geq \alpha_1 (\alpha_1 = 0.82, \alpha_2 = 0.86).$$

Полагаем, что числа Прандтля $Pr = 0.72$, $Pr_t = 0.9$, отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1.4$, динамический коэффициент молекулярной вязкости $\mu \sim T^{0.76}$.

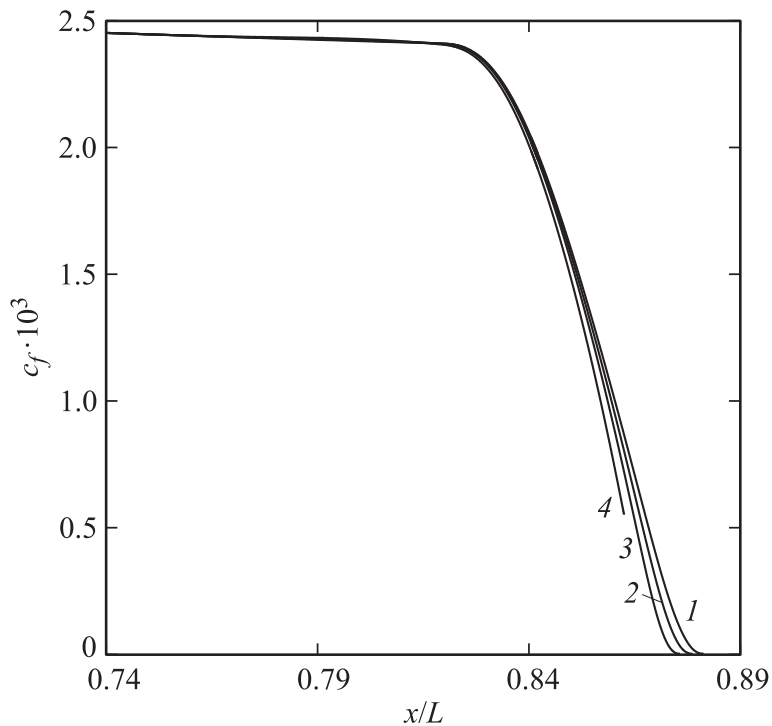


Рис. 3. Изменение локального коэффициента поверхностного трения по длине охлаждаемой изотермической стенки ($T_w = T_\infty$) при различных значениях параметра теплопровода q : 1 — 0; 2 — 4; 3 — 8; 4 — 16.

На рис. 1 представлены распределения локального коэффициента поверхностного трения $c_f = 2\tau_w \rho_e^{-1} u_e^{-2}$ вдоль теплоизолированной стенки. Здесь $\tau = \mu \partial u / \partial y$ — напряжение трения. При подводе тепла линии тока оттесняются от стенки, пограничный слой становится толще и поверхностное трение уменьшается. Точка отрыва, в которой трение обращается в нуль, перемещается вверх по потоку с увеличением параметра q . При этом во всех рассмотренных случаях отрыв происходит ниже по потоку от области теплоподвода (1). Из рисунка видно, что

влияние мощности теплового источника на положение точки отрыва сравнительно невелико.

Профили температуры и скорости в ряде сечений пограничного слоя при наибольшем значении $q = 16$ приведены на рис. 2, *a* и *b*. При приближении к точке отрыва, расположенной в непосредственной близости от последнего сечения, толщина пограничного слоя очень быстро увеличивается. Отметим также резкое падение скорости в ядре потока.

Рис. 3 показывает распределения коэффициента поверхностного трения вдоль охлаждаемой изотермической стенки при $T_w = T_\infty$. Как известно, охлаждение стенки вызывает увеличение поверхностного трения [2,3]. Поэтому можно ожидать, что отрыв пограничного слоя на изотермической стенке будет задерживаться по сравнению с отрывом на теплоизолированной стенке. Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3, подтверждает такую задержку при небольшой интенсивности энерговыведения ($q = 0, 4$ и 8).

В случае наибольшей мощности теплового источника $q = 16$ зоны отрыва пограничного слоя на обеих стенках образуются в одном месте. Здесь газ в ядре обладает небольшой кинетической энергией (рис. 2, *b*) и поэтому наиболее слабо противостоит обратному градиенту давления, что приводит к быстрому развитию в ядре пограничного слоя возвратного течения и отрыву потока. Однако в отличие от случая теплоизолированной стенки образование отрыва на охлаждаемой стенке происходит при сдвиговом напряжении на поверхности, значительно отличающемся от нуля (кривая 4 на рис. 3).

Сходная картина наблюдается в задаче о стационарном пограничном слое на поверхности, движущейся с постоянной скоростью вниз по потоку с неблагоприятным градиентом давления. В этой задаче отрыв возникает при одновременном обращении в нуль величин трения и продольной составляющей скорости в точке, лежащей внутри пограничного слоя, а не на теле [6].

Таким образом, результаты проведенного численного исследования сверхзвукового обтекания ступеньки, расположенной на плоской пластине, показывают возможность возникновения отрыва при отличном от нуля сдвиговом напряжении на стенке для достаточно больших значений мощности электрического разряда, находящегося внутри пограничного слоя.

Список литературы

- [1] *Георгиевский П.Ю., Еришов А.П., Левин В.А., Тимофеев И.Б., Шибков В.М.* // ТВТ. 2006. Т. 44, № 1. С. 1–11.
- [2] *Ларин О.Б., Левин В.А.* // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 5. С. 1–6.
- [3] *Ларин О.Б., Левин В.А.* // ПМТФ. 2010. Т. 51, № 1. С. 16–21.
- [4] *Cebeci T., Smith A.M.O.* Analysis of turbulent boundary layers. N. Y.; L.: Acad. Press, 1974.
- [5] *Chapman D.R., Kuehn D.M., Larson H.K.* Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition. NASA Rep. N 1356, 1958.
- [6] *Сычев В.В., Рубан А.И., Сычев Вик.В., Королев Г.Л.* Асимптотическая теория отрывных течений. М.: Наука, 1987.