

## Комплексное исследование особенностей электрического ветра от коронного разряда отрицательной полярности

© И.А. Ашихмин, А.В. Самусенко, Ю.К. Стишков, В.В. Яковлев

Научно-образовательный центр „Электрофизика“ физического факультета  
Санкт-Петербургского государственного университета,  
198504 Петергоф, Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: y.stishkov@spbu.ru

(Поступило в Редакцию 28 ноября 2014 г.)

Проведено компьютерное моделирование электрического ветра в системах электродов игла–тор и сфера–тор с учетом наличия электронов во внешней зоне коронного разряда. Результаты расчета сопоставлены с экспериментально измеренными полями скоростей воздуха и вольт-амперными характеристиками. Регистрация полей скорости произведена методом лазерной анемометрии визуализирующих частиц.

### Введение

Электрический ветер — течение газа, сопровождающее коронный разряд [1]. Течение электрического ветра направлено от коронирующего электрода и имеет обычно вид тонкой интенсивной струи. Практическое использование электрического ветра весьма обширно: от систем воздушного охлаждения [2–5] до создания летательных аппаратов [6–7], управления аэродинамикой крыльев и других объектов [8–13]. Показано, что электрический ветер может играть существенную роль в системах очистки от органических загрязнений при помощи коронного разряда [14].

Представляет интерес возможность применения компьютерного моделирования для дополнения результатов экспериментального исследования электрического ветра и коронного разряда. При этом встает вопрос о достоверности результатов моделирования. В настоящей работе проведены компьютерное моделирование и экспериментальное исследование электрического ветра в системах электродов игла–тор и сфера–тор при отрицательной полярности коронирующего электрода.

Среди методов экспериментального исследования электрического ветра наиболее широкое применение приобрел метод лазерной анемометрии по изображениям частиц („Particle Image Velocimetry“, PIV-метод) [8]. Он позволяет получить поля скоростей в различных сечениях воздушного промежутка. Именно этим методом проведено экспериментальное исследование полей скорости воздуха.

Компьютерное моделирование электрического ветра проводится в основном в так называемом униполярном приближении [15], поскольку более полные системы уравнений (например, дрейфово-диффузионное приближение [16]) требуют значительных вычислительных ресурсов. В рамках униполярного приближения обычно предполагается, что в воздухе можно пренебречь наличием электронов и положительных ионов и учитывать только отрицательные ионы (в случае коронного разряда отрицательной полярности), в рассмотренной компьютерной модели учтены как отрицательные ионы, так

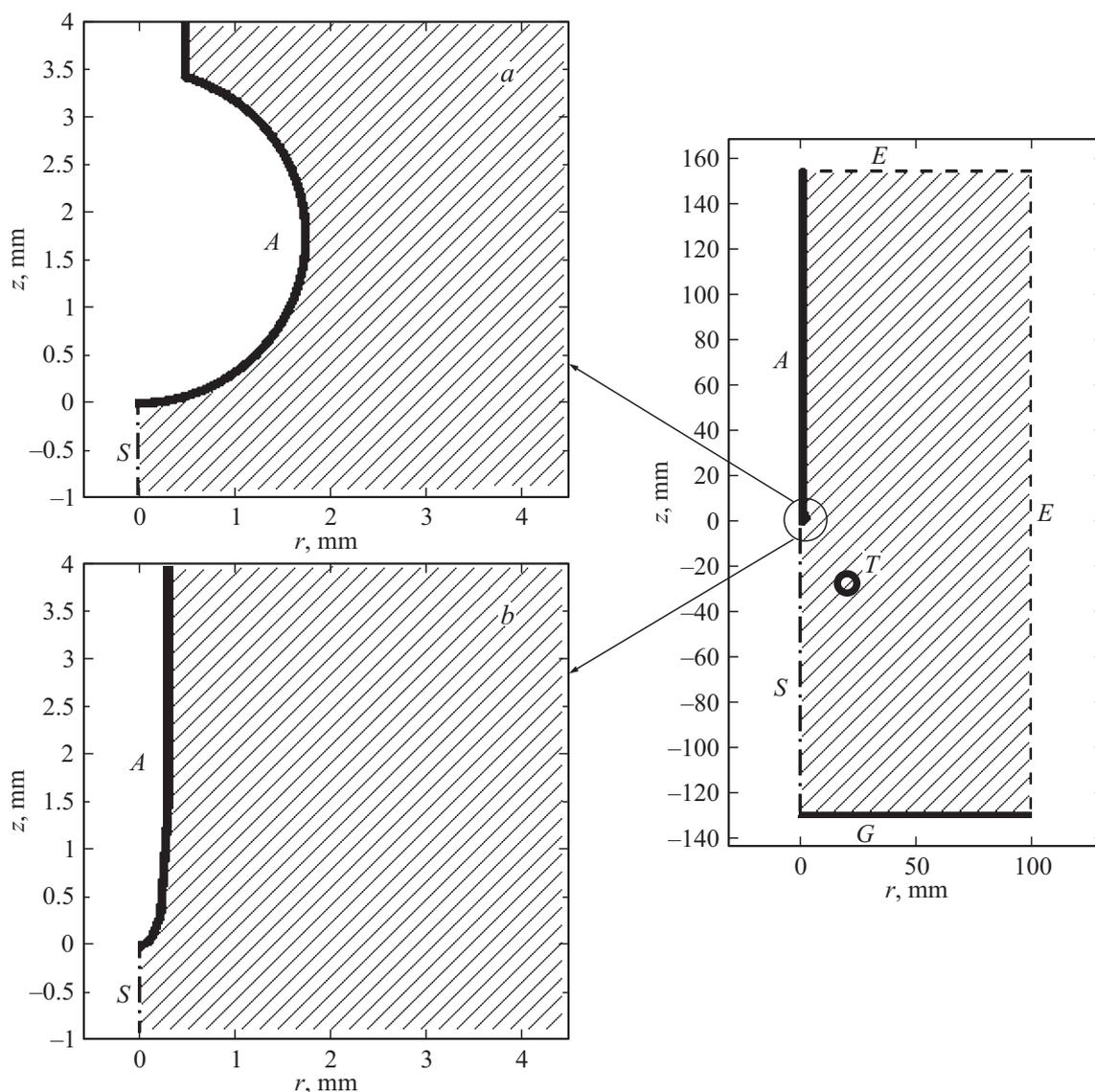
и электроны. Открытым остается вопрос о граничном условии для потока ионов на высоковольтном электроде, применяются различные формы этого условия: явная зависимость электрического тока от напряженности [15], фиксация напряженности поля на поверхности электрода [17,18], задание плотности объемного заряда на поверхности высоковольтного электрода [19]. В настоящей работе использовано граничное условие на скорость изменения потока заряженных частиц из чехла коронного разряда [20].

### Постановка эксперимента

Поля скоростей электрического ветра в воздухе в системах электродов сфера–тор и игла–тор (рис. 1) измерены PIV-методом. Помимо полей скоростей были получены вольт-амперные характеристики. Измерения полей скоростей производились на установке „Flow Master“ (производство компании „La Vision“). В состав установки входит двухимпульсный Nd-YAG-лазер (линия возбуждения в видимом диапазоне 532 nm, время вспышки 4 ns, энергия вспышки ~ 50 mJ).

В основе PIV-метода лежит статистический анализ наиболее вероятного смещения ансамбля частиц. Для регистрации изображений PIV-методом используется оптическая схема (рис. 2): луч лазера с помощью цилиндрической линзы преобразуется в подобие оптического ножа, который высвечивает определенную плоскость в кювете. Изображение этой плоскости регистрируется камерой ImageproX с разрешающей способностью по интенсивности, равной 14 bit, и размером матрицы 1200 × 1600 pixels, затем обрабатывается в программе DaVis. Ширина получаемого оптического ножа ~ 0.5–1 mm. Для применения PIV-метода необходимо получить два последовательных кадра через определенный промежуток времени. Время между вспышками лазера выбиралось таким образом, чтобы смещение визуализирующих частиц было больше одного пикселя и меньше четверти размера поискового окна.

Обработка данных производилась с помощью адаптивного алгоритма за несколько итераций. Суть алгоритма в



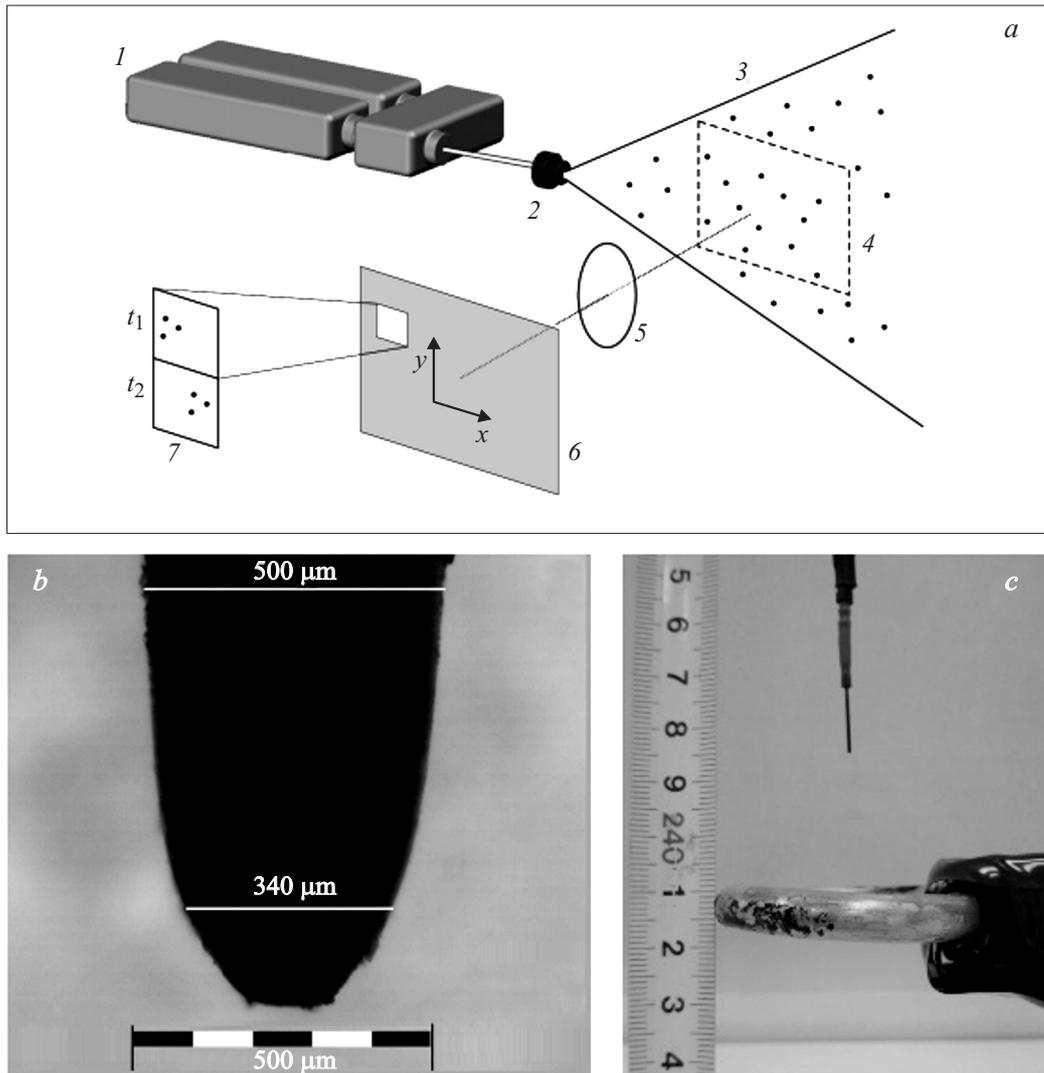
**Рис. 1.** Системы электродов: *a* — сфера–тор, *b* — игла–тор. *A* — активный (высоковольтный) электрод, *S* — ось симметрии, *G* — заземленный электрод–плоскость, *T* — заземленный электрод–тор, *E* — диэлектрическая стенка кюветы.

том, что зафиксированное камерой изображение распределения визуализирующих частиц разбивается на сектора (окна поиска). Затем вычисляется функция свертки изображений одного сектора в два последовательных момента времени — функция кросс-корреляции. Максимум этой функции определяет наиболее вероятное смещение ансамбля частиц. Скорость движения частиц в данном поисковом окне равна отношению величины наиболее вероятного смещения к времени между вспышками лазера. Размер поискового окна на первой итерации адаптивного алгоритма выбирался равным  $48 \times 48$  pixels, перекрытие соседних окон 50%, на второй итерации размер окна был равен  $24 \times 24$  pixels, перекрытие 50%. Такой выбор алгоритма и размеров секторов определяется плотностью визуализирующих частиц и их смещением за время между двумя вспышками лазера. После этого к полученным данным применялся фильтр,

который отсеивал значения скорости, если функция кросс-корреляции была меньше 0.3. Для фиксированных значений параметров (напряжение, геометрия системы электродов) проводилось несколько измерений, затем результаты усреднялись по серии. Данные, полученные для каждого из отдельных измерений, использовались для оценки случайной погрешности получаемого среднего значения — другие типы погрешностей были существенно меньше по величине.

### Оценка влияния концентрации аэрозоля на систему и погрешности измерения скорости воздуха

Одним из важных моментов при исследовании электрического ветра с помощью PIV-метода является во-



**Рис. 2.** PIV-метод (а): 1 — лазер, 2 — цилиндрическая линза, 3 — освещаемая плоскость, 4 — исследуемая область, 5 — объектив камеры, 6 — изображение на матрице камеры, 7 — окно поиска; фотография коронирующего электрода под микроскопом (b), фотография системы электродов игла–тор (c).

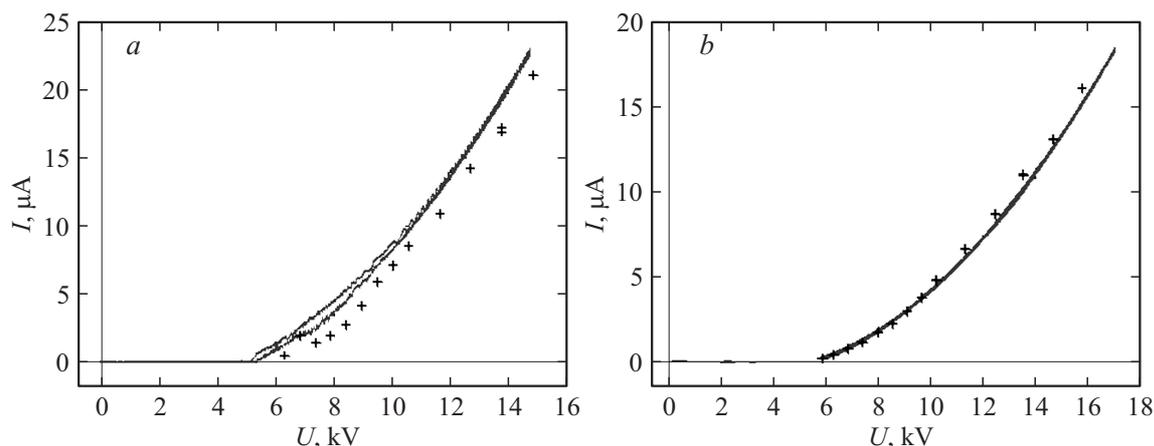
прос о выборе частиц для визуализации. Главным требованием является равенство скорости визуализирующих частиц (ВЧ) и скорости среды, поскольку последнюю величину нам необходимо измерить. Данное требование можно формализовать с помощью безразмерной величины  $St$  (число Стокса): отношения времени установления скорости движения частицы  $\tau_p$  к характерному времени установления скорости движения среды  $\tau_f$ :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} = \frac{\rho d^2 UC}{18\eta L}. \quad (1)$$

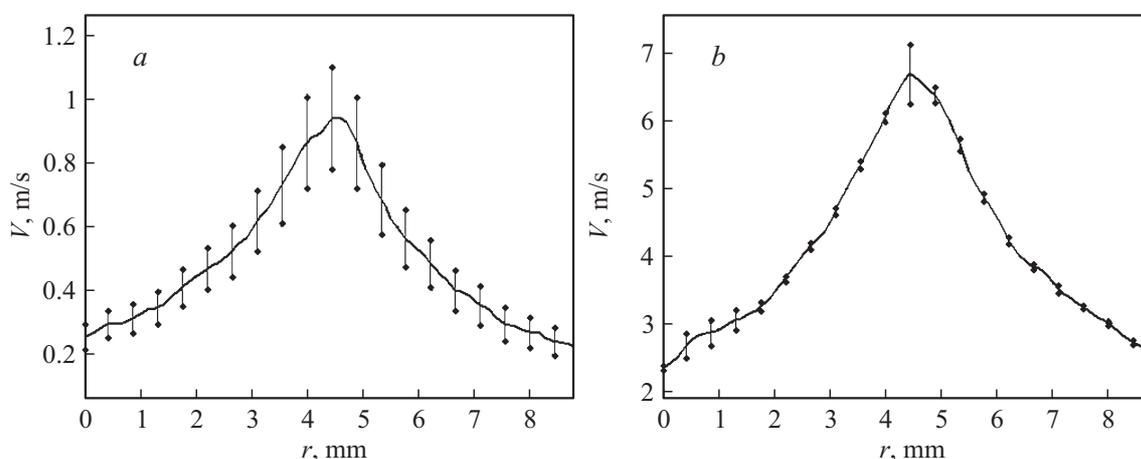
Здесь  $\rho$  — плотность вещества для визуализации ( $10^3 \text{ kg/m}^3$ ),  $d$  — диаметр частицы ( $1 \mu\text{m}$ ),  $U$  — характерная скорость движения ( $10 \text{ m/s}$ ),  $C$  — корреляционный коэффициент Каннингэма (в нашем случае  $C \sim 1$ ) [21],  $\eta$  — динамическая вязкость ( $2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ ),

$L$  — характерный размер системы (в качестве характерного размера выберем пространственное разрешение PIV-метода, которое в данном случае равняется  $0.5 \text{ mm}$ ). Подставив эти значения в (1), получаем, что число Стокса для используемых нами ВЧ составляет  $\sim 0.05$ . То есть время установления скорости частиц аэрозоля примерно в двадцать раз меньше, чем время прохождения расстояния, соответствующего пространственному разрешению PIV-метода. Таким образом, можно считать, что данные ВЧ подходят для визуализации потоков воздуха.

Также внесение ВЧ в межэлектродный промежуток не должно приводить к значительному изменению свойств среды. Для этого, в частности, необходимо, чтобы частицы были электрически нейтральными. В этом случае на них не действует сила Кулона, сообщающая им дополнительный импульс относительно движущейся



**Рис. 3.** ВАХ системы игла–тор для отрицательной (а) и положительной (б) полярностей. Сплошная линия соответствует ВАХ без аэрозоля, маркерами показана ВАХ с аэрозолем.



**Рис. 4.** Профильные распределения усредненного по серии измерений значения скорости при напряжениях 6.3 (а) и 14.9 кВ (б). Вертикальными планками показана случайная погрешность. Полярность коронирующего электрода: отрицательная.

среды. Для проверки этого требования в работе [21] авторами были проведены измерения скорости ветра для разных концентраций ВЧ с помощью PIV-метода и их независимая верификация с помощью трубки Пито в чистом воздухе. На основании полученных данных авторы приходят к выводу о том, что в случае если ВЧ заряжаются в чехле коронного разряда, то это может привести к существенному изменению скорости электрического ветра. Заряженные ВЧ участвуют в переносе заряда, то есть увеличивают прохождение тока в системе. Таким образом, чтобы определить наличие заряда у ВЧ, необходимо сравнить вольт-амперные характеристики (ВАХ) для чистого воздуха и воздуха с используемым аэрозолем

На рис. 3 приведены ВАХ системы для отрицательной (слева) и положительной (справа) полярностей. Сплошная линия соответствует ВАХ без аэрозоля, маркерами показана ВАХ с аэрозолем. Из рис. 3 можно сделать вывод о том, что при добавлении аэрозоля ток коронного разряда при отрицательной полярности уменьшается на 10–20%, а при положительной полярности в преде-

лах погрешности значение тока не изменяется. Из этого можно сделать вывод о том, что ВЧ не участвуют в зарядопереносе в нашей системе и соответственно могут быть использованы для визуализации ЭВ. Уменьшение тока при отрицательной полярности вызвано влиянием осаждающихся на электрод ВЧ на коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии.

На рис. 4 приведены профили скорости электрического ветра в системе электродов игла–тор. Как видно, поток представляет собой струю толщиной около 5 мм. Рис. 4 также демонстрирует величину случайной погрешности измерения скорости. При напряжениях, близких к порогу зажигания короны, случайная погрешность составляет примерно 20%, это объясняется тем, что корона при напряжениях, близких к напряжению зажигания, имеет импульсный характер (так называемые импульсы Тричела [22]). При увеличении напряжения влияние отдельных импульсов уменьшается, и коронирование протекает в более равномерном режиме, что приводит к уменьшению среднеквадратичного отклонения до значений около 5%.

Граничные условия

	$\mathbf{V}$	$\varphi$	$M$	$n_i$	$n_e$
Ось симметрии	$V_r = 0$	$E_r = 0$	—	$j_{i,r} = 0$	$j_{e,r} = 0$
Высоковольтный электрод	$\mathbf{V} = 0$	$\varphi = -U$	—	$(\mathbf{n}\mathbf{j}_i) = 0$	$\frac{\partial j_e}{\partial t} = \frac{\gamma(\exp M - 1) - 1}{\tau} j_i$
Заземленный электрод		$\varphi = 0$	$M = 0$	—	—
Диэлектрическая стенка		$(\mathbf{n}\mathbf{E}) = 0$	—	$(\mathbf{n}\mathbf{j}_i) = 0$	$(\mathbf{n}\mathbf{j}_e) = 0$

Система уравнений

Компьютерное моделирование проведено в униполярном приближении. При этом в отличие от классического униполярного приближения, в котором учитываются только отрицательные ионы, в модели учитываются электроны и отрицательные ионы; учтены также процессы ударной ионизации и прилипания [22].

Система уравнений (2) содержит уравнение Пуассона (2.1) ( $\varphi$  — электрический потенциал), уравнения Навье-Стокса (2.3)–(2.4) ( $\mathbf{V}$  — скорость воздуха,  $P$  — давление), уравнения Нернста-Планка (2.5)–(2.6) ( $n_e$  — концентрация электронов,  $n_i$  — концентрация отрицательных ионов). Уравнение (2.2) позволяет определять количество ионизационных столкновений вдоль силовой линии электрического поля  $M$  ( $\alpha$  — коэффициент ионизации, зависящий от напряженности электрического поля  $E$ ):

$$\left\{ \begin{aligned} \varepsilon_0 \Delta \varphi &= -e(n_i + n_e) \quad (\mathbf{E} = -\nabla \varphi), & (2.1) \\ (\mathbf{E}/E \nabla) M &= \alpha(E), & (2.2) \\ \rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho(\mathbf{V} \nabla \mathbf{V}) &= -\nabla P + \eta \Delta \mathbf{V} - e(n_i + n_e) \mathbf{E}, & (2.3) \\ \operatorname{div} \mathbf{V} &= 0, & (2.4) \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_e \nabla n_e - n_e \mu_e \mathbf{E} + n_e \mathbf{V}] &= -v_{att} n_e, & (2.5) \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div}[-D_i \nabla n_i - n_i \mu_i \mathbf{E} + n_i \mathbf{V}] &= +v_{att} n_e. & (2.6) \end{aligned} \right.$$

В качестве граничного условия на коронирующем электроде применено соотношение, связывающее скорость роста потока заряженных частиц из чехла коронного разряда с числом ионизационных столкновений [20]:

$$\frac{\partial j_e(b, t)}{\partial t} = j_e(b, t) \frac{\gamma(\exp M - 1) - 1}{\tau}. \quad (3)$$

Здесь  $M$  — число ионизационных столкновений на данной силовой линии электрического поля, рассчитывается при помощи уравнения (2.2),  $\tau$  — время движения ионов сквозь чехол коронного разряда. Поскольку рассматривается установившийся режим электрического ветра, значение  $\tau$  не влияет на решение. Порядок величины  $\tau$  составляет  $10^{-6}$ – $10^{-5}$  с, т.е. по сравнению с характерными временными масштабами развития течения в воздухе это малая величина. Также отметим,

что стационарное решение уравнения (3) соответствует соотношению  $\gamma \exp M \approx 1$ , т.е. известному условию возникновения самостоятельного разряда [22].

Граничные условия приведены в таблице.

В расчете подвижность отрицательных ионов равна  $2.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V s})$  (усредненное значение для подвижности отрицательных ионов в воздухе по [1]), подвижность электронов равна  $0.06 \text{ m}^2/(\text{V s})$  (характерная величина для полей ниже критического значения  $25 \text{ kV/cm}$  [22]). Частота прилипания считалась равной  $2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$  [22] при  $E < 25 \text{ kV/cm}$ , при большей напряженности частота прилипания считалась равной нулю.

Сопоставление результатов моделирования и эксперимента

Сопоставим результаты расчета в компьютерной модели с экспериментальными измерениями. На рис. 5 приведены ВАХ, полученные в эксперименте (точки) и расчетные (сплошные линии), для двух систем электродов — игла–тор и сфера–плоскость. Вольт-амперные характеристики находятся в хорошем соответствии.

На рис. 6 представлено сопоставление радиальных и аксиальных распределений скорости в системе электродов игла–тор при напряжении  $12.7 \text{ kV}$ . Наибольшее

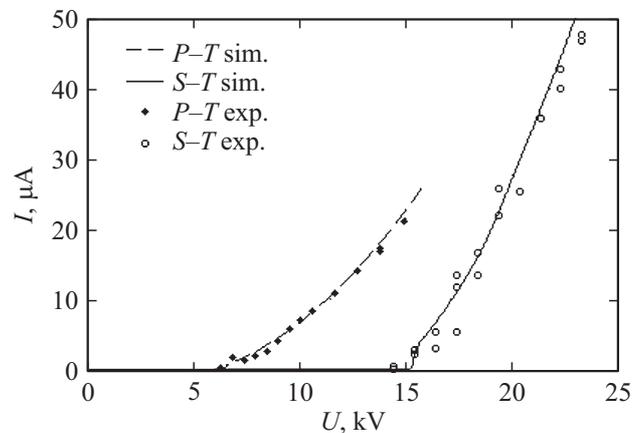
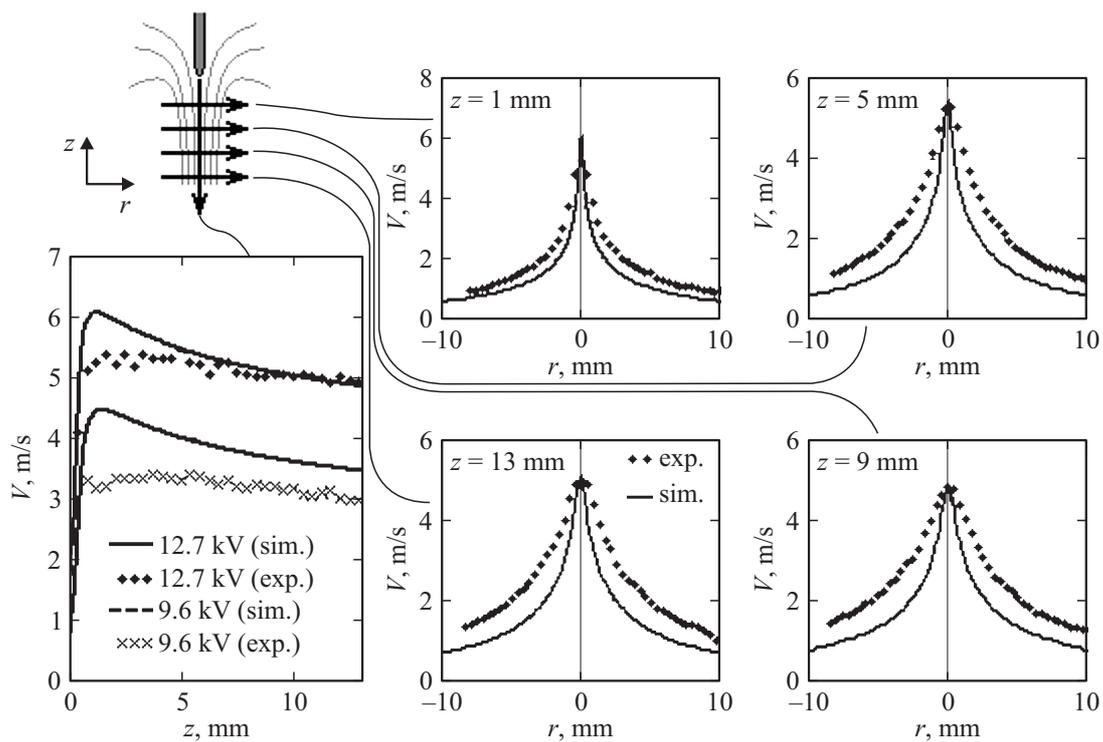
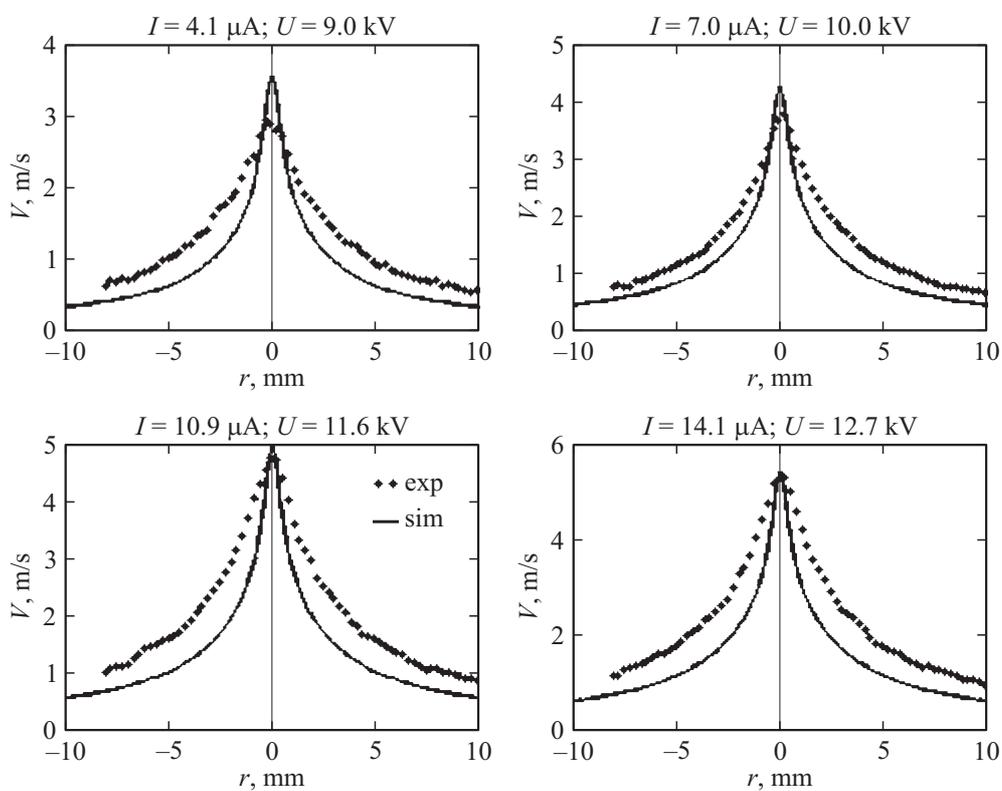


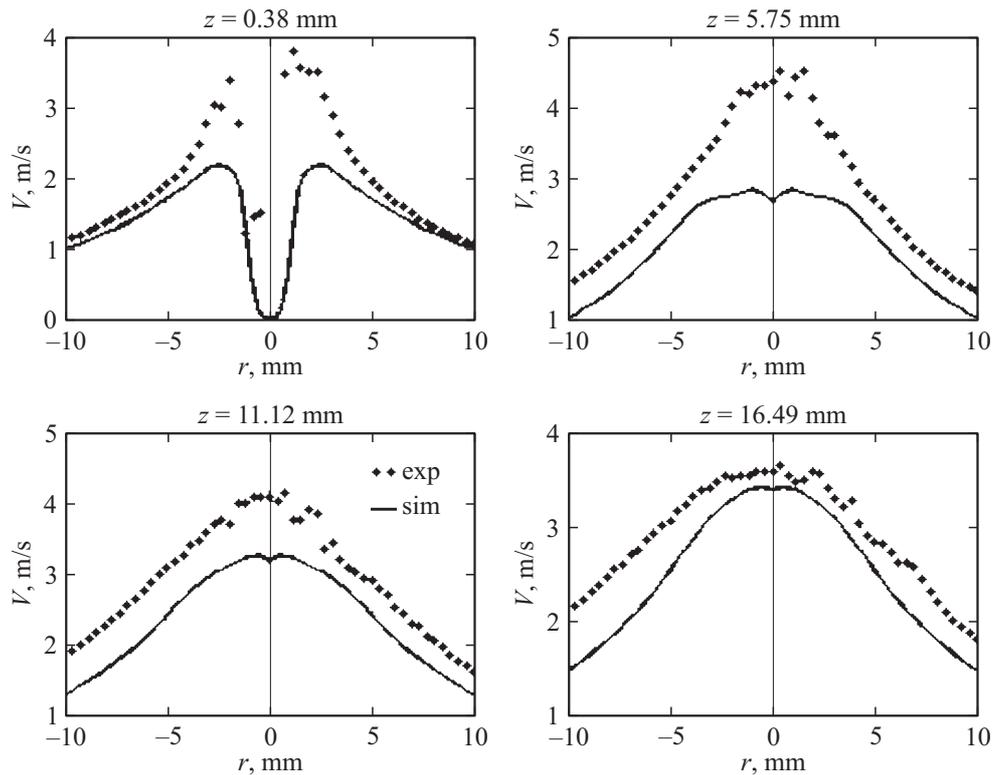
Рис. 5. Сопоставление экспериментальной (exp) и расчетной (sim) вольт-амперных характеристик в системах игла–тор (P–T) и сфера–тор (S–T).



**Рис. 6.** Поперечные и осевые распределения скорости в системе электродов игла–тор. Поперечные распределения (зависимости от  $r$ -координаты) построены для напряжения 12.7 kV. Сопоставление эксперимента (exp) и расчета (sim).



**Рис. 7.** Поперечные распределения скорости в системе электродов игла–тор при  $z = 5$  mm. Указаны соответствующие графикам значения тока  $I$  и напряжения  $U$ . Сопоставление эксперимента (exp) и расчета (sim).



**Рис. 8.** Поперечные распределения скорости в системе электродов сфера–тор. Напряжение 22.3 kV, ток 40  $\mu$ A. Сопоставление эксперимента (exp) и расчета (sim).

отличие имеется в начальной части струи — моделирование дает несколько более высокую скорость, чем эксперимент. Возможно, отличие связано с тем, что плоскость, в которой снималось поле скоростей в эксперименте, была несколько сдвинута с оси симметрии — как видно по рис. 6, поперечные профили скоростей узкие и требуют высокого пространственного разрешения.

На рис. 7 представлены экспериментальные и расчетные профили при разных напряжениях. Как видно, модель хорошо описывает характер изменения профиля скорости при изменении напряжения.

Сопоставление расчетного и экспериментального полей скоростей в системе сфера–тор (рис. 8) показывает, что серьезное отклонение наблюдается непосредственно под активным электродом. Здесь экспериментальные значения максимума скорости примерно в 1.5 раза выше расчетных. На расстоянии 1–2 см от электрода различия уже не так существенны. Различия, видимо, связаны с нестабильным положением очага отрицательного коронного разряда на поверхности сферического электрода [23], в отличие от иглы, очаг короны постоянно перемещается по поверхности шарового электрода, т.е. гаснет и зажигается в случайных точках в некоторой окрестности полюса. Соответственно начальная часть струи электрического ветра вблизи очага короны нестабильна и постоянно флуктуирует вместе с очагом короны. Однако на расстоянии 1–2 см влияние нестабильности положения очага короны падает, и течение

устанавливается, здесь различие между моделированием и экспериментом невелико.

## Заключение

Проведено сопоставление результатов компьютерного моделирования электрического ветра в оригинальной модели, учитывающей процессы ударной ионизации и прилипания, с результатами экспериментального исследования электрического ветра в двух электродных системах с разной геометрией (игла–тор, сфера–тор) при разных напряжениях. В модели учтено наличие электронов во внешней зоне коронного разряда; использовано граничное условие на скорость изменения потока ионов из чехла коронного разряда. Расчетные и экспериментальные вольт-амперные характеристики находятся в хорошем соответствии. Профили и осевые распределения скоростей электрического ветра в системе игла–тор также находятся в хорошем соответствии с экспериментом. Некоторое расхождение результатов, связанное с нестабильностью положения очага коронного разряда на сферическом электроде, наблюдается в окрестности очага короны в системе электродов сфера–тор.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ, проект № 14-02-31263 „мол\_а“, с использованием оборудования ресурсного центра „Геомодель“ Санкт-Петербургского государственного университета.

## Список литературы

- [1] *Верещагин И.П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
- [2] *Yang F., Jewell-Larsen N.E., Brown D.L., Pendergrass K., Parker D.A., Krichtafovitch I.A., Mamishev A.V.* // Proc. the XIII<sup>th</sup> International Symposium on High Voltage Engineering. Dceft, Netherlands, 2003.
- [3] *Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., Mongia R.K.* // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. P. 053 302.
- [4] *Chen I.Y., Guo M.-Z., Yang K.-S., Wang C.-C.* // Int. J. Heat Mass Transf. 2013. Vol. 57. P. 285–291.
- [5] *Ongkodjojo A., Abramson A.R., Tien N.C.* // J. Heat Transf. 2014. Vol. 136. P. 061 703.
- [6] *Siswanto W.A., Ngui K.* // Aust. J. Basic Appl. Sci. 2011. Vol. 5. N 9. P. 1433–1438.
- [7] *Ianconescu R., Sohar D., Mudrik M.* // J. Electrostat. 2011. Vol. 69. N 6. P. 512–521.
- [8] *Léger L., Moreau E., Artana G., Touchard G.* // J. Electrostat. 2001. Vol. 51–52. P. 300–306.
- [9] *Léger L., Moreau E., Touchard G.* // J. Electrostat. 2006. Vol. 64. N 3–4. P. 215–225.
- [10] *Ватажун А.Б., Лухтер В.А., Улыбышев К.Е.* // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2012. Вып. 2. С. 78–86.
- [11] *El-Khabiry S., Colver G.* // Phys. Fluids. 1997. Vol. 9. P. 587–599.
- [12] *Colver G., El-Khabiry S.* // IEEE Trans. Indust. Appl. 1999. Vol. 35. P. 387–394.
- [13] *Vilela Mendes R., Dente J.A.* // J. Fluid Eng. 1998. Vol. 120. P. 626–629.
- [14] *Takeuchi N., Takubo K.* // Proc. Int. Symposium on Electrohydrodynamics. Okinawa, Japan, 2014.
- [15] *Adamiak K.* // J. Electrostat. 2013. Vol. 71. P. 673–680.
- [16] *Zubkov T.N., Samusenko A.V., Stishkov Y.K.* // Surf. Eng. Appl. Elect. 2013. Vol. 49. N 6. P. 474–479.
- [17] *Kaiser S., Fahlenkamp H.* // Proc. Int. Symposium on Electrohydrodynamics. Gdansk, Poland, 2012. P. 101–107.
- [18] *Talaie M.R., Taheri M., Fathikaljahi J.* // J. Electrostat. 2001. Vol. 53. P. 221–233.
- [19] *Nouri H., Zebboudj Y.* // Eur. Phys. J. Appl. Phys. 2010. Vol. 49. P. 11001.
- [20] *Samusenko A., Stishkov Yu., Zhidkova P.* // Proc. Int. Symposium on Electrohydrodynamics. Okinawa, Japan, 2014.
- [21] *Hamdi M., Havet M., Rouaud O., Tarlet D.* // Exp. Fluids. 2014. Vol. 55. N 4. P. 1702.
- [22] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.
- [23] *Самусенко А.В., Стишков Ю.К.* Электрофизические процессы в газах при воздействии сильных электрических полей: учебно-методическое пособие. СПб.: ВВМ, 2012. 649 с.