

44. **Mills R.D.** On closed motion of a fluid in a square cavity / R.D. Mills // J. Roy. Aero. Soc. – 1965. – V. 69. – P. 116 – 121.
45. **Oka S.N.** Stacionarno dvodimenziono vrtlozno strnjanje u oblastima za zatvorenim strujnicama / S.N. Oka. – Dokt. Disertacija, Masin. Fak. Unw. u Beogradu. – Beograd. – 1971. – 294 p.
46. **Pan F.** Steady flows in rectangular cavities / F. Pan, A. Acrivos // J. of Fluid Mech. – 1967. – Vol. 28. – Part 4. – P. 643 – 655.
47. **Patel R.P.** Effects of stream turbulence on free shear flows / R.P. Patel // Aeron. Quart. – 1978. – V. 29. – № 1. – P.33 – 43.
48. **Ramaswamy B.** Finite element solution for advection and natural convection flows / B. Ramaswamy // Comput. and Fluids. – 1988. – V. 16. – No. 4. – P. 349 – 388.
49. **Reddy J.N.** Penalty-finite-element analysis of 3-D Navier-Stokes equations / J.N. Reddy // Comp. Meth. in Appl. Mech. and Ing. – 1982. – V. 35. – P. 87 – 106.
50. **Rockwell D.** Self-sustained oscillations of impinging free shear layer /D. Rockwell, E. Naudascher // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1979. – Vol. 11. – P. 67 – 94.
51. **Roshko A.** Some measurements of flow in a rectangular cut out / A. Roshko // NACA TN 3488. – 1956. – 245 p.
52. **Tani I.** Experimental Investigation of Flow Separation associated with a Step or a Groove Aeronautical Research Institute / I. Tani, M. Iuchi, H. Komoda // University of Tokyo. – Report. № 364. – 1961. – 355 p.
53. **Terekhov V.I.** Forced-convection heat transfer from the bottom of trenches with rectangular or inclined walls / V.I. Terekhov, N.I. Yarygina // Experimental Heat Transfer. – 1996. – Vol. 9. – No. 2. – P. 133 – 148.
54. **Terekhov V.I.** Turbulent heat transfer in a crossflow cavity with inclined sidewalls / V.I. Terekhov, N.I. Yarygina, A.Yu. D'yachenko // Proceedings of the Twelfth International Heat Transfer Conference. – Elsevier, 2002. – P. 615 – 619.
55. **Townes H.W.** Experiments on the flow over a rough surface / H.W. Townes, R.H. Sabersky // Int. J. Heat and Mass Transfer. – 1966. – Vol. 9. – № 8. – P. 729 – 738.
56. **Wieghardt K.** Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen / K. Wieghardt // Forschft, Schiffstech. – 1953. – № 2. – S. 65 – 81.
57. **Yamamoto Hi.** A numerical study of laminar heat transfer at; bottom surface of a cavity submerged in separated flow region of duct /Hi. Yamamoto, N. Seki, S. Fukusako // Heat and Mass Transfer. – 1982. – Vol. 16. – No. 4. – P. 219 – 227.

Надійшла до редколегії 03.02.2013.

УДК 532.516

**Д. А. Редчиц\*, О. Б. Полевой\*, С. В. Моисеенко\*\***

*\*Институт транспортных систем и технологий НАН Украины «ТРАНСМАГ»*

*\*\*Херсонский национальный технический университет*

## УПРАВЛЕНИЕ ВИХРЕВОЙ ДОРОЖКОЙ КАРМАНА С ПОМОЩЬЮ ПЛАЗМЕННЫХ АКТУАТОРОВ

На основі фізичної моделі діелектричного бар'єрного розряду побудована математична модель, що описує нестационарні електро- і аеродинамічні процеси при роботі плазмового актуатора. Показана можливість зменшення коефіцієнта опору циліндра за допомогою плазмового

актуатора за рахунок придушення вихровий доріжки Кармана. Даний підхід застосовується для моделювання динаміки низькошвидкісних потоків рідини і газу при наявності електростатичного поля.

**Ключові слова:** плазменний актуатор, зменшення опору, подавлення вихрової доріжки Кармана.

На основе физической модели диэлектрического барьерного разряда построена математическая модель, описывающая нестационарные электро- и аэродинамические процессы при работе плазменного актуатора. Показана возможность уменьшения коэффициента сопротивления цилиндра с помощью плазменного актуатора за счет подавления вихревой дорожки Кармана. Данный подход применим к моделированию динамики низкоскоростных потоков жидкости и газа при наличии электростатического поля.

**Ключевые слова:** плазменный актуатор, уменьшение сопротивления, подавление вихревой дорожки Кармана.

Based on a physical model of the dielectric barrier discharge, a mathematical model which describing the transient electric and aerodynamic processes in the operation of the plasma actuator was built. The possibility to reduce the drag coefficient of the cylinder using plasma actuators by suppressing Karman vortex street was shown. This approach is applicable to the simulation of the dynamics of low-speed gas and liquid flows in the presence of an electrostatic field.

**Keywords:** a plasma actuator, reduce of the drag, suppressing of Karman vortex street.

**Введение.** Управление звуковыми потоками воздуха представляет значительный интерес в связи с перспективами развития наземного транспорта, авиации, ветроэнергетики, создании 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.

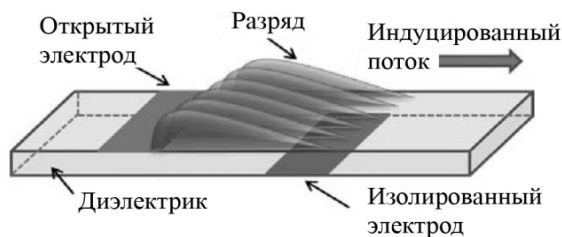


Рис. 1. Схема линейного плазменного актуатора [4]

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 свортывания 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, пла-

зменный 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 плазменных и аэродинамических времен является ключевым моментом в понимании процессов, происходящих при управлении потоком. В случае обтекания тела воздухом в качестве характерных масштабов длины и времени принимаются геометрические характеристики 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

Характерные времена протекания плазменных и аэродинамических процессов

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  $10^{-3} \div 10^{-1} \text{ с}$  (табл. 1). Существенное различие во времени аэродинамических процессов ( $\tau \sim 10^{-1} \text{ с}$ ) и процессов, происходящих при электрическом разряде ( $\tau \sim 10^{-11} \text{ с}$ ), 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 уравнения 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, основанном на 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 заряда, электрического поля

и распределения потенциала. В их подходе в качестве газа–носителя использовался гелий, так как для него известны химические реакции и коэффициенты для плазмы. 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 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 гидродинамики (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.

**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:

$$\nabla \vec{u} = 0, \quad (1)$$

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

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 применя-

лись 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:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c; \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0; \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (5)$$

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

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 Фарадея, закон Гаусса для магнитного поля 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 одно уравнение  $\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c$ , представляющее собой закон Гаусса для электрической индукции.

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

$$\vec{f}_b = \rho_c \vec{E} \quad (7)$$

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  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_o$  и равен  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ , где  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость среды;  $\varepsilon_o$  – 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

$$\nabla (\varepsilon_r \nabla \Phi) = -\rho_c / \varepsilon_o. \quad (8)$$

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  $n = n_0 \exp(e\Phi / kT)$ , получим [16]

$$\rho_c / \varepsilon_o = - \left( e^2 n_0 / \varepsilon_o \right) \left[ (1 / kT_i) + (1 / kT_e) \right] \Phi, \quad (9)$$

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

Используя Дебаевскую длину  $\lambda_D$ , характеризующую расстояние, на которое распространяется действие электрического поля отдельного заряда в нейтральной среде, состоящей из положительно и отрицательно заряженных частиц

$$\lambda_D = \left[ \left( e^2 n_0 / \varepsilon_o \right) (1 / kT + 1 / kT_e) \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

выражение (9) приведем к виду

$$\rho_c / \varepsilon_o = \left( -1 / \lambda_D^2 \right) \Phi. \quad (11)$$

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]

$$\Phi = \phi + \varphi. \quad (12)$$

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],

$$\nabla (\varepsilon_r \nabla \phi) = 0, \quad (13)$$

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

$$\nabla (\varepsilon_r \nabla \varphi) = -\rho_c / \varepsilon_o. \quad (14)$$

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

$$\nabla (\varepsilon_r \nabla \rho_c) = \rho_c / \lambda_D^2. \quad (15)$$

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

$$\vec{f}_B = \rho_c \vec{E} = \rho_c (-\nabla \phi). \quad (16)$$

*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

$$\phi(t) = \phi^{\max} f(t). \quad (17)$$

Функция формы волны  $f(t)$  может быть синусоидой

$$f(t) = \sin(2\pi\omega t) \quad (18)$$

или прямоугольной

$$\begin{cases} f(t) = 1 & \text{для } \sin(2\pi\omega t) \geq 0, \\ f(t) = -1 & \text{для } \sin(2\pi\omega t) < 0, \end{cases} \quad (19)$$

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

Уравнение (15) решается относительно плотности результирующего заряда  $\rho_c$  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  $\phi(t)$ , приложенное к открытому электроду

$$\rho_{c,w}(x,t) = \rho_c^{\max} G(x) f(t), \quad (20)$$

где  $\rho_c^{\max}$  – максимальное значение плотности заряда в области. Изменение плотности заряда на стенке  $\rho_{c,w}$  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

$$G(x) = \exp\left[-(x - \mu)^2 / (2\sigma^2)\right], \quad \text{для } x \geq 0, \quad (21)$$

где  $\mu$  – локальный параметр, указывающий на положение максимума;  $\sigma$  – коэффициент масштаба, определяющий скорость затухания. В расчетах локальный параметр  $\mu$  выбирается таким образом, чтобы пик функции  $G(x)$  соответствовал левой грани изолированного электрода. Значение коэффициента масштаба  $\sigma = 0,3$  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  $\lambda_D$  равна 0.00017 м, а максимальная плотность заряда в области  $\rho_c^{\max}$  принимается равной 0.0075 Кл/м<sup>3</sup>.

**Численный метод.** Разработан специализированный пакет вычислительной гидродинамики (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 гидродинамики (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.

**Результаты и обсуждение.** *Плазменный актуатор на цилиндре.* 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.

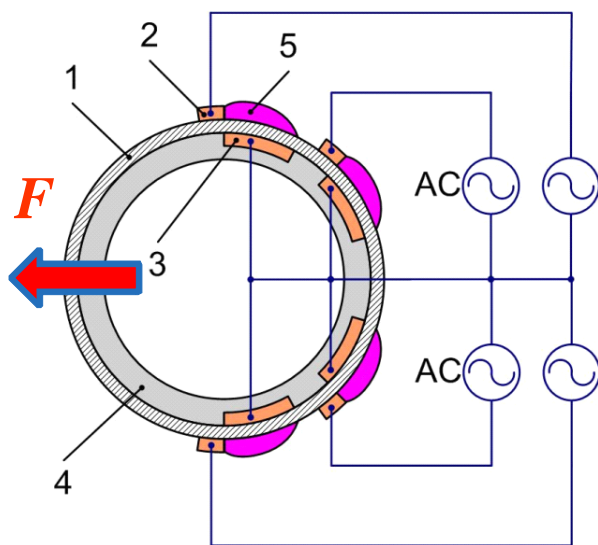


Рис. 2. Модель цилиндра с четырьмя плазменными актуаторами [17]:  
1 – цилиндр, 2 – открытый электрод, 3 – изолированный электрод,  
4 – внутренний изолятор, 5 – области образования плазмы

К плазменным актуаторам прикладывается переменное напряжение  $\phi=11.5$  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.

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,  $\rho_\infty=1.225$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{c\max}=0.0075$  Кл/м<sup>3</sup>,  $\varphi_{\max}=11500$  В,  $\nu_\infty=1.47 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с.

В результате проведенного численного эксперимента получено распределение электрического потенциала и плотности заряженных частиц вблизи электродов и в

области в целом (рис. 3). Максимальные значения плотности результирующего пространственного заряда наблюдаются в областях с максимальной напряженностью электрического поля.

В результате воздействия четырех плазменных актуаторов на покоящийся воздух образуется струя на тыльной стороне цилиндра (рис. 4). Движение воздуха приводит к падению давления в данной области, и струя прижимается к поверхности цилиндра. Возникает нечто подобное эффекту Коанда. В следе формируется реактивная струя, которая приводит к возникновению движущей силы.

Получено изменение во времени коэффициента движущей силы (сопротивления) цилиндра (рис. 5). Осредненный по времени коэффициент движущей силы равен  $-0.04$ .

*Управление отрывом потока на цилиндре с помощью четырех плазменных актуаторов.* В настоящей работе проведено численное моделирование воздействия диэлектрического барьерного разряда при работе четырех плазменных актуаторов на обтекающий цилиндр поток воздуха при числе Рейнольдса  $Re = 30000$ . 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. 6 – 9). 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.

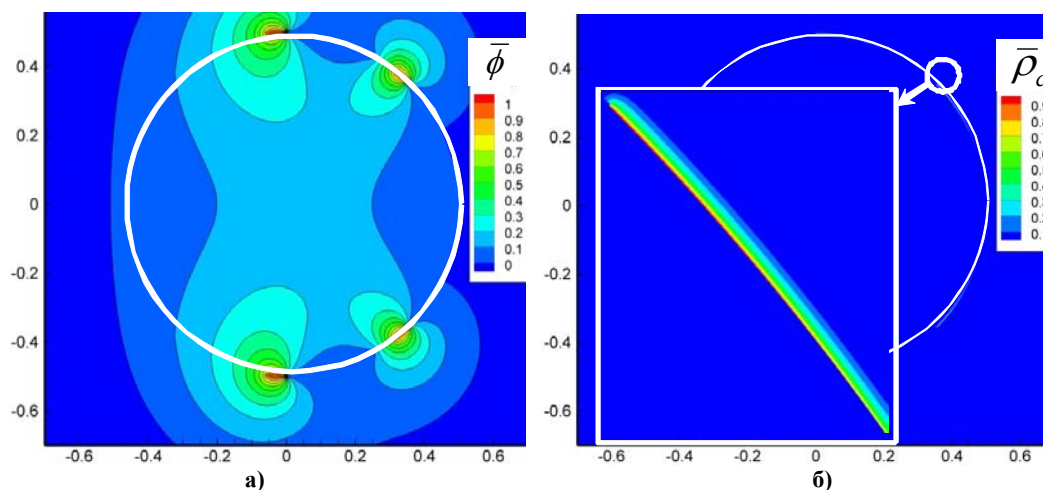


Рис. 3. Распределение электрического потенциала (а) и плотности заряженных частиц (б) в области

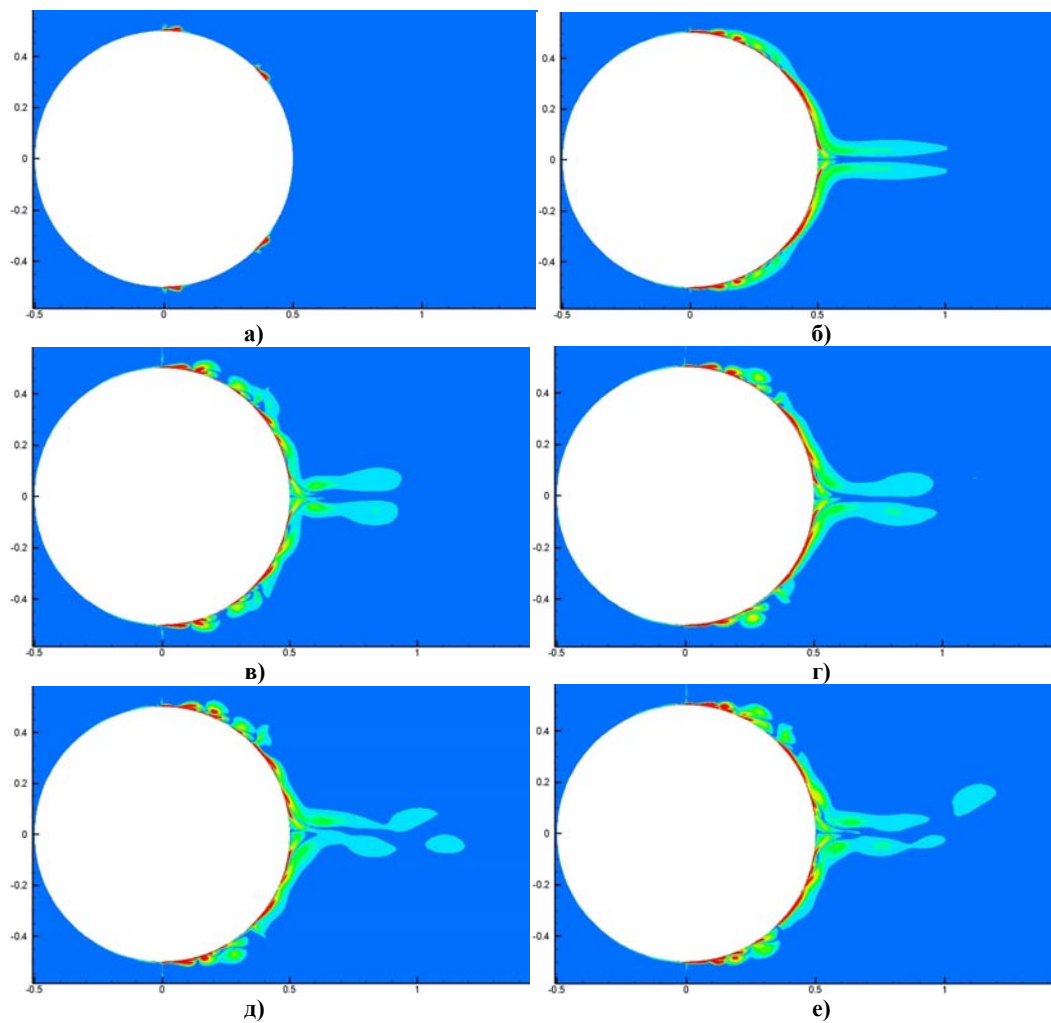


Рис. 4. Индуцированный плазменным актуатором поток воздуха на цилиндре: а)  $t = 0$ ; б)  $t = 5$ ; в)  $t = 10$ ; г)  $t = 15$ ; д)  $t = 20$ ; е)  $t = 25$

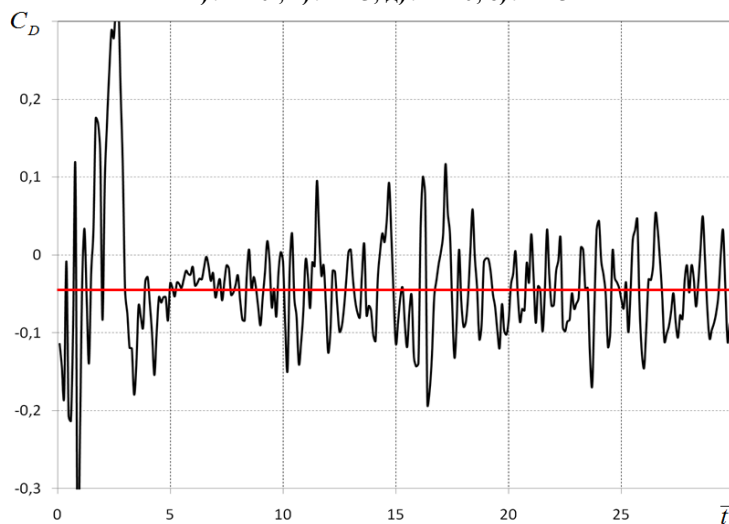


Рис. 5. Изменение во времени коэффициента движущей силы (сопротивления) цилиндра

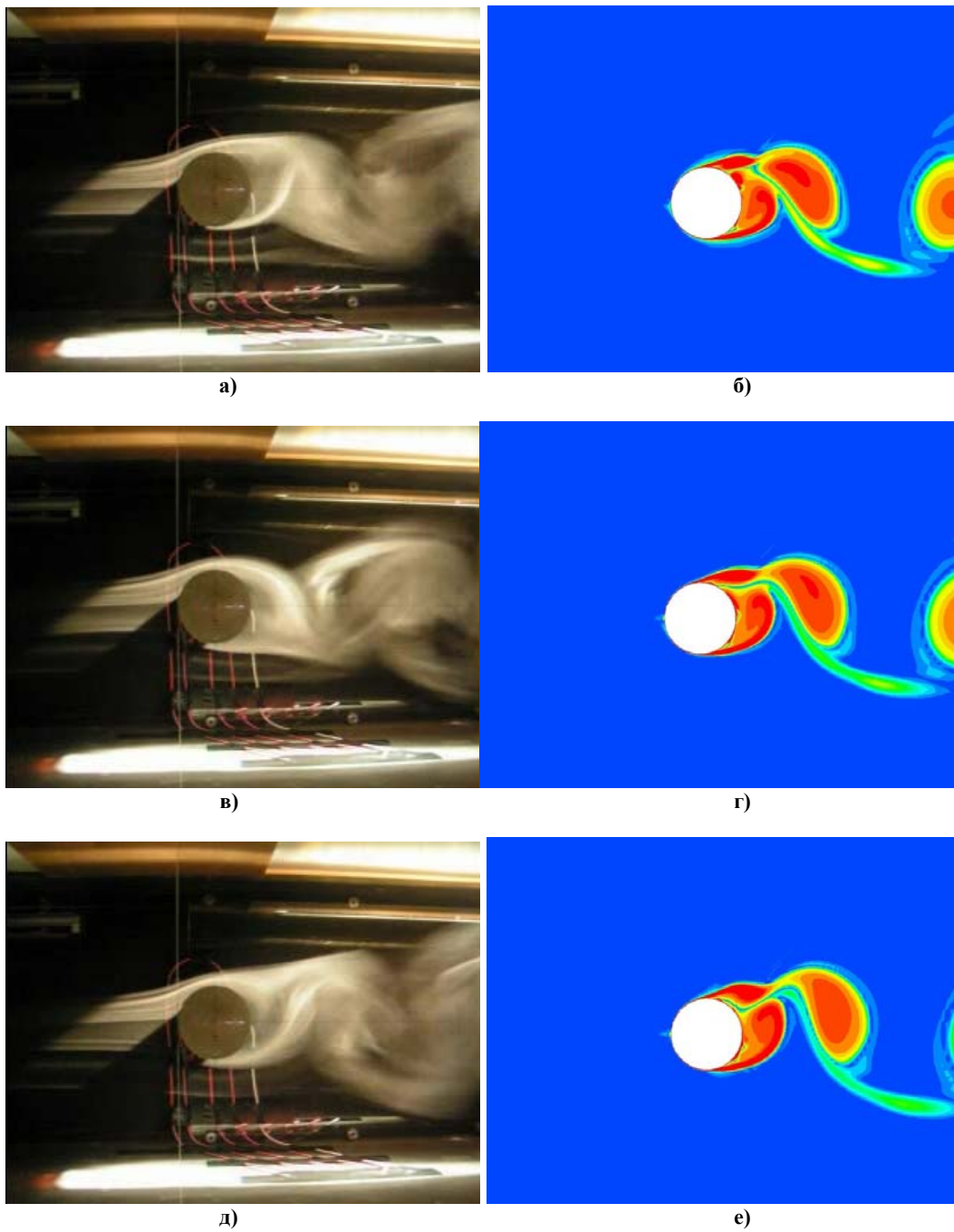


Рис. 6. Турбулентное обтекание цилиндра с выключенными плазменными актуаторами для моментов безразмерного времени:  $t = 39.5$  (а, б);  $t = 39.6$  (в, г);  $t = 39.7$  (д, е); (а, в, д – эксперимент [17], б, г, е – настоящая работа)

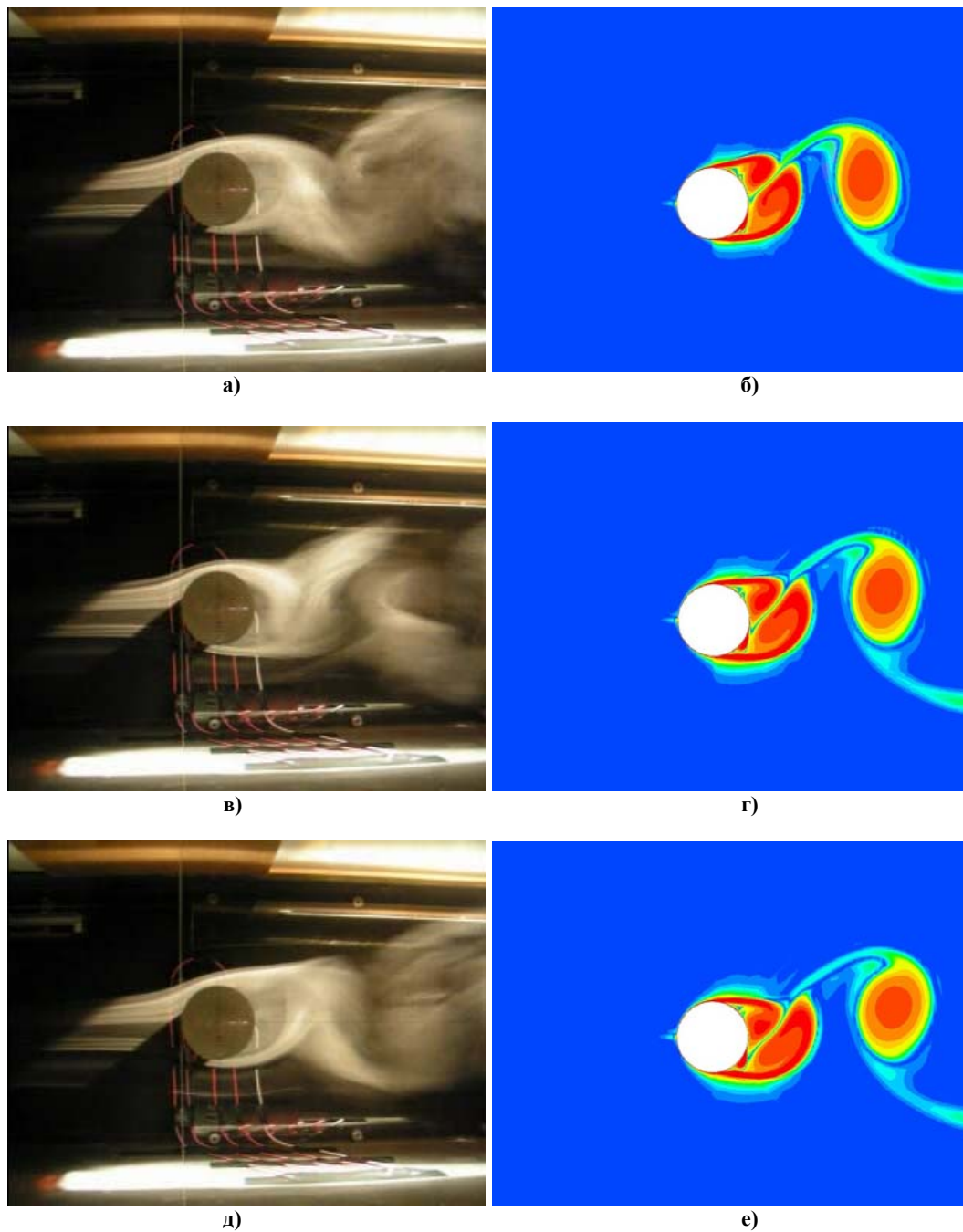


Рис. 7. Турбулентное обтекание цилиндра с выключенными плазменными актуаторами для моментов безразмерного времени:  $t = 39.8$  (а, б);  $t = 39.9$  (в, г);  $t = 40.0$  (д, е); (а, в, д – эксперимент [17], б, г, е – настоящая работа)

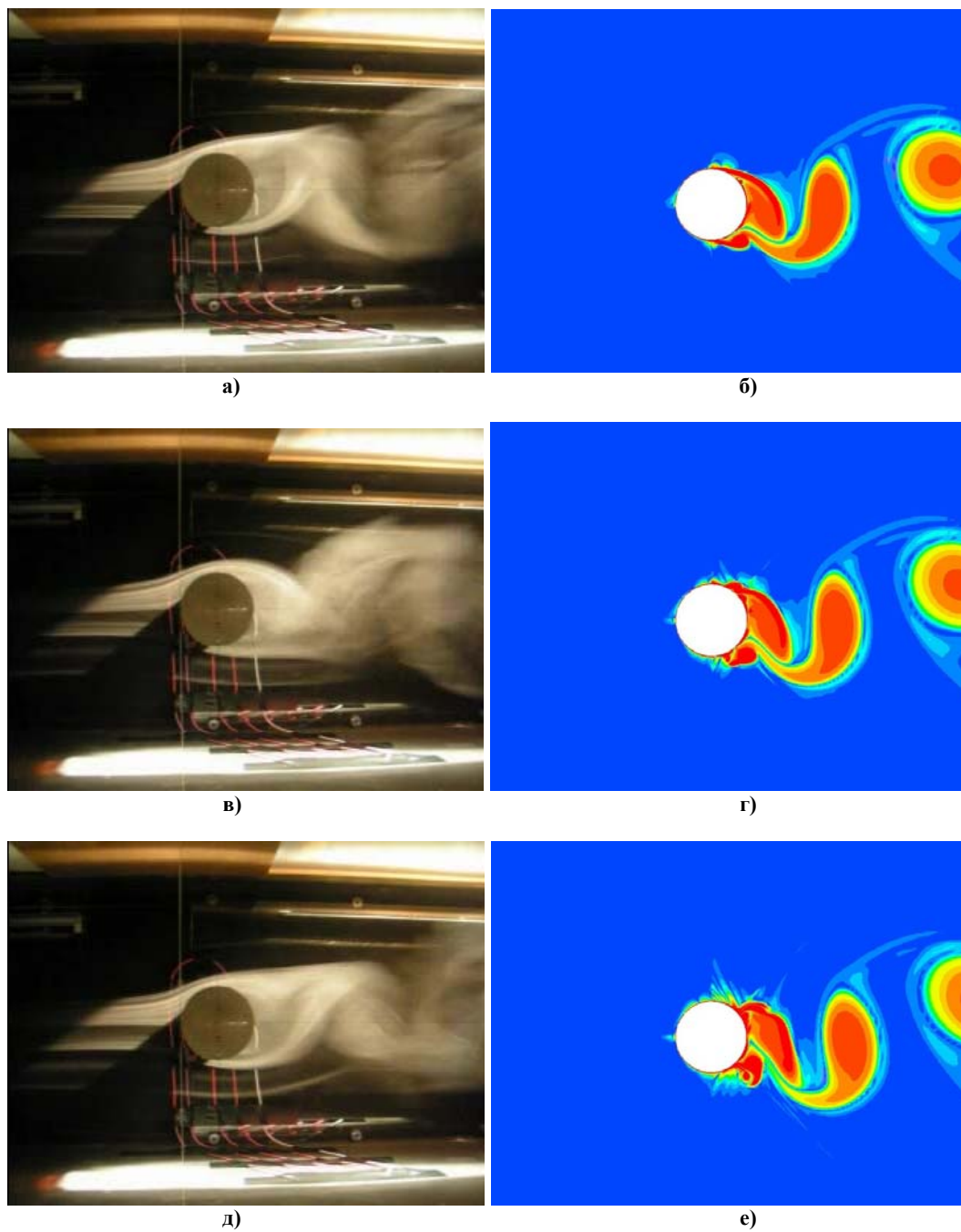


Рис. 8. Турбулентное обтекание цилиндра с включенными плазменными актуаторами для моментов безразмерного времени:  $t = 40.1$  (а, б);  $t = 40.2$  (в, г);  $t = 40.3$  (д, е); (а, в, д – эксперимент [17], б, г, е – настоящая работа)

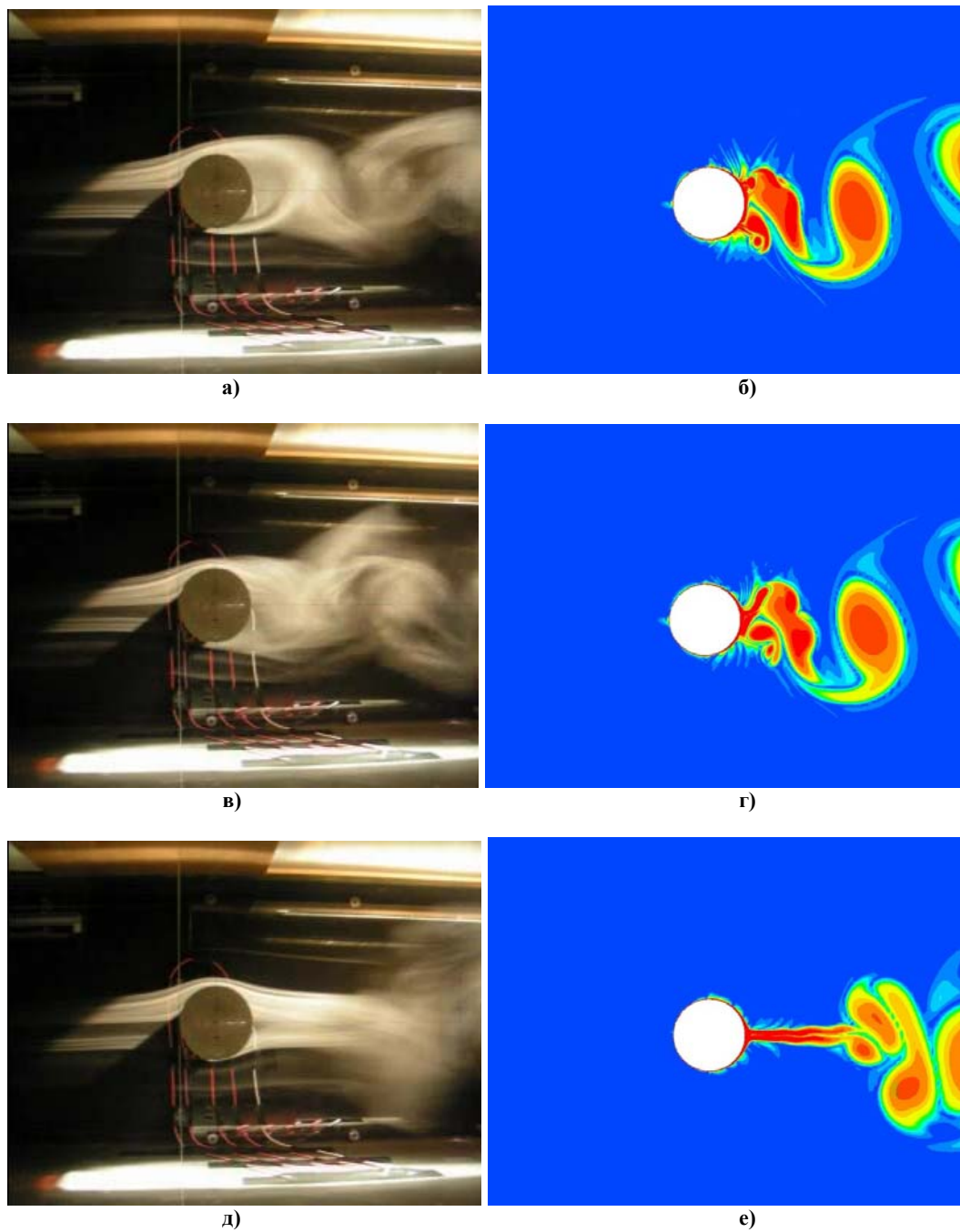


Рис. 9. Турбулентное обтекание цилиндра с включенными плазменными актуаторами для моментов безразмерного времени:  $t = 40.4$  (а, б);  $t = 40.5$  (в, г);  $t = 41.0$  (д, е); (а, в, д – эксперимент [17], б, г, е – настоящая работа)

Включение четырех плазменных актуаторов ( $\phi = 11.5$  кВ), расположенных на поверхности цилиндра  $\pm 90^\circ$ ,  $\pm 135^\circ$ , приводит к подавлению вихревой дорожки Кармана, и обтекание цилиндра носит присоединенный характер (рис. 10).

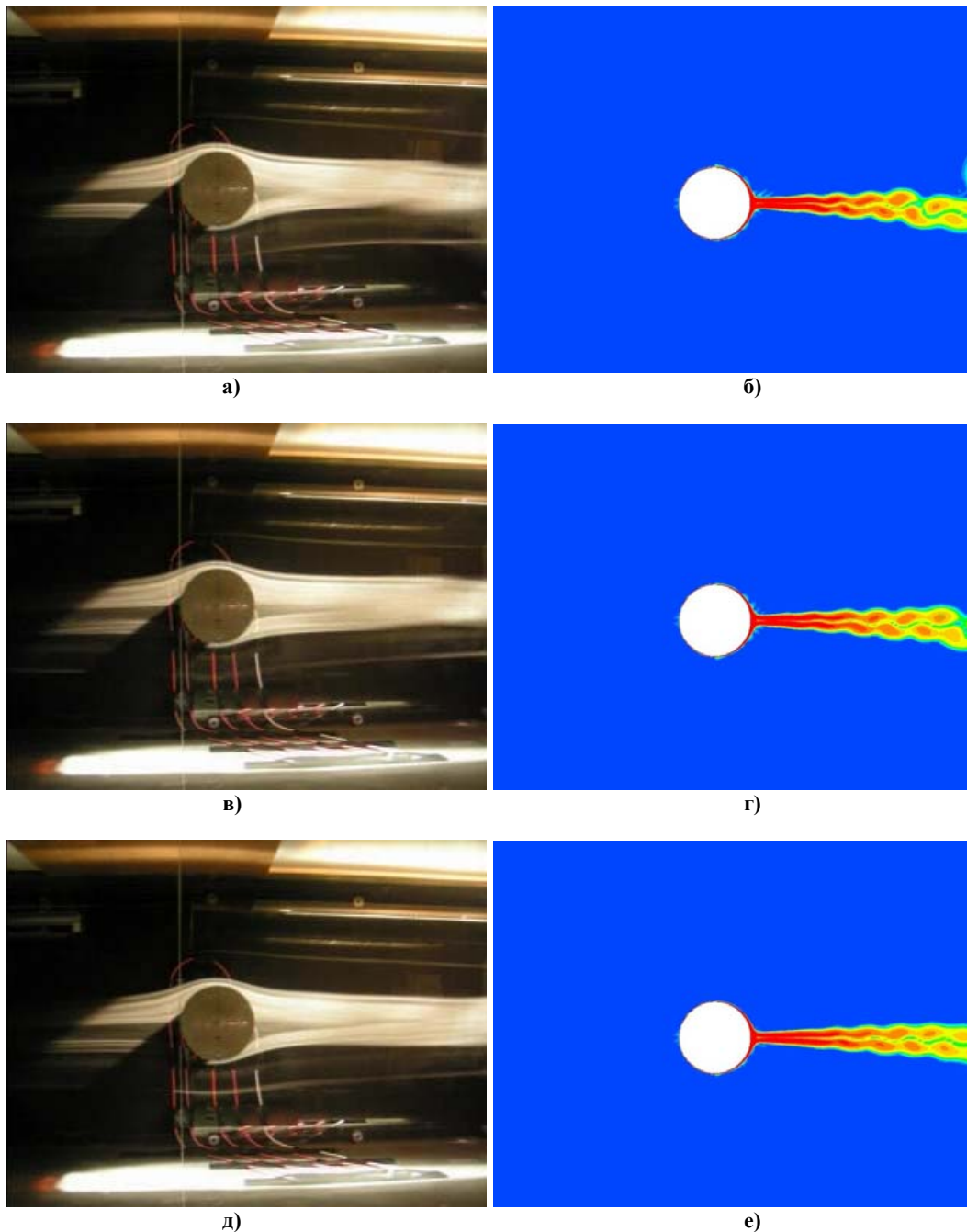


Рис. 10. Турбулентное обтекание цилиндра с включенными плазменными актуаторами для моментов безразмерного времени:  $t = 42.0$  (а, б);  $t = 43.0$  (в, г);  $t = 44.0$  (д, е); (а, в, д – эксперимент [17], б, г, е – настоящая работа)

На рис. 11 приведены распределения коэффициента давления для различных режимов обтекания кругового цилиндра. Сплошная линия соответствует потенциальному бесциркуляционному обтеканию  $C_p = 1 - 4\sin^2 \varphi$  [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. 11. Подавление вихревой дорожки Кармана с помощью плазменных актуаторов приводит к восстановлению донного давления и снижению лобового сопротивления (●●● линия на рис.11). В зависимости от числа Рейнольдса, режима обтекания цилиндра (ламинарное, переходное, турбулентное) и интенсивности работы плазменных актуаторов значение коэффициента сопротивления  $C_D$  может уменьшаться от 5 до 40 раз.

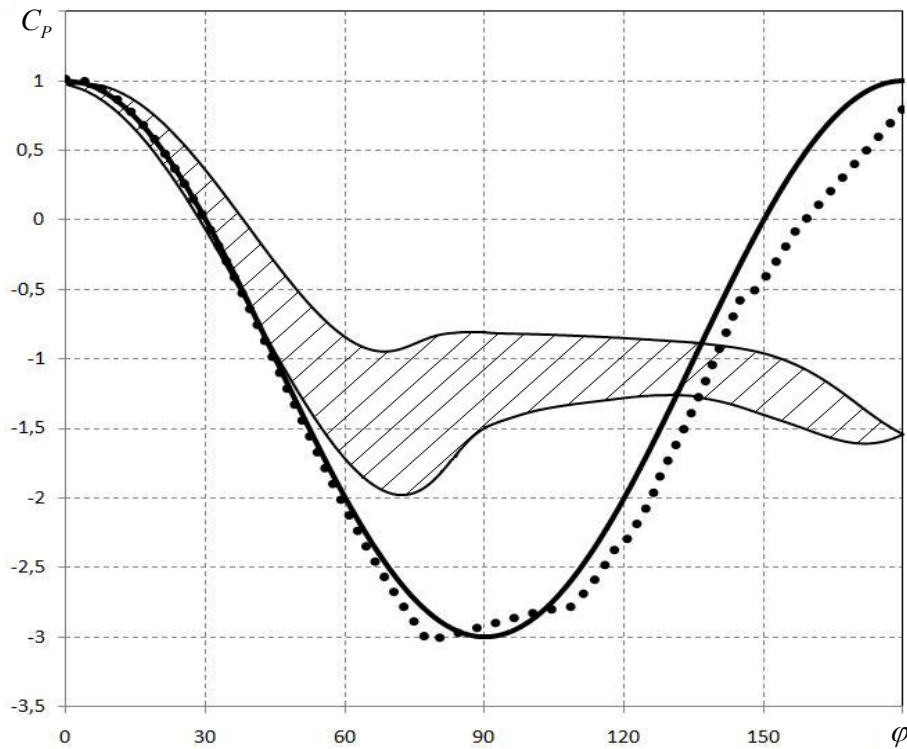


Рис. 11. Распределения коэффициента давления для различных режимов обтекания кругового цилиндра

Полученные результаты обтекания цилиндра для случая с выключенным и включенными плазменными актуаторами удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными [17] (рис. 6 – 10).

**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. На основе разработанного подхода выполнено моделирование возникновения движущей силы в результате воздействия диэлектрического барьерного разряда на цилиндр, находя-

щийся в покоем воздухе. Показана возможность уменьшения коэффициента сопротивления цилиндра с помощью плазменного актуатора за счет подавления вихревой дорожки Кармана. Предложенная методика учитывает физические особенности рассматриваемого класса задач и обладает высокой вычислительной эффективностью. Данный подход применим к моделированию динамики низкоскоростных потоков жидкости и газа при наличии электростатического поля.

### Бібліографічні посилання

1. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. – М., 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. **Enloe C.** 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 enhancement device / K.D. Hall // Master's thesis, University of Notre Dame, 2004.
8. **Likhanskii A.** Modeling of interaction between weakly ionized near surface plasmas and gas flow / A. Likhanskii, M. Shneider, S. Macheret, R. Miles // AIAA Paper. – 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 // Journal of Computational Physics. – 1981. – Vol. 43. – P. 357–372.
11. **Rogers S.E.** Comparison of implicit schemes for the incompressible Navier–Stokes equations and artificial compressibility // AIAA Journal. – 1995. – Vol. 33, № 11. – P. 2066–2072.
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. **Rung T.** 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.

Надійшла до редколегії 07.02.2013.