

УДК 532.5

ЛОКАЛИЗОВАННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЕДИНИЧНЫМИ МИКРОРАЗРЯДАМИ В ПЛАЗМЕННОМ АКТУАТОРЕ

М. В. Устинов*, И. М. Попов**, И. В. Селивонин***, И. А. Моралев***

* Центральный аэрогидродинамический институт, 140181 Жуковский, Россия

** Московский энергетический институт, 111250 Москва, Россия

*** Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия
E-mails: ustinov@tsagi.ru, mr@list1.ru, inock691@ya.ru, morler@mail.ru

Проведено экспериментально-теоретическое исследование возмущений, порождаемых в пограничном слое на пластине единичными микроразрядами в плазменном актуаторе, действие которого основано на диэлектрическом барьерном разряде. Показано, что возмущения в ближнем поле за актуатором можно интерпретировать как нестационарные полосчатые структуры, которые по мере увеличения расстояния от него трансформируются в веер нарастающих волн Толлмина — Шлихтинга. Также показано, что длина переходной зоны, в которой преобладают возмущения первого типа, аномально большая и достигает значения порядка 100 толщин вытеснения пограничного слоя. Это следует учитывать при анализе паразитных стохастических возмущений, создаваемых плазменными актуаторами, применяемыми для управления ламинарно-турбулентным переходом.

Ключевые слова: плазменный актуатор, пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход.

DOI: 10.15372/PMTF20220401

Введение. Создание актуаторов для управления пограничным слоем имеет большое значение для разработки активных методов затягивания ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП). При увеличении скорости потока требования к частоте воздействия и пространственному разрешению источников возмущения увеличиваются. Одной из альтернатив механическим методам управления являются плазменные актуаторы — устройства на основе газовых разрядов, принцип действия которых связан с созданием в потоке областей объемного тепловыделения и действия пондеромоторных сил. Наибольшее распространение получили плазменные актуаторы на основе диэлектрического барьерного разряда (ДБР).

Плазменный актуатор на основе ДБР состоит из двух плоских электродов, разделенных диэлектриком. Внешний электрод располагается заподлицо с обтекаемой поверхностью, внутренний изолирован. При подаче на электроды переменного напряжения между внешним (коронирующим) электродом и поверхностью диэлектрика возникает газовый

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 20-79-10372).

© Устинов М. В., Попов И. М., Селивонин И. В., Моралев И. А., 2022

разряд, который в воздухе при атмосферном давлении реализуется в виде единичных локализованных в пространстве факелов (микроразрядов). Время существования такого микроразряда составляет $10 \div 100$ нс. Влияние актуатора на поток обусловлено тепловыделением, а также кулоновской силой, действующей на униполярный ионный заряд, оставшийся после распада плазмы микроразряда.

Плазменные актуаторы на основе ДБР широко исследуются с целью их использования для управления ламинарно-турбулентным переходом [1]. В работах [2–7] показано затягивание ЛТП с помощью модификации профиля скорости в двумерном пограничном слое, в [8] реализован метод прямого подавления искусственных волн неустойчивости в этом слое за счет модуляции высокочастотного напряжения, питающего разряд. Применять ДБР для затягивания ЛТП на стреловидном крыле путем уменьшения скорости поперечного течения в пограничном слое предложено в теоретических работах [9, 10], в экспериментальных работах [11–13] это предложение реализовано. Плазменные актуаторы использовались также для подавления роста немодальных возмущений, инициирующих переход при повышенной степени турбулентности потока [14].

Одной из проблем, выявленных в работах [7, 14, 15] при использовании плазменных актуаторов для управления ЛТП, является достаточно высокий уровень стохастических нестационарных возмущений, генерируемых при горении разряда. Гидродинамический шум актуатора обусловлен блужданием микроразрядов по кромке электрода [15]. Предполагается, что одиночный микроразряд вызывает импульсное локализованное возбуждение пограничного слоя. Широкополосные гидродинамические пульсации, наблюдаемые вниз по потоку за плазменным актуатором, формируются в результате сложения волновых пакетов, генерируемых отдельными микроразрядами.

Поскольку длительность микроразряда значительно меньше характерных значений времени процессов в пограничном слое, спектральный состав возбуждающей силы, создаваемой единичным микроразрядом, незначительно отличается от спектра белого шума. При этом реальный спектр возбуждения при значениях частоты порядка нескольких кГц определяется динамикой блуждания микроразряда по кромке электрода.

В настоящей работе проведено экспериментальное и численное исследование возмущений, порождаемых в пограничном слое на плоской пластине единичными микроразрядами. С помощью метода корреляционной термоанемометрии визуализирован отклик пограничного слоя на тональное возбуждение разрядом в узкой секции коронирующего электрода. На основе модельных представлений о структуре объемной силы, разработанных ранее для локализованной группы микроразрядов [16], выполнено численное моделирование эволюции возмущений в пограничном слое. Полученная в результате расчета структура возмущений в ближнем поле хорошо согласуется со структурой, полученной в эксперименте.

1. Методика визуализации возмущений, вызванных единичным микроразрядом. Эксперимент выполнялся на установке Д-2 Объединенного института высоких температур РАН, представляющей собой малую аэродинамическую трубу незамкнутого типа с рабочей частью квадратного сечения размером 100×100 мм и длиной 600 мм. Актуатор располагался на верхней поверхности плоской пластины, имеющей длину 400 мм и толщину 10 мм и установленной горизонтально между боковыми стенками рабочей части вдоль ее оси симметрии. Передняя кромка пластины имела форму полуэллипса с отношением осей $6 : 1$. Расстояние от передней кромки до актуатора равно 200 мм. Скорость потока составляла 33 м/с, уровень турбулентности, измеренной на высоте 20 мм над актуатором, равен 0,25 %. Схема эксперимента, а также положение и размеры актуатора показаны на рис. 1.

Разряд генерировался в классической поверхностной асимметричной схеме. Актуатор состоял из алюминиевого коронирующего электрода, изготовленного из фольги толщиной

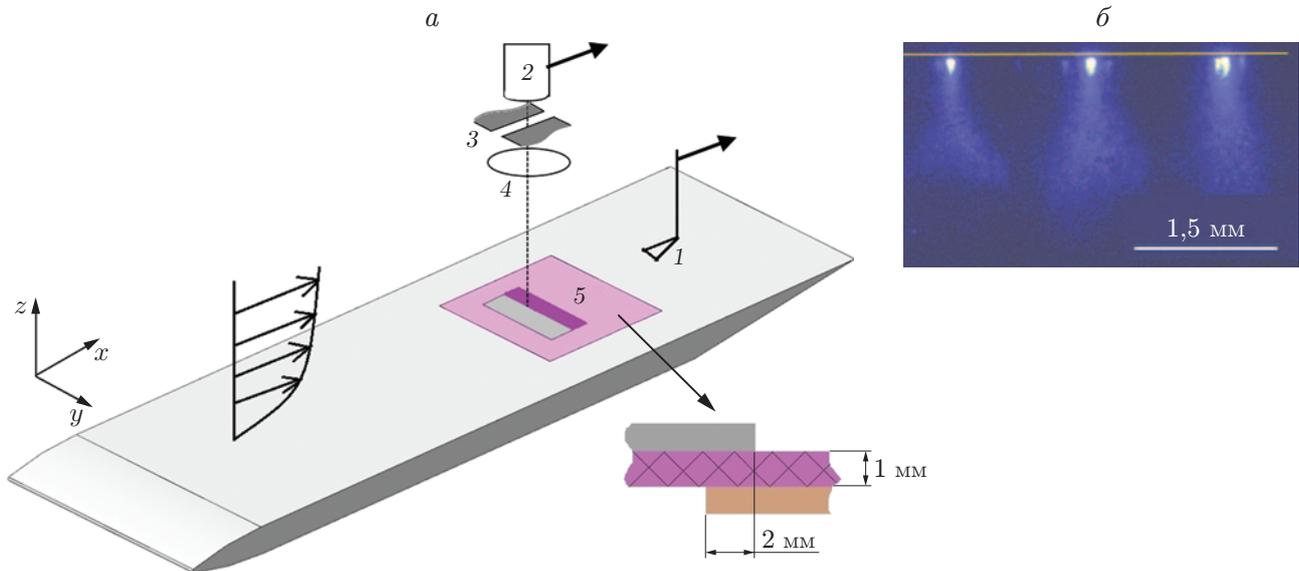


Рис. 1. Схема экспериментального исследования возмущений, вызванных единичными микрорядами (а), и фотография разряда при экспозиции 100 нс (б): 1 — датчик термоанемометра, 2 — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), 3 — щель, 4 — объектив, 5 — актуатор

20 мкм, диэлектрической пластины из керамики марки ВК-94 толщиной 1 мм и внутреннего электрода, расположенного в теле модели. Разряд создавался на нижней по потоку кромке коронирующего электрода и питался синусоидальным напряжением с частотой 87 кГц и амплитудой 3,2 кВ. Характерная мощность, вкладываемая в разряд, составляла не более 230 Вт на участке электрода длиной 1 м.

Для измерения возмущений в пограничном слое использовался термоанемометр постоянной температуры с датчиком Dantec шириной 1 мм и диаметром нити 5 мкм, который работал при значении коэффициента перегрева 0,8. Профили средней скорости и ее пульсаций в пограничном слое, измеренные при наличии разряда и в его отсутствие, приведены на рис. 2. Видно, что в обоих случаях пограничный слой с достаточной точностью соответствует решению Блазиуса для плоской пластины. Толщина вытеснения пограничного слоя в зоне установки актуатора составляла $\delta^* = 0,45$ мм и увеличивалась до 0,5 мм вблизи нижней границы области измерений.

Для исследования структуры возмущений, вызванных единичными микрорядами, случайным образом перемещающимися по кромке электрода, необходимо сформировать опорный сигнал, в качестве которого использовался сигнал ФЭУ, регистрируемый в узкой (шириной порядка 0,5 мм) секции электрода (см. рис. 1). Для получения трехмерной структуры возмущений датчик перемещался в вертикальной плоскости (x, z), а ФЭУ — вдоль трансверсальной координаты y . Данные регистрировались с частотой 20 кГц при частоте отсечки термоанемометрического усилителя 10 кГц. В каждой точке регистрировалось по 100 реализаций длиной 2048 отсчетов каждая. Спектральные характеристики сигналов вычислялись с помощью метода векторного либо амплитудного осреднения, разрешение спектров составляло 40 Гц.

Для исследования реакции пограничного слоя на тональное возбуждение одиночным микрорядом анализировалась часть сигнала термоанемометра u_{corr} , коррелированная с сигналом ФЭУ g . Для выделения этой части вычислялся общий спектр сигналов термоанемометра u и ФЭУ g , который затем для каждой частоты нормировался на амплитуду

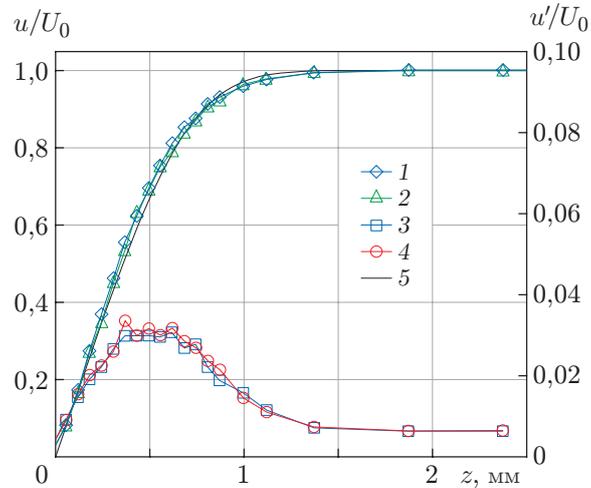


Рис. 2. Профили средней скорости (1, 2) и ее пульсаций (3, 4) в пограничном слое на расстоянии 13 мм от актуатора:

1, 3 — в отсутствие разряда, 2, 4 — при наличии разряда, 5 — профиль Блазиуса

спектра опорного сигнала $|\hat{g}|$:

$$\hat{u}_{corr}(\omega) = \frac{C_{gu}(\omega)}{|\hat{g}(\omega)|} = \frac{\hat{g}(\omega)\hat{u}^*(\omega)}{|\hat{g}(\omega)|}.$$

Здесь знак “^” обозначает фурье-образ соответствующего сигнала, верхний индекс “*” — комплексно-сопряженную величину.

Восстановление структуры возмущений на данной частоте выполнялось по действительным значениям нормированного кросс-спектра:

$$u_{corr}(\omega) = \text{Re}(\hat{u}_{corr}(\omega)).$$

Подобная процедура повторялась для каждого положения термоанемометра и ФЭУ, в результате чего формировался массив вида $u_{corr}(x, y, z, \omega)$, сечения которого использовались при дальнейшем анализе.

Спектры мощности полного сигнала термоанемометра, а также мощности скоррелированной с узкой секцией актуатора части сигнала приведены на рис. 3. В ходе предварительных экспериментов установлено, что области свечения вдоль кромки алюминиевого коронирующего электрода не коррелированы на гидродинамических временах ($10^{-2} \div 10^{-3}$ с). Кроме того, интегрирование возмущений, вызванных единичными микрозарядами, вдоль трансверсальной координаты с удовлетворительной точностью воспроизводит амплитуду и форму полного спектра пульсаций (кривая 3 на рис. 3).

2. Расчет возмущений, порождаемых микрозарядом. С целью численного моделирования тональной составляющей возмущений, создаваемых единичным микрозарядом, заменим его источниками периодической по времени объемной силы. Начало декартовой системы координат поместим в точке установки микрозаряда, а оси x, y, z направим вдоль потока, параллельно передней кромке пластины и по нормали к ее поверхности (см. рис. 1). Введем безразмерные переменные, используя в качестве масштабов толщину пограничного слоя $\delta = (\nu x'_e / u_\infty)^{1/2}$ в точке, где расположен актуатор, и скорость набегающего потока u_∞ . Ограничимся описанием малых возмущений, индуцированных периодической по времени объемной силой с компонентами

$$\{F_x, F_y, F_z\} = \varepsilon \{f_x, f_y, f_z\}(x, y, z) e^{-i\omega t}. \quad (1)$$

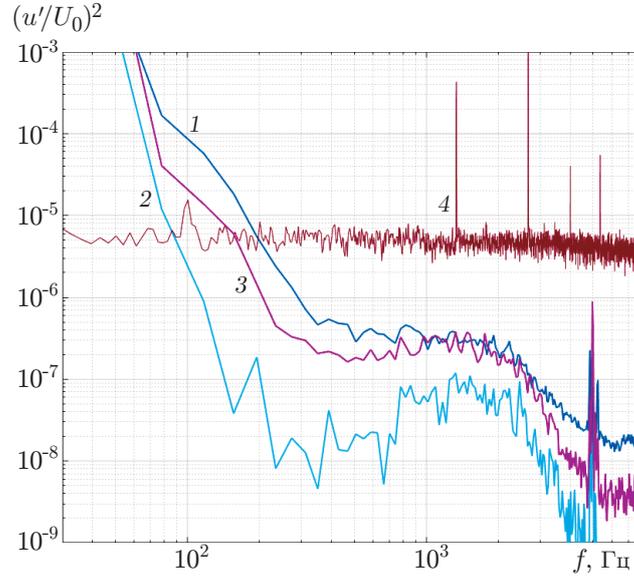


Рис. 3. Спектры полного сигнала термоанемометра u' (1), части сигнала, коррелированной с сигналом ФЭУ для пульсаций скорости в пограничном слое, u'_{corr} (2), интегрированной по амплитуде мощности u'_{corr} (3) и спектр сигнала ФЭУ (4) при $x = 14$ мм, $y = 0$, $z = 0,38$ мм

Решение для составляющих скорости U , V , W и давления P будем искать в виде суперпозиции плоскопараллельного основного течения в пограничном слое Блазиуса и периодических по времени возмущений:

$$\{U, V, W, P\} = \{U_0(z), 0, 0\} + \varepsilon\{u, v, w, p\} e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Заметим, что в (1), (2) физическим величинам соответствует действительная часть комплексного выражения.

Предположим, что возмущения затухают вдали от разряда. Тогда их, как и объемные силы, можно представить в виде интегралов Фурье:

$$\{u, v, w, p, f_x, f_y, f_z\} = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}, \hat{f}_x, \hat{f}_y, \hat{f}_z\}(\alpha, \beta) e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta. \quad (3)$$

Возмущения описываются линеаризованными относительно основного течения уравнениями Навье — Стокса с объемными силами. Используя в них преобразование Фурье и исключая давление, получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений Орра — Зоммерфельда и Сквайра для фурье-образов вертикальных составляющих скорости \hat{w} и завихренности $\hat{\eta}$:

$$\begin{aligned} (\alpha U_0 - \omega)(\hat{w}'' - \gamma^2 \hat{w}) - \alpha U_0'' \hat{w} - (\hat{w}^{IV} - 2\gamma^2 \hat{w}'' + \gamma^4 \hat{w})/(i \text{Re}) &= R_w, \\ (\alpha U_0 - \omega)\hat{\eta} - \beta U_0' \hat{w} - (\hat{\eta}'' - \gamma^2 \hat{\eta})/(i \text{Re}) &= R_\eta, \\ \hat{w}(0) = \hat{w}'(0) = \hat{\eta}(0) = 0, \quad \hat{w}(\infty) = \hat{\eta}(\infty) &= 0, \\ R_w = -(\alpha \hat{f}_x + \beta \hat{f}_y)' + i\gamma^2 \hat{f}_z, \quad R_\eta = \alpha \hat{f}_y - \beta \hat{f}_x, \quad \gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\text{Re} = u_\infty \delta / \nu$ — число Рейнольдса; штрих означает производную по z . Граничные условия для (4) следуют из условия прилипания на стенке и затухания возмущений вдали

от нее. Фурье-образы продольной и трансверсальной составляющих скорости выражаются через \hat{u} и \hat{v} с помощью уравнения неразрывности и определения вертикальной завихренности:

$$\hat{u} = i(\alpha\hat{w}' + \beta\hat{\eta})/\gamma^2, \quad \hat{v} = i(\beta\hat{w}' - \alpha\hat{\eta})/\gamma^2. \quad (5)$$

Решение в физическом пространстве, затухающее на большом расстоянии от источников силы, определяется интегралом Фурье (3). При отсутствии экспоненциально нарастающих возмущений, когда собственные значения однородного уравнения Орра — Зоммерфельда α_e имеют положительную мнимую часть при всех β , такое решение описывает волновой пакет, порожденный объемной силой и относительно медленно затухающий вниз по потоку. В этом случае вверх по потоку на расстоянии от источника порядка нескольких длин волн возмущения практически отсутствуют. Если мнимая часть α_e отрицательна при некоторых значениях β , то возмущения, определяемые (3), медленно затухают вверх и вниз по потоку. Вверх по потоку от источника они представляют собой нарастающие по x волны, достигающие области действия объемной силы и поглощаемые ею. Эти возмущения соответствуют части спектра, которая зависит от поперечного волнового числа и в которой существуют неустойчивые возмущения. Очевидно, что волны должны быть созданы некоторым источником, расположенным далеко вверх по потоку. Решение, определяемое (3), является лишь одним из возможных частных решений линеаризованных уравнений Навье — Стокса, удовлетворяющих условию затухания при $|x| \rightarrow \infty$. Однако физической постановке задачи соответствует другое решение, в котором возмущения быстро затухают перед источником и нарастают за ним. Его можно получить, прибавив к (3) решение однородных линеаризованных уравнений Навье — Стокса в виде набора нарастающих по x мод однородного уравнения Орра — Зоммерфельда:

$$\{u_r, v_r, w_r, p_r\} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\beta_0}^{\beta_0} A(\beta) \{u_e, v_e, w_e, p_e\}(\beta, z) e^{i(\alpha_e(\beta)x + \beta y)} d\beta.$$

Здесь и далее рассматривается типичный для пограничного слоя в несжимаемой жидкости случай, когда нарастающие моды существуют в интервале поперечных волновых чисел $-\beta_0 < \beta < \beta_0$. Амплитуды этих волн должны быть выбраны таким образом, чтобы обеспечить отсутствие нарастающих мод вверх по потоку от источника. В работе [17] показано, что этого можно достигнуть, если добавляемое однородное решение при каждом β определяется вычетом решения неоднородной задачи (4), (5) в точке на комплексной плоскости продольных волновых чисел, соответствующей собственному значению $\alpha_e(\beta)$:

$$\{u_r, v_r, w_r, p_r\} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\beta_0}^{\beta_0} \operatorname{res}_{\alpha=\alpha_e(\beta)} \{u_e, v_e, w_e, p_e\}(\beta, z) e^{i(\alpha_e(\beta)x + \beta y)} d\beta. \quad (6)$$

Корректность такого способа описания генерации возмущений участком вибрирующей поверхности обоснована в [18] при рассмотрении нестационарной задачи о запуске вибратора.

Таким образом, искомое решение, описывающее генерацию возмущений пограничного слоя с помощью источника объемной силы, в общем случае имеет вид

$$\{u, v, w, p\} = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{p}\}(\alpha, \beta) e^{i(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta + \{u_r, v_r, w_r, p_r\}, \quad (7)$$

где второе слагаемое соответствует однородному решению линеаризованных уравнений Навье — Стокса (6). При большом расстоянии от источника силы возмущения, описываемые первым слагаемым, затухают и решение соответствует набору нарастающих волн

Толлмина — Шлихтинга. Для пограничного слоя на пластине наиболее быстро из этих волн нарастает прямая волна при $\beta = 0$. Однако вид веера практически плоских волн Толлмина — Шлихтинга возмущения принимают только на достаточно большом расстоянии от микроразряда, за границами области измерений. Для адекватного описания решения на меньших расстояниях от микроразряда (в ближнем поле) необходимо корректно оценивать оба слагаемых в (7).

В рассматриваемом ближнем поле источника силы решение существенно зависит от ее распределения по пространству. Расчет либо прямое измерение структуры кулоновских сил в окрестности единичного микроразряда в настоящее время невозможны. В [19–21] эти силы определялись путем сложного анализа нестационарных полей скорости в области разряда, измеряемых PIV-методом с высоким разрешением по времени. Однако даже такая сложная методика позволяет определить только осредненные по длине электрода двумерные поля силы. Современный уровень развития бесконтактных способов измерения скорости не позволяет аналогичным способом найти трехмерные нестационарные силы, создаваемые отдельным микроразрядом. Вместо этого можно использовать приближенные феноменологические модели, основанные на интегральных характеристиках течения в окрестности разряда. Подобная модель создана в [16] путем анализа индуцированного течения в покоящемся воздухе для узкой квазистационарной группы микроразрядов, локализованных на секции электрода шириной 2 мм. Создаваемые разрядом составляющие силы задаются аналитически в виде

$$F_x = \theta(x) \frac{\bar{x}\bar{z}}{2\sqrt{\pi}} e^{-(\bar{x}+\bar{y}^2/4+\bar{z})}, \quad F_y = 0,23\theta(x)\bar{x}\bar{y}\bar{z} e^{-(\bar{x}+\bar{y}+\bar{z})}, \quad F_z = 0, \quad (8)$$

$$\bar{x} = x/x_0, \quad \bar{y} = y/y_0, \quad \bar{z} = z/z_0,$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда; $x_0 = 1,25$, $y_0 = 1$, $z_0 = 0,2$ — безразмерные координаты максимумов силы, соответствующие размерным координатам $x'_0 = 0,75$ мм, $y_0 = 0,5$ мм, $z_0 = 0,1$ мм (рис. 4). Размеры области силы, создаваемой разрядом, получены с помощью данных [20, 21] и предположения о линейной зависимости этих размеров от питающего разряд напряжения. Это предположение следует из результатов измерения соответствующей зависимости размера области светимости плазмы от напряжения [22]. В рамках модели (8) полагается, что в окрестности микроразряда образуются область направленной по потоку продольной силы и две области противоположно направленных

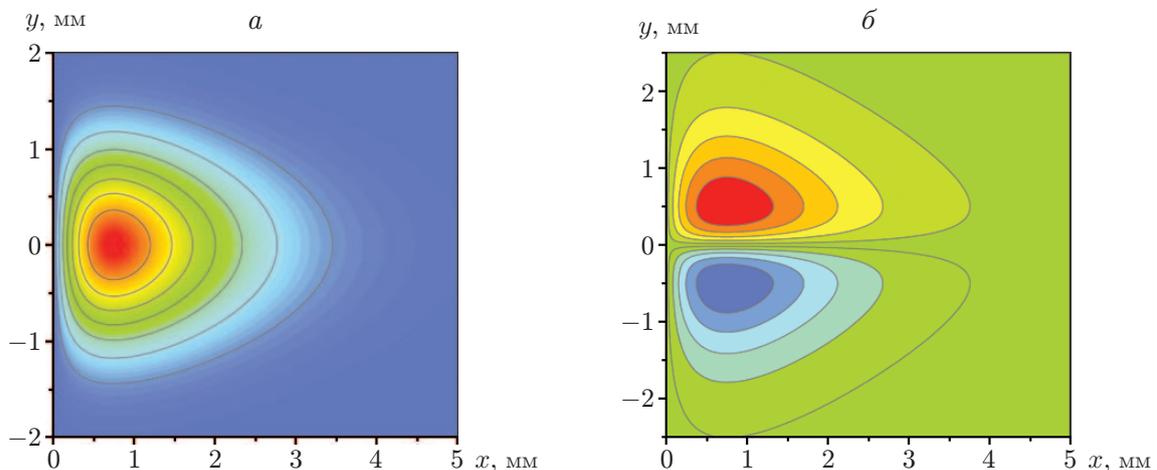


Рис. 4. Поля продольной (а) и поперечной (б) компонент объемной силы

поперечных сил. В результате влияния на поток эти поперечные силы создают два противоположно вращающихся продольных вихря. Поскольку в данной работе рассматривается только относительная амплитуда возмущений, создаваемых микроразрядом, интегральная продольная сила полагается равной единице.

Необходимые для расчета возмущений, вызванных микроразрядом, уравнения (4) решались численно методом коллокаций. В качестве базисных функций использовались $Q_q(z) = \xi e^{-\xi/2} L_q^{(0)}(\xi)$, $q = 1, \dots, Q$, где $L_q^{(0)}$ — полиномы Лаггера. В качестве узлов коллокации ξ_l , $l = 1, \dots, Q$ использовались нули полинома наивысшего порядка Q . Для узлов сетки, расположенных на заданном интервале $0 < z < Z_{\max}$, применялось преобразование координат $z_l = a\xi_l + b\xi_l^2$. Представленные ниже результаты получены для числа узлов $Q = 51$. Собственные значения уравнения Орра — Зоммерфельда α_e , являющиеся нулями функции $1/\hat{w}(z_r)$ при расстоянии от стенки $z_r \approx 1,2$, приблизительно соответствующем максимуму собственной функции, находились методом Ньютона. При этом автоматически вычислялись вычеты решения в полюсах, соответствующих собственным значениям. Прямое и обратное преобразования Фурье находились путем вычисления соответствующих интегралов с помощью метода трапеций на неравномерной сетке по волновым числам α , β . За счет сгущения сетки по α в окрестности собственных значений α_e достигалась достаточная точность аппроксимации фурье-образов составляющих скорости. Приведенные ниже результаты получены при использовании 400 и 200 точек по продольному и поперечному волновым числам соответственно. В физической плоскости решение находилось на сетке, состоящей из 300 и 100 узлов по осям x и y . Результаты тестовых расчетов с увеличенным в два раза разрешением показали сходимость решения с погрешностью порядка 3 %.

3. Результаты исследования и их обсуждение. Исследовались тональные возмущения, создаваемые микроразрядом при значениях частоты $f = 600, 1000$ Гц, соответствующих значениям безразмерного частотного параметра $F = (2\pi f\nu/u_\infty^2) \cdot 10^6 = 50; 84$. Результаты расчетов по линейной теории гидродинамической устойчивости, представленные на рис. 5, показывают, что при обоих значениях частоты растущие волны Толлмина — Шлихтинга имеют место в достаточно широком диапазоне значений поперечного волнового числа β . Частота $f = 600$ Гц близка к нижней ветви нейтральной кривой, а $f = 1000$ Гц приблизительно соответствует максимальному усилению возмущений в точке, где расположен актуатор. Мгновенные поля продольной составляющей скорости в вертикальной плоскости для этих частот показаны на рис. 6, 7. Аналогичные поля пульсаций скорости в горизонтальной плоскости на высоте 0,37 мм от стенки приведены на рис. 8, 9. Эта высота приблизительно соответствует максимуму пульсаций скорости в волне Толлмина — Шлихтинга для обеих частот. (Для удобства сравнения с экспериментальными данными поля скорости построены в размерных координатах и пульсации скорости отнесены к максимальному значению амплитуды.)

Анализ приведенных на рис. 6–9 результатов показывает, что результаты расчета хорошо согласуются с основными характеристиками возмущений, вызванных микроразрядом. Главное различие расчетных и экспериментальных данных обусловлено разными значениями периода продольных возмущений, а также отличием расчетной толщины вытеснения пограничного слоя, найденной из решения Блазиуса для плоской пластины, от измеренной в эксперименте. На рис. 6–9 видно, что структура возмущений в ближнем поле источника определяется трансверсально разнесенными областями дефекта и избытка скорости. При рассматриваемых значениях частоты возмущения концентрируются в узкой полосе, ширина которой, по-видимому, определяется размером области концентрации объемной силы. Поперечный размер возмущения соответствует длине волны порядка 3 мм. Длина волны в продольном направлении уменьшается практически обратно пропорционально частоте.

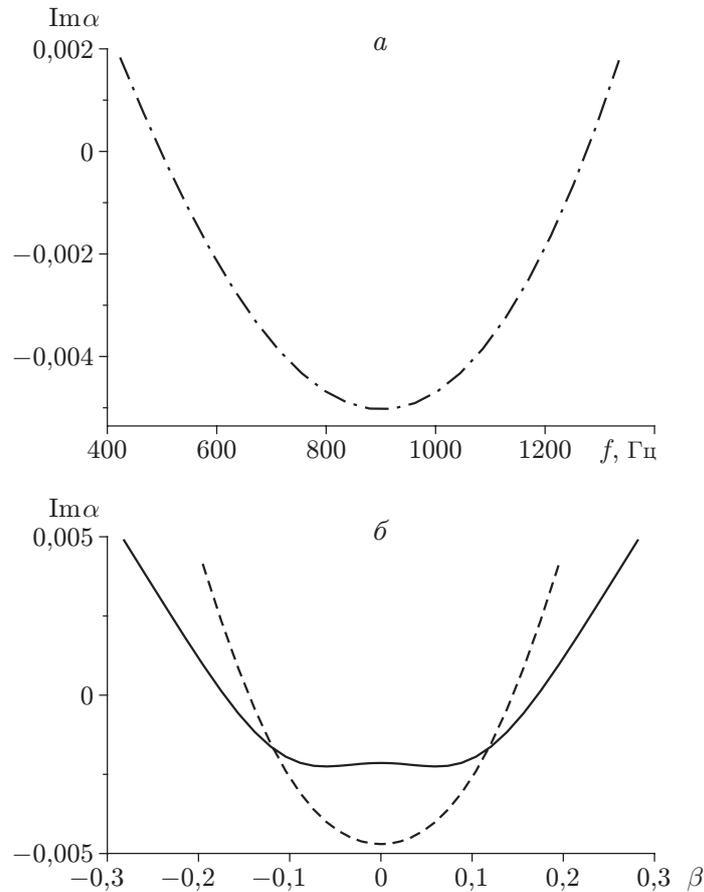


Рис. 5. Зависимости мнимой части волнового числа волны Толлмина — Шлихтинга в точке, где расположен актуатор, от частоты при $\beta = 0$ (а) и поперечного волнового числа при различных значениях частоты (б): сплошная кривая — $f = 600$ Гц, штриховая — $f = 1000$ Гц

Возмущения на различных расстояниях от стенки сносятся вниз по потоку с неодинаковой скоростью. Эта скорость возрастает по мере удаления от стенки, о чем свидетельствуют линии максимальных и минимальных возмущений, угол наклона которых увеличивается во внешней части пограничного слоя. Оценки, проведенные на основе измерения длины волны, показывают, что она увеличивается от значения $0,35U_\infty$ вблизи стенки до значения $0,75U_\infty$ при $z = 0,8$ мм. Такая закономерность характерна для немодальных возмущений, или стриков (“паффов”) [23], — немодальных длинноволновых возмущений, индуцируемых при локализованном низкочастотном возбуждении пограничного слоя. В отличие от скорости волн Толлмина — Шлихтинга фазовая скорость этих возмущений практически не зависит от z . Эти возмущения первоначально увеличиваются за счет механизма алгебраического роста (опрокидывания вихря), а затем затухают.

Следует отметить, что λ_y слабо зависит от частоты колебаний и, по-видимому, определяется размером микроразряда. При малой частоте ($f = 600$ Гц) возмущения наиболее близки к классическим полосчатым структурам с $\alpha \ll \beta$, вытянутым в продольном направлении. При более высокой частоте ($f = 1000$ Гц) продольная длина волны уменьшается и становится сопоставимой с поперечной.

Трансформация возмущения в симметричный расходящийся волновой пакет, состоящий из волн Толлмина — Шлихтинга, начинается лишь в конце области измерений.

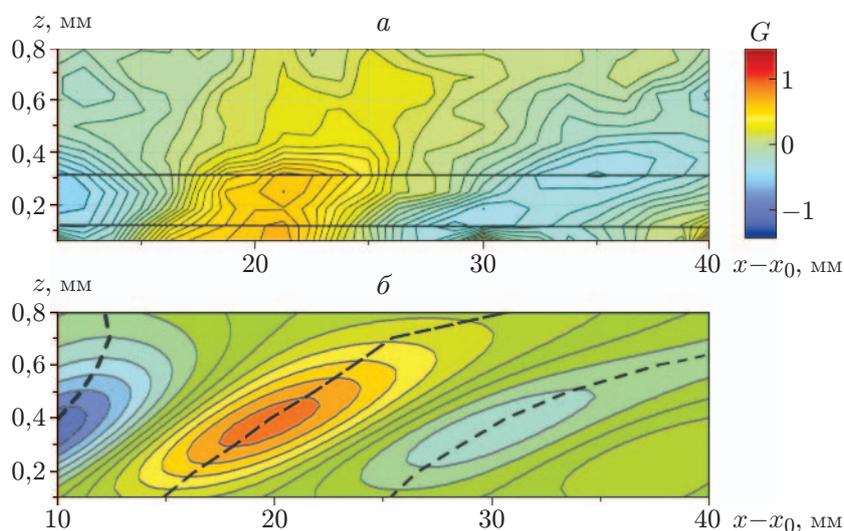


Рис. 6. Структура возмущения при $f = 600$ Гц в плоскости симметрии: a — эксперимент, b — расчет; горизонтальная линия — положение горизонтального сечения для рис. 8, штриховые линии — сечения поверхностей, соответствующие одной и той же фазе возмущений

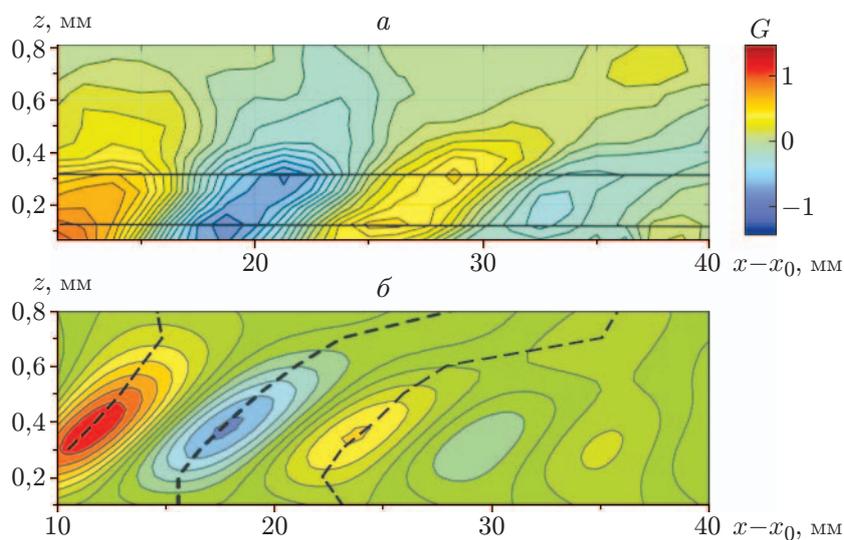


Рис. 7. Структура возмущения при $f = 1000$ Гц в плоскости симметрии: a — эксперимент, b — расчет; горизонтальная линия — положение горизонтального сечения для рис. 9, штриховые линии — сечения поверхностей, соответствующие одной и той же фазе возмущений

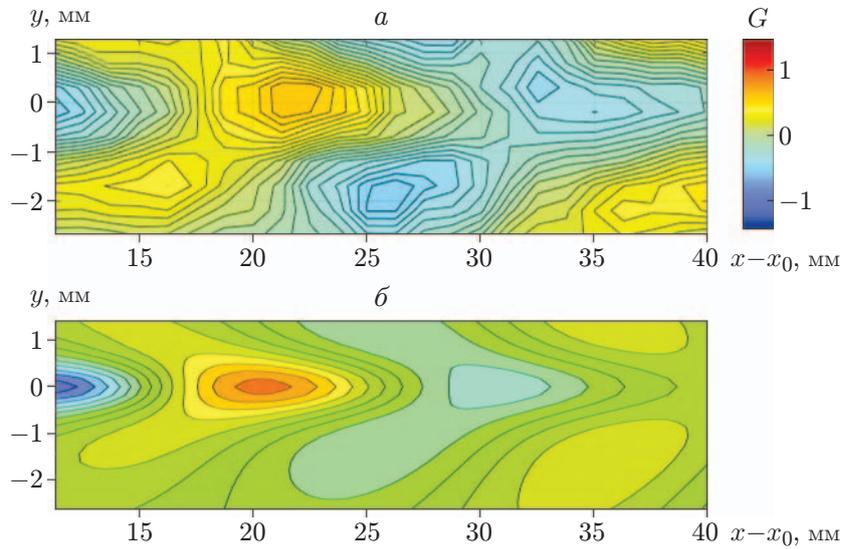


Рис. 8. Структура возмущения при $f = 600$ Гц в горизонтальной плоскости при $z = 0,38$ мм:
 a — эксперимент, b — расчет; в окрестности начала координат — поля продольной (a) и поперечной (b) составляющих объемной силы G

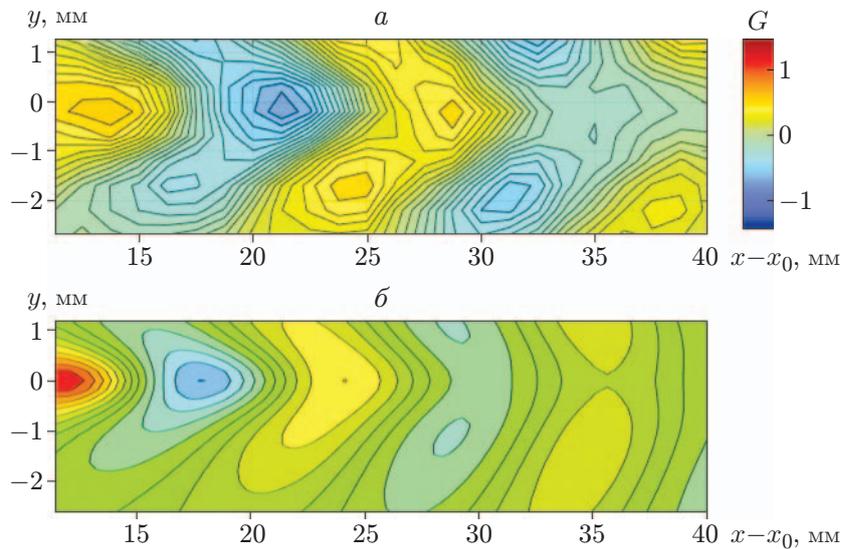


Рис. 9. Структура возмущения при $f = 1000$ Гц в горизонтальной плоскости при $z = 0,38$ мм:
 a — эксперимент, b — расчет; в окрестности начала координат — поля продольной (a) и поперечной (b) составляющих объемной силы G

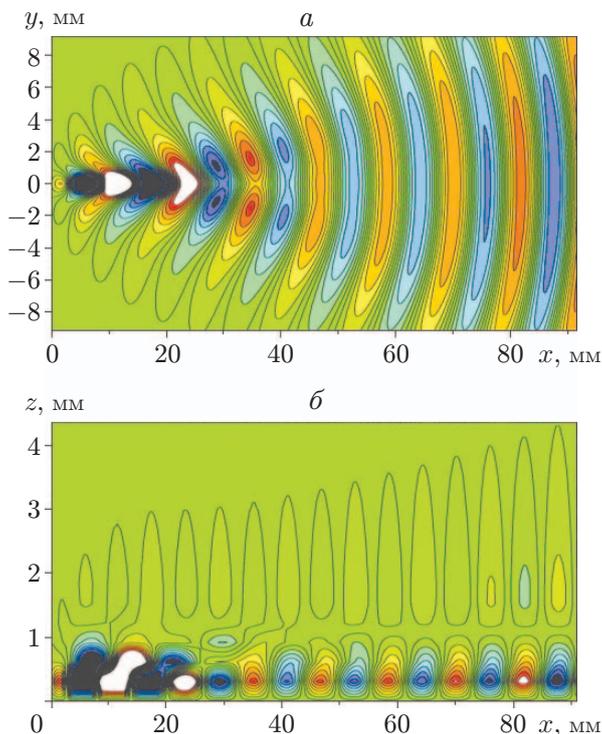


Рис. 10. Поля возмущений скорости на больших расстояниях от актуатора при $f = 1000$ Гц:
a — в плоскости пластины, *b* — в плоскости симметрии

При этом при обоих значениях частоты возмущения продолжают затухать по продольной координате во всей области измерений, несмотря на наличие неустойчивых мод. Такой характер эволюции объясняется относительно малыми размерами области силового воздействия разряда по сравнению с длиной волны неустойчивости, а также большой амплитудой поперечной компоненты силы, генерирующей продольные вихри, но не участвующей в образовании почти плоских волн неустойчивости. Как следствие, немодальные возмущения в исследуемой области имеют большую амплитуду по сравнению с волнами Толлмина — Шлихтинга, чем и обусловлено затухание амплитуды возмущений вниз по потоку. Результаты расчета возмущений при $f = 1000$ Гц в дальнем поле (рис. 10) свидетельствуют о том, что растущие волны неустойчивости выделяются на общем фоне возмущений при $x > 80$ мм и только на больших расстояниях от разряда становятся доминирующим типом возмущений.

В то же время инкременты нарастания возмущений, вызванных разрядом, даже на максимальном (в данных измерениях) расстоянии 90 мм от источника значительно меньше, чем в случае плоской волны Толлмина — Шлихтинга (рис. 11). Это обусловлено наличием более медленно растущих косых волн в спектре возмущений, порождаемых источником объемной силы. Следует отметить, что нарастание волны Толлмина — Шлихтинга в дальнем поле источника происходит достаточно медленно, и она достигает величины, сравнимой с локальным максимумом в ближнем поле, только на расстоянии порядка 1000 мм от него.

Существенную амплитуду поперечной компоненты объемной силы необходимо учитывать при оценке паразитных пульсаций, создаваемых актуаторами на основе ДБР в пограничном слое. Например, в пограничном слое скользящего крыла наиболее быстро растут

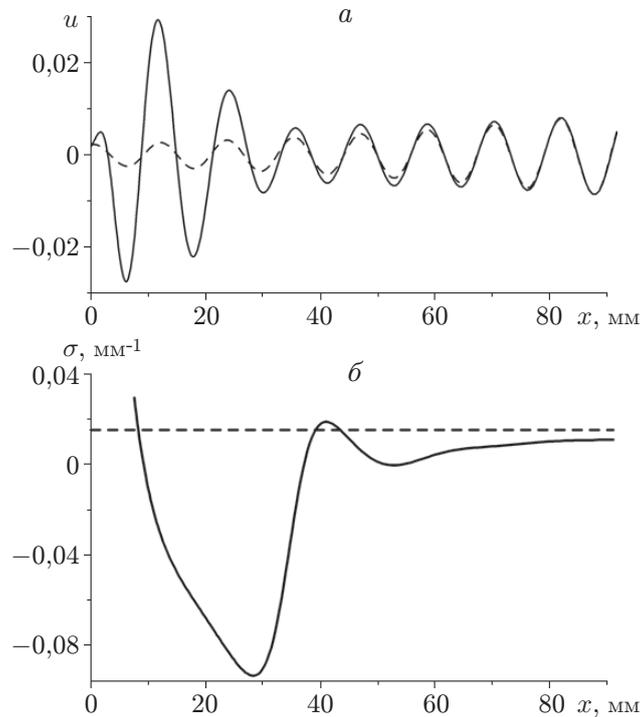


Рис. 11. Расчетные зависимости амплитуды возмущений при $z = 0,38$ мм в плоскости симметрии (*a*), а также инкрементов их нарастания (*б*) от расстояния от источника силы:

сплошные линии — возмущения, порождаемые источником силы, штриховые — плоская волна Толлмина — Шлихтинга

нестационарные моды неустойчивости поперечного течения, близкие к вихрям или наклонным волнам неустойчивости. Они должны генерироваться микроразрядом значительно эффективнее, чем практически прямые волны Толлмина — Шлихтинга в двумерном пограничном слое. Это косвенно подтверждается результатами экспериментов [11, 12], в которых управление ЛТП на скользящем крыле с помощью плазменных актуаторов оказалось неэффективным при малом уровне турбулентности потока вследствие паразитных пульсаций. Использование этих актуаторов является эффективным, только когда возмущения, создаваемые разрядом, малы по сравнению с “естественными” пульсациями в пограничном слое, порожденными турбулентностью. Предложенная модель силового воздействия микроразряда и метод расчета порождаемых им возмущений могут быть адаптированы для анализа паразитных пульсаций в важном для практики случае трехмерного пограничного слоя на стреловидном крыле.

Заключение. Выполнено экспериментально-теоретическое исследование возмущений, порождаемых в пограничном слое единичными микроразрядами в плазменном актуаторе на основе диэлектрического барьерного разряда. Показано, что в ближнем поле за актуатором структуру возмущений можно интерпретировать как нестационарные полосчатые структуры с трансверсальной длиной волны порядка 3 мм, не зависящей от частоты. Сделано предположение, что начальный размер возмущений определяется масштабами объемной силы в окрестности единичного микроразряда, а также алгебраическим нарастанием возмущений в непосредственной близости от источника. По мере движения вниз по потоку возмущения трансформируются в веер волн Толлмина — Шлихтинга, однако длина переходной зоны оказывается достаточно большой: порядка $60 \div 80$ мм, или

более 150 толщин вытеснения пограничного слоя. Для моделирования воздействия единичного микрозаряда на пограничный слой может использоваться источник объемной силы, содержащий две компоненты: продольную и трансверсальную, с сопоставимой интегральной амплитудой.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Kriegseis J., Simon B., Grundmann S.** Towards in-flight applications? A review on dielectric barrier discharge-based boundary-layer control // *J. Appl. Mech. Rev.* 2016. V. 68, N 2. 020802.
2. **Grundmann S., Tropea C.** Delay of boundary-layer transition using plasma actuators // *Proc. of the 46th AIAA Aerospace sciences meeting and exhibit, Reno (USA), Jan. 7–10, 2008.* S. 1.: AIAA, 2008. 1369.
3. **Kazakov A. V., Kuryachii A. P.** Estimate of the effectiveness of the electrogasdynamic method for reducing aerodynamic drag // *J. Fluid Dynamics.* 2001. V. 36, N 2. P. 236–243.
4. **Kazakov A. V., Kuryachii A. P.** Electrodynamic effect on small perturbation development in the boundary layer on a thin airfoil // *J. Fluid Dynamics.* 1986. V. 21, N 5. P. 19–26.
5. **Коган М. Н., Литвинов В. М., Пименова Т. А. и др.** Управление ламинарно-турбулентным переходом с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та.* 2011. Т. 42, № 6. С. 3–14.
6. **Устинов М. В.** Численное моделирование управления ламинарно-турбулентным переходом с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа.* 2016. № 2. С. 76–89.
7. **Seraudie A., Vermeersch O., Arnal D.** DBD plasma actuator effect on a 2D model laminar boundary layer. Transition delay under ionic wind effect // *Proc. of the 29th AIAA Applied aerodynamics conf., Honolulu (USA), June 27–30, 2011.* S. 1.: AIAA, 2011. 3515.
8. **Grundmann S., Tropea C.** Active cancellation of artificially introduced Tollmien — Schlichting waves using plasma actuators // *Experiments Fluids.* 2008. V. 44, N 5. P. 795–806.
9. **Chernyshev S. L., Kiselev A. Ph., Kuryachii A. P.** Laminar flow control research at TsAGI: Past and present // *Progr. Aerospace Sci.* 2011. V. 47, N 3. P. 169–185.
10. **Устинов М. В.** Устранение неустойчивости поперечного течения в пограничном слое на скользящем крыле с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та.* 2015. Т. 46, № 8. С. 3–15.
11. **Баранов С. А., Киселев А. Ф., Моралев И. А.** Управление ламинарно-турбулентным переходом в трехмерном пограничном слое при повышенной внешней турбулентности с помощью диэлектрического барьерного разряда // *Докл. АН.* 2019. Т. 486, № 6. С. 668–672.
12. **Baranov S. A., Kiselev A. F., Kuryachii A. P.** Control of cross-flow in a three-dimensional boundary layer using a multidischarge actuator system // *J. Fluid Dynamics.* 2021. V. 56, N 1. P. 66–78.
13. **Serpieri J., Venkata S. Y., Kotsonis M.** Conditioning of cross-flow instability modes using dielectric barrier discharge plasma actuators // *J. Fluid Mech.* 2017. V. 833. P. 164–205.
14. **Hanson R. E., Bade K. M., Belson B. A.** Feedback control of slowly-varying transient growth by an array of plasma actuators // *J. Phys. Fluids.* 2014. V. 26, N 2. 024102.
15. **Moralev I., Selivonin I., Ustinov M.** On the stochastic forcing of the boundary layer by plasma actuators // *Experiments Fluids.* 2019. V. 60, N 12. P. 177–186.
16. **Moralev I. A., Bityurin V. A., Firsov A. A., Shcherbakova V.** Localized micro-discharges group dielectric barrier discharge vortex generators: Disturbances source for active transition control // *J. Aerospace Engng.* 2018. V. 234, N 1. P. 42–57.

17. **Богданова Е. В., Рыжов О. С.** О возмущениях, генерируемых осцилляторами в потоке вязкой жидкости на закритических частотах // ПМТФ. 1982. № 4. С. 65–72.
18. **Рыжов О. С., Терентьев Е. Д.** О переходном режиме, характеризующем запуск вибратора в дозвуковом пограничном слое на пластинке // Прикл. математика и механика. 1986. Т. 50, № 6. С. 974–986.
19. **Polivanov P. A., Vishnyakov O. I., Sidorenko A. A., Maslov A. A.** Investigation of a nonstationary flow field generated by a dielectric barrier discharge // J. Tech. Phys. 2012. V. 57, N 4. P. 457–467.
20. **Kriegseis J., Shwartz C., Tropea C., Grundmann S.** Velocity-information-based force-term estimation of dielectric barrier discharge plasma actuators // J. Phys. D. Appl. Phys. 2013. V. 46, N 5. 055202.
21. **Bernard N., Debien A., Moreau E.** Time-dependent volume force produced by a non-thermal plasma actuator from experimental velocity field // J. Phys. D. Appl. Phys. 2013. V. 46. 245201.
22. **Orlov D., Corke T., Patel M.** Electric circuit model for aerodynamic plasma actuator. S. l., 2006. (Paper / AIAA; N 2006-1206).
23. **Westin K. J. A., Bakchinov A. A., Kozlov V. V., Alfredsson P. H.** Experiments on localized disturbances in a flat plate boundary layer. Pt 1. The receptivity and evolution of a localized free stream disturbances // Europ. J. Mech. B. Fluids. 1998. V. 17, N 6 P. 823–846.

*Поступила в редакцию 23/IV 2021 г.,
после доработки — 20/VIII 2021 г.
Принята к публикации 27/IX 2021 г.*
