УДК 532.516

**Д. А. РЕДЧИЦ**

# УПРАВЛЕНИЕ ОТРЫВОМ ПОТОКА ВОЗДУХА НА ЦИЛИНДРЕ С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

Целью работы является разработка подхода к моделированию диэлектрического барьерного разряда при работе плазменного актуатора в подвижной сплошной среде. На основе физической модели диэлектрического барьерного разряда построена математическая модель, описывающая нестационарные электро- и аэродинамические процессы при работе плазменного актуатора. С помощью метода контрольного объема разработан численный алгоритм решения уравнений электродинамики плазмы вместе с уравнениями динамики вязкой несжимаемой жидкости, включая турбулентность, в криволинейной системе координат на подвижных сетках для моделирования диэлектрического барьерного разряда. Показана возможность уменьшения коэффициента сопротивления цилиндра с помощью плазменного актуатора за счет подавления вихревой дорожки Кармана. Полученные результаты обтекания цилиндра для случая с выключенными и включенными плазменными актуаторами удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. Данный подход применим к моделированию динамики низкоскоростных потоков жидкости и газа при наличии электростатического поля. Предложенная методика учитывает физические особенности рассматриваемого класса задач и обладает высокой вычислительной эффективностью.

Метою роботи є розробка підходу до моделювання діелектричного бар'єрного розряду при роботі плазмового актуатора в рухомому суцільному середовищі. На основі фізичної моделі діелектричного бар'єрного розряду побудована математична модель, що описує нестаціонарні електро- і аеродинамічні процеси при роботі плазмового актуатора. За допомогою методу контрольного об'єму розроблено чисельний алгоритм розв'язання рівнянь електродинаміки плазми разом з рівняннями динаміки в'язкої нестисливої рідини, включаючи турбулентність, в криволінійній системі координат на рухомих сітках для моделювання діелектричного бар'єрного розряду. Показана можливість зменшення коефіцієнта опору циліндра за допомогою плазмового актуатора за рахунок пригнічення вихрової доріжки Кармана. Отримані результати обтікання циліндра для випадку з вимкненими і включеними плазмовими актуаторами задовільно збігаються з експериментальними даними. Даний підхід застосовується до моделювання динаміки низькошвидкісних потоків рідини і газу при наявності електростатичного поля. Запропонована методика враховує фізичні особливості розглянутого класу задач і має високу обчислювальну ефективність.

The research aim is to develop an approach to modeling a dielectric barrier discharge when a plasma actuator is in a mobile continuous medium. Based on a physical model of the dielectric barrier discharge, the mathematical model describing the transient electric and aerodynamic processes in operation of the plasma actuator is built. A numerical algorithm for solving the equations of plasma electrodynamics and equations of a viscous incompressible flow, including turbulence, in curvilinear coordinates on moving grids for modeling the dielectric barrier discharge is developed using the control volume method. The possibility of reducing the drag coefficient of the cylinder is demonstrated using the plasma actuators by suppressing the Karman vortex street. The obtained results of the flow around a cylinder for the case of turned on/off plasma actuators agree closely with the experimental data. This approach is applicable to the simulation of the dynamics of the fluid flow and low-speed gas in the presence of an electrostatic field. The proposed technique takes into account the physical features of the class of problems under consideration and has a high computational efficiency.

**Введение.** Управление дозвуковыми потоками воздуха представляет значительный интерес в связи с перспективами развития наземного транспорта, авиации, ветроэнергетики, создания новых типов газовых турбин и других механизмов. Одним из возможных методов воздействия на ламинарный или турбулентный поток воздуха без применения расходных материалов является применение плазменного актуатора (ПА) [2 – 4].

Плазменный актуатор состоит из двух расположенных существенно асимметрично электродов, которые разделены диэлектриком (рис. 1). Один из электродов открытый и контактирует с воздухом, а другой – полностью погружен в диэлектрический материал. Электроды располагаются на аэродинамической поверхности вдоль размаха рассматриваемого обтекаемого тела и являются, как правило, длинными и тонкими.

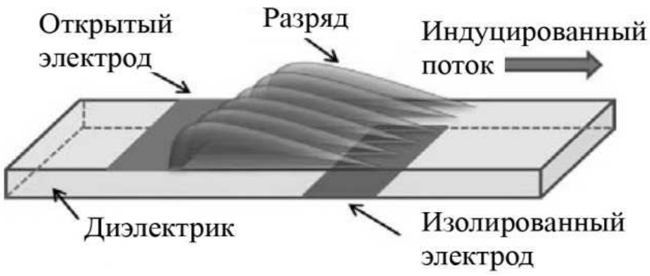


Рис. 1

Среди методов плазменного управления структурой течения воздуха диэлектрический барьерный разряд (ДБР) рассматривается как один из перспективных для практического применения, так как он отличается устойчивой работой при атмосферном давлении без свертывания разряда в сжатую дугу. Диэлектрический барьерный разряд – это электрический разряд в газовой среде, возникающий между двумя электродами, один или оба из которых покрыты диэлектриком (рис. 1).

Высокое напряжение, приложенное к электродам, ионизирует воздух, вследствие чего образуется частично ионизированная неравновесная плазма. В результате взаимодействия заряженных частиц в плазме с электрическим полем возникает сила Лоренца (массовая сила), которая воздействует на среду. Таким образом, плазменный актуатор генерирует пристенную струю воздуха и изменяет профиль пограничного слоя.

Использование ПА для управления потоком дает ряд преимуществ перед механическими системами. Они целиком электронные, просты в своей конструкции, не имеют подвижных частей, обладают низкой инерционностью и возможностью интеграции в поверхность, а также могут располагаться на очень тонких поверхностях.

ПА успешно использовались в различных приложениях по управлению потоком, таких как: порождение неустойчивости пограничного слоя на остром конусе при числе Маха 3,5 [3], увеличение подъемной силы на элементах крыла [2], управление отрывом потока на лопатках турбины низкого давления, управление потоком на плохо обтекаемом теле, снижение сопротивления, нестационарное генерирование вихрей, управление отрывом потока с передней кромки профиля.

На сегодняшний день, несмотря на многочисленные экспериментальные исследования воздействия плазмы на окружающий ее воздух, отсутствует общая теория взаимодействия, которая основывалась бы на плазменных и аэродинамических процессах. Данный факт объясняется недостатком полной информации по многим химическим реакциям, возникающим в результате воздействия ДБР на воздух, а также скорости их протекания.

Анализ длительности плазменных и аэродинамических процессов, происходящих при управлении потоком, является ключевым моментом в их понимании. В случае обтекания тела воздухом в качестве характерных масштабов длины и времени принимаются геометрическая характеристика тела (например, длина) и время, за которое воздух пройдет это расстояние. На основе обзора литературы можно составить таблицу характерных времен протекания плазменных и аэродинамических процессов (табл. 1).

Таблица 1

| Процесс | Интервал, с |
|---|---|
| Релаксация объемного заряда | $10^{-11} \div 10^{-9}$ |
| Нагрев электронов | $10^{-9} \div 10^{-8}$ |
| Дрейф электронов | $10^{-9} \div 10^{-7}$ |
| Дрейф ионов | $10^{-8} \div 10^{-6}$ |
| Ионизация | $10^{-7} \div 10^{-6}$ |
| Электрон-ионная рекомбинация | $10^{-7} \div 10^{-6}$ |
| Время протекания диэлектрического барьерного разряда | $10^{-4} \div 10^{-3}$ |
| Гидродинамическое время | $10^{-3} \div 10^{-1}$ |

Если рассматривать плазму в воздухе, возникающую при ДБР, то кроме указанных выше возникают характерные времена, связанные со скоростью протекания химических реакций, а также с релаксацией объемного заряда и другими процессами, происходящими в плазме.

Минимальный масштаб времени соответствует релаксации объемного заряда (установлению электронейтральности плазмы) и находится в диапазоне $10^{-11} \div 10^{-9}$ с. Максимальное характерное время соответствует времени пролета молекул воздуха над обтекаемым телом $10^{-3} \div 10^{-1}$ с (табл. 1). Существенное различие во времени аэродинамических процессов ($^{2} \sim 10^{-1}$ с) и процессов, происходящих при электрическом разряде ($^{2} \sim 10^{-11}$ с), не дает возможности провести прямое численное моделирование рассматриваемых процессов при ДБР, даже с использованием современных суперкомпьютеров, ни в настоящее время, ни в обозримом будущем. Поэтому для моделирования этих процессов применяются различные модели плазменного воздействия на поток.

Несмотря на значительный прогресс в понимании структуры и свойств ДБР, возникающего при низком давлении, теоретическое описание поведения барьерного разряда в воздухе при высоком (атмосферном) давлении является ограниченным.

Количество вычислительных экспериментов по управлению потоком с помощью ПА невелико по сравнению с экспериментальными исследованиями. Одна из первых моделей была разработана Massines [9]. Одномерная модель основана на одновременном решении уравнения неразрывности для заряженных частиц и уравнении Пуассона. Исследование позволило получить пространственно-временное распределение для плазмы. Показано, что исследуемые процессы характеризуются коэффициентом диффузии и константой скорости ионизации.

D. Orlov и T. Corke [2] провели моделирование ПА, используя модель схемы с сосредоточенными параметрами. K. Hall [6] для моделирования воздействия плазменного актуатора на воздух применил модель потенциального течения. В работах W. Shyy [14] воздействие ПА на внешний поток учитывается через осредненную по времени силу Лоренца, которая распределена в треугольной области, расположенной выше изолированного электрода. Один из главных недостатков данной модели заключается в расчете электрического поля в предположении, что напряженность электрического поля понижается линейно при удалении от грани электродов. Как показали недавние измерения, это предположение не соответствует физике процесса разряда.

Известны математические модели, разработанные для диэлектрического барьерного разряда в воздухе, которые включают 20 – 30 уравнений для химических реакций с различными скоростями протекания и объемом выделяемой энергии. Эти уравнения учитывают взаимодействие между электронами, ионами и нейтральными атомами в различных газах, которые присутствуют в воздухе. Данные модели разработаны для диэлектрического барьерного разряда в одномерной постановке и требуют значительных вычислительных затрат. G. Font [5] использовал эти идеи для моделирования плазменного разряда в асимметричном плазменном актуаторе. Основываясь на экспериментальных данных C. Enloe [5], в эти модели G. Font включил реакции для азота и кислорода.

Существует также группа упрощенных моделей, в которых не рассматриваются химические реакции, но газ представляется как смесь ионов, электронов и нейтральных молекул. Эти модели вначале описывали разряд в одномерной постановке, а затем были расширены на двумерный случай ДБР.

Likhanskii [8] моделировал слабо ионизированную воздушно-плазменную среду как смесь нейтральных молекул, электронов, положительных и отрицательных ионов, учитывая процессы ионизации и рекомбинации. Результаты расчетов показали особую важность присутствия отрицательных ионов в воздухе. Roy и Gaitonde [12] моделировали диэлектрический барьерный разряд при атмосферном давлении, решая уравнения неразрывности, импульса для заряженных частиц, а также уравнение Пуассона для электрического поля. В их подходе в качестве газа-носителя использовался гелий, так как для него известны коэффициенты химических реакций. Поскольку все вышеперечисленные модели строго описывают процессы, протекающие в плазменном разряде, они очень трудоемкие и при реализации требуют значительных вычислительных ресурсов.

В результате проведенных экспериментов [2 – 5] установлено, что для эффективного управления отрывом потока необходимо учитывать геометрические и эксплуатационные характеристики ПА. К ним относятся: расположение актуатора на поверхности обтекаемого тела, ориентация, геометрические размеры, относительное смещение изолированного и открытого электродов, приложенное напряжение и его частоты. Влияние перечисленных выше параметров на работу ПА превращает оптимизацию данных устройств на основе экспериментальных исследований в весьма трудоемкую, сложную и дорогостоящую задачу. Применение вычислительной аэродинамики (CFD) дает возможность существенно сэкономить временные и финансовые затраты на оптимизацию таких комплексных систем управления потоком.

Целью работы является разработка подхода к моделированию ДБР при работе ПА в подвижной сплошной среде.

**1. Постановка задачи.** В настоящей работе рассматривается частично ионизированная квазинейтральная идеальная низкотемпературная равновесная плазма, генерируемая диэлектрическим барьерным разрядом при работе плазменного актуатора в сплошной вязкой среде.

*Исходная система уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости.* При малых скоростях движения воздуха (локальные числа Маха $M < 0{,}3$)

эффектами сжимаемости пренебрегают, и воздух можно рассматривать как несжимаемую жидкость.

Процессы динамики вязкой несжимаемой жидкости описываются осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье–Стокса с учетом массовых сил:

$$\nabla \vec{u} = 0\,, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left(\vec{u} \cdot \nabla\right)\vec{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nabla\left[\left(\nu + \nu_t\right)\left(\nabla \vec{u}\right)\right] + \vec{f}_b\,, \tag{2}$$

где $\nabla$ – оператор Гамильтона; $t$ – время; $\vec{u}$ – вектор средней скорости, $p$ – давление; $\rho$ – плотность; $\nu$ и $\nu_t$ – молекулярный и турбулентный коэффициенты кинематической вязкости; $\vec{f}_b$ – вектор массовой силы, отнесенный к единице объема.

Система уравнений записана в размерной форме для физических переменных в декартовой системе координат. Данная форма записи уравнений Навье–Стокса (1) и (2) является следствием интегральных законов сохранения массы и импульса, вывод которых приведен в работе [1].

*Моделирование турбулентности.* Для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса используется дифференциальная однопараметрическая модель Spalart–Allmaras, адаптированная к тензору скоростей деформаций (Strain–Adaptive Linear Spalart–Allmaras Model – SALSA) [13], которая разработана для задач внешней дозвуковой аэродинамики и является развитием оригинальной модели Spalart–Allmaras [15].

*Начальные и граничные условия для уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости.* В качестве начальных условий задавались параметры невозмущенного потока во всей расчетной области. На внешней границе применялись неотражающие граничные условия, для расчета которых использовался метод характеристик [18]. На поверхности твердого тела ставилось условие прилипания.

*Исходная система уравнений электродинамики.* Для данного класса задач плазму можно рассматривать как ионизированный квазинейтральный газ [16]. В общем случае она может быть описана четырьмя уравнениями Максвелла:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c\,, \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0\,, \tag{4}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\,, \tag{5}$$

$$\nabla \times \vec{H} = j + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\,, \tag{6}$$

где $\vec{H}$ – напряжённость магнитного поля; $\vec{B}$ – магнитная индукция; $\vec{E}$ – напряжённость электрического поля; $\vec{D}$ – электрическая индукция; $j$ – плотность электрического тока; $\rho_c$ – плотность результирующего заряда. Уравнения (3) – (6) представляют собой закон Гаусса, закон Гаусса для магнитного поля, закон Фарадея и закон Ампера–Максвелла соответственно.

Можно полагать [16], что заряды в плазме имеют достаточно времени (по сравнению с гидродинамическим временем) для перераспределения в области и система становится квазистационарной. В этом случае электрический ток $j$, напряжённость магнитного поля $\vec{H}$ и магнитная индукция $\vec{B}$ равны нулю. К тому же производные по времени электрической индукции $\partial\vec{D}/\partial t$ и магнитной индукции $\partial\vec{B}/\partial t$ равны нулю. Принимая во внимание вышесказанное, из системы уравнений Максвелла остается только два уравнения.

В этом случае сила Лоренца, отнесенная к единице объема, имеет вид

$$\vec{f}_b = {}^\circ{}_c \vec{E} \tag{7}$$

и входит в правую часть уравнения Навье–Стокса (2) как массовая сила. Вектор электрической индукции $\vec{D}$ связан с вектором напряжённости электрического поля $\vec{E}$ через абсолютную диэлектрическую проницаемость $\text{£} = \text{£}_r \text{£}_o$ и равен $\vec{D} = \text{£}\vec{E}$, где $\text{£}_r$ – относительная диэлектрическая проницаемость среды; $\text{£}_o$ – электрическая постоянная.

По определению, для случая $\nabla \times \vec{E} = 0$ напряженность электрического поля $\vec{E}$ может быть получена из градиента скалярного потенциала $\Phi$. В этом случае $\vec{E} = -\nabla\Phi$. Тогда закон Гаусса примет вид

$$\nabla\left(\text{£}_r \nabla\Phi\right) = -{}^\circ{}_c / \text{£}_o . \tag{8}$$

Плотность результирующего заряда в любой точке плазмы определяется как разность между плотностью положительного и отрицательного зарядов. Полагая, что плазма находится в квазистационарном состоянии, а временные масштабы достаточно большие для перераспределения зарядов, и, применяя соотношение Больцмана $n = n_0 \exp\left(e\Phi / kT\right)$, получим [16]

$${}^\circ{}_c / \text{£}_o = -\left(e^2 n_0 / \text{£}_o\right)\left[\left(1/kT_i\right) + \left(1/kT_e\right)\right]\Phi , \tag{9}$$

где $T_i$ и $T_e$ – температура ионов и электронов в плазме соответственно.

Используя дебаевскую длину ${}^{\text{ª}}{}_D$, характеризующую расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в нейтральной среде, состоящей из положительно и отрицательно заряженных частиц

$${}^{\text{ª}}{}_D = \left[\left(e^2 n_0 / \text{£}_o\right)\left(1/kT_i + 1/kT_e\right)\right]^{-1/2} , \tag{10}$$

выражение (9) примет вид

$${}^\circ{}_c / \text{£}_o = \left(-1/ {}^{\text{ª}}{}_D^2\right)\Phi . \tag{11}$$

С момента, когда частицы газа становятся слабоионизированными, можно предположить, что потенциал $\Phi$ может состоять из двух частей: потенциал от внешнего электрического поля и потенциал, соответствующий плотности результирующего заряда в плазме [16]

$$\Phi = ¤ + ¨ \, . \qquad (12)$$

Если предположить, что дебаевская длина мала и заряд на стенке небольшой, а распределением заряженных частиц в области управляет потенциал на стенке, возникший из-за электрического заряда на той же стенке, то влиянием очень слабого электрического поля плазмы на внешнее электрическое поле можно пренебречь.

Поэтому запишем два отдельных уравнения с точки зрения этих двух потенциалов, одно – для внешнего электрического поля, обусловленного приложенным напряжением к электродам [16],

$$\nabla\left(£_r \nabla ¤\right) = 0 \, , \qquad (13)$$

и другое уравнение для потенциала, действующего со стороны заряженных частиц [16],

$$\nabla\left(£_r \nabla ¨\right) = -°_c \, / \, £_o \, . \qquad (14)$$

Учитывая выражения (11) – (13), уравнение (14) примет вид

$$\nabla\left(£_r \nabla °_c\right) = °_c \, / \, ª_D^2 \, . \qquad (15)$$

После того как в области получено распределение потенциала и плотности результирующего заряда в результате решения уравнений (13) и (15) соответственно, сила Лоренца (7) примет следующий вид

$$\vec{f}_B = °_c \vec{E} = °_c \left(-\nabla ¤\right). \qquad (16)$$

*Начальные и граничные условия для исходной системы уравнений электродинамики.* В качестве начальных условий задавалось нулевое распределение электрического потенциала и плотности результирующего заряда в области.

Уравнение (13) решается для электрического потенциала, используя приложенное напряжение к электродам как граничное условие, а также соответствующие значения относительной диэлектрической проницаемости для воздуха и диэлектрика. На границе раздела сред используется среднее значение относительной диэлектрической проницаемости [16]. Переменное напряжение, приложенное к открытому (верхнему) электроду, задается как

$$¤\left(t\right) = ¤^{\max} \sin\left(2®µt\right), \qquad (17)$$

где $µ$ – частота и $¤^{\max}$ – амплитуда колебаний. К изолированному электроду прикладывается нулевой потенциал. На внешних границах ставится условие Неймана $\partial ¤ / \partial n = 0$ [16].

Уравнение (15) решается относительно плотности результирующего заряда $°_c$ только в воздушной области. Нормальный градиент для плотности результирующего заряда на поверхности твердого тела полагался равным нулю, за исключением области над изолированным электродом. На внешней границе плотность результирующего заряда равнялась нулю. В области над изолированным электродом плотность заряда описывается таким образом, чтобы синхронизировать с изменением во времени напряжение $¤\left(t\right)$, приложенное к открытому электроду

$$°_{c,w}\left(x,t\right) = °_c^{\max} G\left(x\right) \sin\left(2®µt\right), \qquad (18)$$

где $\circ_c^{\max}$ – максимальное значение плотности заряда в области. Изменение плотности заряда на стенке $\circ_{c,w}$ в области плазмы над изолированным электродом в направлении $x$ описывается функцией $G(x)$. Экспериментальные исследования [4] свидетельствуют о том, что распределение плотности заряда подчиняется половине Гауссова распределения

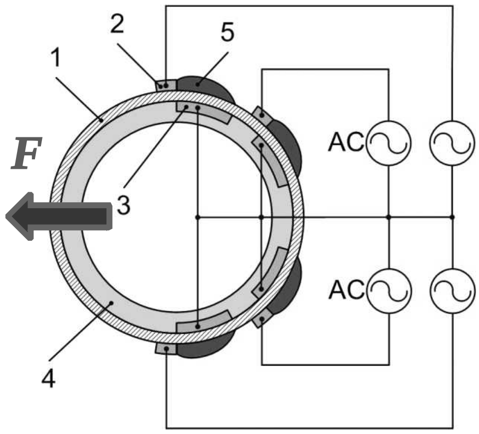
$$G(x) = \exp\left[-\left(x - «\right)^2 / \left(2±^2\right)\right], \quad \text{для } x \geq 0, \tag{19}$$

где « – локальный параметр, указывающий на положение максимума; ± – коэффициент масштаба, определяющий скорость затухания. В расчетах локальный параметр « выбирается таким образом, чтобы пик функции $G(x)$ соответствовал левой грани изолированного электрода. Значение коэффициента масштаба $± = 0{,}3$ обеспечивает постепенное уменьшение распределения плотности заряда от левой грани электрода к правой. Значения частоты и амплитуды приложенного к электродам напряжения берется из экспериментов. Установлено [2], что дебаевская длина $ª_D$ равна 0,00017 м, а максимальная плотность заряда в области $\circ_c^{\max}$ принимается равной 0,0075 Кл/м$^3$.

**2. Численный метод.** Разработан специализированный пакет вычислительной аэродинамики (CFD) на основе уравнений Навье–Стокса для расчета стационарных и нестационарных ламинарных и турбулентных течений. Для моделирования ДБР при работе ПА дополнительно решались два уравнения, описывающие распределение приложенного напряжения и плотности заряженных частиц, которые были интегрированы в разработанный CFD пакет. Воздействие ДБР на окружающую среду осуществлялось через силу Лоренца, входящую как источниковый член в уравнения Навье–Стокса.

Система исходных уравнений аэрородинамики (1) – (2) и электродинамики (13), (15) записывалась относительно произвольной криволинейной системы координат в безразмерном виде. Интегрирование уравнений плазменной аэродинамики осуществлялось численно с использованием метода контрольного объема. Для конвективных потоков в уравнениях гидродинамики использовалась противопоточная аппроксимация Rogers–Kwak [11], основанная на схеме Roe [10], третьего порядка точности. Производные в уравнениях (13), (15) и в вязких членах уравнения (2) аппроксимировались центрально-разностной схемой второго порядка.

**3. Результаты и обсуждение.** Для решения задачи об управлении отрывом потока рассматриваются плазменные актуаторы, расположенные на цилиндре. Все исходные данные для настоящей работы взяты из [17]. Модель представляет собой цилиндр, сделанный из кварца (D =100 мм), с четырьмя плазменными актуаторами, расположенными, как показано на рис. 2. К плазменным актуаторам прикладывается переменное напряжение $¤ = 11{,}5$ кВ частотой 10 кГц. Стенки цилиндра сделаны в форме диэлектрического барьера толщиной 2,5 мм. Открытый электрод изготовлен из медной фольги шириной 5,6 мм и толщиной 0,04 мм. Ширина изолированного электрода 25,4 мм, а толщина – 0,04 мм. Внутренний диэлектрик представляет собой 5 слоев каптона толщиной 0,125 мм.

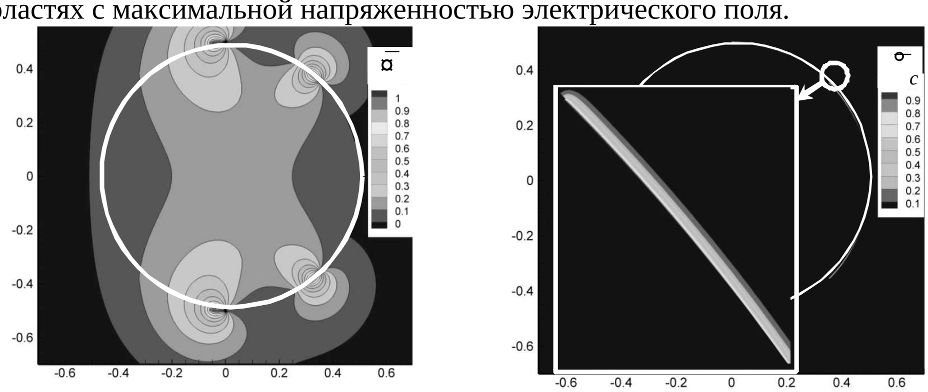



1 – цилиндр,
2 – открытый электрод,
3 – изолированный электрод,
4 – внутренний изолятор,
5 – области образования плазмы

Рис. 2

В настоящей работе математическое моделирование ДБР при работе плазменного актуатора проводилось в безразмерном виде. В качестве характерных величин использовались $L = 0{,}1$ м, $U = 1$ м/с, $°_{\infty} = 1{,}225$ кг/м$^3$, $°_{c\max} = 0{,}0075$ Кл/м$^3$, $\ddot{}_{\max} = 11500$ В, $¬_{\infty} = 1{,}47 \cdot 10^{-5}$ м$^2$/с.

В результате проведенного численного эксперимента получено распределение электрического потенциала (рис. 3 а) и плотности заряженных частиц (рис. 3 б) вблизи электродов и в области в целом. Максимальные значения плотности результирующего пространственного заряда наблюдаются в областях с максимальной напряженностью электрического поля.



а) б)

Рис. 3

Численное моделирование воздействия диэлектрического барьерного разряда при работе четырех плазменных актуаторов на поток воздуха проводилось при числе Рейнольдса $\mathrm{Re} = 30000$. Для визуализации структуры течения в эксперименте применялась дымовая визуализация потока, а в настоящей работе использовались изолинии модуля завихренности.

Турбулентное обтекание цилиндра характеризуется наличием в следе вихревой дорожки Кармана (рис. 4, 5 а – г). Вследствие действия сил вязкости вблизи поверхности цилиндра частицы жидкости теряют часть кинетической энергии, которой уже недостаточно, чтобы преодолеть повышение давления в кормовой части цилиндра. Возле точки отрыва формируется возвратное течение, из которого развивается большой вихрь. Через некоторое время этот вихрь отрывается от тела и уплывает вниз по течению. В завихренной зоне позади кормовой части цилиндра давление сильно понижено по сравнению с давлением в невозмущенном потоке. На некотором удалении за цилиндром формируется последовательность вихрей, вращающихся попеременно в разных направлениях.

Включение четырех плазменных актуаторов (рис. 5 д, е), расположенных на поверхности цилиндра $\pm 90^\circ$, $\pm 135^\circ$, приводит к подавлению вихревой дорожки Кармана (рис. 5 ж – к), и обтекание цилиндра носит присоединенный характер (рис. 6 д – к).

На рис. 7 приведены распределения коэффициента давления для различных режимов обтекания кругового цилиндра. Сплошная линия соответствует потенциальному бесциркуляционному обтеканию $C_P = 1 - 4\sin^2 \theta$ [1]. Здесь происходит полное восстановление донного давления, что в отсутствие сил трения приводит к парадоксу Даламбера – нулевой силе сопротивления. В вязких течениях трение вносит сравнительно небольшой непосредственный вклад в лобовое сопротивление, однако наличие трения ведет к отрыву потока и существенному перераспределению давления на поверхности цилиндра. Для развитой дорожки Кармана значения коэффициента давления находятся в зоне, обозначенной штриховыми линиями на рис. 7. Подавление вихревой дорожки Кармана с помощью плазменных актуаторов приводит к восстановлению донного давления и снижению лобового сопротивления (●●● линия на рис. 7). В зависимости от числа Рейнольдса, режима обтекания цилиндра (ламинарное, переходное, турбулентное), интенсивности работы плазменных актуаторов значение коэффициента сопротивления $C_D$ может уменьшаться от 5 до 40 раз.

Полученные результаты обтекания цилиндра для случая с выключенным и включенными плазменными актуаторами удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными [17] (рис. 4 – 6).

**Выводы.** На основе физической модели диэлектрического барьерного разряда построена математическая модель, описывающая нестационарные электро- и аэродинамические процессы при работе плазменного актуатора. С помощью метода контрольного объема разработан численный алгоритм решения уравнений электродинамики плазмы вместе с уравнениями динамики вязкой несжимаемой жидкости, включая турбулентность, в криволинейной системе координат на подвижных сетках для моделирования диэлектрического барьерного разряда. Выполнено моделирование возникновения движущей силы в результате воздействия диэлектрического барьерного разряда на цилиндр, находящийся в покоящемся воздухе. Показана возможность уменьшения коэффициента сопротивления цилиндра с помощью плазменного актуатора за счет подавления вихревой дорожки Кармана. Предложенная модель учитывает физические особенности рассматриваемого класса задач, обладает высокой вычислительной эффективностью и применима к моделированию динамики низкоскоростных потоков жидкости и газа при наличии электростатического поля.

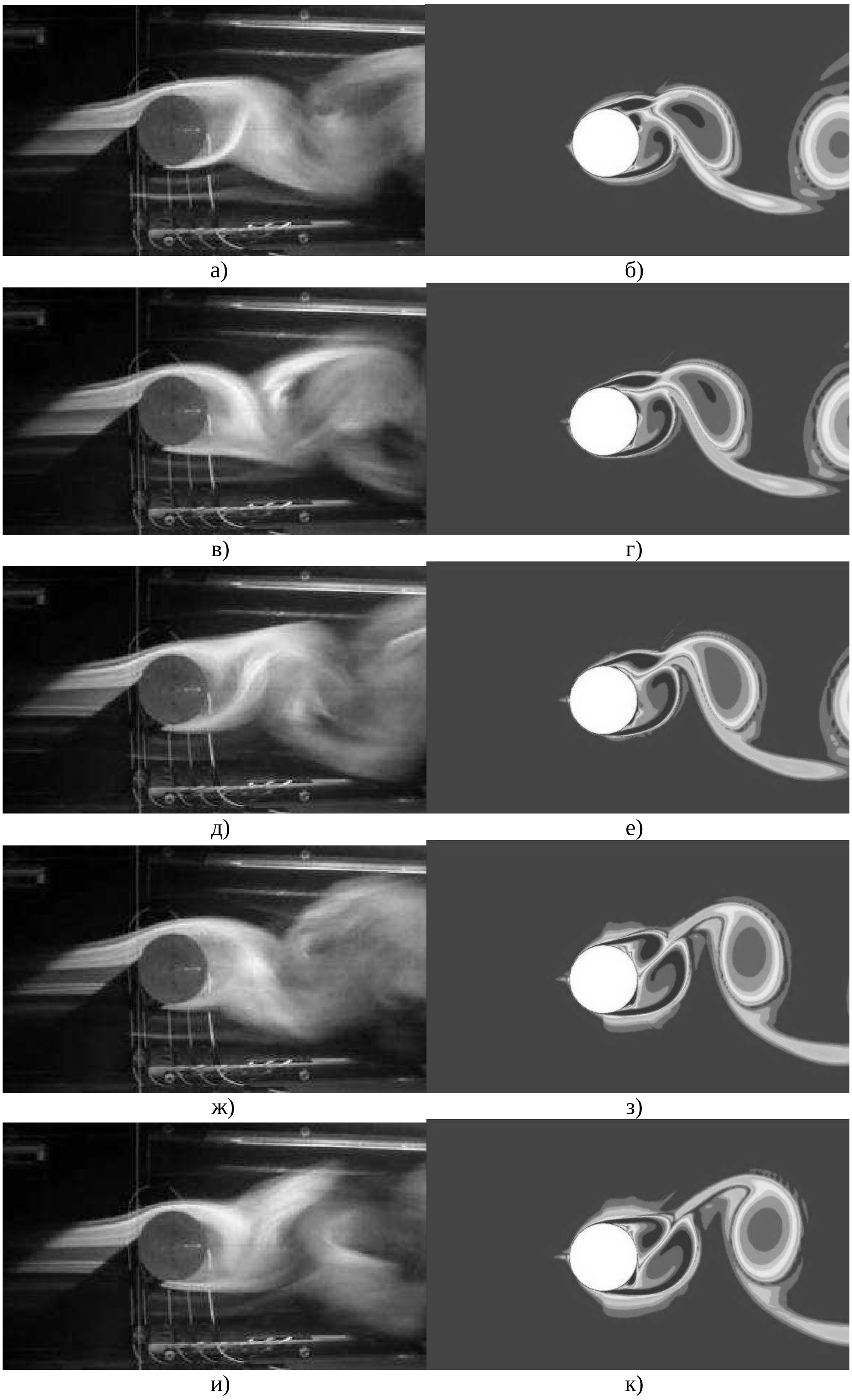



Рис. 4

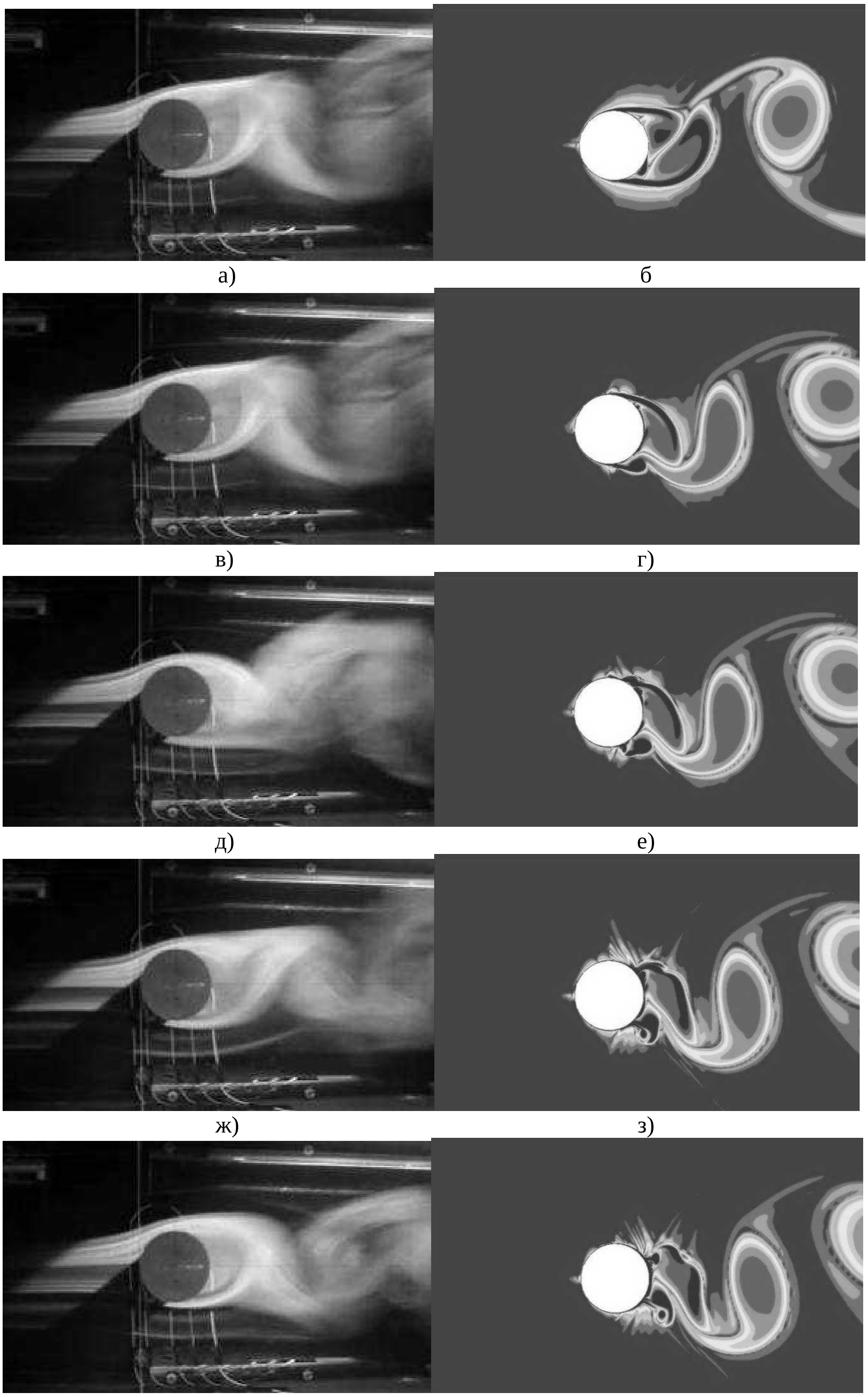
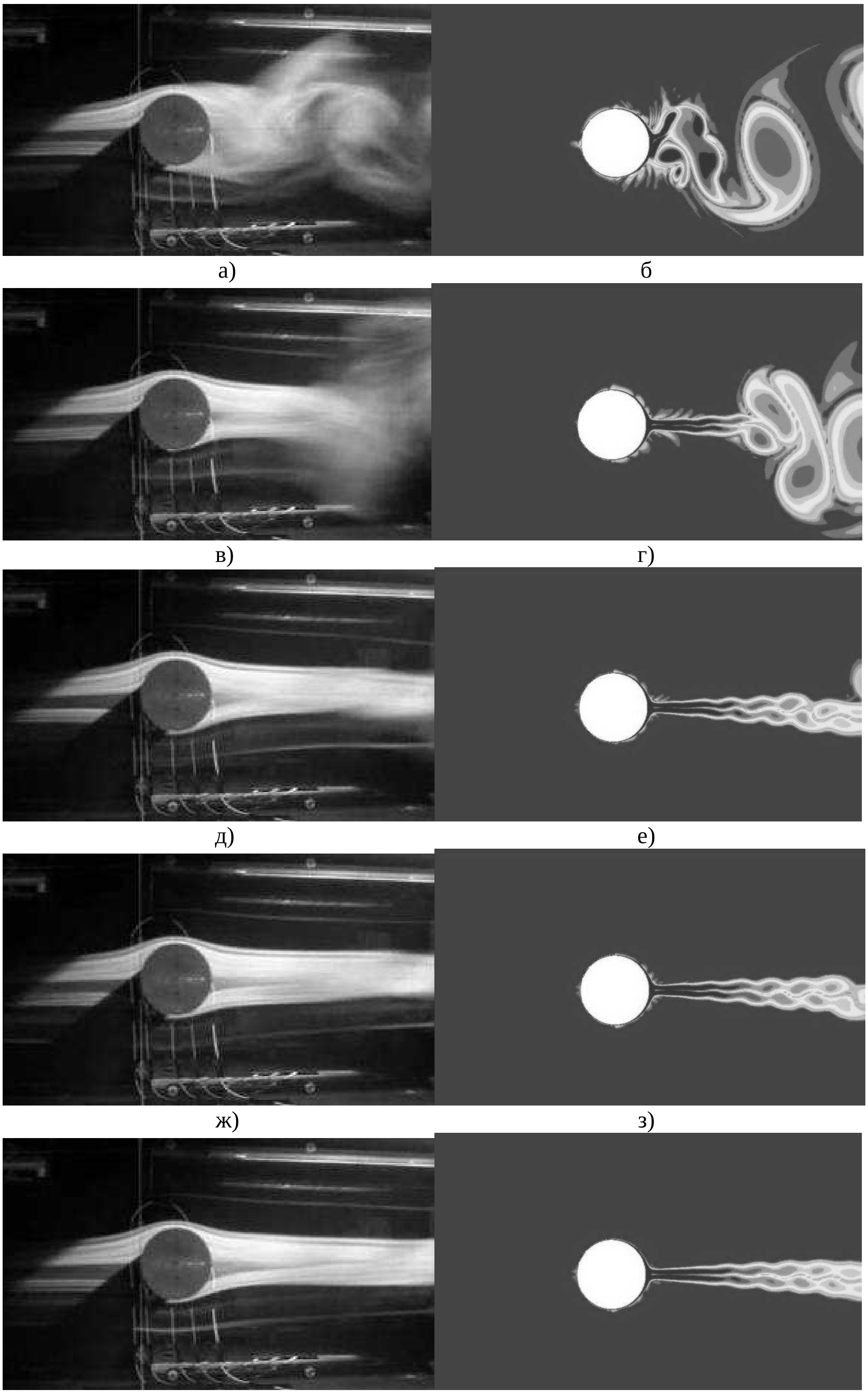



Рис. 5



а) б
в) г)
д) е)
ж) з)
и) к)

Рис. 6

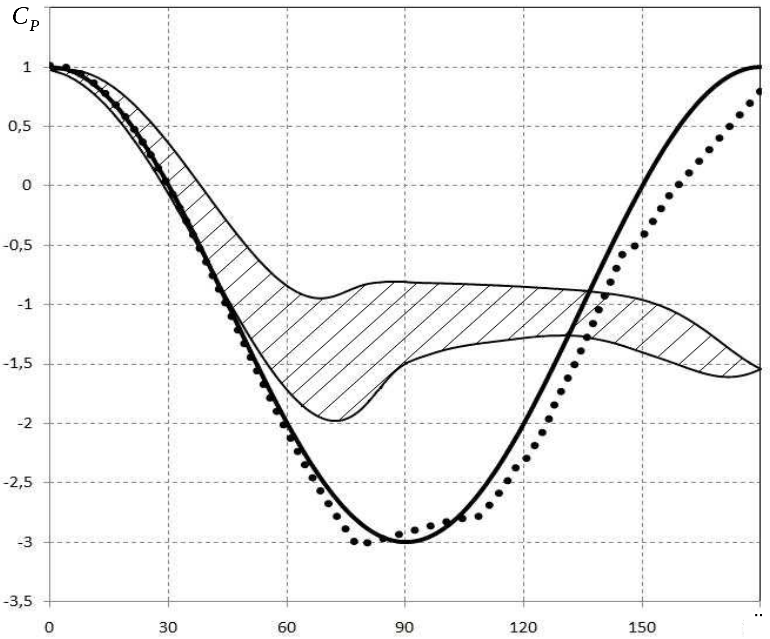



Рис. 7


1. *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа / *Л. Г. Лойцянский.* – М. : Наука, 1987. – 840 с.
2. *Corke T.* Application of weakly ionized plasmas as wing flow control devices / *T. Corke, E. Jumper, M. Post, D. Orlov*// AIAA Paper. – 2002. – № 350. – P. 15.
3. *Corke T.* Boundary Layer Instability on a Sharp Cone at Mach 3.5 with Controlled Input / *T. Corke, D. Cavalieri, E. Matlis*// AIAA Journal. – 2002. – Vol. 40, № 5. – P. 1015 – 1018.
4. *Durscher R.* Induced flow from serpentine plasma actuators acting in quiescent air / *R. Durscher, S. Roy* // AIAA Paper. – 2011. – № 957. – P. 12.
5. Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator / *C. Enloe, T. McLaughlin, R. VanDyken, J. Fuscher* // AIAA Paper. – 2004. – № 844. – P. 9.
6. *Font G.* Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control / *G. Font, W. L. Morgan* // AIAA Paper. – 2005. – № 4632. – P. 16.
7. *Hall K. D.* Potential flow model for plasma actuation as a lift enchancement device / *K. D. Hall* // Master's thesis, University of Notre Dame, 2004. – P. 158.
8. Modeling of interaction between weakly ionized near surface plasmas and gas flow / *A. Likhanskii, M. Shneider, S. Macheret, R. Miles* // AIAAPaper. – 2006. – №1204. – P.11.
9. *Massines F.* Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier / *F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps* // Journal of Applied Physics. – 1998. – Vol. 83, № 6. – P. 2950 – 2957.
10. *Roe P. L.* Approximate riemann schemes / *P. L. Roe* // J.of Comp.Physics. – 1981. – Vol.43. – P. 357 – 372.
11. *Rogers S. E.* An upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier–Stokes equations / *S. E. Rogers, D. Kwak* // AIAA Journal. – 1990. – Vol.28, № 2. – P. 253 – 262.
12. *Roy S.* Modeling surface discharge effects of atmospheric RF on gas flow control / *S. Roy, D. V. Gaitonde*// AIAA Paper. – 2005. – № 160. – P. 14.
13. Restatement of the Spalart-Allmaras eddy-viscosity model in strain-adaptive formulation / *T. Rung, U. Bunge, M. Schatz, F. Thiele* // AIAA Journal. – 2003. – Vol. 4, № 7. – P.1396 – 1399.
14. *Shyy W.* Modeling of glow discharge–induced fluid dynamics / *W. Shyy, B. Jayaraman, A. Andersson*// Journal of applied physics. – 2002. – Vol. 92. – P. 6434 – 6443.
15. *Spalart P. R.* A one–equation turbulence model for aerodynamic flow / *P. R. Spalart, S. R. Allmaras* // AIAA Paper. – 1992. – № 439. – P. 21.
16. *Suzen Y. B.* Numerical simulations of plasma based flow control applications/ *Y. B. Suzen, P. G. Huang, J. D. Jacob*// AIAA Paper. – 2005. – № 4633. – P. 14.
17. *Thomas F. O.* Numerical simulations of plasma based flow control applications / *F. O. Thomas, A. I. Kozlov, T. C. Corke* // AIAA Paper. – 2006. – № 2845. – P. 16.
18. *Whitfield D. L.* Numerical solution of the two–dimensional time–dependent incompressible Euler equations / *D. L. Whitfield, L. K. Taylor* // Mississippi state university NACA–CR–195775. – 1994. – P. 65.


Институт транспортных систем и
технологий НАН Украины,
Днепропетровск

Получено 04.02.14,
в окончательном варианте 21.03.14