

УДК 532.526.2:538.4

© 2006 г. А. П. КУРЯЧИЙ

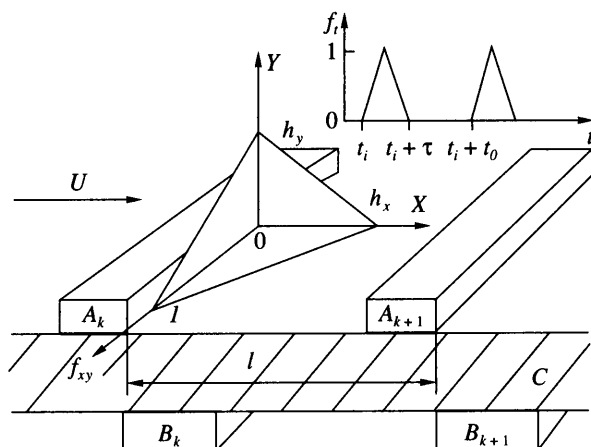
## ВЛИЯНИЕ НА ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ИСТОЧНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ, МОДЕЛИРУЮЩЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ БАРЬЕРНЫЙ РАЗРЯД

Проведено теоретическое моделирование нестационарного импульсно-периодического воздействия приповерхностного электрического разряда на ламинарный пограничный слой на плоской пластине. Влияние разряда оценивалось в рамках численного решения краевой задачи для нестационарного двумерного сжимаемого ламинарного пограничного слоя с дополнительными членами в уравнениях сохранения импульса и энергии, моделирующими силовое и тепловое воздействие разряда на течение газа, с учетом градиента давления поперек пограничного слоя, индуцированного соответствующей компонентой объемной силы. Оценено влияние некоторых параметров сформулированной задачи на индуцированную разрядом скорость газа в пограничном слое.

*Ключевые слова:* ламинарный пограничный слой, диэлектрический барьерный разряд, электрогидродинамический исполнительный элемент.

В настоящее время одним из интенсивно развивающихся направлений исследований в механике жидкостей, газа и плазмы является изучение возможностей использования приповерхностных электрических разрядов различных типов для управления течением газа. Обширная библиография по возможным аэродинамическим приложениям устройств, функционирующих на основе электрических разрядов и оказывающих силовое или тепловое воздействие на течение газа (электрогидродинамических исполнительных элементов), приведена, например, в [1]. По-видимому, наибольшее внимание различными группами исследователей уделяется изучению таких устройств, в которых используется емкостной разряд переменного напряжения порядка нескольких киловольт с частотами порядка 1–10 кГц [1–7], за которым в зарубежной литературе устоялось название диэлектрический барьерный разряд.

В указанных исследованиях основное внимание уделяется экспериментальным методам, что связано, прежде всего, со сложностью изучаемого явления. В свою очередь, теоретическая проработка и интерпретация изучаемых процессов значительно отстает от количества уже полученных экспериментальных данных. Несмотря на то, что в настоящее время отсутствует единое представление даже о физических механизмах разряда данного типа [1, 3, 6, 7], предпринимаются попытки численного моделирования физических процессов в нем [8], а также индуцируемого им течения газа [9], правда, пока для простейшего случая разряда в гелии. Не ставя под сомнение важность данного направления исследований, отметим, что корректный учет всех существенных физических процессов, протекающих в диэлектрическом барьерном разряде в воздухе, весьма сложная задача, еще требующая своего решения. Кроме того, проведение численных параметрических исследований влияния электрических разрядов на течение воздуха на основе решения полной сопряженной задачи электрогазодинамики потребует больших вычислительных ресурсов. Поэтому для оценки эффектов воздействия разрядов на течение газа применяют упрощенный подход, основанный на введении в уравнения Навье – Стокса членов, моделирующих объемные электрогидродинамические силы [4, 7, 10].



Фиг. 1. Схема расположения электродов и распределения интенсивности источников в пространстве  $f_{xy}(X, Y)$  и времени  $f_i(t)$

Ввиду отсутствия в настоящее время надежной теоретической модели диэлектрического барьерного разряда указанные силы моделируются приближенно. Поэтому для оценки воздействия разряда на достаточно протяженных участках обтекаемой поверхности при большом количестве расположенных на ней электрогидродинамических исполнительных элементов представляется целесообразным еще более упростить задачу, чтобы значительно сократить время расчетов при проведении параметрических исследований.

В настоящей работе исследование влияния некоторых параметров диэлектрического барьерного разряда на течение газа выполнено в рамках приближенного нестационарного двумерного пограничного слоя с источниковыми членами в уравнениях импульса и энергии, моделирующими силовое и тепловое воздействие разряда.

**1. Постановка задачи.** Исполнительные элементы, функционирующие на основе емкостного разряда, могут иметь различную конфигурацию, определяемую типом течения, которое должно индуцировать такое устройство [2, 6]. Здесь рассматривается обтекание воздушным потоком со скоростью  $U$  плоской пластины с острой передней кромкой, на поверхности которой на расстоянии  $L$  от кромки поперек набегающего потока установлен ряд плоских электродов  $A$  с шагом  $l$  (фиг. 1). Под обтекаемой поверхностью диэлектрической пластины  $C$  параллельно внешним электродам  $A$  со смещением вниз по потоку расположены электроды противоположной полярности  $B$ . При такой конфигурации электродов плазма разряда образуется преимущественно в окрестности нижних по потоку кромок электродов  $A$ , индуцируя течение газа в направлении набегающего потока.

Согласно экспериментальным данным [2–4, 11], в зависимости от геометрии электродов, а также величины, формы и частоты подаваемого на них напряжения разряд может развиваться в пространстве и времени различным образом. Соответственно и распределения источников объемных сил и тепловыделения, а следовательно, и индуцированная разрядом скорость газа также зависит от указанных параметров [3, 4]. Тем не менее в [4] на основе использования очень упрощенной теоретической модели и анализа экспериментальных данных сделан вывод о том, что объемные электростатические силы, возникающие в разряде, максимальны вблизи нижней по потоку кромки внешнего электрода.

Воздействие электрогидродинамического исполнительного элемента на течение газа в рамках модели сплошной среды определяется распределениями плотностей объемных

сил  $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$  и источников энерговыделения  $Q = (\mathbf{j}\mathbf{E})$ , где  $q$  – плотность объемного заряда,  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности электрического поля,  $\mathbf{j}$  – вектор плотности электрического тока. Предварительное качественное моделирование емкостного разряда, выполненное нами на основе численного решения краевой задачи электростатики и упрощенной модели кинетики, в которой в процессах ионизации-рекомбинации участвуют только молекулы воздуха, электроны и положительные ионы, также подтверждает выводы [4]. Кроме того, предварительные расчеты, проведенные в рамках указанной модели, показали, что максимальное значение компоненты объемной силы, направленной к диэлектрической поверхности, примерно на порядок превосходит максимальное значение компоненты, направленной вдоль поверхности.

В настоящей работе при моделировании объемных источников силового и теплового воздействия разряда учитываются отмеченные выше его особенности. Пространственно-временное распределение указанных источников вблизи каждого электрода  $A$  задается в виде

$$F_{x,y}(t, X, Y) = F_{x_0,y_0} f_t(t) f_{xy}(X, Y) \quad (1.1)$$

$$Q(t, X, Y) = \frac{12E_p}{\tau h_x h_y} f_t(t) f_{xy}(X, Y) \quad (1.2)$$

$$f_t(t) = 2t'/\tau, \quad 0 \leq t' \equiv t - t_i \leq \tau/2$$

$$f_t(t) = 2(1 - t'/\tau), \quad \tau/2 \leq t' \leq \tau; \quad f_t(t) = 0, \quad \tau \leq t' \leq t_0$$

$$f_{xy}(X, Y) = 1 - \frac{X}{h_x} - \frac{Y}{h_y}, \quad 0 \leq X \leq h_x, \quad 0 \leq Y \leq h_y \left(1 - \frac{X}{h_x}\right) \quad (1.3)$$

Здесь  $(X, Y)$  – координаты отдельного источника с началом на задней кромке внешнего электрода, как показано на фиг. 1,  $h_x$  и  $h_y$  – масштабы источника в  $X$ - и  $Y$ -направлениях соответственно,  $t_i$  – время начала  $i$ -го импульса ( $t_1 = 0$ ),  $\tau$  – длительность каждого импульса,  $t_0$  – промежуток времени между двумя последовательными импульсами,  $F_x$  и  $F_y$  – компоненты объемной силы в направлении осей  $X$  и  $Y$  соответственно,  $F_{x_0} > 0$  и  $F_{y_0} < 0$  – их экстремальные значения,  $Q$  – мощность энерговыделения в единице объема,  $E_p$  – энергия импульса на единицу длины электрода  $A$ . Вид функций  $f_t$  и  $f_{xy}$  показан на фиг. 1.

Поскольку в разряде при рассматриваемых значениях температуры и давления происходит возбуждение колебательных степеней свободы молекул газа, в рассмотрении учитывается релаксация колебательной энергии. Используется модель модовой кинетики [12], в рамках которой протекание процесса колебательной релаксации определяется одной переменной – средней колебательной энергией молекул на единицу массы газа  $\epsilon$ . Уравнение сохранения колебательной энергии с учетом диффузионного переноса в простейшем приближении Эйкена [13] имеет вид

$$\rho \frac{d\epsilon}{dt} - \nabla(\rho D \nabla \epsilon) = rQ - \rho \frac{\epsilon - \epsilon_0(T)}{\tau_{VT}}, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \quad (1.4)$$

Здесь  $\rho$  – плотность газа,  $D$  – коэффициент самодиффузии,  $\epsilon_0(T)$  – равновесное значение колебательной энергии для данной поступательной температуры газа  $T$ ,  $\tau_{VT}$  – эффективное время колебательной релаксации,  $\mathbf{V}$  – вектор скорости газа. В релаксационном уравнении (1.4) помимо энергообмена между колебательными и поступательными степенями свободы учитывается также энергоклад разряда в колебательную энергию, моделируемый первым членом в правой части этого уравнения, где  $Q$  – суммарная мощ-

ность энерговыделения в единице объема газа, а коэффициент  $0 < r < 1$  определяет долю этой мощности, поступающей в колебательные степени свободы. Соответственно часть суммарной мощности разряда, равная  $(1 - r)Q$ , выделяется непосредственно в виде тепла. Значение коэффициента  $r$  зависит как от типа электрического разряда, так и от параметров среды и, прежде всего, давления газа. Определение значений этого коэффициента при заданных параметрах среды является самостоятельной весьма сложной задачей. В рамках рассматриваемой здесь постановки задачи коэффициент  $r$  считается одним из ее параметров.

В декартовой системе координат  $(x, y)$ , начало которой расположено на передней кромке обтекаемой газом пластины, ось  $x$  направлена вдоль ее поверхности параллельно вектору скорости набегающего потока, а ось  $y$  – перпендикулярно обтекаемой поверхности, система уравнений и краевых условий нестационарного сжимаемого пограничного слоя с учетом членов, моделирующих влияние разряда, имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \rho h \quad (1.5)$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + F_x, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = F_y \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial y} \right) + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + (1 - r)Q + \rho \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_{VT}} \quad (1.7)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + rQ - \rho \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_{VT}} \quad (1.8)$$

$$t = 0: \quad (u, v) = (u, v)_0, \quad p = p_e, \quad h = h_0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0 \quad (1.9)$$

$$y = 0: \quad u = v = 0; \quad y = y_e: \quad u = U, \quad p = p_e, \quad h = h_e, \quad \varepsilon = \varepsilon_e \quad (1.10)$$

При оценке теплового воздействия разряда на пограничный слой рассматриваются два предельных случая. В первом учитывается конечное значение теплоемкости обтекаемой пластины на единицу площади  $C_w$ , а сама поверхность считается некаталитической. Граничные условия для энтальпии и колебательной энергии при этом имеют вид

$$y = 0: \quad C_w \frac{\partial h}{\partial t} = \lambda \frac{\partial h}{\partial y}, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0 \quad (1.11)$$

Во втором случае поверхность пластины считается теплоизолированной и каталитической. Граничные условия имеют вид

$$y = 0: \quad \frac{\partial h}{\partial y} = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_w \quad (1.12)$$

где  $\varepsilon_w$  – равновесное значение колебательной энергии при температуре поверхности. В первом из рассматриваемых вариантов тепловое воздействие разряда будет минимальным, а во втором – максимальным.

В краевой задаче (1.5)–(1.12)  $t$  – время,  $(u, v)$  – компоненты вектора скорости вдоль осей  $(x, y)$ ,  $p$  – давление,  $h = c_p T$  – энтальпия газа,  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении,  $\gamma = 1,4$  – показатель адиабаты воздуха,  $\mu$  и  $\lambda$  – коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности газа, определяемые известными соотношениями Сазерленда,  $Pr = 0,72$  – число Прандтля,  $Sc = 0,9$  – число Шмидта.

В начальных условиях (1.9) нижним индексом 0 обозначены значения параметров течения, соответствующие стационарному пограничному слою без силового и теплового

воздействия разряда, а нижний индекс  $e$  в (1.9), (1.10) обозначает значения параметров на внешней границе пограничного слоя. В настоящей работе рассматривается случай относительно низких температур набегающего потока и обтекаемой поверхности  $T \sim 300$  К. Поэтому равновесные значения  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_e$  и  $\epsilon_w$  принимаются равными нулю.

Особенность краевой задачи (1.5)–(1.11) – учет поперечного градиента давления в пограничном слое, компенсирующего объемную силу, направленную к поверхности обтекаемой пластины. Вязкий и конвективные члены в уравнении импульса в направлении оси  $y$  не учитываются на основании следующих оценок отношений этих членов к характерному значению поперечной объемной силы:

$$C_v \equiv \frac{\mu}{F_y} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \propto \frac{1}{\text{ShRe}t_0} \frac{\tau l F_{x0}}{h_y F_{y0}}, \quad C_t \equiv \frac{\rho}{F_y} \frac{\partial v}{\partial t} \propto \frac{F_{x0} h_y}{F_{y0} h_x}$$

$$C_c \equiv \frac{\rho u}{F_y} \frac{\partial v}{\partial x} \propto \frac{1}{\text{Sh}t_0} \frac{\tau h_y F_{x0}}{l F_{y0}}$$

где  $\text{Sh} = l/Ut_0$  – характерное число Струхала задачи,  $\text{Re} = \rho Ul/\mu$  – число Рейнольдса. Предполагается, что значения параметров задачи удовлетворяют условиям  $|C_v| \ll 1$ ,  $|C_t| \ll 1$ ,  $|C_c| \ll 1$ .

**2. Оценка параметров задачи.** Характерные значения параметров сформулированной краевой задачи, при которых выполнены расчеты, соответствуют условиям планируемых экспериментальных исследований в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе. Неизменными параметрами задачи являются температура газа  $T_e = 290$  К, статическое давление  $p_e = 750$  Тор, расстояние от передней кромки пластины до первого источника  $L = 0.5$  м, расстояние между источниками  $l = 0.01$  м, число источников  $N_s = 10$ , размеры каждого источника  $h_x = 5$  мм и  $h_y = 0.5$  мм, эффективное время колебательной релаксации  $\tau_{VT} = 10^{-3}$  с.

В большинстве рассчитанных вариантов использовались экстремальные значения компонент объемной силы, которые оценивались следующим образом:

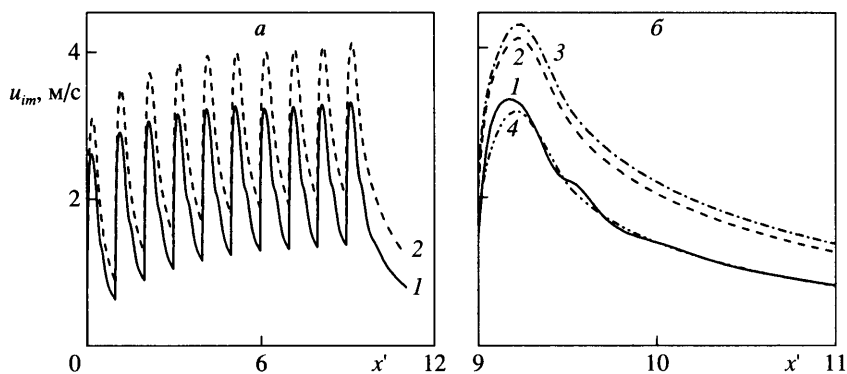
$$\begin{aligned} E_{x0} &= 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}, & E_{y0} &= -E_{x0} h_x / h_y, & q &= \epsilon_0 E_{x0} / h_x \\ F_{x0} &= q E_{x0} = 1.59 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^3, & F_{y0} &= q E_{y0} = -1.59 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^3 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Эти значения  $F_{x0}$ ,  $F_{y0}$  по порядку величины соответствуют результатам предварительного численного моделирования емкостного разряда, о котором упоминалось выше.

При оценке влияния частоты разряда  $f_0$  на течение газа учитывалось изменение длительности импульсов при изменении частоты. Согласно экспериментальным данным [3, 11], при гармонической форме подаваемого на электроды напряжения  $\Phi(t) = \Phi_0 \cos(2\pi f_0 t)$  разряд зажигается тогда, когда модуль производной  $\Phi'_t \equiv \partial\Phi/\partial t$  достигает определенного значения и гаснет при достижении этой производной нуля. Предположим, что при фиксированной геометрии электродов моменту зажигания разряда  $t_1$  соответствует определенная величина производной напряжения  $|\Phi'_t|_1 = 2\pi f_0 \Phi_0 \sin(2\pi f_0 t_1)$ . Разряд гаснет в момент  $t_2 = 1/(2f_0)$ . Тогда зависимость относительной длительности импульса от частоты определяется выражением

$$\tau'(f_0) \equiv 1 - \frac{t_1}{t_2} = 1 - \frac{1}{\pi} \arcsin \frac{|\Phi'_t|_1}{2\pi f_0 \Phi_0} \quad (2.2)$$

**3. Результаты расчетов.** Были проведены расчеты с целью выяснения качественного влияния некоторых параметров сформулированной задачи на индуцированную разрядом скорость газа в пограничном слое. Сначала были фиксированы значения объемных



Фиг. 2. Распределения вдоль пластины максимальной индуцированной скорости газа при частотах  $f_0 = 1, 2$  и  $3$  кГц и соответствующих им значениях  $\tau' = 0.601, 0.843, 0.897$  (кривые 1–3); при  $f_0 = 3$  кГц и  $\tau' = 0.601$  (кривая 4)

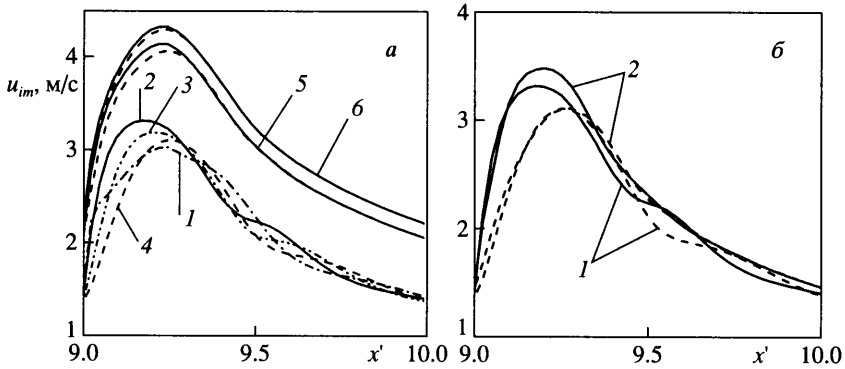
сил (2.1), энергия импульса  $E_p = 0$ , скорость набегающего потока  $U = 40$  м/с, чему соответствует значение числа Рейнольдса  $Re = 2.672 \cdot 10^4$ . При частоте разряда  $f_0 = 1$  кГц, чему соответствует период повторения импульсов  $t_0 \equiv 0.5/f_0 = 5 \cdot 10^{-4}$  с, была задана относительная длительность импульса  $\tau' = 0.6$ . В этом случае при других значениях частоты, согласно (2.2), относительная длительность импульсов рассчитывается по формуле  $\tau' = 1 - \arcsin(0.95 \cdot 10^3/f_0)/\pi$ . Таким образом, рассмотренным ниже значениям частоты  $f_0 = 1, 2, 3$  кГц (или числа Струхала  $Sh = 0.5, 1, 1.5$ ) соответствуют относительные длительности импульсов  $\tau' = 0.601, 0.843, 0.897$ .

В каждом варианте расчеты проводились для такого количества импульсов, при котором решение во всей рассматриваемой области течения выходило на периодический по времени режим, что контролировалось по распределениям вдоль пластины максимальной индуцированной скорости. Количество импульсов, необходимых для выхода решения на указанный режим, зависит от числа Струхала, возрастая от 50 до 120 при увеличении  $Sh$  от 0.5 до 1.5.

Сначала рассмотрим влияние частоты и относительной длительности импульсов на индуцированную в пограничном слое скорость газа. Фигура 2, а отражает результат воздействия на пограничный слой всех десяти источников, а на фиг. 2, б показаны распределения скорости в окрестности 10-го источника. По оси абсцисс отложено безразмерное расстояние  $x' = (x - L)/l$  от начала первого источника.

Отметим существенную неоднородность максимального значения скорости газа, индуцированной объемными источниками. Согласно фиг. 2, б, максимальная индуцированная скорость достигает наибольшего значения примерно в середине последнего источника, а затем достаточно медленно уменьшается на дистанции, соответствующей нескольким промежуткам между источниками. Такое немонотонное поведение максимума индуцированной скорости наблюдается и в экспериментах [3, 4].

Фигура 2, а демонстрирует также эффект “насыщения” максимальной индуцированной скорости при увеличении числа источников, которое достигается тем быстрее, чем эта скорость меньше. Этот результат качественно согласуется с данными экспериментов [14], в которых максимальная индуцированная скорость выходила на асимптотическое значение за восьмым электродом. Характерные значения индуцированной скорости, измеренные в [14], достаточно близки к показанным на фиг. 2. Отмеченный эффект “насыщения” индуцированной скорости указывает на необходимость оптимизации



Фиг. 3. Распределения максимальной индуцированной скорости: *а* – при частоте  $f_0 = 1$  кГц в моменты времени  $t_1 = t_i + 0.5\tau$ ,  $t_2 = t_i + \tau$ ,  $t_3 = t_i + 0.5(\tau + t_0)$  и  $t_4 = t_i + t_0$  (кривые 1–4); при  $f_0 = 2$  и 3 кГц (кривые 5 и 6) в моменты  $t_2$ ,  $t_4$ ; *б* –  $f_0 = 1$  кГц,  $U = 40$  м/с (кривые 1) и 20 м/с (кривые 2) в моменты  $t_2$  (сплошные кривые) и  $t_4$  (штриховые кривые)

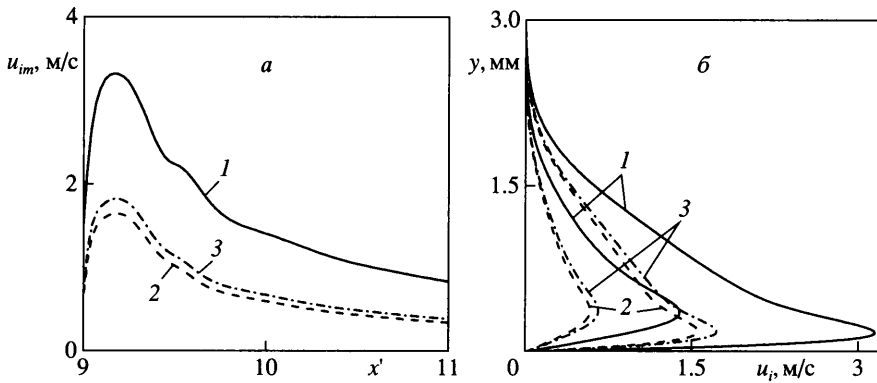
параметров единичного электрогидродинамического исполнительного элемента с целью достижения максимально возможных значений индуцированной скорости.

Увеличение частоты импульсов при сохранении их относительной длительности почти не влияет на индуцированную скорость за источником (фиг. 2, б, кривые 1, 4). Если же увеличение частоты сопровождается возрастанием относительной длительности импульсов, то происходит увеличение среднего по времени интегрального импульса сил, воздействующих на пограничный слой, и, как следствие, эффект воздействия источников на течение возрастает, что отражают кривые 1–3. Таким образом, наблюдаемое в экспериментах [14] возрастание индуцированной скорости газа при увеличении частоты разряда и постоянном напряжении объясняется, по-видимому, увеличением относительного времени горения разряда в течение его периода.

Другим существенным эффектом увеличения частоты импульсов является уменьшение пульсаций индуцированной скорости, под которыми подразумеваются ее максимальные изменения в течение периода импульса (фиг. 3). Кривые 1–4 на фиг. 3, а демонстрируют, что при  $f_0 = 1$  кГц ( $Sh = 0.5$ ) пульсации скорости между двумя последовательными импульсами, по крайней мере, в районе источника весьма значительны, причем наибольшие значения скорости достигаются непосредственно по окончании импульса. Пары кривых 5 и 6, соответствующих моментам времени  $t_2$  и  $t_4$ , в которых различие индуцированной скорости максимально, демонстрируют, что при увеличении частоты до  $f_0 \geq 2$  кГц ( $Sh \geq 1$ ) индуцированная скорость практически перестает зависеть от времени.

Вместе с тем увеличение значения числа Струхала за счет уменьшения скорости набегающего потока при фиксированной частоте импульсов не приводит к заметному уменьшению максимальных пульсаций скорости над источником, но снижает относительно слабые пульсации за ним (фиг. 3, б). Незначительная зависимость пульсаций индуцированной скорости от числа Струхала при постоянной частоте импульсов, демонстрируемая фиг. 3, б, позволяет сделать вывод о том, что на пульсации индуцированной скорости так же, как и на ее максимальные значения, определяющее влияние оказывает относительная длительность импульсов  $\tau'$  – чем она больше, тем меньше пульсации. Физическое объяснение этого эффекта достаточно очевидно: чем больше значение  $\tau'$ , тем ближе режим течения к квазистационарному.

Эффект снижения пульсаций индуцированной скорости при увеличении относительной длительности импульсов может иметь важное значение, например, при использовании емкостного разряда для управления устойчивостью пограничного слоя.



Фиг. 4. Максимальная индуцированная скорость (а) и профили индуцированной скорости в сечениях  $x' = 9.25, 10$  (б) при  $E_{x0} = 3 \cdot 10^6$  и  $2 \cdot 10^6$  В/м (кривые 1 и 2), распределении источников (3.1) (кривые 3)

Далее рассматривается влияние интенсивности и пространственного распределения объемных силовых источников на индуцированную скорость газа при фиксированных скорости потока  $U = 40$  м/с и частоте импульсов  $f_0 = 1$  кГц. Кривые 1 и 2 на фиг. 4 демонстрируют, что уменьшение напряженности электрического поля  $E_{x0}$  в 1.5 раза ведет к уменьшению индуцированной скорости более чем в 2 раза. Этот результат достаточно очевиден, поскольку в настоящей постановке задачи в соответствии с (2.1) интенсивности источников пропорциональны  $E_{x0}^2$ . Несмотря на то, что объемные силы сосредоточены в относительно узкой пристеночной области при  $y \leq 0.5$  мм, за счет вязкости их влияние распространяется на всю толщину пограничного слоя.

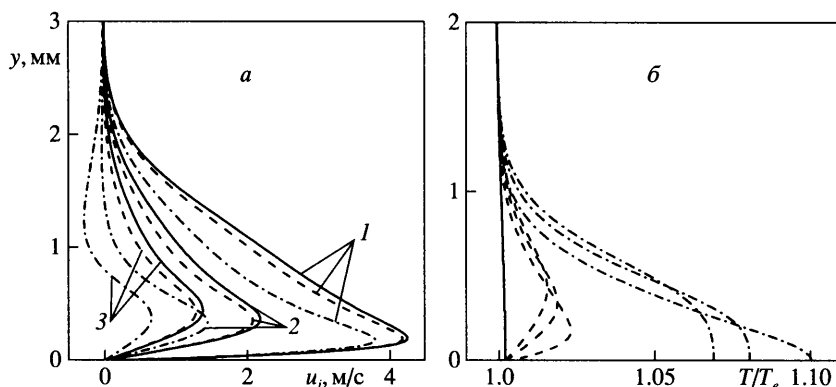
Для оценки влияния вертикальной объемной силы был выполнен расчет при параметрах, соответствующих кривым 1 на фиг. 4, однако вместо пространственного распределения (1.3) для объемной силы  $F_y$  использовалось распределение

$$f_{xy}(X, Y) = \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{Y}{h_y} \right), \quad 0 \leq X \leq h_x, \quad 0 \leq Y \leq h_y \quad (3.1)$$

При этом распределении интегральный импульс вертикальной объемной силы остается таким же, как и при (1.3), однако отсутствует ее градиент вдоль потока. При рассмотренном соотношении  $|F_{x0}/F_{y0}| = 0.1$  вклад продольной объемной силы в индуцированную скорость составляет примерно половину (фиг. 4, кривые 3). Практически такой же результат был получен и в отсутствие вертикальной объемной силы. Таким образом, влияние направленной к обтекаемой поверхности объемной силы  $F_y < 0$  на течение в пограничном слое весьма существенно в случае возникновения отрицательного продольного градиента давления, индуцированного этой силой, что имеет место при  $\partial F_y / \partial x > 0$ .

Оценка теплового воздействия разряда на течение в пограничном слое получена при частоте  $f_0 = 3$  кГц и характерном значении мощности энерговыделения каждого источника 20 Вт/м, взятом из [1]. Значение энергии, выделяемой в каждом импульсе и входящей в выражение (1.2), в этом случае  $E_p = 3.33 \cdot 10^{-3}$  Дж/м. Расчеты выполнены при коэффициенте разделения энергии  $r = 0.5$ . В расчете варианта некаталитической поверхности было задано значение входящей в граничное условие (1.11) теплоемкости пластины  $C_w = 10^3$  Дж/(м<sup>2</sup> К).





Фиг. 5. Профили индуцированной скорости (а) и температуры газа (б) в сечениях  $x' = 9.25, 10, 11$  (кривые 1–3) при  $E_p = 0$  (сплошные кривые), на некаталитической поверхности (штриховые кривые), на теплоизолированной каталитической поверхности (штрихпунктирные кривые)

За рассчитанное количество импульсов  $N_{\max} = 120$  некаталитическая поверхность вследствие конечной теплоемкости не успевает заметно прогреться (фиг. 5, б). При этом максимальное повышение температуры газа, достигаемое примерно над серединой источника, не превышает 2.5%, т.е.  $7^\circ\text{C}$ . Влияние столь слабого нагрева газа на индуцированную скорость, естественно, незначительно.

В другом предельном случае теплоизолированной каталитической поверхности повышение ее температуры достигает 10% над источником и 7% в сечении  $x' = 11$ . Такое повышение температуры приводит к заметному уменьшению индуцированной скорости газа  $u_i$ , особенно на достаточном удалении от источника, где наблюдаются даже отрицательные значения  $u_i$  (фиг. 5, а). Появление отрицательных значений индуцированной скорости объясняется оттеснением линий тока от обтекаемой поверхности вследствие уменьшения плотности газа из-за нагрева.

Представленные результаты, хотя и относятся к предельным случаям, указывают на необходимость учета теплового влияния диэлектрического барьерного разряда, особенно при околосвуковых скоростях обтекания и более значительном энерговыделении в разряде, реализованном, например, в [5] при частоте порядка 100 кГц.

**Заключение.** Проведено расчетное параметрическое исследование нестационарного воздействия пространственно-временной источниковой структуры, моделирующей приповерхностный емкостной разряд, на ламинарный пограничный слой. Показано, что максимальная индуцированная разрядом скорость газа в пограничном слое при увеличении числа электродов выходит на предельные значения. Возрастание предельных значений индуцированной скорости при увеличении частоты разряда связано, по-видимому, с увеличением относительной длительности горения разряда. С возрастанием частоты разряда и относительной его длительности уменьшаются значения пульсаций индуцированной скорости. В увеличении продольной скорости газа в пограничном слое заметную роль может играть направленная к обтекаемой поверхности компонента объемной силы при наличии ее градиента вдоль потока. Тепловое воздействие разряда ведет к уменьшению индуцированной скорости газа.

Автор признателен А.Б. Ватажину и В.С. Галкину за полезное обсуждение проблемы и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-01-00228) и Государственной программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1984.2003.1).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Roth J.R., Dai X., Rahel J., Sherman D.M. The physics and phenomenology of paraelectric one-atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP™) actuators for aerodynamic flow control // AIAA Paper. 2005. № 0781. 11 p.
2. Jukes T.N., Choi K-S., Johnson G.A., Scott S.J. Turbulent boundary-layer control for drag reduction using surface plasma // AIAA Paper. 2004. № 2216. 11 p.
3. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., Corke T.C. Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator. Plasma morphology // AIAA Journal. 2004. V. 42. № 3. P. 589–594.
4. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., Corke T.C., Post M., Haddad O. Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator. Geometric effects // AIAA Journal. 2004. V. 42. № 3. P. 595–604.
5. Leonov S., Yarantsev D., Kuryachii A., Yuriev A. Study of friction and separation control by surface plasma // AIAA Paper. 2004. № 512. 8 p.
6. Roth J.R., Sherman D.M., Wilkinson S.P. Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma // AIAA Journal. 2000. V. 38. № 7. P. 1166–1172.
7. Shyy W., Jayaraman B., Andersson A. Modeling of glow discharge induced fluid dynamics // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 11. P. 6434–6443.
8. Massines F., Rabehi A., Decomps P., Gardi R.B., Segur P., Mayoux C. Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 6. P. 2950–2957.
9. Roy S., Gaitonde D.V. Modeling surface discharge effects of atmospheric RF on gas flow control // AIAA Paper. 2005. № 160. 9 p.
10. Corke C., Jumper E.J., Post M.L., Orlov D. Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices // AIAA Paper. 2002. № 350. 9 p.
11. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Fischer J.C. Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator // AIAA Paper. 2004. № 844. 8 p.
12. Физико-химические процессы в газовой динамике. Справочник. Т. 2: Физико-химическая кинетика и термодинамика / Под ред. Г.Г.Черного и С.А.Лосева. М.: Науч.-издат. центр механики МГУ, 2002. 368 с.
13. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 510 с.
14. Roth J.R., Madhan R.C.M., Yadav M., Rahel J., Wilkinson S.P. Flow field measurements of paraelectric, peristaltic, and combined plasma actuators based on the one atmosphere uniform glow discharge plasma (OAUGDP™) // AIAA Paper. 2004. № 0845. 11 p.

Москва

Поступила в редакцию  
31.V.2005