

# Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 537.567

## О структуре положительного столба разряда в поперечном потоке воздуха

### Часть II. Многокомпонентная кинетика в электроотрицательном газе. Численное моделирование\*

А. Ф. Александров, В. Л. Бычков, С. А. Двинин, В. В. Михеев, В. С. Свиридкина  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова. Физический факультет,  
Москва, Россия

*Работа посвящена численному моделированию положительного столба разряда постоянного тока в поперечном потоке воздуха и является продолжением работы [1]. При расчете использовалась кинетическая модель, включающая 23 компоненты плазмы. Показано, что на начальной стадии развития разряда, когда поле в плазме выше порогового, поперечный размер разряда определяется скоростью волны ионизации, а на следующей стадии — диффузией активных частиц. На заключительном этапе на процессы в разряде начинает оказывать нагрев газа в центральной области, где начинают преобладать положительные ионы окиси азота.*

Работа является логическим продолжением работы авторов [1] (см. также [2, 3]) и посвящена исследованию положительного столба разряда постоянного тока в поперечном потоке воздуха [4—9]. В работе [2] показано, что процессы в отдельном сечении положительного столба могут быть рассмотрены независимо от процессов в катодных областях разряда и процессов в других сечениях положительного столба (за исключением близлежащих). Показано также, что по мере удаления данного сечения разряда вниз по потоку происходит постепенное увеличение сечения положительного столба, причем скорость перемещения положительного столба разряда близка к скорости распространения амбиполярного фронта ионизации

$$V_f = 2\sqrt{D_a v_i},$$

где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  
 $v_i$  — частота ионизации на границе плазмы.

В работах [2, 3] проведено численное моделирование разряда в отдельном его сечении в модели плазмы, содержащей один тип ионов и нейтральную компоненту с учетом нагрева газа. Показано, что в зависимости от скорости нагрева газа (определяемой плотностью тока в разряде и давлением нейтралов) происходит либо увеличение поперечного размера в соответствии с диффузионным механизмом распространения (слабый нагрев газа), либо шнурование разряда.

Поскольку плотность тока в положительном столбе, определяющая скорость нагрева газа, зависит от скорости расширения разряда, то возникает проблема соответствия простейшей трехкомпонентной кинетической модели разряда реальному разряду. Упрощенные модели позволяют удовлетворительно описать характеристики разряда, однако для их применения необходимо решить, какой тип ионов и активных частиц преобладает в разряде. Так, например, при высоких полях могут преобладать положительные ионы азота и отрицательные атомарные ионы кислорода, а при низких — положительные и отрицательные молекулярные ионы кислорода  $O_4^+$  и  $O_2^-$ . При высоких плотностях плазмы, когда рекомбинация ионов происходит быстрее, чем их конверсия, должны преобладать положительные двухатомные ионы, а при низких — четырехатомные. На больших временах происходит накопление метастабильных возбужденных молекул, атомарного кислорода, озона и окислов азота.

В связи с этим в данной работе было проведено численное моделирование положительного столба разряда в поперечном потоке при учете его сложной химической структуры. В данной работе учитывалось наличие в плазме следующих компонент:  $e$  электронов, отрицательных ионов  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ , положительных ионов  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ ,  $NO^+$ ,  $O_2^+N_2$ , а также нейтральных частиц  $O_2$ ,  $O$ ,  $N_2$ ,  $N$ ,  $N_2(A)$ ,  $N_2(B)$ ,  $N_2(a)$ ,  $N_2(C)$ ,  $O_2(a)$ ,  $O_2(b)$ ,  $O_3$ ,  $NO$ . Система реакций в основном соответствовала дан-

\* Часть I работы опубликована в № 1 за 2007 г.

ным работ [10, 11]. Дополнительно использовались данные из работ [12—17]. Константы скоростей реакций и средняя энергия электронов считались функцией параметра  $E/N$  с использованием перечисленных в работах [12—17] результатов. В тех случаях, когда скорости реакций были известны как функции температуры они, рассчитывались с учетом указанных выше соотношений.

Близкие по постановке задачи моделирования разряда рассматривались в ряде работ [10—15, 17—26], большинство которых посвящено моделированию слаботоковых разрядов (стример, тлеющий разряд в потоке газа) либо сильноточных импульсных разрядов (лидер). При этом область условий, характерных для разряда в потоке газа [7—9], осталась в промежутке между широко исследованными областями параметров разряда. Одна из основных задач, поставленных авторами при написании настоящей работы, — описание процессов, определяющих характерные размеры положительного столба на каждом из этапов его эволюции.

### Используемая система уравнений

Для расчета гидродинамических потоков и температуры нейтральной компоненты использовалась полная система уравнений гидродинамики. Поведение заряженных компонент плазмы и возбужденных атомов рассчитывалось с помощью системы уравнений баланса, которая в общем виде имеет стандартный вид. Учтены электроны, нейтральные и возбужденные частицы  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $N_2(A)$ ,  $N_2(B)$ ,  $N_2(a)$ ,  $N_2(C)$ ,  $O_2(a)$ ,  $O_2(b)$ ,  $O_3$ ,  $NO$ , положительные  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ ,  $NO^+$ ,  $O_2^+N_2$  и отрицательные ионы  $O^-$ ,  $O_2^-$ ,  $O_3^-$ .

В одномерно неоднородной системе амбиполярное поле в квазинейтральной области разряда рассчитано по формуле [17], где суммирование идет по всем заряженным частицам

$$E = \sum_i z_i D_i \nabla n_i / \sum_i z_i \mu_i n_i \approx z_e D_e \nabla n_e / \sum_i z_i \mu_i n_i. \quad (1)$$

Во второй части выражения (1) учтено, что коэффициент диффузии электронов много больше коэффициентов диффузии отрицательных и положительных ионов, поэтому ионный вклад в амбиполярное поле существенен при  $n_e/n_+ < 10^{-3}$ . Подвижности ионов брались из работ [18, 19]. Следует отметить, что подвижности ионов  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $NO^+$  близки по величине, и небольшое их изменение мало влияет на полученные результаты. Как видно из (1), в активной зоне разряда амбиполярное поле определяется электронными плотностью и температурой  $E \approx D_e \nabla n_e / z_e \mu_e n_e$ ,

однако в численных расчетах использовалось полное выражение (1).

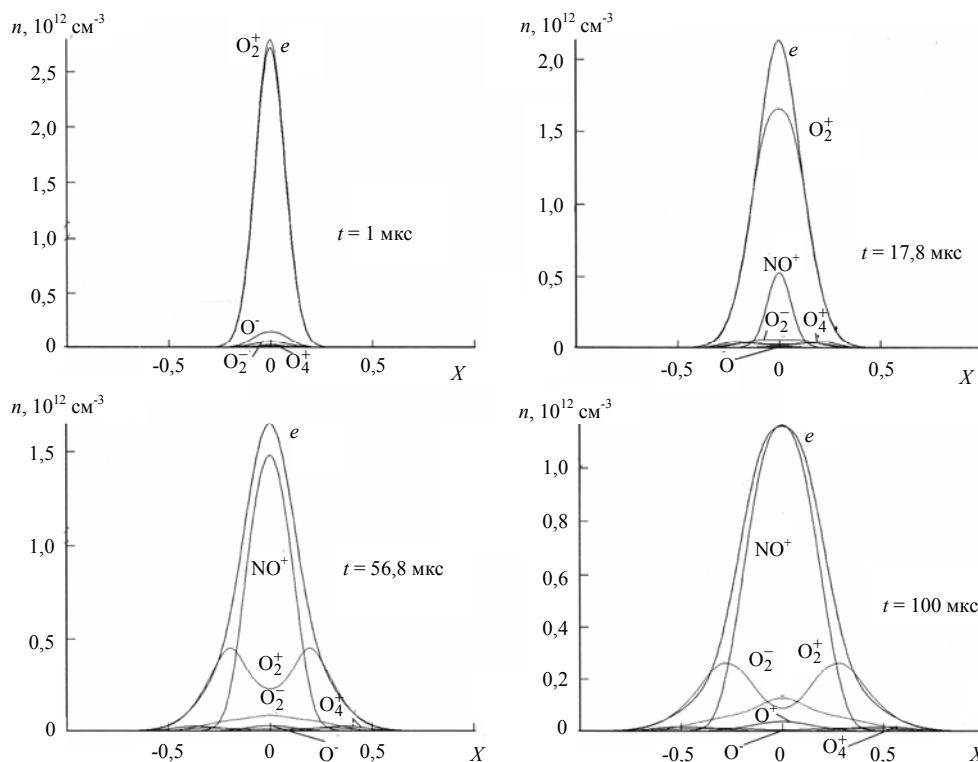
### Результаты расчетов

Численное моделирование разряда проводилось на одномерной сетке в диапазоне давлений воздуха 3—760 Торр при изменении разрядного тока от 0,1 до 5 А. Для того чтобы выделить в чистом виде роль нагрева газа, моделирование проводили в двух режимах: с учетом и без учета нагрева газа.

В качестве начального условия выбирали плазменную нить с плотностью электронов  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  диаметром 0,1 см [4—6], начальный тип ионов — молекулярные ионы азота  $N_2^+$ , плотности остальных заряженных или возбужденных частиц предполагались равными  $10^{-10} \text{ см}^{-3}$ . На начальном этапе, когда для протекания заданного разрядного тока через недостаточно плотную плазму требовались нереально высокие электрические поля  $10^5$ — $10^6 \text{ В/см}$ , поле ограничивалось на уровне 1,5 В/см от пробойного ( $25,5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$  при атмосферном давлении).

Остановимся на полученных результатах, типичных для низкого (10 Торр) и высокого (100 Торр) давлений. Примерная эволюция пространственного распределения плотности частиц со временем в отсутствие нагрева газа приведена на рис. 1, где показаны пространственные распределения плотностей заряженных частиц в положительном столбе разряда в моменты времени 1; 17,8; 56,8; 100 мкс. Давление воздуха 10 Торр, — при токе разряда 1 А. Уже через 1 мкс основным среди положительных ионов становится  $O_2^+$ , концентрации остальных ионов не превышают 5 %. Согласно расчету на начальном этапе происходит уширение распределения плотности заряженных частиц в соответствии с законом  $\Delta x \approx 2 \int dt \sqrt{D_a (v_i(t) - v_a(t))}$ . Плотность отрицательных ионов на начальной стадии мала, так как малость плотности электронов на начальной стадии развития разряда приводит к высоким значениям электрического поля, когда значения частоты ионизации много больше частоты прилипания. На начальной стадии основным типом является отрицательный ион  $O^-$ , на последующих —  $O_2^-$ . Уменьшение поля в плазме с течением времени приводит к небольшому увеличению доли отрицательных ионов в плазме — до 15 % от плотности электронов.

Высокие концентрации атомарного кислорода приводят к изменению схемы конверсии ионов, и основным становится ион  $NO^+$ . В граничной области, где концентрация атомарного кислорода мала и прилипание преобладает над ионизацией, формируется "шуба", состоящая из положительных ионов  $O_4^+$  и электронов с небольшой добавкой отрицательных ионов  $O_2^-$ .



**Рис. 1.** Пространственное распределение параметров плазмы в положительном столбе разряда тока в воздухе, давление 10 Торр, нагрев газа не учитывался. Вблизи каждой кривой — наименование химического компонента, которому она соответствует

Представляет интерес сравнение полученных результатов с параметрами разряда постоянного тока низкого давления, ограниченного стенками [20, 21]. В этих работах возможность отлипания ионов не рассматривалась, что справедливо, так как время жизни метастабильных частиц определяется их диффузией на стенки. Согласно этим работам амбиполярное поле приводит к дрейфу отрицательных ионов в направлении центра положительного столба, где они гибнут за счет ион-ионной рекомбинации. В стационарном состоянии формируется резкая граница между центральной областью, где формируется ион-ионная плазма, и периферийной, где происходят процессы ионизации и прилипания. На сходство процессов в разряде, ограниченном стенками, с рассматриваемым типом разряда указывает положительная кривизна распределения отрицательных ионов в периферийной области, что свидетельствует о компенсации потерь отрицательных ионов за счет потока с периферии. В центральной области кривизна положительная, это говорит о том, что рождение отрицательных ионов превышает потери, т. е. можно предположить, что в центральной области для оценки плотности частиц можно использовать приближение локального баланса частиц, а поток отрицательных ионов с периферии не доходит до центра разряда из-за высокой степени вероятности гибели вследствие отлипания и рекомбинации.

В случае высокого давления 100 Торр в воздухе, при токе разряда 1 А характер наблюдаемых процессов на начальном этапе принципиально не изменяется, а только увеличивается их скорость (рис. 2). Плотность отрицательных ионов также

растет, так как вероятность прилипания увеличивается с давлением. Уменьшение электрического поля, приближающегося к пороговому, связанное с ростом проводимости плазменного столба, приводит к уменьшению частоты ионизации и появлению в центральной области разряда значительной доли отрицательных ионов, профиль которых оказывается более узким, чем профиль положительных ионов, так как амбиполярное поле собирает отрицательные ионы в центре столба.

Накопление активных частиц (в основном метастабильного атомарного кислорода) к моменту 3 мкс приводит к дальнейшему уменьшению электрического поля в разряде и увеличению отлипания в центре положительного столба (ПС) разряда. При этом плотность отрицательных ионов в центре ПС снижается, а их пространство оказывается уширенным по сравнению с электронным, так как гибель отрицательных ионов в центральной области более вероятна, чем на периферии. В этот же момент на границе разряда начинает формироваться "шуба", состоящая из отрицательных  $\text{O}_2^-$  и положительных  $\text{O}_4^+$  ионов. Это связано с тем, что отлипание в периферийной области незначительно, а в силу меньшей плотности заряженных частиц и большего рекомбинационного времени жизни конверсия положительных ионов успевает произойти. В центральной части разряда на временах, меньших 5 мкс, преобладают ионы  $\text{O}_2^+$ , плотность ионов  $\text{O}_4^+$  примерно в два раза меньше, причем при временах, больших 2 мкс, их распределение становится "двухгорбым". Плотность электронов остается выше плотности отрицательных ионов  $\text{O}_2^-$ .

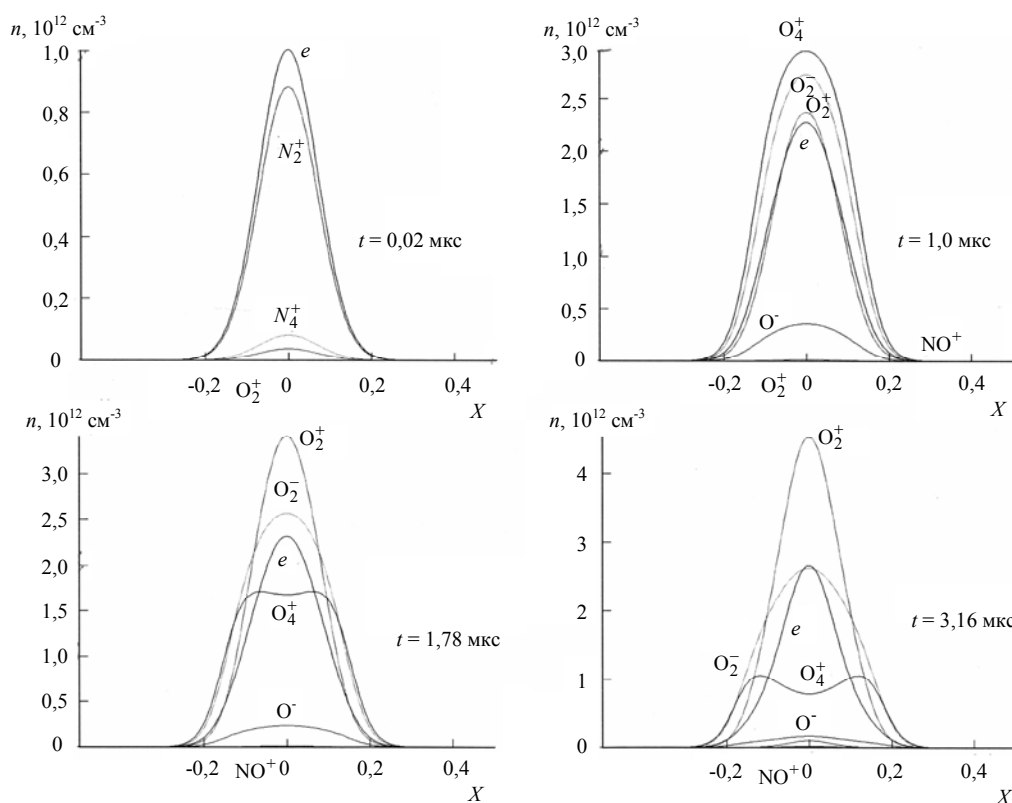


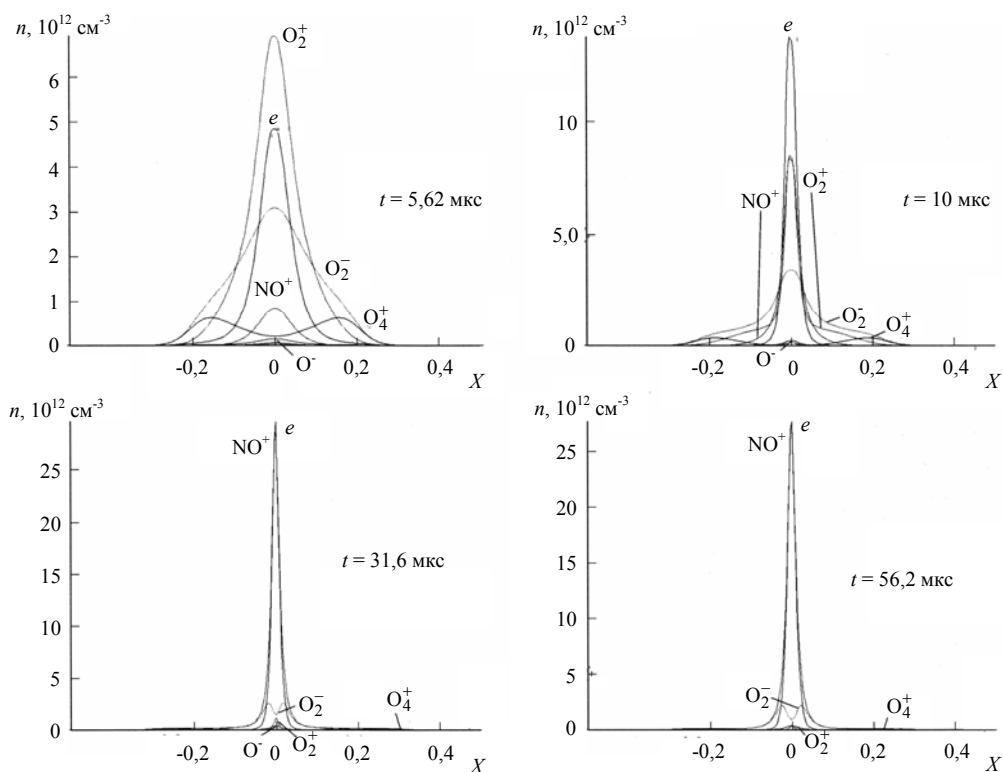
Рис. 2. Пространственное распределение параметров плазмы в положительном столбе разряда тока в воздухе, давление 100 Торр, с учетом нагрева газа.

Начальная стадия развития разряда. Обозначения совпадают с обозначениями на рис. 1

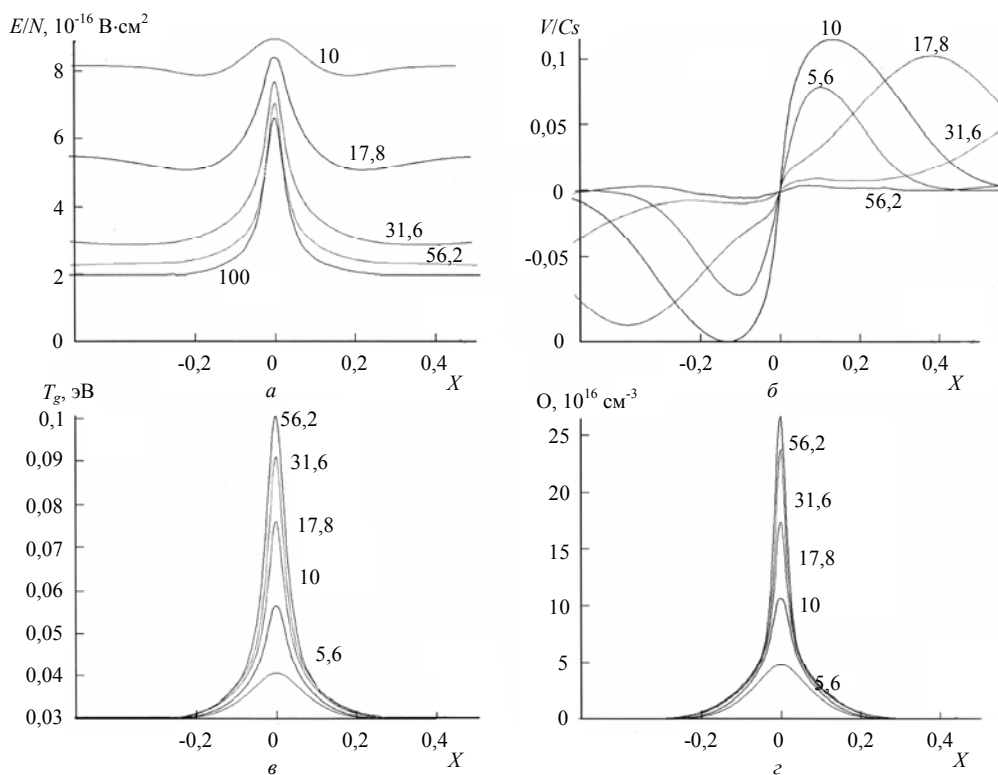
При временах, больших 10 мкс, существенную роль начинает играть нагрев газа, ведущий к шнурованию разряда (рис. 3). Концентрация положительных и отрицательных ионов и их пространственное распределение в "шубе" разряда изменяются очень слабо, относительная доля отрицательных ионов в центре разряда снижается, их распределение сначала еще больше расширяется ( $t = 5,62$  и  $10$  мкс), а затем становится "двухгорбым", с минимумом в центре. Основным типом ионов в области нагрева становится ион  $\text{NO}^+$ . По мере удаления к периферии в связи с падением плотности атомарного кислорода сначала основным положительным ионом становится ион  $\text{O}_2^+$ , а затем (в связи с увеличением рекомбинационного времени жизни) — ион  $\text{O}_4^+$ . Размер области нагрева находится в согласии с результатами работы [1].

Временная эволюция приведенного поля в разряде, температуры нейтралов, скорости их гидродинамического течения и плотности атомарного кислорода приведены на рис. 4. Приведенное электрическое поле в активной области разряда, где протекает электрический ток и происходит основное рождение электронов, составляет  $(7-9) \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>, в то же время поле в холодной области монотонно падает вплоть до  $2 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> при 100 мкс. Нагрев газа в центральной области превышает 1000 К. Скорость течения нейтралов

при расширении разряда не превышает 10 % от скорости звука. Плотность атомарного кислорода в центре разрядной области непрерывно растет, в то время как в периферийных остается практически постоянной. Размер области протекания тока на этой стадии разряда с течением времени уменьшается, что свидетельствует о развитии перегревно-ионизационной неустойчивости, исследованной в предыдущей работе [1]. Сравнение с работой [1] показывает, что поперечный размер разряда к моменту начала интенсивного нагрева оказывается примерно в два раза меньше, что обуславливает меньший размер области нагрева и более легкое развитие перегривной неустойчивости. В целом можно сказать, что накопление активных частиц (атомов кислорода), не учитываемых в трехкомпонентной модели плазмы, приводит к появлению неоднородной структуры — центральной области, где ионизация превышает прилипания, и периферийной области, где выполняются обратные условия. Скорость роста размера положительного столба разряда на этой стадии резко замедляется. На заключительной стадии (времена больше 10 мкс при давлении 100 Торр и токе 1 А), когда наблюдается нагрев центральной области положительного столба, размеры периферийной области, в которой отсутствуют электроны, практически не меняются.



**Рис. 3. Пространственное распределение параметров плазмы в положительном столбе разряда тока в воздухе, давление 100 Торр, с учетом нагрева газа. Последующая стадия развития разряда. Обозначения совпадают с обозначениями на рис. 1**



**Рис. 4. Временная эволюция распределения:**  
 а — приведенного поля; б — скорости течения нейтралов, связанной с нагревом; в — температуры нейтралов; г — плотности атомарного кислорода. Цифра у кривой — значение времени, мкс

Полученные в работе значения поля согласуются с данными расчетов [13—15, 23], однако лежат несколько выше, чем экспериментальные данные [7—9]. По-видимому это связано с тем, что скорости химических реакций считались функциями  $E/N$ , что справедливо для слаботочных разрядов (стримеры, тлеющий разряд с малой плотностью тока и т. п.). В то же время для рассматриваемого типа разряда существенную роль могут играть удары второго рода, сопровождающиеся возвратом энергии электронам от возбужденных частиц. Поэтому реальная температура электронов в заданном электрическом поле может оказаться выше, чем без учета данных процессов, что должно привести к увеличению скоростей реакций, связанных с электронами. Значение приведенного электрического поля в данном типе разряда должно быть ниже, чем в слаботочных или импульсных разрядах.

### Выводы

Проведено численное моделирование положительного столба разряда постоянного тока в поперечном потоке газа. При расчете использовалась кинетическая модель, включающая 23 компоненты плазмы.

Начальные стадии развития разряда при низком и высоком давлении близки, однако скорость протекания процессов и относительная плотность отрицательных ионов при большем давлении выше. Кроме того, отличается состав периферийной области разряда — при низком давлении преобладают электроны и положительные ионы  $O_4^+$ , при более высоком — отрицательные ионы  $O_2^-$  и положительные ионы  $O_4^+$ . В центральной области разряда при обоих давлениях на поздних стадиях преобладают положительные ионы  $NO^+$ .

Показано, что на начальной стадии развития разряда, когда поле в плазме выше порогового, поперечный размер разряда определяется скоростью диффузионной волны ионизации. На следующей стадии развития накопление атомарного кислорода приводит к росту отлипания электронов от отрицательных ионов, и размер области протекания тока определяется диффузией активных частиц. При этом разряд состоит из двух областей с качественно различными процессами — активной областью протекания тока, где преобладают электроны и положительные ионы  $O_2^+$ , и периферийной областью, где плотность электронов мала — областью ион-ионной рекомбинации с преобладанием ионов  $O_2^-$  и  $O_4^+$ .

На заключительном этапе на процессы в разряде начинает оказывать влияние нагрев газа в цен-

тральной области, где начинают преобладать положительные ионы окиси азота. Если плотность тока достаточно велика, то происходит шнурование разряда, при этом размер области энерговыделения существенно уменьшается. Размер и свойства периферийной области практически не изменяются. Наблюдаемая ситуация прямо противоположна наблюдаемой в разряде низкого давления, когда амбиполярная диффузия приводит к накоплению отрицательных ионов в центральной области, а ток протекает в основном по периферии.

В данной статье не рассматривались возможное влияние нагрева нейтралов в приэлектродной области, где плотность электрического тока велика и тепло выделяется в небольшой области пространства, и проблемы эрозии вещества катода и его переноса вдоль потока [19], которые требуют самостоятельного исследования.

### Литература

1. Александров А. Ф., Бычков В. Л., Двинин С. А., Михеев В. В., Свиридкина В. С. О структуре положительного столба разряда в поперечном потоке воздуха. Часть I // Прикладная физика. 2007. № 1. С. 65—74.
2. Двинин С. А., Еришов А. П., Тимофеев И. Б. и др. // ТВТ. 2004. № 42. С. 157.
3. Dvinin S. A., Mikheev V. V., Timofeev I. B. Direct current discharge in high pressure supersonic gas stream // Fifteenth international conference on mhd energy conversion and sixth international workshop on magnetoplasma aerodynamics. Moscow, May 24—27. 2005. V. 2. P. 665—674.
4. Алферов В. И., Бушмин А. С. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. № 6. С. 1775—1779.
5. Алферов В. И., Бушмин А. С., Калачев Б. В. // Там же. 1966. Т. 51. № 5(11). С. 1574.
6. Алферов В. И. // Механика жидкости и газа. 2004. № 6. С. 163.
7. Еришов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // ТВТ. 2004. № 42. С. 516.
8. Еришов А. П., Сурконт О. С., Тимофеев И. Б. и др. // Там же. С. 669.
9. Еришов А. П., Калинин А. В., Сурконт О. С. и др. // Там же. С. 865.
10. Kostinsky A. Y., Matveyev A. A., Silakov V. P. "Kinetic Processes in the Non Equilibrium Nitrogen Oxygen Plasma." Academy of science of USSR. General physics Institute. Plasma physics division: Preprint № 87. Moscow, 1990. — 29 p.
11. Косый И. А., Костинский А. Ю., Матвеев А. А., Сулаков В. П. Плазмохимические процессы в неравновесной азотно-кислородной смеси / РАН: Тр. Института общей физики, 1994. Т. 47. С. 37—56.
12. Ardelyan N. V., Bychkov V. L., Gordeev O. A., Ershov A. P., Timofeev I. B. International workshop Thermochemical and plasma processes in aerodynamics. — S.-Petersburg, 15—19 July, 2002. P. 138—146.
13. Понов Н. А. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 10. С. 940—950.
14. Понов Н. А. // Там же. 2003. Т. 29. № 8. С. 754—767.
15. Понов Н. А. // Там же. 2006. Т. 32. № 3. Р. 1—9.
16. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Химия плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 14. С. 207.
17. Aleksandrov N. L., Bazelyan E. M., Kochetov I. V., Dyatko N. A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. № 30. P. 1616—1624.

18. Акишев Ю. С., Дерюгин А. А., Каральник В. Б., Кочетов И. В., Нанартович А. П., Трушкин Н. И. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 571–584.
19. Bohringer H., Fahey D. W., Lindinger W., et al. // International journal of Mass Spectrometry and ion Processes, 1987. V. 81. P. 45–65.
20. Ellis H. W., Pai R. Y., Mc Daniel E. W. et al. // Atomic Data and Nuclear data tables, 1973. V. 17. № 3. P. 182–210.
21. Franklin R. N., Daniels P. G., Snell J. J. // Phys D.: Appl. Phys. 1993. V. 28. P. 1638–1649.
22. Цендин Л. Д. // ЖТФ. Т. 34. С. 11–15.
23. Naidis G. V. 1999 Simulation of streamer-to-spark transition in short non-uniform air gaps // Ibid. V. 32. P. 2649–54; J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. 3889–3893.
24. Бычков В. Л., Грачев Л. П., Есаков И. И., и др. // ЖТФ. 2004. Т. 74. № 7. С. 27.
25. Витковский В. В., Грачев Л. П., Грицов Н. Н. и др.: Тр. ЦАГИ. 1991. Вып. 2505. С. 3.
26. Chernyak V., Kernazhitsky L., Naumov V., Puchkovska G., Yukhimenko V. // Journal of Molecular Structure, 2005. P. 744–747, 871–875.

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2006 г.

## About a positive discharge column structure in a transversal air flow.

### Part II. A multicomponent kinetics in electronegative gas. Numerical modeling

A. F. Alexandrov, V. L. Bychkov, S. A. Dvinin, V. V. Mikheyev, V. S. Sviridkina  
M. V. Lomonosov Moscow State University. Physical Faculty, Moscow, Russia

*Given article is a continuation of the article [1] of authors and is devoted to examination of the direct current discharge positive column structure in a transversal airflow. Numerical modeling of the direct current discharge positive column structure in a transversal airflow has been made. At calculation the kinetic model including 23 components of plasma was used. It is shown, that the transversal discharge size is determined by ionization wave velocity at an initial stage of the discharge development when a field in the plasma is above the threshold. At a following stage of development the size of a current flow region is defined by a diffusion of the active particles. At that the discharge consists of two areas with qualitatively different processes: the current active flow area where electrons and positive ions  $O_2^+$  prevail, and peripheral area, where the electron density is small, it is a recombination area with prevalence of  $O_2^-$  and  $O_4^+$  ions. Gas heating in the central area begins to influence the discharge processes on a final stage in the central area. There positive nitric oxide ions start to prevail. If the current density is great enough, then the discharge constriction occurs and the size of an energy deposition area essentially decreases. The size and properties of the peripheral area practically do not change at that.*

УДК 533.9

## О скейлингах для времени удержания плазмы в обращенной магнитной конфигурации

А. Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Россия

*Обращенная магнитная конфигурация (FRC) — одна из наиболее перспективных альтернативных систем магнитного удержания с высокими  $\beta$ . В связи с проблемой аномального транспорта в FRC обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания плазмы. Предложены скейлинги, основанные на различных физических предположениях. Дан анализ соответствия предложенных скейлингов существующим экспериментальным данным.*

Обращенная магнитная конфигурация (FRC — field reversed configuration) [1, 2] — цилиндрически симметричная магнитная ловушка с высоким  $\beta$  ( $\beta$  — отношение давления плазмы