

УДК 532.526.2:537.3

© 2007 г. А.П. КУРЯЧИЙ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ИСПОЛНИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ПОСТОЯННОГО ТОКА

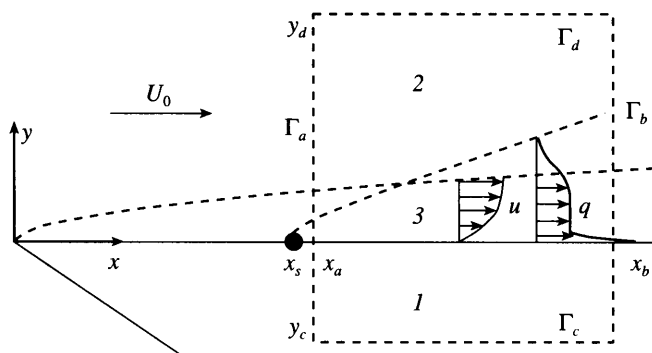
Предложена полуэмпирическая модель электрогидродинамического исполнительного элемента, функционирующего на основе коронного разряда постоянного тока. Модель основана на расчете электрического поля и униполярной ионной струи, генерируемой расположенным на поверхности диэлектрической пластины линейным ионным источником и распространяющейся вдоль пластины в ламинарном пограничном слое. Интенсивность ионного источника и разность потенциалов на электродах исполнительного элемента задаются из эксперимента. На основе этой модели получены оценки скорости, индуцированной электрогидродинамическим воздействием в ламинарном пограничном слое на плоской пластине. Сравнение результатов расчетов с опубликованными экспериментальными данными подтверждает адекватность предложенной модели. В рамках данной модели исследовано влияние адсорбционных свойств диэлектрической поверхности на распределения объемного и поверхностного электрического заряда в пограничном слое.

Ключевые слова: ламинарный пограничный слой, диэлектрическая пластина, униполярная ионная струя, электрогидродинамический исполнительный элемент, моделирование.

В связи с интенсивно развивающейся технологией микроэлектромеханических систем в последние годы вновь возрос интерес к исследованию возможностей применения электрических разрядов различных типов в качестве исполнительных элементов указанных систем [1–6]. Большой объем исследований по использованию коронного разряда в аэродинамических приложениях был выполнен еще в 60-х годах прошлого века [7]. Предполагается, что исполнительные элементы, функционирующие на основе воздействия на течение газа электростатических сил, перспективны для использования в активных системах управления ламинарно-турбулентным переходом пограничного слоя, отрывом и присоединением газового потока, характеристиками устойчивости и эволюции когерентных структур в различных течениях.

В исследованиях указанных устройств преобладает экспериментальный подход. В то же время теоретическая проработка данной проблемы явно недостаточна, что связано, в первую очередь, со сложностью исследуемых физических процессов. Актуальность разработки математических моделей рассматриваемых систем управления течениями газа обусловлена как необходимостью более глубокого понимания физики протекающих в них процессов, так и большим количеством параметров, определяющих эти процессы. Экспериментальные параметрические исследования, как правило, более дорогостоящие, чем численные, а измерение и контроль некоторых параметров может быть проблематичным.

С точки зрения аэродинамических приложений, коронный разряд постоянного тока имеет как преимущества, так и недостатки по сравнению с широко используемым в электрогидродинамических исполнительных элементах диэлектрическим барьерным разрядом [5]. Детальное теоретическое моделирование исполнительных элементов, функционирующих на основе коронного разряда, которое основано на учете всех нестационарных процессов ионизации и рекомбинации в воздухе, – очень сложная проблема, еще требующая своего решения [8].



Фиг. 1. Схема моделируемого электрогидродинамического пограничного слоя

Теоретическое моделирование коронного разряда в газовом потоке на основе решения краевых задач электрогидродинамики с расчетом его вольт-амперных характеристик выполнено лишь для простейших конфигураций электродов [9]. Сложность моделирования исполнительного элемента, функционирующего в пограничном слое, даже в рамках уравнений электрогидродинамики униполярно заряженной среды (без рассмотрения кинетики процессов ионизации–рекомбинации) обусловлена прежде всего необходимостью учета дальнего действия электрического поля, которое распространяется на расстояния, существенно превышающие размеры интересующей области течения. Другая трудность связана с наличием диэлектрической поверхности, адсорбирующей из потока электрический заряд, который оказывает существенное влияние на распределение электрического поля. В этой связи представляется актуальной разработка приближенных математических моделей, позволяющих при относительно низких затратах вычислительных ресурсов рассчитывать с приемлемым уровнем достоверности распределения гидродинамических и электрических параметров течения, необходимые, например, для теоретического анализа влияния электрогидродинамического взаимодействия на устойчивость пограничного слоя и возможность затягивания ламинарно-турбулентного перехода.

В настоящей работе на основе сопоставления с опубликованными экспериментальными данными оценивается возможность описания исполнительных элементов постоянного тока в рамках полуэмпирической модели, основанной на развитии предложенной ранее относительно простой модели униполярной ионной струи, генерируемой линейным ионным источником и распространяющейся вблизи обтекаемой газом диэлектрической поверхности в однородном внешнем электрическом поле [10].

1. Постановка задачи. Моделируется электрогидродинамический исполнительный элемент, исследованный экспериментально в [5] и представляющий собой плоскую диэлектрическую пластину толщиной 4 мм, на закругленной передней кромке которой установлен проволочный электрод (анод). На расстоянии $l = 38$ мм от анода параллельно ему на поверхности пластины заподлицо установлен пластинчатый катод. Пластина обтекается воздушным потоком со скоростью U_0 .

Экспериментальная конфигурация, использованная в [5], заменяется рассмотрением обтекания плоской пластины с острой передней кромкой, на которой находится начало декартовой системы координат (x, y) (фиг. 1). Упрощенная модель рассматриваемого электрогидродинамического течения основана на замене прианодной области разряда, в которой вследствие процессов ионизации возникают электроны и положительные ионы, линейным источником ионов нулевого размера, расположенным на пластине на расстоянии x_s от ее передней кромки. Интенсивность источника I и разность потенциа-

лов между электродами φ_0 задаются из вольт-амперной характеристики разряда, полученной в эксперименте.

Расчет реального распределения электрического поля, реализуемого в эксперименте, требующий знания геометрии и электрических потенциалов всех проводников, находящихся относительно близко к исследуемой области пространства, не представляется возможным. Поэтому в предлагаемой математической модели область расчета ограничивается четырьмя плоскостями $\Gamma_a, \Gamma_b, \Gamma_c, \Gamma_d$ (фиг. 1), на которых задаются модельные граничные условия для электрического потенциала. Предполагается, что как толщина вязкого пограничного слоя, так и толщина ионной струи δ_i в рассматриваемой области течения много меньше расстояния между вертикальными плоскостями $x_b - x_a = l$. В этом случае область течения газа можно разделить на невязкую незаряженную область 2 и область пограничного слоя и ионной струи 3. Рассматривается также область 1 внутри пластины, имеющей относительную диэлектрическую проницаемость ϵ_w .

Внешняя задача. В масштабе $x \sim l, y \sim l$, характерном для областей 1 и 2, ионная струя с плотностью объемного заряда q имеет нулевую толщину и эквивалентна поверхностному заряду с эффективной плотностью

$$\sigma_v(x) = \int_0^{\infty} q(x, y) dy.$$

Распределение электрического потенциала φ в областях 1 и 2 находится из решения краевой задачи

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 \tag{1.1}$$

$$\varphi_i(x_a, y) = \varphi_0 \exp\left(-A_i \frac{y^2}{l^2}\right), \quad \varphi_i(x_b, y) = 0, \quad i = 1, 2$$

$$\varphi_1(x, y_c) = \varphi_1(x_a, y_c) \frac{x_b - x}{l}, \quad \varphi_2(x, y_d) = 0 \tag{1.2}$$

$$\varphi_1(x, 0) = \varphi_2(x, 0), \quad \epsilon_w \frac{\partial \varphi_1}{\partial y}(x, 0) - \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}(x, 0) = \frac{\sigma_s + \sigma_v}{\epsilon_0}$$

Здесь индексы 1 и 2 обозначают соответствующую область, σ_s – плотность заряда, адсорбированного поверхностью пластины из ионной струи, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума. Коэффициенты A_1 и A_2 характеризуют степень убывания электрического потенциала при удалении от анода и являются параметрами математической модели. Другой параметр модели – расстояние от поверхности пластины y_c плоскости Γ_c . Значение координаты y_d плоскости Γ_d задается достаточно большим. Распределения истинного и эффективного поверхностных зарядов $\sigma_s(x)$ и $\sigma_v(x)$, входящие в (1.2), находятся из решения задачи в области 3.

Внутренняя задача. В указанной области рассматривается система стационарных уравнений электрогидродинамики униполярно заряженной несжимаемой жидкости

$$\nabla \mathbf{V} = 0, \quad (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = \frac{1}{\rho} q \mathbf{E} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{V} \tag{1.3}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad \nabla \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0}, \quad \nabla \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = (\mathbf{V} + b \mathbf{E}) q - D \nabla q \tag{1.4}$$

Здесь $\mathbf{V} = (u, v)$ – вектор скорости газа, $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ – вектор напряженности электрического поля, \mathbf{j} – вектор плотности электрического тока, ρ – плотность газа, p – статическое давление, ν – коэффициент кинематической вязкости газа, b и D – коэффициенты подвижности и диффузии ионов.

Из первого уравнения (1.4) получим оценку изменения E_x -компоненты напряженности электрического поля поперек ионной струи $\Delta E_x \sim \Delta E_y \delta_i / l$, где изменение E_y -компоненты поля вдоль струи порядка ее характерного значения и оценивается из второго уравнения (1.3) как $\Delta E_y \sim E_y \sim q \delta_i / \epsilon_0$. Характерное значение продольной компоненты напряженности поля вблизи поверхности пластины определяется максимальной разностью потенциалов вертикальных плоскостей Γ_a и Γ_b , т.е. $E_x \sim E_0 = \varphi_0 / l$. Следовательно, относительное изменение E_x -компоненты напряженности поля поперек струи оценивается как

$$\frac{\Delta E_x}{E_0} \sim \frac{q \delta_i^2}{\epsilon_0 E_0 l} = \frac{b E_0 q \delta_i \delta_i}{b \epsilon_0 E_0^2 l} \sim N \frac{\delta_i}{l}, \quad N = \frac{I}{b \epsilon_0 E_0^2} \quad (1.5)$$

Если параметр N удовлетворяет условию $N \leq O(1)$, то при сделанном предположении $\delta_i / l \ll 1$ можно пренебречь изменением продольной компоненты напряженности электрического поля поперек струи и задавать ее из решения внешней задачи как $E_x(x) = -\partial \varphi(x, 0) / \partial x$.

Наличие E_y -компоненты напряженности поля ведет к возникновению в пограничном слое поперечного градиента давления $\partial p / \partial y \sim q E_y$. Так как на внешней границе пограничного слоя давление постоянно и равно давлению набегающего потока, его перепад поперек слоя с учетом характерного значения E_y оценивается как $\Delta p \sim (q \delta_i)^2 / \epsilon_0$. Изменение объемной силы $q E_y$ и соответственно величины Δp вдоль пластины приводит к возникновению продольного градиента давления $\partial p / \partial x \sim \Delta p / l$, отношение которого к характерному значению продольной объемной силы оценивается как

$$\frac{\partial p}{\partial x} \frac{1}{q E_0} \sim \frac{q \delta_i^2}{\epsilon_0 E_0 l} \sim N \frac{\delta_i}{l}$$

Таким образом, с той же точностью, что и в (1.5), можно пренебречь градиентом давления, индуцированным в пограничном слое электростатическими силами.

Применяя стандартную процедуру параболизации к уравнениям (1.3)–(1.4), получим краевую задачу в области $\bar{\Omega}$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{1}{\rho} q E_x \quad (1.6)$$

$$(u + b E_x) \frac{\partial q}{\partial x} + (v + b E_y) \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{b q^2}{\epsilon_0} = D \frac{\partial^2 q}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial E_y}{\partial y} = \frac{q}{\epsilon_0} - \frac{d E_x}{dx} \quad (1.7)$$

$$y = 0: u = v = 0, \quad b E_y q - D \frac{\partial q}{\partial y} = 0, \quad E_y = -\epsilon_w \frac{\partial \varphi_1}{\partial y}(x, 0) + \frac{\alpha}{\epsilon_0} q \quad (1.8)$$

$$y = y_e: u = U_0, \quad q = 0 \quad (1.9)$$

Предпоследнее условие (1.8) означает отсутствие электрического тока на поверхности диэлектрической пластины. Последнее условие (1.8) связывает нормальную компоненту напряженности поля в области течения с напряженностью поля в пластине и заря-

дом на ее поверхности $\sigma_s = \alpha q(x, 0)$. Здесь используется простейшая модель [11], согласно которой в стационарном режиме плотность поверхностного заряда пропорциональна плотности объемного заряда у поверхности, а коэффициент α определяется адсорбционными свойствами диэлектрической поверхности. В предлагаемой постановке этот коэффициент является параметром модели, а оценка его влияния на эффект электрогидродинамического воздействия на пограничный слой – одна из целей данного исследования.

Для уравнений параболического типа (1.6)–(1.7) кроме граничных условий (1.8)–(1.9) необходимо задать и начальные условия в сечении x_a . Для скорости газа в качестве начального задается профиль Блазиуса. В малой окрестности ионного источника, который расположен на обтекаемой поверхности, скорость газа мала, и можно пренебречь конвективным переносом заряда по сравнению с дрейфовым. В этом случае распределение объемного заряда описывается “диффузионным” приближением [12], которое и используется в качестве начального условия

$$q(x_a, y) = I(\pi b D E_x \Delta x)^{1/2} \exp\left(-\frac{b E_x y^2}{4 D \Delta x}\right), \quad \Delta x = x_a - x_s \quad (1.10)$$

Распределение (1.10) удовлетворяет очевидному условию

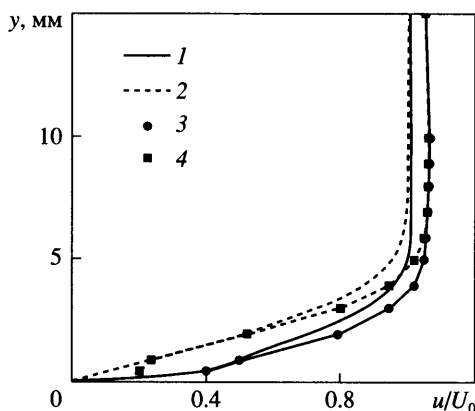
$$\int_0^{\infty} b E_x q dy = I$$

Для обоснованности использования этого начального условия при немалых значениях электрического числа Рейнольдса $Re_e = U_0/bE_0$ необходимо, чтобы толщина ионной струи, определяемая распределением (1.10), была существенно меньше толщины пограничного слоя в начальном сечении. Этому условию можно удовлетворить за счет выбора достаточного малого значения величины Δx . Например, в проведенных ниже расчетах влияние начального условия (1.10) было очень незначительным при $\Delta x/l < 0.05$.

Метод решения. Численное решение сформулированной задачи осуществлялось методом последовательных приближений. На первой итерации решается задача (1.1)–(1.2) при $\sigma_s = \sigma_v = 0$. Полученное распределение $E_x = -\partial\phi(x, 0)/\partial x$ используется для задания первого приближения для интегрального объемного заряда $\sigma_v(x) = I/bE_x$. Снова решается задача (1.1)–(1.2). Новые распределения E_x и $\partial\phi_1(x, 0)/\partial x$ применяются в решении задачи (1.6)–(1.10), и находятся функции $\sigma_s(x)$, $\sigma_v(x)$, которые используются на следующей итерации при решении задачи (1.1)–(1.2). Затем снова решается задача (1.6)–(1.10). Расчеты показали, что при приведенных ниже параметрах задачи решение устанавливается после 15–20 итераций.

2. Результаты расчетов. Для оценки адекватности описанной выше модели в проведенных расчетах задавались параметры течения и разряда, соответствующие экспериментальным условиям [5]. Скорость набегающего потока составляла $U_0 = 14$ м/с, интенсивность ионного источника $I = 6 \cdot 10^{-4}$ А/м определялась по приведенной в [5] вольт-амперной характеристике разряда при разности потенциалов между электродами $\phi_0 = 31.4$ кВ. Значение подвижности положительных ионов задавалось при атмосферном давлении $b = 1.4 \cdot 10^{-4}$ м²/В · с, а коэффициент диффузии рассчитывался по формуле Эйнштейна $D = bkT/e$, где k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, $T = 290$ К – температура газа.

Об адекватности рассматриваемой математической модели можно судить на основе сравнения расчетных и приведенных в [5] экспериментальных распределений скорости, индуцированной разрядом в пограничном слое. Для корректности такого сравнения необходимо, чтобы в расчетах и эксперименте были близки параметры по крайней мере невозмущенного электрогидродинамическим воздействием пограничного слоя и преж-



Фиг. 2. Профили скорости в пограничном слое на расстоянии 20 мм от ионного источника с разрядом (1, 3) и без него (2, 4); 3, 4 – эксперимент [5]

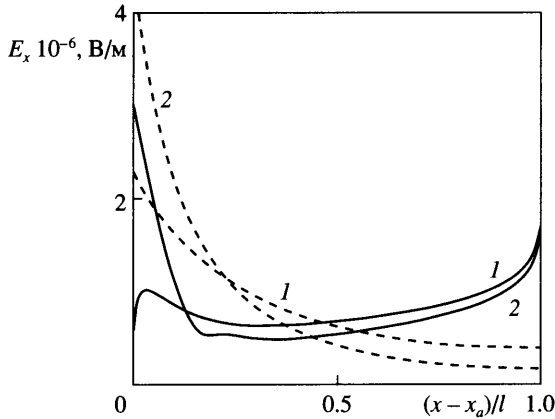
де всего его толщина. Очевидно, что пограничный слой, формирующийся в эксперименте на достаточно толстой пластине с закругленной передней кромкой, существенно отличается от теоретически моделируемого слоя на пластине с острой кромкой в отсутствие продольного градиента давления. С целью максимального нивелирования этого различия расчет пограничного слоя в рамках модели (1.1)–(1.2) осуществлялся с использованием эффективного расстояния начала расчетной области течения x_a , определенно-го следующим образом.

В [5] приведен лишь один профиль скорости невозмущенного пограничного слоя, измеренный на расстоянии $x = 20$ мм от передней кромки пластины. Согласно представленным данным, толщина пограничного слоя в этом сечении составляет $y_e \approx 10$ мм (фиг. 2). Задавая значение переменной Блазиуса, соответствующее внешней границе пограничного слоя $Y_e \approx y_e(U_0/\nu x)^{1/2} = 8$, получим оценку эффективной координаты указанного сечения $x/l \approx 40$, поэтому в качестве координаты начального расчетного сечения задавалось $x_a/l = 39$.

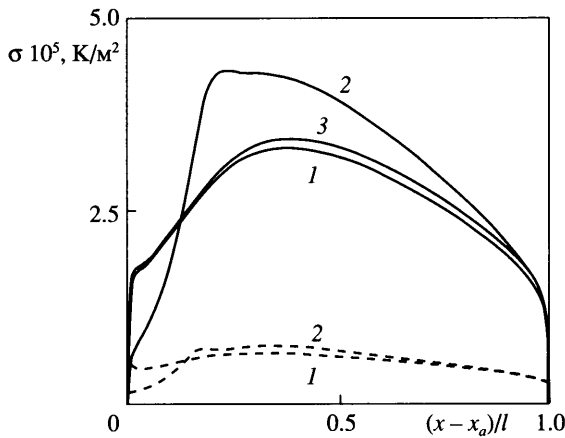
Путем введения эффективной координаты начального сечения x_a удалось добиться хорошего согласования толщины пограничного слоя в указанном сечении (фиг. 2). То, что в эксперименте безразмерная скорость на внешней границе пограничного слоя выходит на значение $u_e \approx 1.05$, говорит о наличии разгона во внешнем невязком потоке вплоть до рассматриваемого сечения.

В проведенных расчетах были фиксированы значения двух геометрических параметров рассматриваемой модели: $y_c = 0.5l$, $y_d = 2l$. Было рассмотрено влияние коэффициентов затухания потенциала $A_{1,2}$, входящих в граничные условия (1.1), при их одинаковых значениях $A_1 = A_2 = A$. Для оценки влияния параметра α , характеризующего адсорбционные свойства поверхности, экспериментальное определение которого проблематично, были проведены расчеты при двух его значениях, различающихся на порядок.

Продольная составляющая напряженности поля E_x наряду с плотностью объемного заряда определяет результат воздействия исполнительного элемента на пограничный слой. На распределение этой компоненты напряженности поля значительное влияние оказывает заряд ионной струи. В отсутствие ионной струи при всех значениях параметра затухания потенциала A напряженность поля монотонно убывает вниз по потоку (фиг. 3). Максимальное значение E_x , которое достигается в начальном сечении, растет при увеличении параметра A . Появление положительного заряда на границе областей 1 и 2 приводит к снижению продольной составляющей напряженности поля вблизи грани-



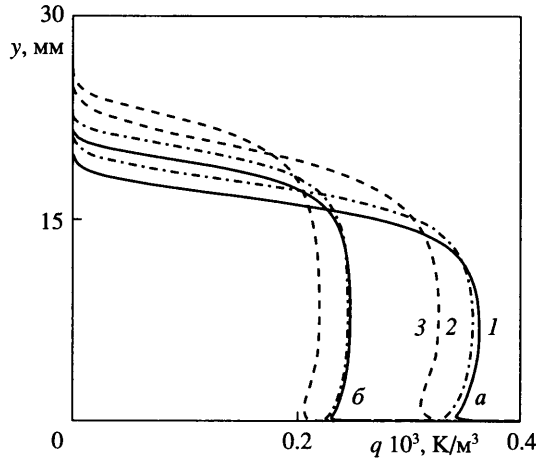
Фиг. 3. Распределения продольной компоненты напряженности электрического поля в пограничном слое при коэффициенте убывания потенциала $A = 5$ и 20 (1, 2). Штриховые кривые – расчет без ионной струи



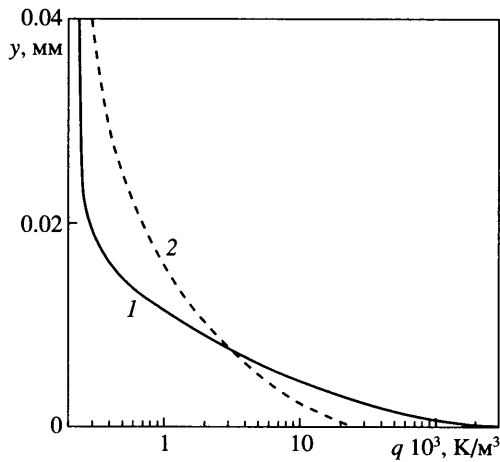
Фиг. 4. Распределения поверхностного (сплошные) и интегрального объемного заряда (штриховые) на пластине при $A = 5, 20$ и $\alpha = 10^{-4}$ м (1, 2), $A = 5$ и $\alpha = 10^{-3}$ м (3)

цы с положительным потенциалом Γ_a и к ее увеличению вблизи границы с нулевым потенциалом Γ_b . Влияние параметра затухания потенциала A существенно лишь на коротком начальном участке $(x - x_a)/l < 0.15$. На большей части межэлектродного промежутка распределение потенциала в плоскости Γ_a слабо влияет на распределение E_x .

Поскольку в рассматриваемом случае значения электрического числа Рейнольдса во всем промежутке между электродами невелики ($U_0/bE_x < 0.25$), вклад конвективной составляющей в электрический ток в ионной струе незначителен. Поэтому интегральный объемный заряд в каждом сечении струи примерно обратно пропорционален значению напряженности разгоняющего электрического поля (фиг. 4). Учет влияния поверхностного заряда, адсорбируемого из ионной струи диэлектриком, на распределение электрического поля принципиально важен, поскольку его значения примерно в 5 раз превышают значения интегрального объемного заряда (фиг. 4). Именно поэтому актуальна оценка влияния адсорбционных свойств диэлектрической поверхности на электрические параметры рассматриваемого течения.



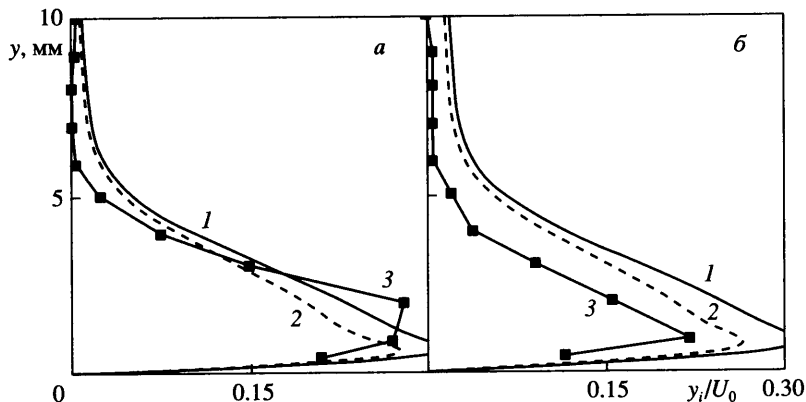
Фиг. 5. Распределения объемного заряда в пограничном слое на расстоянии 20 мм (а) и 30 мм (б) от ионного источника, обозначения кривых как фиг. 4



Фиг. 6. Распределения объемного заряда в пристеночной области на расстоянии 30 мм от ионного источника при $\alpha = 10^{-4}$ (1) и 10^{-3} (2)

В рамках модели $\sigma_s = \alpha q(x, 0)$ зависимость поверхностного заряда от коэффициента α очень слабая (фиг. 4). Вследствие этого незначительно влияние этого параметра и на распределения напряженности разгоняющего поля E_x , интегральный объемный заряд, а также на вертикальную компоненту напряженности поля вне пограничного слоя. Коэффициент α существенно влияет на величину вертикальной компоненты напряженности поля на поверхности пластины внутри ионной струи, которая уменьшается по абсолютной величине примерно в 3 раза при увеличении значения α на порядок. Однако это значительное изменение вертикальной компоненты напряженности поля на поверхности диэлектрика почти не влияет на плотность объемного заряда в основной области ионной струи, приводя к незначительному изменению ее толщины (фиг. 5).

Влияние коэффициента α ограничено узким приповерхностным слоем, в котором возникают значительные градиенты плотности объемного заряда (фиг. 6). При увеличении коэффициента α на порядок значение объемного заряда у поверхности диэлек-



Фиг. 7. Профили относительной индуцированной скорости на расстояниях 20 мм (а) и 30 мм (б) от ионного источника при $\alpha = 10^{-4}$ м, $A = 5$ (1) и 20 (2), 3 – эксперимент [5]

трика уменьшается также почти на порядок. В результате величина поверхностного заряда возрастает незначительно. Вместе с тем это небольшое увеличение поверхностного заряда, как было отмечено выше, ведет к заметному уменьшению по абсолютной величине вертикальной компоненты напряженности поля на поверхности пластины, вследствие чего существенно снижается дрейфовая составляющая электрического тока, направленного к поверхности диэлектрика. Дрейфовый ток должен компенсироваться диффузионным током, направленным от поверхности. Уменьшение диффузионного тока достигается за счет снижения градиента плотности объемного заряда на поверхности, которое обеспечивается уменьшением плотности заряда вблизи нее.

Таким образом, условие отсутствия электрического тока на диэлектрической поверхности определяет механизм саморегулирования объемного заряда вблизи поверхности и является причиной слабого влияния ее адсорбционных свойств на величину поверхностного заряда.

Результат электрогидродинамического воздействия на пограничный слой заметно зависит от параметра модели A . При возрастании значения этого параметра происходит уменьшение как напряженности разгоняющего поля E_x на основном участке ионной струи (фиг. 3), так и плотности объемного заряда в ней. Поскольку интегральный ток в ионной струе постоянен, одновременное уменьшение продольной компоненты напряженности поля и плотности объемного заряда сопровождается увеличением толщины струи (фиг. 5). В результате при увеличении параметра A уменьшаются значения индуцированной разрядом скорости в пограничном слое (фиг. 7). Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными (фиг. 2, 7) показывает, что за счет выбора параметров предложенной полуэмпирической модели можно получить удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных результатов.

Заключение. На основе полуэмпирической модели униполярно заряженной ионной струи, генерируемой линейным источником ионов и распространяющейся во внешнем электрическом поле вблизи диэлектрической поверхности, выполнены расчеты параметров электрогидродинамического ламинарного пограничного слоя на плоской пластине. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что предложенная модель удовлетворительно описывает результат воздействия исполнительного элемента, функционирующего на основе коронного разряда постоянного тока, на ламинарный пограничный слой. Указанную модель можно использовать, например, в теоретических оценках влияния исполнительных элементов постоянного тока на устойчивость ламинарного пограничного слоя.

Заряд, осаждаемый на поверхность диэлектрической пластины из ионной струи, оказывает существенное влияние на распределение электрического поля как в пластине, так и в области течения. В рамках предложенной модели величина поверхностного заряда слабо зависит от адсорбционных свойств диэлектрической поверхности, которые почти не влияют на распределения скорости, индуцируемой в пограничном слое.

Автор признателен А.Б. Ватажину за плодотворное обсуждение проблемы и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 04-01-00228), Государственной программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-4272.2006.1) и Международного научно-технического центра (№ 2633).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *El-Khabiry S., Colver G.* Drag reduction by DC corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow // *Phys. Fluids*. 1997. Vol. 9. № 3. P. 587–599.
2. *Mendes R.V., Dente J.* Boundary-layer control by electric fields // *J. Fluids Engng.* 1998. Vol. 120. № 3. P. 626–629.
3. *Roth J.R., Sherman D.M., Wilkinson S.P.* Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma // *AIAA Journal*. 2000. Vol. 38. № 7. P. 1166–1172.
4. *Corke T.C., Jumper E.J., Post M.L., Orlov D., McLaughlin T.E.* Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices // *AIAA Paper*. 2002. № 0350. 9 p.
5. *Ariana G., D'Adamo J., Leger L., Moreau E., Touchard G.* Flow control with electrohydrodynamic actuators // *AIAA Journal*. 2002. Vol. 40. № 9. P. 1773–1779.
6. *Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Fisher J.C.* Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator // *AIAA Paper*. 2004. № 844. 2004. 8 p.
7. *Касьянов В.А.* Исследование ЭГД-течений с приложением к задачам управления пограничным слоем и преобразования энергии: Дис. ... д-ра техн. наук. Киев: Киев. ин-т инж. гражд. авиации, 1970. 604 с.
8. *Mateo-Velez J.C., Thivet F., Rogier F., Quinio G., Degond P.* Numerical modelling of corona discharges and their interaction with aerodynamics // *Europ. Conf. Aerospace Sci. (EUCAS)*, Moscow, 2005, Russia. 7 p.
9. *Ватажин А.Б., Грабовский В.И., Лихтер В.А., Шульгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.
10. *Курячий А.П.* Униполярная струя, создаваемая ионным источником на пластине // *Учен. зап. ЦАГИ*. 1991. Т. 22. № 3. С. 128–131.
11. *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.
12. *Ушаков В.В.* Распространение ионной струи вдоль диэлектрической поверхности при $Re_e \ll 1$ // *Некоторые вопросы аэродинамики и электрогидродинамики*. Киев: Киев. ин-т инж. гражд. авиации, 1970. Вып. 6. С. 104–119.