

# И. НАИМЕНОВАНИЕ РАБОТЫ: ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА У ПОВЕРХНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ

## II. СОСТАВ КОЛЛЕКТИВА ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Швейгерт И.В., Александров А.Л., Арискин Д.А.

## III. КОНТАКТНОЕ ЛИЦО

Швейгерт Ирина Вячеславовна, в.н.с., ИТПМ СО-  
РАН, ischweig@itam.nsc.ru

## IV. НАУЧНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Различные типы газовых разрядов широко используются для модификации свойств газового потока вокруг до и сверхзвуковых летательных аппаратов. Для понимания особенностей горения разрядов в верхних слоях атмосферы, где давление газа понижено, моделирование необходимо проводить с применением кинетических подходов. В случае киловольтных напряжений на разряде и низких давлений газа функции распределения электронов и ионов демонстрируют нелокальную зависимость от напряженности электрического поля. Поэтому, для описания передачи энергии и импульса от электронной и ионной компонент плазмы к газу необходимо кинетическое описание процессов.

С использованием кинетического моделирования методом частиц в ячейках проводится исследование параметров тлеющего разряда в азоте вблизи поверхности в сверхзвуковом потоке газа. Давление газа варьируется от 100 мТорр до 500 мТорр, и приложенное напряжение от 500 до 1000 В. Особое внимание уделено анализу влияния граничных условий на диэлектрике окружающей электроды на функцию распределения электронов по энергиям. Потенциал на диэлектрике находится из условия равенства локальных значений электронного и ионного токов на поверхность. Результаты самосогласованных расчетов показывают, что отрицательный потенциал на диэлектрике существенно уменьшает уход высокоэнергетичных электронов из объема и, таким образом, существенно меняет скорость ионизации и параметры и конфигурацию плазмы.

### А. Постановка задачи

В данной модели тлеющего разряда в потоке газа система уравнений включает кинетические уравнения для электронов и ионов (трехмерные по скорости и

двухмерные по пространству) и уравнение Пуассона. Функции распределения по энергиям для электронов  $f_e(\vec{r}, \vec{v})$  и ионов  $f_i(\vec{r}, \vec{v})$  находятся из уравнений Больцмана

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \vec{v}_e \frac{\partial f_e}{\partial \vec{r}} - \frac{e\vec{E}}{m} \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} = J_e, \quad n_e = \int f_e d\vec{v}_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{v}_i \frac{\partial f_i}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{M} \frac{\partial f_i}{\partial \vec{v}_i} = J_i, \quad n_i = \int f_i d\vec{v}_i, \quad (2)$$

где  $v_e, v_i, n_e, n_i, m, M$  – электронные и ионные скорости, концентрации и массы, соответственно,  $J_e, J_i$  – столкновительные интегралы для электронов и ионов.

Зная функции распределения по энергиям для электронов ( $\Phi R \Delta \Delta$ ) и ионов, мы вычисляем среднюю энергию электронов и ионов

$$\varepsilon_{e,i}(\vec{r}) = n_{e,i}^{-1} \int \frac{m_{e,i} v_{e,i}^2}{2} f_{e,i} d^3 v_{e,i} \quad (3)$$

и скорости упругого и неупругого рассеяния электронов и ионов на молекулах газа, а также энерговклад.

Уравнение Пуассона описывает распределение электрического потенциала

$$\Delta \phi = 4\pi e \left( n_e - \sum_{i=1}^N n_i \right), \quad \vec{E} = -\frac{\partial \phi}{\partial \vec{r}}. \quad (4)$$

Используются следующие граничные условия для уравнения Пуассона: на аноде  $U = 0$ , на катоде  $U = U_c$ ,  $\partial E_y / \partial y = 0$  на верхней границе расчетной области и  $\partial E_x / \partial x = 0$  на боковых границах расчетной области. На диэлектрике (см. Рис. 1,  $y=0$ , и  $x < x_{a1}$ ,  $x_{a2} < x < x_{c1}$ ,  $x < x_{c2}$ ) граничные условия для потенциала задаются из условия равенства электронного  $j_e$  и ионного  $j_i$  токов на поверхность

$$j_e(x) = j_i(x). \quad (5)$$

Система уравнений (1)-(5) решается самосогласованно методом частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте-Карло<sup>4</sup>. Тлеющий разряд горит в азоте. Кинетика электронов включает упругое рассеяние электронов на молекулах, возбуждение вращательных и колебательных уровней, возбуждение метастабильных состояний и ионизацию. Рассматривается также эмиссия вторичных электронов при бомбардировке катода ионами с коэффициентом вторичной эмиссии  $\gamma$ . Распределение скорости газа задается модельной функцией

$$v_g(y) = 0, 5v_{max}(1 + \sin(\pi(y/y_s - 0, 5))), \quad y < y_s \quad (6)$$

$$v_g(y) = v_{max} \quad y > y_s,$$

где  $v_{max} = 10^5$  см/с - максимальная скорость газа и  $y_s = 1,5$  см - координата, при которой достигается максимальная скорость газа. Влияние скорости газа учитывается при моделировании движения ионов, при

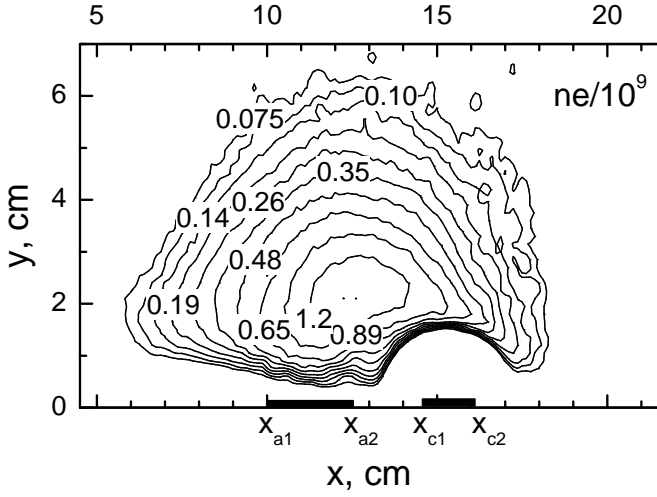


Рис. 1: Распределение концентрации электронов при давлении 100 мТорр,  $n_{emax} = 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $n_{emin} = 10^8 \text{ см}^{-3}$ . Катод ( $x_{c1}$ ,  $x_{c2}$ ) и анод ( $x_{a1}$ ,  $x_{a2}$ ) показаны жирной линией. Поток газа направлен справа налево.

рассеянии на молекулах газа, а также при образовании ионов в процессе ионизации электронным ударом.

В стационарных условиях заряд на диэлектрике определяется балансом электронного  $j_e$  и ионного  $j_i$  токов на поверхность диэлектрика. Потоки  $j_e$ ,  $j_i$  определяются разностью потенциалов между плазмой и поверхностью, температурой электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  и их концентрацией. Проведем оценку тока электронов и ионов на поверхность. Предположим, что электроны имеют максвелловское распределение вблизи поверхности, тогда ток электронов определяется выражением

$$j_e = S(qn_e v_{et}/4) \exp \frac{q(\phi_p - \phi_s)}{k_B T_e}, \quad (7)$$

где

$$v_{et} = \left( \frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2},$$

$S$ - площадь ячейки,  $\phi_p$ ,  $\phi_s$  - потенциалы плазмы и поверхности диэлектрика.

Поток ионов имеет тепловую компоненту

$$j_{i1} = S(qn_i v_{it}/4) \left( 1 - \frac{q(\phi_p - \phi_s)}{k_B T_i} \right), \quad (8)$$

где

$$v_{it} = \left( \frac{8k_B T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2},$$

и дрейфовую компоненту

$$j_{i2} = Sqn_i v_{dr}, \quad (9)$$

где  $v_{dr} = \mu_i E$  для  $E < E_0$  и  $v_{dr} = \mu_i E^{1/2}$ , для  $E > E_0$ <sup>5</sup>. Из условия баланса токов (5) рассчитывается потенциал поверхности диэлектрика. Величины необходимые для расчета токов,  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $\phi_p$ ,  $\phi_s$ , находятся при решении уравнений (1)-(4). Расчитанный потенциал поверхности диэлектрика является граничным условием при решении уравнения Пуассона. Система уравнения (1)-(4) решается самосогласованно с уравнением (5) методом итераций.

## В. Современное состояние проблемы

В настоящее время для моделирования влияния газоразрядной плазмы на обтекание летательных аппаратов широко используются гидродинамические модели<sup>1-3</sup>. Однако, такой подход требует отдельных расчетов функции распределения электронов и ионов и, в целом, задача решается несамосогласованно. Кроме того, в рамках гидродинамической модели определение граничных условий на диэлектрике крайне затруднительно<sup>3</sup>. Как любая поверхность в плазме диэлектрик окружающий электроды заряжается отрицательно из-за большей подвижности электронов по сравнению с ионами. Величина поверхностного заряда на диэлектрике определяется локальными потоками электронов и ионов. Благодаря большим градиентам электрических полей вблизи поверхности и на краях электродов, величина потенциала на диэлектрике является величиной переменной. Данный потенциал может существенно изменить свойства и конфигурацию плазмы вследствие уменьшения потерь электронов на поверхность.

## С. Ожидаемые результаты по окончании периода работы

В дальнейшем мы планируем рассмотреть еще один тип газового разряда, высокочастотный газовый разряд, и его влияние на сверхзвуковой поток. Планируется также учесть внешнюю ионизацию за фронтом ударной волны и провести самосогласованные расчеты параметров тлеющего и высокочастотного разрядов и газового потока для исследования влияния плазмы на локальные характеристики потока.

## Д. Основные результаты, полученные к настоящему времени

С использованием кинетического двухмерного моделирования методом частиц в ячейках исследованы параметры тлеющего разряда с плоскими электродами при пониженном давлении газа ( $P=100, 500$  мТорр). Скорость потока газа задавалась функцией, моделирующей пограничный слой в сверхзвуковом потоке газа. Из расчетов получено, что вторичные

электроны, возникающие при бомбардировке электрода ионами определяют величину скорости ионизации и плотность плазмы. Функция распределения электронов имеет нелокальный характер от напряженности электрического поля, и ионизация имеет место за пределами катодного слоя. Рассчитан потенциал на поверхности диэлектрика, наведенный потоками плазмы из объема. Показано, что функция распределения электронов по энергиям у поверхности диэлектрика определяется величиной этого поверхностного потенциала. Формирование дополнительного отрицательного потенциального барьера значительно уменьшает потерю высокоэнергетичных электронов и повышает скорость ионизации, как в квазинейтральной части разряда, так и вблизи поверхности.

#### Е. Эффект от использования кластера в достижении целей работы

Все результаты, полученные в данной работе получены с использованием кластера ИВЦ НГУ.

#### Г. Иллюстрации, визуализация результатов

В данной работе с применением метода частиц в ячейках с розыгрышем столкновений методом Монте Карло<sup>4</sup> исследуются параметры тлеющего газового разряда с электродами расположенными в одной плоскости. Давление газа  $P = 100$  мТорр и  $500$  мТорр и напряжение на катоде  $U = -500$  В и  $-1000$  В. Разряд горит в сверхзвуковом потоке газа. Геометрия разряда показана на Рис. 1.

Распределения концентрации электронов нормированные на  $10^9 \text{см}^{-3}$  в логарифмическом масштабе показаны на Рис. 1 для  $P=100$  мТорр и на Рис. 2 для  $P=500$  мТорр. Распределение энергии электронов по-

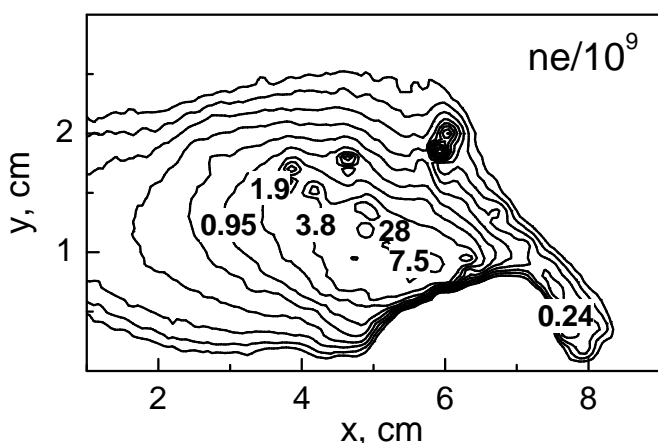


Рис. 2: Распределение концентрации электронов при  $P=500$  мТорр,  $n_{\text{max}} = 2,6 \times 10^{10} \text{см}^{-3}$  и  $n_{\text{min}} = 2,6 \times 10^7 \text{см}^{-3}$ .

казано на Рис. 3. В квазинейтральной области вторич-

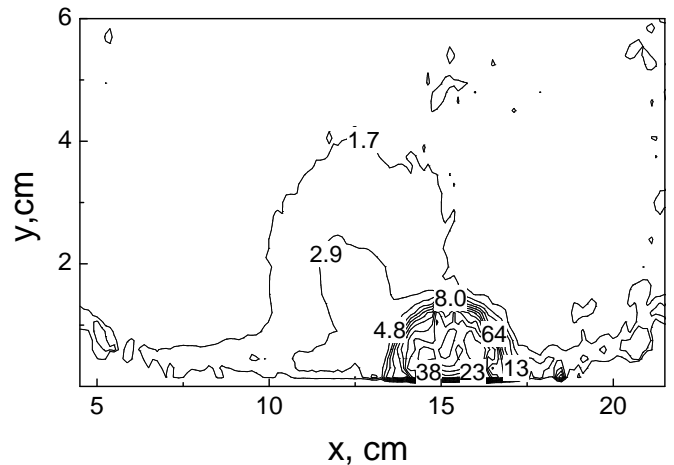


Рис. 3: Распределение энергии электронов при давлении  $100$  мТорр.

ные электроны термализуются и удерживаются электростатическим потенциалом. От центра плазменного сгустка к краю энергия электронов меняется от  $3$  эВ до  $1.5$  эВ. Вторичные электроны с катода ускоряются в больших электрических полях катодного слоя, и их средняя энергия достигает  $300-400$  эВ.

На Рис.4 показаны изолинии электрического поля  $E = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$  вблизи нагруженного электрода.

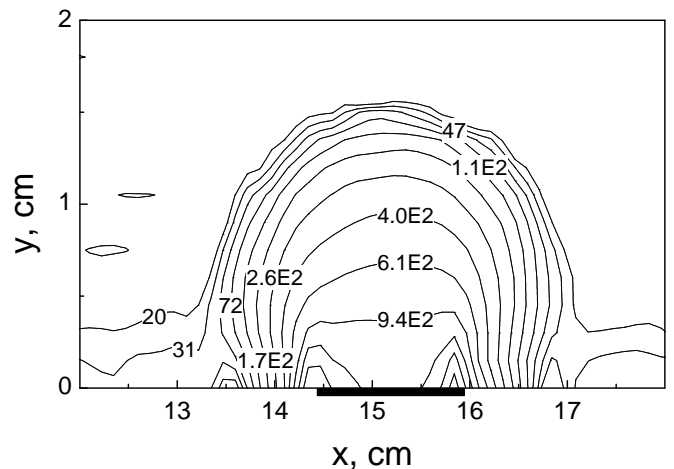


Рис. 4: Распределение электрического поля  $E = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$  вблизи нагруженного электрода при давлении  $100$  мТорр.

На Рис. 5 показана ФРЭЭ в точке  $x=5,3$  см,  $y=0,3$  см для самосогласованного потенциала на диэлектрике  $\phi_s$  и для случая нулевых граничных условий. Для самосогласованного потенциала  $\phi_s$  доля высокоэнергетичных электронов способных ионизовать значительно больше. При приближении к поверхности доля холодных электронов уменьшается, а высокоэнергетичных увеличивается. За счет присутствия высо-

коэнергетичных электронов, скорость ионизации достаточно высока вблизи диэлектрика.

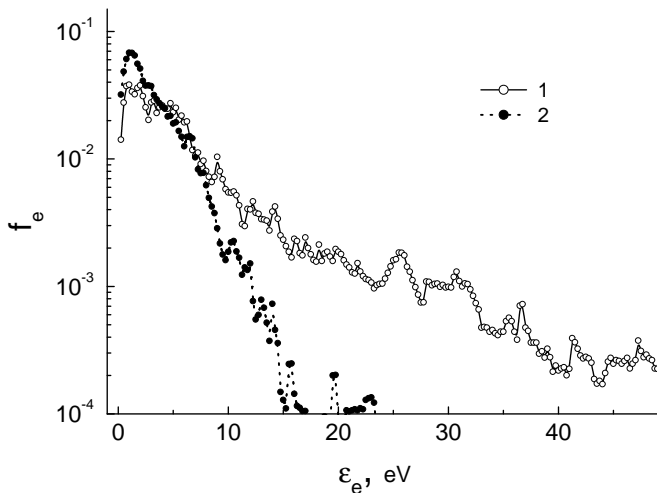


Рис. 5: Функция распределения электронов по энергиям в точке  $x=5,3$  см,  $y=0,3$  см для самосогласованного потенциала  $\phi_s$  (1) и для  $\phi_s=0$  (2),  $P=500$  мТорр.

## V. ПЕРЕЧЕНЬ ПУБЛИКАЦИЙ, СОДЕРЖАЩИХ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. И.В. Швейгерт, Особенности горения тлеющего разряда у поверхности в сверхзвуковом потоке газа при низком давлении. ЖЭТФ, том 137, выпуск 3, 565 (2010).
2. Александров А.Л., Швейгерт И.В. Взаимодействие поверхностного тлеющего разряда с потоком газа. ЖЭТФ, том 137, выпуск 5, 966 (2010).

## VI. ВАШИ ВПЕЧАТЛЕНИЯ ОТ РАБОТЫ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ И ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ИВЦ НГУ, А ТАКЖЕ ВАШИ ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО ИХ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ

Вычислительная система работает хорошо, и деятельность ИВЦ НГУ соответствует всем запросам. Предложение: рекомендовать пользователям вставлять в публикации благодарность ИВЦ НГУ за предоставленную возможность проводить расчеты.

<sup>1</sup> A. Klimov, V. Bitiurin, I. Moralev, B. Tolkunov, K. Zhirnov, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 7-10 Jan 2008, Reno, Nevada, AIAA 2008-1411.

<sup>2</sup> V. R. Soloviev, V. M. Krivsov, J. Phys. D: Appl. Phys. **42** 125208 (2009).

<sup>3</sup> С. Т. Суржииков, Физическая механика газового разряда

(Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана) (2006).

<sup>4</sup> С. К. Birdsall and A. B. Langdon, Plasma Physics Via Computer Simulation (New York: McGraw-Hill) (1985).

<sup>5</sup> Ю. П. Райзер, Физика газового разряда (Москва: Наука) (1987).