

01  
**Исследование электродной системы для получения мощного электрогидродинамического потока**

© И.Е. Ребров, В.Ю. Хомич, В.А. Ямщиков

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН,  
Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: re\_i@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 16 июня 2015 г.)

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований мощного электрогидродинамического потока в атмосферном воздухе. Для получения потока со скоростью 2 м/с и величиной объемного расхода 15 л/с использовалась электродная система, состоящая из плазменного эмиттера цилиндрической формы и коллектора ионов в виде плоской металлической сетки.

## Введение

В последние годы во всем мире проявляется повышенный интерес к разработке методов управления течениями газа, основанных на электрогидродинамическом (ЭГД) взаимодействии ионов с нейтральными частицами газа [1–10]. Источником ионов обычно служат коронный или диэлектрический барьерный разряд планарной конструкции. Основной недостаток устройств на их основе — малая площадь поверхности электродов, с которой происходит эмиссия ионов.

В работе [5] впервые была выдвинута идея использования высокочастотного барьерного разряда, распределённого по поверхности диэлектрика для получения скоростных электрогидродинамических потоков с высокой величиной объемного расхода газа. Авторами была предложена система на основе сочетания коаксиальных плазменных эмиттеров (ПЭ) заряженных частиц, питаемых высокочастотным барьерным разрядом, и внешней высоковольтной электродной системы ускорения, в дрейфовой области которой и возникает интенсивный газовый поток за счет разгона ионов в сильном электрическом поле и передачи их импульса нейтральным молекулам газа [5,6].

Плазменные эмиттеры ионов имеют цилиндрическую конструкцию, состоящую из диэлектрической трубки на основе алюмооксидной керамики, кварца или каптона, внешнего и внутреннего электродов, а высоковольтным коллектором служит плоская металлическая сетка [5,6]. Для питания ПЭ разработаны и созданы специальные генераторы высокочастотных высоковольтных импульсов [7–9]. Влияние параметров переменного напряжения, питающего ПЭ, и постоянного напряжения, ускоряющего ионы, подробно исследовались в [5,6,10–12]. Подобные системы формирования ЭГД-потоков могут найти применение в системах прокачки мощных электроразрядных лазеров [10,11]. Они имеют сложную конструкцию и содержат множество компонентов, что требует многопараметрической оптимизации путем численного моделирования и верификации на основе экспериментальных данных.

В работах [5,6] нами была рассмотрена простая одномерная модель формирования ЭГД потока и получены формулы для расчета его вольт-амперных и скоростных характеристик в плоскопараллельной электродной системе, которая не учитывала геометрии межэлектродного промежутка, особенностей цилиндрической конструкции ПЭ и сеточного коллектора. Для исследования влияния реальной конфигурации устройства в настоящей работе проведено численное моделирование ЭГД-потока на основе диэлектрического барьерного разряда в воздухе при атмосферном давлении и выполнено сравнение с экспериментами, необходимое для оценки корректности построенной модели и получения более полной картины протекающих процессов.

## Расчетная модель

Для проведения компьютерного моделирования была принята расчетная модель, в основе которой лежит система уравнений [13–16], описывающая динамику распространения ионов в газовой среде во внешнем электрическом поле. Модель имеет следующие допущения:

- плазменный эмиттер представляет собой цилиндр с равномерно распределенным по его поверхности зарядом  $q_0$ ,
- подвижность ионов постоянна,
- толщина плазменного слоя на эмиттере пренебрежимо мала,
- модель учитывает только частицы одного заряда.

Электрический потенциал  $U$  определяется уравнением Пуассона

$$\nabla^2 U = -q/\epsilon_0, \quad (1)$$

где  $q$  — плотность пространственного заряда [kg/m<sup>3</sup>] и  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная [F/m].

Также электрический потенциал связан с напряженностью электрического поля

$$\mathbf{E} = -\nabla U, \quad (2)$$

Электрический ток в зоне движения заряженных частиц является результатом трех процессов: проводимо-

сти (дрейфа ионов в среде под действием электрического поля), адвекции (переноса зарядов в газовом потоке) и диффузии. Таким образом, учитывая вышесказанное, можно записать

$$\mathbf{j} = \mu_i^* \mathbf{E}^* q + \mathbf{V}^* q - D^* \nabla^* q. \quad (3)$$

Данное выражение в правосторонней системе координат связывает плотность тока  $j$  с дрейфом, конвекцией и диффузией ионов соответственно,  $\mu_i$  — подвижность ионов в воздухе [ $\text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ],  $\mathbf{V}$  — вектор скорости газового потока [ $\text{m/s}$ ] и  $D$  — коэффициент диффузии ионов [ $\text{m}^2/\text{s}$ ].

Уравнение непрерывности для тока записывается следующим образом:

$$\partial q / \partial t + \nabla \mathbf{j} = 0, \quad (4)$$

$\mathbf{j}$  — вектор плотности электрического тока.

В стационарном случае уравнение (4) переходит в

$$\nabla \mathbf{j} = 0. \quad (5)$$

В соответствии с уравнением электродинамики объемная сила, действующая на ион в электрическом поле с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ , плотностью  $\rho$  и температурой  $T$ , равна

$$\mathbf{f} = q^* \mathbf{E} - 1/2^* E^{2*} \nabla \varepsilon + 1/2^* \nabla [E^{2*} (\partial \varepsilon / \partial \rho)^* \rho], \quad (6)$$

где  $\rho$  — плотность газа [ $\text{kg/m}^3$ ],  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость среды. Первый член в уравнении — это сила Кулона, действующая на свободный заряд в газовой среде, второй и третий члены это диэлектрфоретическая и электрострикционная силы соответственно. Второй и третий члены важны при фазовом переходе, где велика флуктуация проницаемости на границе жидкость–газ [17]. В воздухе можно пренебречь изменением диэлектрической проницаемости, и основной вклад будет вносить сила Кулона.

Гидродинамическая часть модели описывается уравнением Навье–Стокса для стационарного несжимаемого воздушного потока:

$$\rho^* (\mathbf{V}^* \nabla \mathbf{V}) = -\nabla p + \mu^* \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{f}, \quad (7)$$

где  $p$  — давление воздушного потока [ $\text{Pa}$ ] и  $\mu$  — динамическая вязкость воздуха [ $\text{N} \cdot \text{s/m}^2$ ].

С учетом ЭГД-силы уравнение Навье–Стокса принимает вид

$$\rho^* (\mathbf{V}^* \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \mu^* \nabla^2 \mathbf{V} - q^* \nabla U. \quad (8)$$

Уравнение непрерывности потока имеет вид

$$\nabla \mathbf{V} = 0. \quad (9)$$

Вышеприведенная система уравнений описывает расчетную модель, которая использовалась нами для аналитических расчетов и численного моделирования ЭГД-потока.

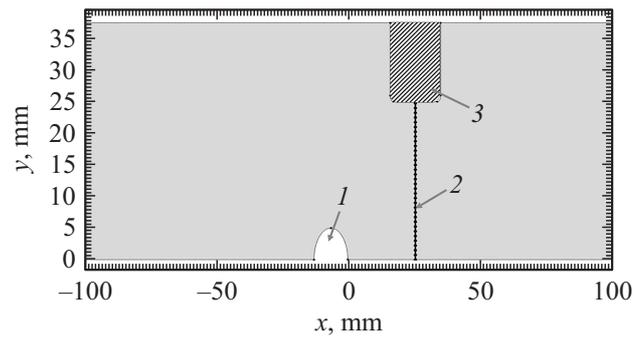


Рис. 1. Геометрия области численного моделирования: 1 — цилиндрический плазменный эмиттер, 2 — сеточный коллектор ионов, 3 — рамка.

Объединяя уравнения (1)–(3) с учетом принятых допущений и подставляя в (5), получим:

$$-D^* \nabla^2 \rho + \mu_i^* \rho^2 / \varepsilon_0 + \nabla \rho \cdot (\mathbf{V} - \mu_i \nabla U) = 0. \quad (10)$$

Геометрия области численного моделирования совпадает с конструкцией экспериментальной установки. Система координат и область расчета ЭГД-потока показаны на рис. 1. Эмитируемые из плазмы ионы и ускоряемые ими нейтральные частицы газа движутся в направлении сеточного коллектора под действием приложенного к нему напряжения смещения  $U_0$ . Рассматривается двумерное распространение потока в поперечной к электродам плоскости со следующими граничными условиями: постоянная концентрация ионов  $n(0) \sim 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  [5,18,19] на поверхности цилиндрического ПЭ диаметром  $D = 10 \text{ mm}$ , напряжение на плоской сетке  $U_0 = 20 \text{ kV}$ , напряжение на границах модели 0.

Для гидродинамической части модели непроницаемыми служили области, ограниченные поверхностью проволоки сетки, эмиттером и рамкой без проскальзывания на границе. Правая граница расположена на расстоянии 80 mm от сетки, что соответствует положению датчика измерения скорости.

Используемые в численном моделировании параметры сведены в таблице.

Используемые в моделировании параметры

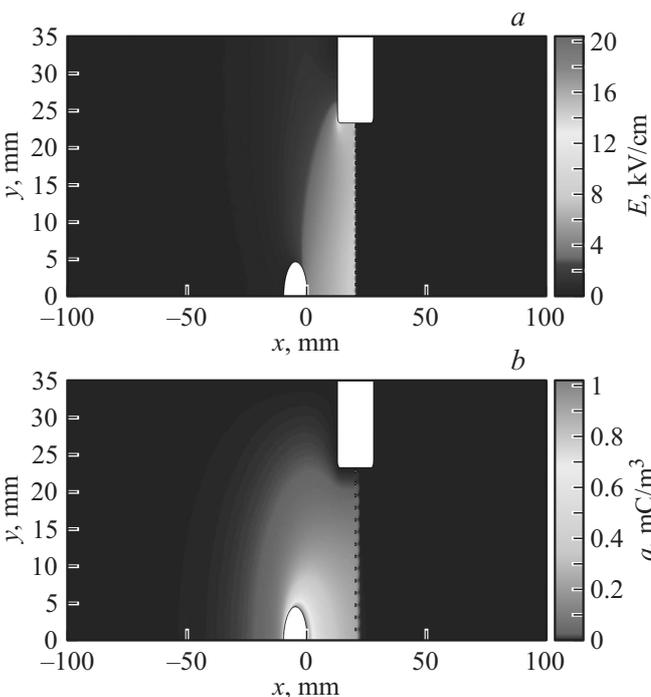
| Параметр   | Значение  |
|--|---|
| Относительная диэлектрическая проницаемость воздуха, $\varepsilon$ | 1   |
| Коэффициент диффузии зарядов, $D$                                  | $5.3 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$                  |
| Коэффициент подвижности ионов, $\mu_i$                             | $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ |
| Плотность воздуха, $\rho$  | $1.23 \text{ kg/m}^3$                                     |
| Динамическая вязкость воздуха, $\mu$                               | $1.8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$             |
| Объемная плотность заряда на эмиттере, $q_0$                       | $1 \cdot 10^{-3} \text{ C} \cdot \text{m}^{-3}$           |
| Расстояние между эмиттером и коллектором, $d$                      | 20 mm   |

## Результаты моделирования и сравнение с экспериментами

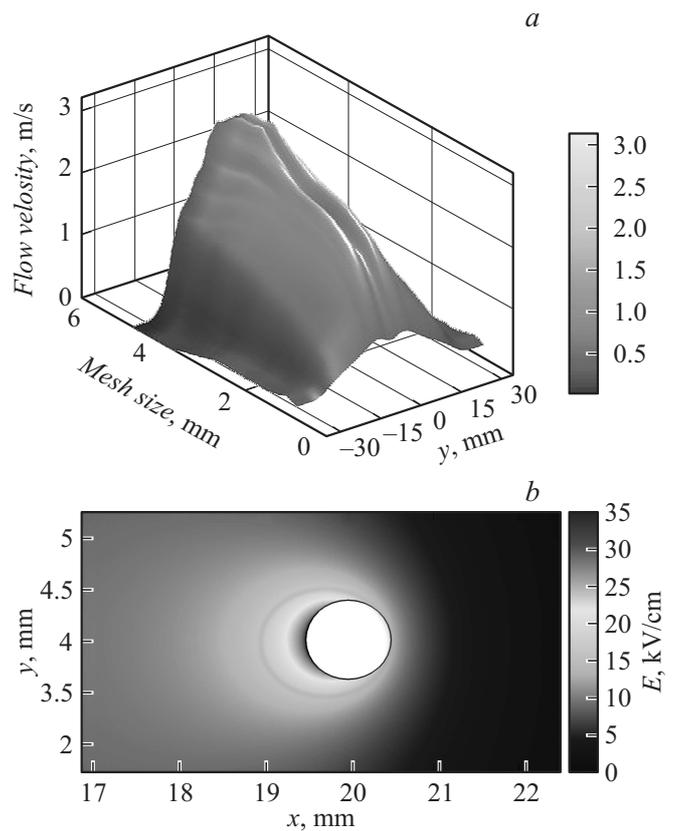
В ходе моделирования было проанализировано пространственное распределение электрического поля, плотности объемного заряда, модуль вектора скорости воздушного потока в области межэлектродного промежутка и его окрестности. Интенсивности распределения электрического поля и объемной плотности ионов в плоскости модели приведены на рис. 2 *a, b*. Видно, что объемный заряд экранирует поле у эмиттера и вызывает усиление поля вблизи коллектора [5,6,11].

Результаты ЭГД-расчетов свидетельствуют о том, что сеточный электрод оказывает существенное сопротивление движению газа. Поэтому для увеличения объемного расхода  $W$  и скорости  $V$  газового потока была произведена оптимизация по параметру прозрачности  $Tr$  проволочной сетки коллектора. При заданном диаметре проволоки 0.5 mm величина  $Tr$  задавалась шириной ячейки сетки. Профили распределения скорости  $V$  по координате  $y$  в зависимости от шага сетки на правой границе модели, представленные на рис. 3, демонстрируют рост  $V$  с увеличением  $Tr$ . Максимальная скорость 3 m/s и объемный расход в 9 l/s при моделировании достигнуты на коллекторе с геометрической прозрачностью сетки 0.83 и шагом 3 mm.

Ранее нами было показано, что скорость ЭГД-потока прямо пропорциональна средней напряженности поля  $E_0 = U_0/d$ , а ее предельное значение ограничено электрической прочностью межэлектродного промежут-



**Рис. 2.** Пространственные распределения: (а) напряженности электрического поля  $E$  и (б) объемной концентрации ионов  $q$ .



**Рис. 3.** (а) Поверхность поперечных профилей скорости потока при различном шаге сетки и (б) напряженность поля вокруг проволоки сеточного коллектора диаметром 0.5 mm и размером ячейки 3 mm.

ка [6,10,11]. Для промежутков сантиметровых размеров характерная величина пробивной напряженности поля в атмосферном воздухе составляет  $E_{br} = 32 \text{ kV/cm}$  [20]. Расчеты показывают, что дальнейшее увеличение  $Tr$  приводит к недопустимо высокой напряженности поля на поверхности проволочной сетки  $\sim 35 \text{ kV/mm}$  (рис. 3, *b*), что может привести к искровому пробою.

Экспериментальная установка и методика экспериментов подробно описаны в [3,8]. Расстояние от сетки до датчика скорости составляло 50 mm, расстояние между плазменным эмиттером и сеткой  $d = 20 \text{ mm}$ . На сетку коллектора подавалось постоянное напряжение  $U_0 = 20 \text{ kV}$  положительной полярности, напряжение на ПЭ имело форму прямоугольных импульсов с длительностью  $7 \mu\text{s}$  и амплитудой  $U_f = 11 \text{ kV}$  при частоте 10 kHz. Эксперименты проводились в атмосферном воздухе, использовалась латунная сетка с прозрачностью 0.77.

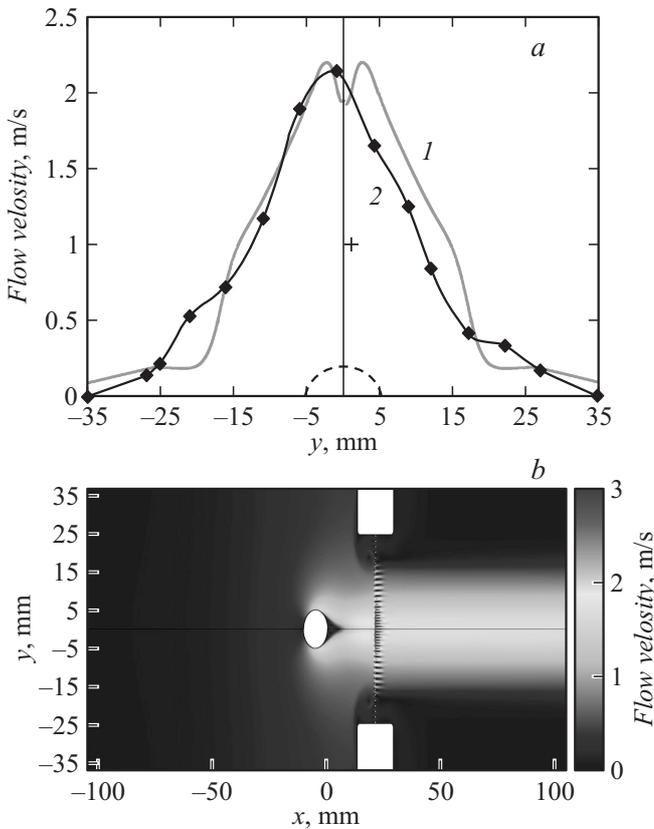
Экспериментальный и рассчитанный в настоящей работе профили скорости потока над одной трубкой ПЭ в ее поперечном сечении и расстоянии от сетки 50 mm показаны на рис. 4, *a*, а распределение модуля вектора скорости ЭГД потока в перпендикулярной электродам плоскости — рис. 4, *b* соответственно. Несмотря на достаточно большое расстояние от сетки, максимальная

величина скорости превышает 2 м/с. Можно отметить хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

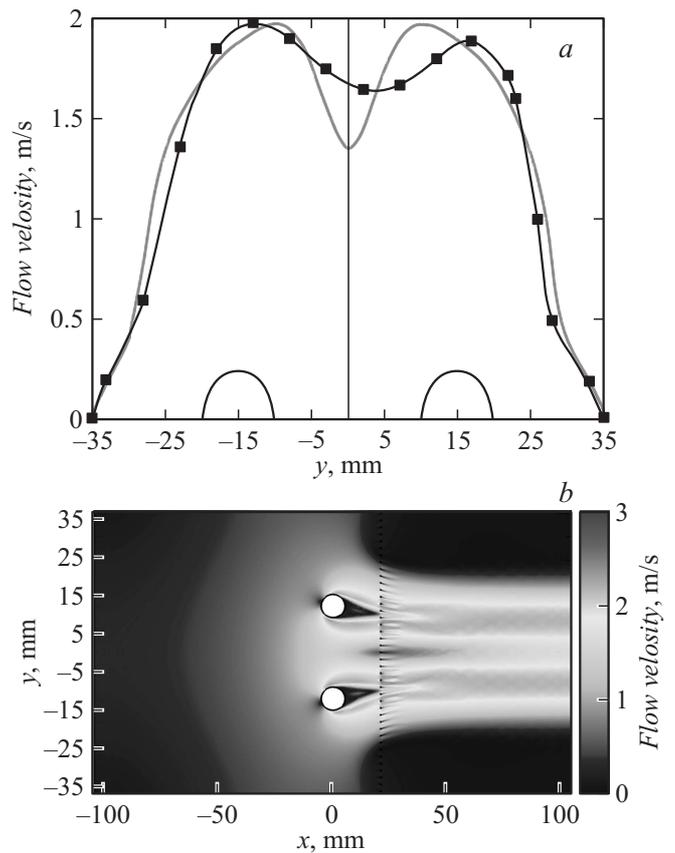
Для проверки предположения о масштабируемости величины объемного расхода газа за счет увеличения числа ПЭ, параллельно расположенных на расстоянии  $l$  друг от друга, был промоделирован ЭГД-поток в электродной системе, состоящей из двух ПЭ. Соответствующие профили скорости потока в воздухе показаны на рис. 5, а, б.

Величина газового потока рассчитывается как  $W = L \int_0^Y V(y) dy$ , где  $Y$  координата, при которой  $V = 0$ ,  $L$  — длина ПЭ. Для случая одного и двух ПЭ получаются соответственно  $W_1 = 11.21$  л/с и  $W_2 = 15.21$  л/с. Увеличение ширины профиля скорости ЭГД-потока пропорционально количеству ПЭ, означает рост величины объемного расхода газа при сохранении максимальной скорости потока.

Исходя из полученного профиля скорости для двух цилиндрических ПЭ диаметром 10 мм, можно сделать вывод о существовании оптимального расстояния  $l = 20-25$  мм между двумя соседними ПЭ, при котором обеспечивается провал скорости потока на уровне 0.2



**Рис. 4.** (а) Расчетный (1) и экспериментальный (2) профили скорости потока над одной трубкой ПЭ в поперечном сечении (штрихами показан профиль трубки ПЭ); (б) пространственное распределение скорости потока газа в плоскости сечения электродов.



**Рис. 5.** (а) Расчетный (1) и экспериментальный (2) профили поперечного распределения скорости воздушного потока над двумя трубками ПЭ; (б) пространственное распределение интенсивности скорости воздушного потока.

от максимального. Таким образом, результаты расчетного моделирования ЭГД-потока в системе цилиндрических ПЭ и плоского сеточного коллектора ионов хорошо согласуются с данными экспериментов, что подтверждает применимость разработанной модели для дальнейшей оптимизации.

### Заключение

Построена математическая модель ЭГД-потока, создаваемого в межэлектродном газовом промежутке с цилиндрическими ПЭ и плоским сеточным коллектором ионов. На основании составленных уравнений рассчитаны распределения электрического поля, объемного заряда скорости потока от двух пространственных координат в поперечной к электродам плоскости.

Результаты расчетов свидетельствуют о том, что при оптимизации параметров межэлектродного промежутка наряду с влиянием геометрии электродов и объемного заряда следует учитывать влияние параметров сетки коллектора на распределение поля и электрическую прочность промежутка, от которых зависит максималь-

ная скорость ЭГД-потока. Эта скорость возрастает с увеличением прозрачности сетки и при моделировании достигает в атмосферном воздухе 3 м/с при использовании коллектора с геометрической прозрачностью сетки 0.83. Однако при этом напряженность поля у поверхности сетки может превысить поле пробоя воздушного промежутка. Экспериментально достигнутая скорость потока в воздухе (2 м/с при прозрачности сетки 0.77) и профиль хорошо коррелируют с экспериментальными данными.

Показана возможность масштабирования величины объемного расхода газа за счет увеличения числа ПЭ. При использовании двух ПЭ величина потока увеличилась в 2 раза по сравнению с одним эмиттером. Исходя из полученного профиля скорости для двух ПЭ диаметром 10 мм, можно сделать вывод о существовании оптимального расстояния 20–25 мм между соседними эмиттерами, при котором обеспечивается пересечение профилей скорости каждого эмиттера на уровне 0.8 от максимального.

Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о применимости рассмотренной модели ЭГД-потока для электродных систем с цилиндрическими ПЭ и плоским сеточным коллектором.

Результаты оптимизации будут использованы в разработке усовершенствованных конструкций систем получения мощного ЭГД-потока с дальнейшей интеграцией в электрофизические установки.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта МК-2674.2014.2

## Список литературы

- [1] Fylladitakis E.D., Theodoridis M.P., Moronis A.X. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. Vol. 42. N 2. P. 358–375.
- [2] Roth J.R., Dai X. // AIAA paper. 2006. Vol. 1203.
- [3] Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., Mongia R.K. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. N 5. P. 053 302.
- [4] Touchard G. // IJ PEST. 2008. Vol. 2. N 1. P. 1–25.
- [5] Небогаткин С. В., Хасая Р. Р., Хомич В. Ю., Ямщиков В. А. // Прикладная физика. 2009. N 4. С. 111–118.
- [6] Moshkunov S.I., Nebogatkin S.V., Rebrov I.E., Khomich V.Y., Yamshchikov V.A. // Plasma Phys. Rep. 2012. Vol. 38. N 13. P. 1040–1045.
- [7] Мошкунов С.И., Ребров И.Е., Хомич В.Ю. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. С. 630–635.
- [8] Khomich V.Y., Malashin M.V., Moshkunov S.I., Rebrov I.E., Shershunova E.A. // International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion (SPEEDAM). 2012. P. 1512–1514.
- [9] Rebrov I.E., Khomich V.Y., Malashin M.V., Moshkunov S.I., Shershunova E.A. // EPE J. 2013. Vol. 23. N 4. P. 51–54.
- [10] Moshkunov S.I., Nebogatkin S.V., Rebrov I.E., Khomich V.Y., Yamshchikov V.A. // Quant. Electron. 2011. Vol. 41. N 12. P. 1093–1097.
- [11] Небогаткин С.В., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2, N 6. С. 595–603.
- [12] Rebrov I.E., Yamshchikov V.A., Khomich V.Y. // Hakone. Zinnowiz, Germany: INP Greifswald and IFP Greifswald, 2014. Vol. 1/1. P. 78.
- [13] Honer K.A., Jewell-Larsen N.E., Ran H., Zhang Y. Emerging Technologies in Forced Convection Air Cooling. Thermal News, 11-1-2008.
- [14] Karpov S., Krichtafovitch I. // Excerpt from the Proceedings of the COMSOL Multiphysics User's Conference. Boston. 2005.
- [15] Jewell-Larsen N.E. et al. // Proceedings of the ESA Annual Meeting on Electrostatics. 2008.
- [16] Owsenek B.L., Seyed-Yagoobi J. // J. Heat Transfer. 1997. Vol. 119. N 3. P. 604–610.
- [17] Balagopal S.M. Counter-Flow Ionic Wind for Heat Transfer Enhancement. University of Notre Dame, 2011. 78 p.
- [18] Kogelschatz U. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2003. Vol. 23, N 1. P. 1–46.
- [19] Patel V. Chemical kinetics Rijeka, Croatia: InTech, 2012. 344 p.
- [20] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.