

УДК 532.526:537.525

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭНЕРГОПОДВОДА К ГАЗУ НА ОТРЫВ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

О. Б. Ларин, В. А. Левин*

Институт механики Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова, 119192 Москва

* Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток
E-mails: larin@imec.msu.ru, levin@iacp.dvo.ru

Численно исследовано заторможенное течение в сверхзвуковом пограничном слое, внутри которого находится тепловой источник, моделирующий электрический разряд. Расчеты выполнены для широкого диапазона значений мощности источника. Показана возможность управления отрывом пограничного слоя. Установлено, что на охлаждаемых стенках отрыв пограничного слоя происходит значительно позднее, чем на теплоизолированных стенках.

Ключевые слова: сверхзвуковой газовый поток, электрический разряд, отрыв пограничного слоя, теплообмен.

Интерес к исследованию влияния электрических разрядов на аэродинамические характеристики высокоскоростных газовых потоков обусловлен рядом практических приложений, таких как снижение сопротивления элементов конструкции летательных аппаратов, создание усилий на несущих плоскостях, управление потоком на входе в воздухозаборник воздушно-реактивного двигателя и др. [1]. В рамках газодинамического подхода взаимодействие разряда со сверхзвуковым потоком может быть описано с помощью модели теплового источника, в соответствии с которой удельный энерговклад в поток считается известной функцией координат и времени [1, 2]. При этом влияние электродов на течение не учитывается.

В настоящей работе рассматривается стационарное обтекание тела плоским сверхзвуковым потоком при наличии в ламинарном пограничном слое электрического разряда, который при математическом моделировании заменяется источником энерговыделения прямоугольной конфигурации. В отсутствие внешних массовых сил система уравнений, определяющих движение совершенного газа, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, & \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \mu u \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \rho Q, \\ \rho &= \frac{pm}{RT}, & H &= I + \frac{u^2}{2}, & \lambda &= \frac{\mu c_p}{Pr}. \end{aligned} \quad (1)$$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 08-01-00033) и в рамках программы по государственной поддержке ведущих научных школ Агентства по науке и инновациям при Министерстве образования и науки РФ (грант № НШ-319.2008.1).

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; $Q = Q(x, y)$ — удельное количество тепла, подведенного в единицу времени к данной точке среды; m — молекулярная масса газа; R — универсальная газовая постоянная; μ — динамическая вязкость; c_p , Pr — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении и число Прандтля соответственно, полагаемые постоянными.

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

Характеристики потока на внешней границе пограничного слоя удовлетворяют уравнениям

$$\rho_e u_e \frac{du_e}{dx} = -\frac{dp}{dx}, \quad \rho_e u_e \frac{dH_e}{dx} = \rho_e Q_e \quad (2)$$

(индекс e соответствует величинам на внешней границе).

Система (1) с соответствующими граничными условиями решается численно методом конечных разностей. При этом используется неявная безусловно устойчивая разностная схема [3], обеспечивающая аппроксимацию второго порядка относительно пространственных шагов сетки Δx , Δy .

Разностные выражения для производных искомых функций в направлении потока имеют вид

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{i+z}^j = \beta_z \frac{F_{i+z}^j - G_z}{x_{i+1} - x_i},$$

где i , j — индексы узлов сетки в направлениях x , y ; $\beta_z = 3$, $G_z = F_i^j$ при $z = 1/3$ и $\beta_z = 4$, $G_z = (9F_{i+1/3}^j - 5F_i^j)/4$ при $z = 1$. На слое $x = x_{i+1}$ решение определяется по известным значениям функций на слое $x = x_i$ и включает два этапа. На первом этапе решение ищется при $x = x_{i+1/3}$ ($z = 1/3$) с погрешностью порядка $O(\Delta x) + O((\Delta y)^2)$, на втором этапе — при $x = x_{i+1}$ ($z = 1$) с главной частью ошибки аппроксимации $O((\Delta x)^2) + O((\Delta y)^2)$. Заметим, что описанная разностная схема обладает хорошими стабилизирующими свойствами [4]. Увеличение толщины пограничного слоя учитывается посредством последовательного добавления необходимого числа узлов по нормали к поверхности в соответствии с условием гладкого сопряжения [4].

Рассмотрим заторможенный поток вблизи критической точки с линейным распределением скорости на внешней границе пограничного слоя:

$$u_e = u_0(1 - \xi), \quad \xi = x/L. \quad (3)$$

Подобный характер имеет, например, течение несжимаемой жидкости вдоль плоской стенки, которое при $x = L$ сталкивается с другой стенкой, неограниченной и перпендикулярной первой [5]. Пограничный слой в несжимаемой жидкости с “односкатным” профилем скорости (3) исследован в работе [6], в которой функция тока представлена в виде степенного разложения по ξ и найдено приближенное значение безразмерной координаты точки отрыва $\xi_s \approx 0,12$.

В расчетах полагается, что число Маха $M_0 = 3$, число Прандтля $\text{Pr} = 0,72$, отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1,4$, вязкость μ зависит от температуры, при этом показатель

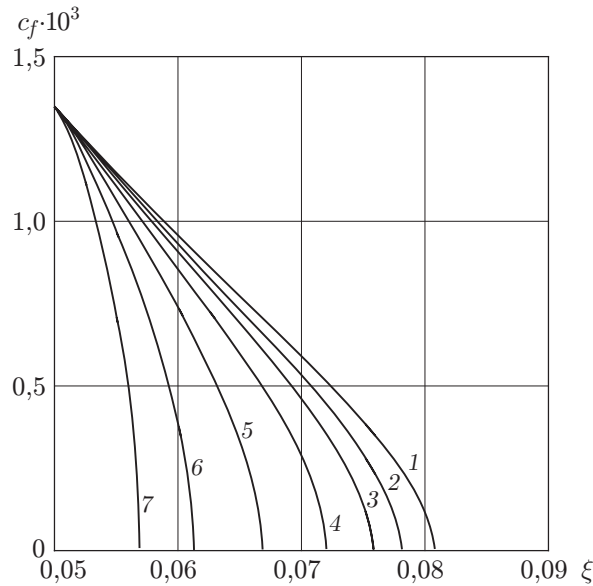


Рис. 1. Распределение локального коэффициента поверхностного трения вдоль теплоизолированной стенки при различных значениях параметра удельного теплоподвода:

1 — $q = 0$, 2 — $q = 2$, 3 — $q = 4$, 4 — $q = 8$, 5 — $q = 16$, 6 — $q = 32$, 7 — $q = 64$

степени $\omega = 0,76$. Внешний теплоподвод с постоянным безразмерным параметром $q = Q(c_p T_0 u_0)^{-1} L$ реализуется в прямоугольной области

$$\begin{aligned} 0,05 < \xi \leq 0,10, & \quad 0,4 \leq Y \leq 1,0, \\ Y = y \operatorname{Re}_0^{0,5} L^{-1}, & \quad \operatorname{Re}_0 = \rho_0 u_0 L \mu_0^{-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $f_0 = f_e(0)$. Приведенные ниже профили температуры свидетельствуют о том, что данная область расположена внутри пограничного слоя как в случае теплоизолированной, так и в случае охлаждаемой изотермической стенки. Поэтому при $Q_e = 0$ давление $p = p(x)$ можно найти из уравнений (2), (3). Предполагается, что возникающий в окрестности точки отрыва косой скачок уплотнения имеет малую интенсивность и не оказывает существенного влияния на скорость во внешнем потоке (3).

Начальные условия вблизи передней кромки определялись из решения соответствующей локально-автомодельной задачи в переменных Лиза — Дородницына [7]. Использовалась неравномерная в направлении нормали к поверхности тела сетка, узлы которой сгущаются при приближении к поверхности. Число узлов сетки на слое составляло $150 \div 200$, продольный шаг по ξ равен $0,000\,01$.

На рис. 1 представлены распределения локального коэффициента поверхностного трения $c_f = 2\tau_w \rho_e^{-1} u_e^{-2}$ ($\tau_w = (\mu \partial u / \partial y)|_{y=0}$ — напряжение трения; число Рейнольдса $\operatorname{Re}_0 = 10^6$) вдоль теплоизолированной стенки. Видно, что при $q = 0$ значение координаты точки отрыва, в которой поверхностное трение равно нулю, меньше, чем в случае несжимаемой жидкости. Тепловыделение приводит к оттеснению линий тока от стенки, утолщению пограничного слоя и уменьшению поверхностного трения. С увеличением параметра q точка отрыва перемещается вверх по потоку. Следует отметить, что при увеличении числа Рейнольдса Re_0 кривые распределения коэффициента поверхностного трения, аналогичные кривым, приведенным на рис. 1, имеют коэффициент сжатия по оси ординат, пропорциональный $\operatorname{Re}_0^{-0,5}$. Поэтому при изменении числа Рейнольдса относительные

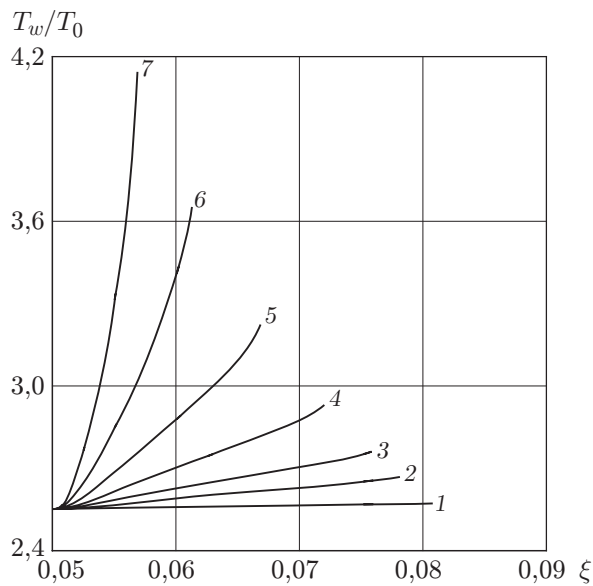


Рис. 2

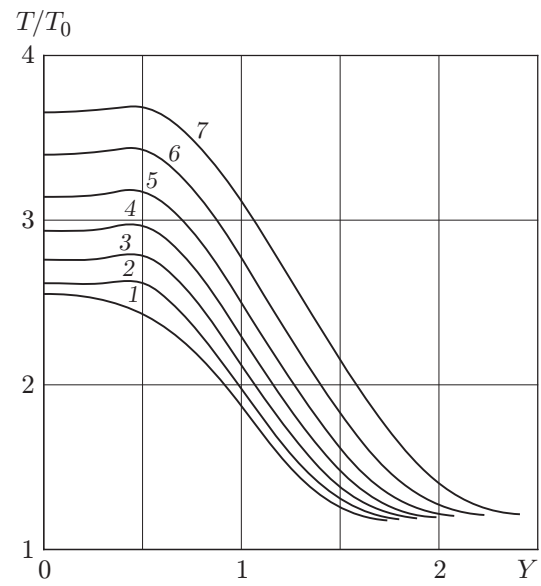


Рис. 3

Рис. 2. Распределение пристенной температуры газа вдоль теплоизолированной поверхности при различных значениях параметра удельного теплоподвода (обозначения те же, что на рис. 1)

Рис. 3. Профили температуры газа на теплоизолированной стенке ($q = 32$) в различных сечениях пограничного слоя:

1 — $\xi = 0,050$; 2 — $\xi = 0,052$; 3 — $\xi = 0,054$; 4 — $\xi = 0,056$; 5 — $\xi = 0,058$; 6 — $\xi = 0,060$; 7 — $\xi = 0,0613$

координаты точек отрыва не меняются до тех пор, пока пограничный слой остается ламинарным.

На рис. 2 показана зависимость пристенной температуры газа от безразмерной продольной координаты. Видно, что при $q = 64$ (кривая 7) максимальное значение температуры T_w превышает соответствующее значение для $q = 0$ (кривая 1) в 1,6 раза.

На рис. 3 приведены профили температуры в некоторых сечениях пограничного слоя при $q = 32$. Видно, что на участке между стенкой и областью теплоподвода (4) температура газа в каждом сечении меняется незначительно, а толщина пограничного слоя при приближении к точке отрыва, расположенной в непосредственной близости от последнего сечения, быстро увеличивается.

На рис. 4 представлены распределения коэффициента поверхностного трения вдоль изотермической охлаждаемой стенки при $T_w = T_0$, $Re_0 = 10^6$. Видно, что при отсутствии теплоподвода значение координаты $\xi_s = 0,174$ значительно больше, чем в задаче Л. Хоурта [6]. При любой интенсивности энерговыделения отрыв пограничного слоя на охлаждаемой стенке существенно задерживается по сравнению с отрывом на теплоизолированной стенке. За исключением случая $q = 64$, отрыв происходит вниз по потоку от области теплоподвода (4).

На рис. 5 показаны локальные тепловые потоки от газа к изотермической стенке $Q_w = -2q_w \rho_e^{-1} u_e^{-3}$, где $q_w = -(\lambda \partial T / \partial y)|_{y=0}$. Видно, что при $q = 64$ максимальное значение теплового потока в 2,5 раза больше соответствующего значения при отсутствии теплового воздействия. В окрестности точки отрыва тепловой поток уменьшается, но в отличие от поверхностного трения остается достаточно большим.

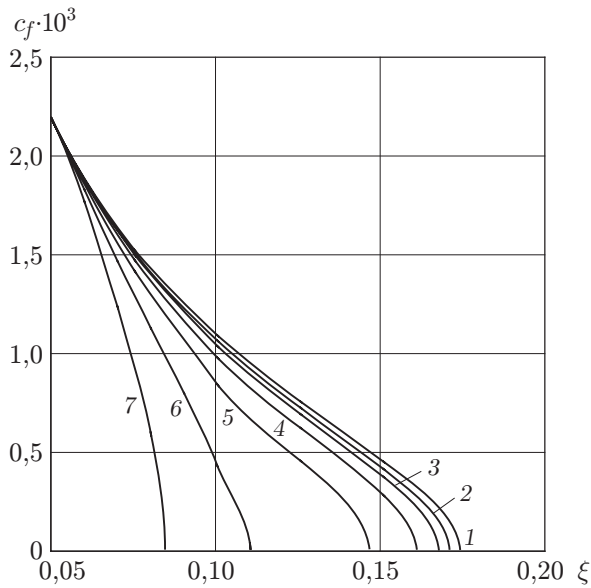


Рис. 4

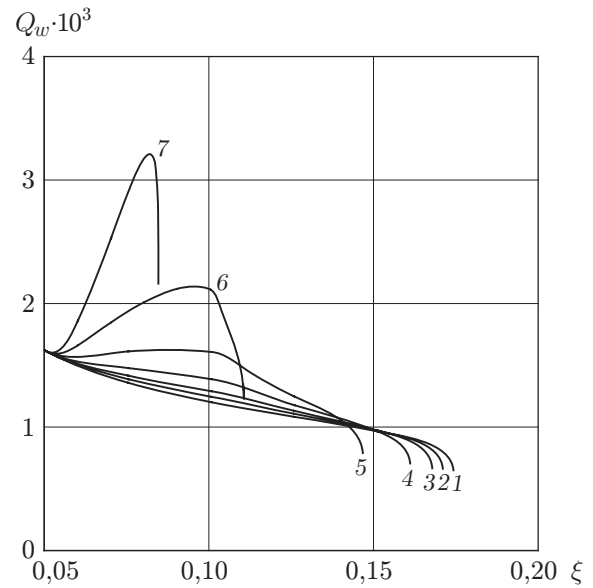


Рис. 5

Рис. 4. Распределение локального коэффициента поверхностного трения вдоль изотермической стенки при различных значениях параметра удельного теплоподвода (обозначения те же, что на рис. 1)

Рис. 5. Распределение локальных тепловых потоков вдоль изотермической стенки при различных значениях параметра удельного теплоподвода (обозначения те же, что на рис. 1)

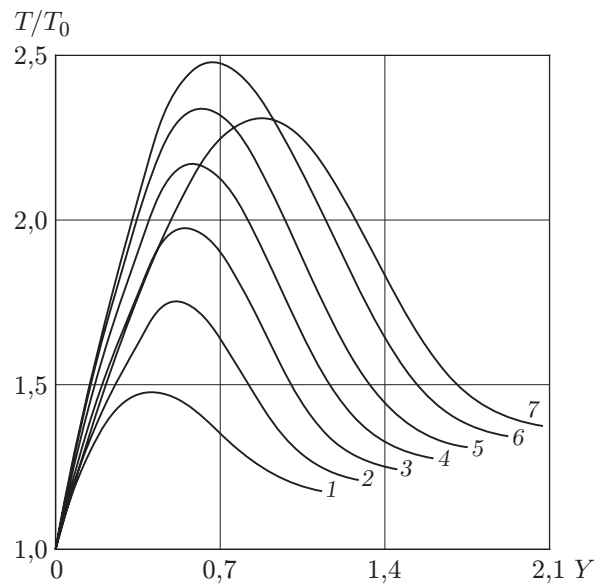


Рис. 6. Профили температуры газа в различных сечениях пограничного слоя на изотермической стенке ($q = 32$):

1 — $\xi = 0,05$; 2 — $\xi = 0,06$; 3 — $\xi = 0,07$; 4 — $\xi = 0,08$; 5 — $\xi = 0,09$; 6 — $\xi = 0,10$; 7 — $\xi = 0,11$

На рис. 6 представлены профили температуры в сечениях $\xi = 0,05, 0,06, 0,07, 0,08, 0,09, 0,10, 0,11$ при $q = 32$. Видно, что ниже по течению от области (4) газ в пограничном слое постепенно охлаждается.

Таким образом, результаты проведенного численного исследования сверхзвуковых заторможенных потоков свидетельствуют о возможности управления отрывом пограничного слоя посредством изменения мощности электрического разряда и варьирования свойств стенок обтекаемых тел. Установлено, что на изотермических охлаждаемых стенках отрыв пограничного слоя происходит значительно позднее, чем на теплоизолированных стенках.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Георгиевский П. Ю., Ершов А. П., Левин В. А. и др.** Поперечные электрические разряды в сверхзвуковых потоках воздуха. Моделирование газодинамических эффектов в разрядном канале // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44, № 1. С. 1–11.
2. **Levin V. A., Larin O. B.** Skin-friction by energy addition into a turbulent boundary layer. Reno, 2003. (Paper / AIAA; N 2003-0036).
3. **Ларин О. Б., Левин В. А.** Энергоподвод к газу в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 1. С. 98–101.
4. **Пасконов В. М.** Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. М.: Наука, 1984.
5. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
6. **Howarth L.** On the solution of the laminar boundary layer equations // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1938. V. 164, N 919. P. 547–579.
7. **Дорренс У. Х.** Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.

*Поступила в редакцию 1/VII 2008 г.,
в окончательном варианте — 18/II 2009 г.*
