

УДК 532.526:538.4

© 2001 г. А.В. КАЗАКОВ, А.П. КУРЯЧИЙ

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА УМЕНЬШЕНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Рассматривается вязкое сжимаемое обтекание плоской пластины во внешнем электрическом поле при наличии на ее поверхности линейного ионного источника. Оцениваются влияние электрогазодинамического (ЭГД) взаимодействия на ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое и энергетическая эффективность рассматриваемого метода уменьшения вязкого сопротивления.

В последние годы значительное внимание уделяется изучению возможностей управления течениями слабоионизованного газа при помощи ЭГД-взаимодействия [1]. Такое управление основано на ускорении ионов в электрическом поле и передаче импульса нейтральным молекулам при их столкновениях с ионами. Заметные электростатические силы могут возникать в течениях с униполярным объемным зарядом при наличии достаточно сильного приложенного электрического поля [2]. Одним из наиболее удобных для практических приложений способов создания подобных условий является коронный разряд.

В обычном коронном разряде в воздухе плотность объемного заряда невелика и имеет порядок 10^{-4} Кл/м³, а средняя напряженность электрического поля в разрядном промежутке порядка пробойной (10^6 В/м для воздуха). Поэтому электрические члены в уравнениях импульса и энергии (объемная кулоновская сила и джоулева диссипация соответственно) малы по сравнению с конвективными членами при характерных скоростях течения порядка 100 м/с [2]. ЭГД-взаимодействие может иметь эффект первого порядка в пограничном слое вблизи поверхности обтекаемого тела, где скорость течения уменьшается до нуля.

Коронный разряд использовался для снижения вязкого сопротивления в ситуации, когда электростатические силы были направлены преимущественно по нормали к обтекаемой поверхности и создавали вблизи нее оттесняющее воздействие на течение в пограничном слое, аналогичное вдуву газа через поверхность [3, 4]. Снижение трения в этом случае обусловлено утолщением пограничного слоя и уменьшением тангенциальных скоростей газа вблизи стенки за счет увеличения вертикальной составляющей скорости при отсутствии расхода массы через поверхность. Заметное уменьшение трения наблюдалось в турбулентном пограничном слое на плоской пластине при скоростях набегающего потока меньше 10 м/с.

Однако уменьшение трения, основанное на создании "ионного ветра" по нормали к обтекаемой поверхности, является энергетически очень неэффективным. Отношение выигрыша в механической мощности за счет уменьшения сопротивления к электрической мощности коронного разряда составляет порядка 0,01 [3]. Столь низкая энергетическая эффективность данного метода связана с тем, что мощность разряда расходуется на создание в потоке дополнительного нормального к поверхности импульса не только вблизи нее, но и во внешней невязкой области течения, где это воздействие уже не влияет на уменьшение поверхностного трения.

Эффективность ЭГД-воздействия может быть повышена, если оно полностью сос-

редоточено внутри пограничного слоя. Для этого напряженность ускоряющего электрического поля должна быть направлена преимущественно вдоль обтекаемой поверхности. Кроме того, при распространении ионной струи вдоль диэлектрической поверхности плотность объемного заряда непосредственно вблизи поверхности существенно возрастает [5], что также ведет к усилению ЭГД-воздействия на пограничный слой. Разгон потока в коронном разряде переменного тока, направленном вдоль диэлектрической поверхности, позволяет получить максимальную индуцированную скорости 5 м/с [6]. Данный метод ускорения пограничного слоя использовался в [6] для управления его отрывом при малых скоростях набегающего потока (порядка 10 м/с).

Относительно малые значения скорости, индуцированной коронным разрядом, не позволяют ожидать значительного его влияния на отрыв пограничного слоя при больших скоростях набегающего потока. Однако очень чувствительными к изменению профиля скорости ламинарного пограничного слоя являются характеристики его устойчивости. Указанный уровень индуцированной продольной скорости может быть вполне достаточным для существенного изменения устойчивости ламинарного течения и затягивания ламинарно-турбулентного перехода при достаточно больших скоростях потока, представляющих практический интерес. В [7, 8] оценивалось влияние ЭГД-воздействия на положение точки перехода пограничного слоя в случае, когда размер области, занимаемой объемным зарядом, много больше толщины пограничного слоя. В настоящей работе исследуется более экономичное с энергетической точки зрения ЭГД-воздействие на ламинарный пограничный слой, когда объемный заряд полностью сосредоточен в вязкой области течения.

1. Постановка задачи. Рассматривается обтекание плоской диэлектрической пластины потоком вязкого газа со скоростью u_∞^* , давлением p_∞^* , энтальпией h_∞^* , плотностью газа ρ_∞^* и коэффициентом динамической вязкости μ_∞^* . Верхним индексом звездочка обозначаются размерные величины. Вводится декартова система координат (x^*, y^*) с началом на передней кромке пластины и осью x^* , направленной вдоль ее поверхности. Имеется однородное электрическое поле с напряженностью E_x^* , направленное вдоль оси x^* . Это поле может создаваться, например, двумя пронизываемыми для газа параллельными бесконечными электродами, установленными по нормали к набегающему потоку и не возмущающими его. На расстоянии l^* от передней кромки на поверхности пластины по нормали к плоскости (x^*, y^*) расположен линейный ионный источник с интенсивностью I^* , которая измеряется в А/м. Источник создает объемный заряд одного знака (для определенности – положительный), характеризуемый плотностью q^* . Ионы имеют подвижность b^* и коэффициент диффузии D^* .

Для удобства численных расчетов в рамках приближения пограничного слоя вводятся безразмерные переменные (без верхнего индекса звездочка) согласно соотношениям

$$\begin{aligned} x &= \frac{x^*}{l^*}, \quad Y = \frac{y^*}{l^*} \sqrt{\frac{\text{Re}}{x}}, \quad u = \frac{u^*}{u_\infty^*}, \quad V = \frac{1}{u_\infty^*} \left(\sqrt{x \text{Re}} v^* - \frac{Y}{2} u^* \right) \\ \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_\infty^*}, \quad h = \frac{h^*}{h_\infty^*}, \quad p = \frac{p^*}{p_\infty^*}, \quad \mu = \frac{\mu^*}{\mu_\infty^*}, \quad D = \frac{\rho_\infty^* u_\infty^* l^*}{\mu_\infty^*} D^* \\ E_x &= \frac{b^*}{u_\infty^*} E_x^*, \quad E_y = \frac{b^*}{u_\infty^*} \sqrt{x \text{Re}} E_y^*, \quad q = \frac{u_\infty^* l^*}{I^*} \sqrt{\frac{x}{\text{Re}}} q^*, \quad \text{Re} = \frac{\rho_\infty^* u_\infty^* l^*}{\mu_\infty^*} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь (u^*, v^*) – компоненты скорости газа в направлении осей (x^*, y^*) .

В безразмерных переменных (1.1) уравнения неразрывности, состояния, импульса, энергии, сохранения заряда, источников электрического поля с соответствующими

граничными условиями имеют вид

$$x \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\rho u}{2} + \frac{\partial \rho V}{\partial Y} = 0, \quad \rho = \frac{1}{h} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial Y} \right) = x \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho V \frac{\partial u}{\partial Y} - x^{1/2} N_1 q E_x \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial Y} \right) &= x \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho V \frac{\partial h}{\partial Y} - (\gamma - 1) M_\infty^2 \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial Y} \right)^2 + x^{1/2} N_1 q E_x (u + E_x) \right] \\ \frac{\partial}{\partial Y} \left(D \frac{\partial q}{\partial Y} \right) &= x(u + E_x) \frac{\partial q}{\partial x} + \left[V + E_y - \frac{Y}{2} E_x - (1 + r) \frac{D}{h} \frac{\partial h}{\partial Y} \right] \frac{\partial q}{\partial Y} + \\ &+ \left\{ x \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial Y} - \frac{E_x}{2} + x^{1/2} N_2 q - (1 + r) \frac{D}{h} \left[\frac{\partial^2 h}{\partial Y^2} - \frac{1}{h} \left(\frac{\partial h}{\partial Y} \right)^2 \right] \right\} q \\ \frac{\partial E_y}{\partial Y} &= x^{1/2} N_2 q \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$Y = 0: \quad u = V = \frac{\partial h}{\partial Y} = 0, \quad E_y = E_{yw}, \quad q \left[E_y - (1 + r) \frac{D}{h} \frac{\partial h}{\partial Y} \right] - D \frac{\partial q}{\partial Y} = 0 \quad (1.5)$$

$$Y = Y_e: \quad u = h = 1, \quad q = 0$$

$$N_1 = \frac{I^*}{\rho_\infty^* b^* u_\infty^{*2}} \sqrt{Re}, \quad N_2 = \frac{I^* b^*}{\epsilon_0^* u_\infty^{*2}} \sqrt{Re} \quad (1.6)$$

Здесь M_∞ – число Маха набегающего потока, $\gamma = 1,4$ – показатель адиабаты, $Pr = 0,72$ – число Прандтля, r – численный параметр [2], который в проведенных ниже расчетах задавался равным -1 , чтобы исключить влияние термодиффузии ионов. Последнее граничное условие (1.5) означает отсутствие электрического тока на поверхности диэлектрической пластины. Критерии подобия (1.6) связаны между собой соотношением $N_1 = N_0 N_2$, где $N_0 = \epsilon_0^* / \rho_\infty^* b^{*2}$ – параметр ЭГД-взаимодействия, ϵ_0^* – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Для вывода выражения для нормальной компоненты напряженности электрического поля E_{yw} , входящей в граничное условие (1.5), предполагается, что в установившемся режиме плотность поверхностного заряда σ^* на диэлектрической пластине пропорциональна плотности объемного заряда непосредственно вблизи поверхности q_w^* , т.е. $\sigma^* = s^* q_w^*$, где коэффициент s^* зависит главным образом от адсорбционных свойств поверхности [9]. Объемный заряд в ионной струе, распространяющейся вдоль плоской поверхности, создает вне струи электрическое поле, аналогичное полю, создаваемому плоской заряженной пластиной. Это приближение нарушается лишь в малой окрестности ионного источника на расстояниях порядка толщины струи. Поэтому, пренебрегая малой областью вблизи ионного источника, для расчета напряженности электрического поля, индуцируемого объемным зарядом, на поверхности пластины можно воспользоваться выражением

$$E_{yw}^* = -\frac{1}{2\epsilon_0^*} \int_0^\infty q^* dy^* \quad (1.7)$$

С учетом (1.4), (1.7), принципа суперпозиции для напряженности электрического поля и связи между плотностями поверхностного и объемного зарядов можно полу-

читать следующее выражение для нормальной к поверхности пластины безразмерной напряженности поля, введенной согласно (1.1):

$$E_y(x, Y) = \frac{1}{2} N_2 N_3 q_w(x) + x^{1/2} N_2 \left(\int_0^Y q dY - \frac{1}{2} \int_0^\infty q dY \right) \quad (1.8)$$

$$N_3 = \frac{s^*}{l^*} \sqrt{\text{Re}}$$

Первый и второй члены в правой части (1.8) выражают напряженности поля, индуцируемые поверхностным и объемным зарядами соответственно.

Начальное распределение плотности объемного заряда может быть получено из рассмотрения асимптотических разложений уравнений электрогазодинамики в малой окрестности ионного источника. На основе этих разложений было установлено, что в окрестности источника с погрешностью, принятой в приближении пограничного слоя, для распределения плотности объемного заряда справедливо "диффузионное" приближение [10]

$$q_0(x_0, Y) = \frac{1}{\sqrt{(x_0 - 1)\pi D E_x}} \exp\left(-\frac{E_x}{4D} \frac{Y^2}{x_0 - 1}\right) \quad (1.9)$$

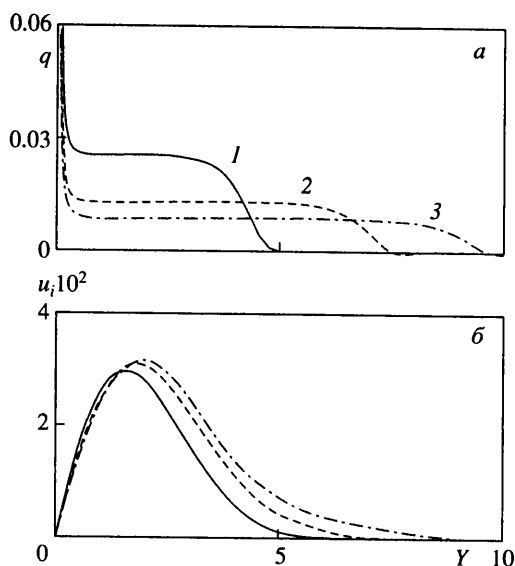
В проведенных ниже расчетах распределение (1.9) задавалось на некотором малом расстоянии от источника. Тестовые расчеты показали очень слабое влияние входящей в (1.9) начальной координаты $x_0 > 1$ на распределения объемного заряда уже на незначительном удалении от ионного источника. Следующее условие постоянства интегрального тока в любом сечении ионной струи использовалось для контроля точности вычислений

$$\int_0^\infty (u + E_x) q dY = 1$$

Исследование влияния ЭГД-взаимодействия на устойчивость ламинарного пограничного слоя должно проводиться в рамках линеаризованных уравнений электрогазодинамики, описывающих эволюцию малых возмущений как газодинамических, так и электрических параметров течения в пограничном слое. Однако оценка этого влияния может быть получена в рамках обычной линейной задачи гидродинамической устойчивости без учета электрических членов. В этом случае влияние ЭГД-взаимодействия на устойчивость пограничного слоя проявляется посредством изменения характеристик основного невозмущенного течения и прежде всего профиля продольной скорости.

Постановка и метод решения линейной задачи гидродинамической устойчивости для сжимаемых течений подробно описаны в [11]. Отметим только, что конечная длина области переходного течения от ламинарного к турбулентному режиму не учитывается и предполагается, что ламинарно-турбулентный переход происходит в некоторой точке, где амплитуда нарастающих в пограничном слое возмущений достигает некоторой заданной величины. Для определения координаты точки перехода используется известный "метод огибающей", в котором находятся максимальные значения инкрементов пространственного нарастания возмущений в каждом рассчитываемом сечении пограничного слоя, и затем рассчитывается интеграл N этих значений вдоль потока. Положение точки перехода в обычном и ЭГД пограничных слоях оценивается при одном и том же заданном значении N .

2. Результаты расчетов. Для численного решения параболической задачи (2) – (8), (11) использовался метод 2-го порядка точности [12]. Расчеты проводились при следующем наборе параметров задачи: $\text{Re} = 10^6$, $M_\infty = 0,1$, $N_0 = 2 \cdot 10^{-4}$, $N_1 = 0,1$, $N_3 = 0,1$,



Фиг. 1. Распределения плотности объемного заряда (а) и индуцированной ЭГД-воздействием скорости (б) в сечениях $Re_x = 1,5 \cdot 10^6, 2 \cdot 10^6, 2,5 \cdot 10^6$ (кривые 1–3)

$E_x = 6, D = 0,2$. Эти значения соответствуют размерным параметрам течения

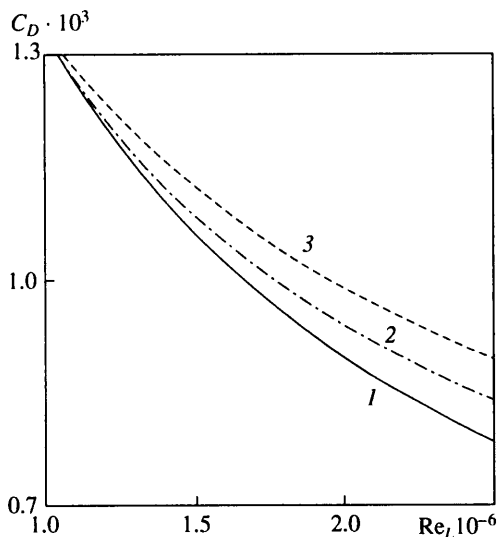
$$u_\infty^* = 30 \text{ м/с}, \quad T_\infty^* = 290 \text{ К}, \quad l^* = 0,6 \text{ м}, \quad b^* = 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с}), \quad E_x^* = 10^6 \text{ В/м},$$

$$I^* = 2 \cdot 10^{-5} \text{ А/м}$$

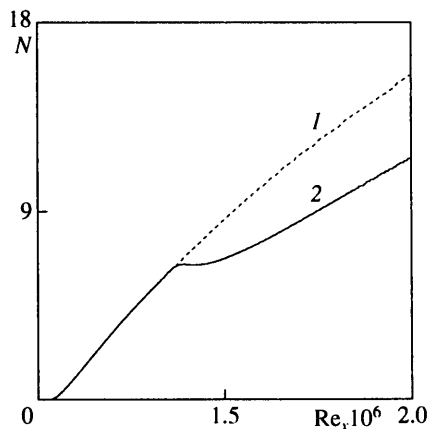
Указанные значения электрического тока и напряженности поля могут быть реализованы в пристеночном коронном разряде [6]. Для данной скорости потока подвижность и коэффициент диффузии ионов считались постоянными.

На фиг. 1, а представлены рассчитанные распределения плотности объемного заряда поперек пограничного слоя в различных его сечениях. Кривые 1–3 соответствуют значениям местного числа Рейнольдса $Re_x = 1,5 \cdot 10^6, 2 \cdot 10^6, 2,5 \cdot 10^6$. Максимальные значения безразмерной плотности заряда достигаются на поверхности пластины и составляют 0,991, 0,961, 0,950 в указанных сечениях. Размерная плотность заряда на стенке при удалении от источника убывает существенно быстрее, как следует из (1.1). При удалении от диэлектрической поверхности плотность заряда резко уменьшается в очень узком пристеночном слое. Под действием собственного электрического поля происходит расширение ионной струи по мере ее распространения вниз по потоку. При этом плотность заряда почти постоянна поперек струи, за исключением достаточно узких пристеночной и внешней областей.

На фиг. 1, б показаны профили скорости, индуцированной ЭГД-воздействием, в тех же сечениях пограничного слоя. Максимальное значение индуцированной скорости довольно быстро возрастает при удалении от ионного источника и затем увеличивается весьма слабо. В исследованном диапазоне изменения местного числа Рейнольдса максимальное значение индуцированной скорости u_{im}^* достигает не многим более 3% скорости набегающего потока, т.е. $u_{im}^* \approx 1 \text{ м/с}$ для указанного выше значения u_∞^* , что заметно меньше достигнутой в экспериментах [6] величины 5 м/с. Это обстоятельство указывает на то, что значения параметров задачи, при которых проведены расчеты, не являются предельно достижимыми при использовании коронного разряда для рассматриваемого воздействия на пограничный слой.



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимости от числа Рейнольдса пластины интегральных коэффициента сопротивления (1), коэффициента трения (2) и коэффициента трения без ЭГД-воздействия (3)

Фиг. 3. Распределения вдоль пластины интеграла максимальных инкрементов нарастания малых возмущений в обычном пограничном слое (1) и с учетом ЭГД-воздействия (2)

В рассматриваемом случае силовое воздействие на обтекаемую пластину складывается из поверхностного трения газа, направленного по потоку, и электростатической силы реакции объемного заряда, действующей на электроды. Последняя направлена против потока, являясь реактивной силой "ионного ветра". Суммарная сила сопротивления пластины $D^*(x^*)$, действующая на нее от передней кромки до некоторого сечения x^* , согласно интегральному уравнению импульса определяется толщиной потери импульса (в н/м)

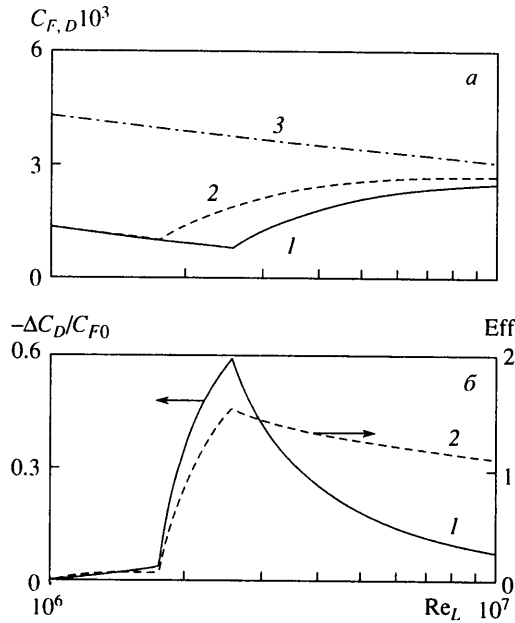
$$D^*(x^*) = \int_0^{\infty} \rho^* u^*(x^*, y^*) [u_{\infty}^* - u^*(x^*, y^*)] dy^* \quad (2.1)$$

Суммарный коэффициент сопротивления пластины длиной L^* в безразмерных переменных (1.1), согласно (2.1), определяется выражением

$$C_D \equiv \frac{2D^*(L^*)}{\rho_{\infty}^* u_{\infty}^{*2} L^*} = 2\theta(L) \text{Re}_L^{-1/2}, \quad \theta = \int_0^{\infty} \rho u(1-u) dY, \quad \text{Re}_L = \frac{\rho_{\infty}^* u_{\infty}^* L^*}{\mu_{\infty}^*} \quad (2.2)$$

На фиг. 2 показаны зависимости от числа Рейнольдса пластины интегральных коэффициентов сопротивления (2.2) (кривая 1), трения (кривая 2) и трения без ЭГД-воздействия (кривая 3). В результате ЭГД-разгона пограничного слоя профиль продольной скорости становится более наполненным и поверхностное трение увеличивается. Но реактивная сила "ионного ветра" по абсолютной величине превосходит возрастание суммарной силы трения, в результате чего полное сопротивление пластины уменьшается. Однако данное снижение полного сопротивления в ламинарном пограничном слое весьма незначительно. Существенный эффект уменьшения сопротивления достигается в случае смещения точки ламинарно-турбулентного перехода вниз по потоку.

На фиг. 3 представлены распределения вдоль пластины интеграла максимальных инкрементов пространственного нарастания малых возмущений в обычном погра-



Фиг. 4. Зависимости от числа Рейнольдса пластины интегральных коэффициентов трения (а), относительного уменьшения суммарного трения (б, кривая 1) и критерия эффективности (б, кривая 2)

ничном слое (кривая 1) и в слое с ЭГД-воздействием (кривая 2). Напомним, что ионный источник расположен в сечении, соответствующем $Re_x = 10^6$, т.е. в области неустойчивости пограничного слоя. Видно, что даже весьма слабое изменение профиля продольной скорости (см. фиг. 1, б) приводит к заметному уменьшению инкрементов нарастания возмущений Толлмина – Шлихтинга и, как следствие, значений параметра их интегрального нарастания N .

В качестве критерия энергетической эффективности ЭГД-метода уменьшения сопротивления пластины длины L^* принимается отношение уменьшения суммарного сопротивления, умноженного на скорость набегающего потока, к электрической мощности, равной произведению интенсивности источника на разность потенциалов между ним и рассматриваемым сечением пограничного слоя.

$$Eff(Re_L) = \frac{\Delta D^* u_\infty^*}{E_x^* L_d^* I^*} = -\frac{\Delta C_D}{2E_x} \frac{Re_L}{\Delta Re} \frac{Re^{1/2}}{N_1}, \quad \Delta C_D = C_D - C_{D0} \quad (2.3)$$

Здесь ΔD^* – уменьшение суммарного сопротивления пластины, L_d^* – расстояние от ионного источника до рассматриваемого сечения пограничного слоя (в этом случае $\Delta Re = Re_L - Re$) или до точки перехода, если это сечение расположено ниже указанной точки (тогда $\Delta Re = Re_{tr} - Re$). Re_{tr} – число Рейнольдса перехода, параметр N_1 определяется выражением (1.6), нижний индекс ноль относится к пограничному слою без ЭГД-воздействия.

Предполагается, что если текущее значение числа Re_L меньше числа Рейнольдса перехода, то объемный заряд релаксирует на конце пластины. В противном случае релаксация заряда происходит в сечении, соответствующем точке ламинарно-турбулентного перехода.

При расчете суммарного коэффициента сопротивления плоской пластины с турбулентным участком пограничного слоя коэффициент трения на этом участке опреде-

ляется из интегрального уравнения импульса с использованием степенного закона Фолкнера [14]

$$\frac{d Re_{\theta}}{d Re_x} = \frac{C_f}{2}, \quad C_f = 0,0131 Re_{\theta}^{-1/6} \quad (2.4)$$

где Re_{θ} – число Рейнольдса, определенное по толщине потери импульса, C_f – локальный коэффициент трения.

Интегрирование (2.4) от передней кромки пластины дает следующие выражения для локального и интегрального коэффициентов трения полностью турбулентного пограничного слоя:

$$C_{fi} = 0,0263 Re_x^{-1/4}, \quad C_{Fi} = 0,0307 Re_L^{-1/4} \quad (2.5)$$

При заданном значении числа Рейнольдса перехода интегрирование (2.4) в предположении, что в точке перехода толщина потери импульса непрерывна, приводит к уравнению:

$$Re_{\theta}^{7/6} - Re_{\theta_{tr}}^{7/6} = 0,00765(Re_x - Re_{tr}) \quad (2.6)$$

где $Re_{\theta_{tr}} = 0,664 Re_{tr}^{1/2}$ для обычного ламинарного пограничного слоя на пластине.

Суммарный коэффициент сопротивления плоской пластины определяется интегрированием (2.6) с учетом уравнения (2.2) для ламинарного участка пограничного слоя

$$C_D = 2\theta Re_L^{-1/2}, \quad Re_L \leq Re_{tr} \quad (2.7)$$

$$C_D = 2\theta_{tr} \frac{Re_{tr}^{1/2}}{Re_L} + \frac{1,998}{Re_L} \{ [Re_{\theta_{tr}}^{7/6} + 0,00765(Re_L - Re_{tr})]^{6/7} - Re_{\theta_{tr}} \}, \quad Re_L > Re_{tr}$$

$$Re_{\theta_{tr}} = Re_{tr}^{1/2} \theta_{tr}$$

где θ_{tr} – значение толщины потери импульса в точке перехода.

Оценка эффективности ЭГД-метода уменьшения трения проведена для положения точки ламинарно-турбулентного перехода, соответствующего значению интеграла инкрементов нарастания возмущений $N = 10$. Согласно фиг. 3, число Рейнольдса перехода в этом случае $Re_{(n)} = 1,76 \cdot 10^6$ и $Re_{tr} = 2,56 \cdot 10^6$ соответственно без и с ЭГД-воздействием на поток.

На фиг. 4, а представлены зависимости интегрального коэффициента сопротивления (2.7) от числа Рейнольдса пластины до значения $Re_L = 10^7$. Кривые 1 и 2 получены для пограничного слоя без ЭГД-воздействия и с воздействием. Для сравнения кривой 3 представлена зависимость (2.5) для полностью турбулентного пограничного слоя. На фиг. 4, б показаны зависимости относительного интегрального уменьшения сопротивления пластины (кривая 1) и критерия эффективности (кривая 2), определяемых выражениями (2.3). Видно, что параметр эффективности Eff существенно меньше единицы при полностью ламинарном обтекании пластины, т.е. уменьшение сопротивления только за счет тяги "ионного ветра" является энергетически невыгодным. В свою очередь при $Re_L > Re_{tr}$ достигается $Eff > 1$ при весьма значительном относительном уменьшении полного сопротивления пластины. Оптимизация рассматриваемого метода позволяет надеяться на дальнейшее повышение его эффективности.

Заключение. Электрогазодинамический метод уменьшения аэродинамического сопротивления, основанный на затягивании ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя, позволяет получить заметное (до 60%) относительное снижение сопротивления при умеренных энергетических затратах. Этот метод может быть реализован при воздействии на пограничный слой коронным разрядом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 99-01-00404).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cain T., Boyd D.* Electroaerodynamics and the effect of an electric discharge on cone/cylinder drag at Mach 5 // AIAA Paper. 1999. № 602. 13 p.
2. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
3. *Malik M.R., Weinstein L.M., Hussaini M.Y.* Ion wind drag reduction // AIAA Paper. 1983. № 231. 10 p.
4. *Khahiry S., Colver G.* Drag reduction by DC corona discharge along an electrically conductive plate for small Reynolds number flow // Phys. Fluids. 1997. V. 9. № 3. P. 587–599.
5. *Курячий А.П.* Распространение ионной струи вблизи диэлектрической поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 174–180.
6. *Касьянов В.А.* Исследование ЭГД-течений с приложением к задачам управления пограничным слоем и преобразования энергии. Дис. ... докт. техн. наук. Киев: Киев. ин-т инж. гражд. авиации, 1970. 604 с.
7. *Курячий А.П.* О затягивании перехода пограничного слоя электрогидродинамическим методом // ПММ. 1985. Т. 49. Вып. 1. С. 107–114.
8. *Казаков А.В., Курячий А.П.* Влияние электрогазодинамического воздействия на развитие малых возмущений в пограничном слое на тонком профиле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 25–33.
9. *Курячий А.П.* Униполярная струя, создаваемая ионным источником на пластине // Учен. зап. ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 3. С. 128–131.
10. *Ушаков В.В.* О кинетике накопления поверхностного заряда и граничных условиях в электрогидродинамике // Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики. Киев: Киев. ин-т инж. гражд. авиации, 1968. Вып. 3. С. 103–113.
11. *Ушаков В.В.* Распространение ионной струи вдоль диэлектрической поверхности при $R_\delta \ll 1$ // Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики. Киев: Киев. ин-т инж. гражд. авиации, 1970. Вып. 6. С. 104–119.
12. *Malik M.R., Orszag S.A.* Efficient computation of the stability of three-dimensional compressible boundary layer // AIAA Paper. 1981. № 1227. 13 p.
14. *Денисенко О.В., Провоторов В.П.* Исследование течений вязкого газа при умеренных числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ. 1985. Вып. 2269. С. 111–127.
15. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973. 847 с.

Москва

Поступила в редакцию
16.III.2000