

# Самоорганизация токовых структур в газовом разряде

Р.Ш.Исламов

---

Теоретически (как численно, так и аналитически) в рамках чисто электродинамических явлений воспроизведено экспериментально известное явление самоорганизации сложных токовых структур, включая возможность спонтанного появления структур, процессы вторичной перестройки структур и эффект “нормальной” плотности тока на аноде. Численно показано, что при относительно небольших разрядных промежутках неустойчивость зарождается в анодной области, на которую впоследствии накладывается процесс скоротечного образования катодного пятна. Показано, что образование упорядоченных анодных токовых структур можно рассматривать как результат неустойчивости тьюринговского типа в бистабильной системе с *S*-образной ВАХ. Обнаружена возможность смены механизма формирования анодных токовых пятен с нормальной плотностью тока с ростом характеристической энергии электронов. Исследовано стабилизирующее влияние анодной оксидной пленки и характеристической энергии электронов.

---

## 1. Введение

Получение газоразрядной плазмы с технологически оптимальными параметрами в заданной геометрии часто наталкивается на определенные ограничения. На практике наиболее актуальными являются проблема получения устойчивой однородной плазмы при повышенных давлениях, а также вопросы масштабируемости газоразрядных систем. Одна из основных причин нарушения однородности связана с тем, что в газовом разряде режим равномерного распределения плотности тока по поперечному сечению часто оказывается неустойчивым и происходит формирование токовых структур. Газовый разряд можно рассматривать как открытую систему, значительно удаленную от термодинамического равновесия. Благодаря нелинейному характеру процессов и наличию приэлектродных слоев в такой системе проявляется множество неустойчивых состояний и происходит самоорганизация разнообразных диссипативных структур. Эти процессы определяются некоторыми критическими значениями управляющих параметров, зависящими от свойств среды. Развитие неустойчивостей может качественно изменить структуру разряда и приводить к контракции с разрушением электродной системы.

Исследования в данном направлении стимулируются появлением ряда новых технологий, использующих газовый разряд (газоразрядные лазеры, плазменные панели, плазмохимические реакторы и т. п.), и качественным ростом математических и технических возможностей для проведения численных и аналитических исследований ранее не решенных проблем. Особый интерес к углубленному изучению тлеющего разряда связан с его использованием в мощных CO<sub>2</sub>-лазерах [9].

## 2. Экспериментальные результаты

Частое наблюдение прорастания шнуров от электродов указывает на важность приэлектродных областей при зарождении неустойчивости. В условиях тлеющего разряда при давлениях 1-100 Торр нарушение устойчивости обычно связано с образованием анодных токовых пятен и последующим развитием из них шнуров. При давлениях молекулярного газа  $\geq 100$  Торр шнурование как в самостоятельном, так и в несамостоятельном разряде начинается чаще от катода. Анодные и катодные пятна обычно имеют круглую форму. Сложные коллективные явления, в частности, самоорганизация токовых пятен в яркие и красочные образования с ярко выраженной сим-

метрий, многократно экспериментально описывались на протяжении всего прошлого века [40,23,33].

Наличие поперечной прокачки газа, характерное для многих технических приложений [9], в ряде случаев приводит к изменению геометрии токовых структур. В частности, в поперечном тлеющем разряде повышенного давления при ламинарном режиме течения газа может наблюдаться расслоение анодного свечения на вытянутые вдоль потока газа слои, расстояние между которыми слабо зависит как от конструкции катода, так и от скорости потока [39,9,29,16]. Корреляционные измерения [4] показывают, что визуально однородные слои могут состоять из вытянутых вдоль потока пятен и вызывать при их выносе потоком нерегулярные НЧ-колебания тока и напряжения разряда.

Токовые неустойчивости в мощных  $\text{CO}_2$ -лазерах приводят к тому, что поверхность анода покрывается оксидной пленкой (АОП), периодичной поперек потока в соответствии с видимой картиной свечения. В эксперименте [10,34] можно выделить вдоль по потоку три характерные зоны с различными периодами токовых полос: зону 1, где период определяется периодичностью элементов предыонизатора  $P$  (~12 мм) и зоны 2 и 3 с периодами порядка 4 и 6 мм, соответственно (рис.1). Однако после достаточно продолжительного времени горения разряда (порядка 30 ч) анодные пятна исчезают, разряд вблизи анода становится визуально однородным по поверхности, а сам анод покрывается равномерной пленкой желтого цвета — слоем  $\text{Cu}_2\text{O}$  с поверхностным сопротивлением порядка  $200 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ . На этой стадии устойчивость разряда (предельный энерговыход) заметно повышается и возможно увеличение разрядного тока в 1,5-2 раза без перехода разряда в контрагированное состояние.

На анодных сечениях в эксперименте [16] обнаружены четыре характерные зоны картины развития стационарных токовых структур с сопоставимыми размерами вдоль потока (рис.2). Верхняя по потоку часть поверхности анодной секции (зона 1 на рис.2), расположенная в непосредственной близости к предыонизатору, покрыта пленкой однородно. За ней расположена зона 2 с четко выраженными полосами с характерным периодом следования порядка 4 мм в направлении, перпендикулярном потоку газа. Далее располагаются переходная область 3 с хаотически расположенными пятнами неоднородности оксидных пленок и область 4 с удвоенным периодом полос. Следует отметить, что в процессе удвоения периода поперечные размеры полос оксидной пленки также удваиваются и их скважность везде примерно равна двум. С учетом скорости потока газа  $V$ , характерные

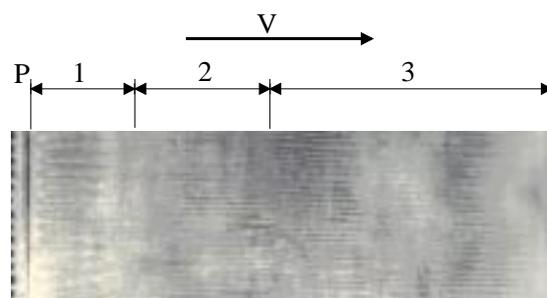


Рис.1. Фотография части анодной пластины (около 17 см в направлении, поперечном потоку) 7-и киловаттного лазера ТЛ-5М [10,34].  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:11:10$ , скорость газа  $V=100 \text{ м/сек}$ ,  $p=45 \text{ Торр}$ , средняя плотность тока  $J=4 \text{ мА/см}^2$ ,  $P$  — предыонизатор.

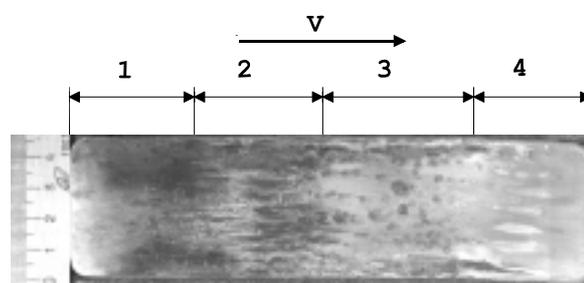


Рис.2. Структура оксидной пленки на анодной секции в 4-х киловаттном  $\text{CO}_2$ -лазере ТЛ-3 [16].  $V=60 \text{ м/с}$ ,  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:8:(8-16)$ ,  $p=40 \text{ Торр}$ ,  $J=5-14 \text{ мА/см}^2$ .

времена существования токовых структур в виде полос и длительности переходных процессов порядка 700 мкс.

В рассматриваемых экспериментальных условиях [16] картина расслоения свечения анодной области на предварительно очищенном аноде оказалась малочувствительной к имевшимся вариациям состава газовой смеси, в частности, к тому, присутствовала или нет электроотрицательная компонента  $\text{CO}_2$  в смеси. В эксперименте [39] также отмечается, что токовые полосы наблюдаются как в  $\text{N}_2$ , так и в  $\text{CO}_2$ .

В отсутствие прокачки газа токовые формирования в виде полос наблюдались в тихом разряде [32] и в разряде постоянного тока с высокоомным полупроводниковым катодом [30].

### 3. Численный эксперимент

В последнее время численные эксперименты в области теории и практики газового разряда получили существенное развитие. Двумерные расчеты с учетом приэлектродных слоев продемонстрировали возможность развития токовых неоднородностей в

рамках чисто электродинамических явлений [7], неустойчивость анодного слоя [12], выполнение закона нормальной плотности тока на катоде [24] и неединственность стационарного решения (формирование однородного или неоднородного разряда в зависимости от уровня предварительной ионизации) [6].

Кажущаяся простота численного эксперимента в физике газового разряда, однако, таит в себе значительные трудности, связанные с построением математической и численной моделей задачи и необходимостью обоснования полученных результатов. В существенной мере это связано с крайней чувствительностью рассматриваемого круга явлений к выбору физической, математической и численной моделей. Из-за существенной нелинейности задачи, важности диффузионных процессов и малости размеров приэлектродных слоев с существенно неоднородным электрическим полем, разработка численной модели газового разряда повышенного давления оказалась сложной задачей и привела к существенным количественным [18] и качественным [7,8] расхождениям в имеющихся численных экспериментах по формированию одиночного токового пятна. В такой ситуации особое значение приобретает анализ корректности постановки используемой математической модели и ее численной реализации. Тем не менее, в публикациях по численному моделированию газового разряда вопросам обоснованности используемых моделей и методов не уделяется должного внимания. Вопросы, связанные с влиянием счетной диффузии, исследованы в [24,25]. В настоящее время большая часть проведенных расчетов основана на диффузионно-дрейфовом приближении в теории газового разряда, учитывающем минимально необходимые для формирования токовых структур процессы: диффузию и дрейф заряженных частиц, нарушение квазинейтральности, приэлектродные процессы, ионизацию и рекомбинацию. В [20] показана возможность корректной (в смысле существования, единственности, гладкости и положительности решения) математической постановки этого приближения в промежутке между металлическими электродами, между металлическим анодом и положительным столбом и между положительным столбом и металлическим катодом. Однако даже для этой наиболее простой и популярной модели нет ответов на ряд вопросов, имеющих ясный физический смысл (например, не известно, должна ли эта модель описывать область фардеева пространства с пониженным (а может быть, и инверсным) электрическим полем). Достаточно удивителен и тот факт, что результаты расчетов по этой модели

оказались в разумном согласии со строгими кинетическими расчетами [44] в широком диапазоне условий, включая даже область низких давлений, где заведомо нарушались условия применимости.

### 3.1. Формирование регулярных токовых структур в тлеющем разряде. Анализ роли анодной и катодной областей в развитии токовой неустойчивости.

Простейшая система уравнений, воспроизводящая в численном эксперименте основные свойства формирования токовых картин, включает уравнения непрерывности для электронов и ионов и уравнение Пуассона:

$$\frac{dn_j}{dt} + \nabla \vec{\Gamma}_j = S_j, \quad \vec{\Gamma}_j = -D_j \nabla n_j - \frac{q_j}{|q_j|} \mu_j n_j \nabla \phi, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \phi = -4\pi \sum_j q_j n_j, \quad \vec{J} = \sum_j q_j \vec{\Gamma}_j, \quad (2)$$

где  $n_j$  — концентрации заряженных частиц сорта  $j$  ( $j=e$  или  $i$  для электронов и ионов соответственно);  $\mu_j$ ,  $D_j$  и  $q_j$  — их коэффициенты подвижности, диффузии и заряд соответственно;  $\phi$  — потенциал электрического поля;  $J$  — плотность тока. Для рассматриваемого случая двухкомпонентной плазмы  $S_e = S_i = n_e(\alpha - \beta n_i)$ , где  $\alpha$  — частота ионизации за счет соударений электронов с нейтральными частицами,  $\beta$  — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Для решения уравнений диффузионно-дрейфового приближения (1)-(2) в [22] предложен экономичный численный алгоритм второго порядка аппроксимации по пространственным переменным. Описание алгоритма содержит полное доказательство корректности постановки используемой конечно-разностной модели для естественных физических условий на электродах (в смысле существования и единственности разностного решения, сходимости итераций к этому решению, а также сходимости разностного решения к дифференциальному).

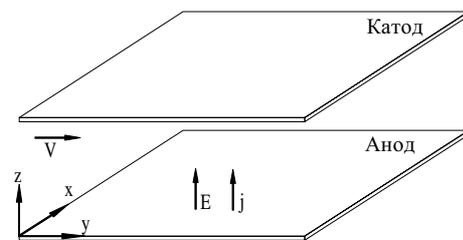


Рис. 3. Геометрия модели. Стрелками показаны направления потока газа  $V$ , электрического поля  $E$  и тока  $j$ .

Расчеты [37] проведены для разряда в азоте при давлении  $p=10$  Торр и величине межэлектродного расстояния  $H=1$  см. Задавались следующие значения параметров: коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии  $\gamma_e=0,07$ ;  $D_e/\mu_e=2$  эВ;  $D_i/\mu_i=0,025$  эВ;  $\beta=1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с. До заметного развития возмущений напряжение между электродами  $U$  поддерживалось таким, чтобы средняя плотность тока составляла  $J=50$  мкА/см<sup>2</sup>. После развития возмущений  $U$  падало до 314,5 В и далее поддерживалось неизменным для устранения режима с сильными осцилляциями тока. В экспериментах для сопоставимых условий образование катодного пятна также обычно сопровождается осцилляциями тока или периодическим погасанием и возникновением катодного пятна. В начальные поперечно однородные данные для плотности ионов вводились небольшие по амплитуде (обычно 0,1%) регулярные в направлении поперечном к току возмущения. Примерно через 5 мкс эволюционного развития этих возмущений происходит почти скачкообразное изменение плотности тока и формирование периодических токовых структур. Однако развитие этих токовых структур сопровождается существенным влиянием конкуренции между ними, приводящим к подавлению развития одной из соседних полос (рис.4). Уцелевшие к 7 мкс структуры идентичны, неподвижны и устойчиво сосуществуют. В рассматриваемом существенно поднормальном режиме значение плотности тока на катоде на порядок больше, чем на аноде, и, соответственно, размер катодного пятна существенно меньше. Поскольку процессы конкуренции проявляются наиболее сильно на этапе формирования токовых структур, когда их поперечные размеры достаточно велики, расстояние между катодными пятнами значительно превышает конечный размер самих пятен. Наличие минимального пространственного размера между пятнами, при котором еще возможно устойчивое сосуществование токовых пятен, в определенной мере проясняет экспериментальные наблюдения регулярной (гексагональной или в виде полос при прокачке газа) структуры токовых пятен на электродах, соответствующей условию наиболее полного заполнения.

Сравнение картин развития неустойчивости в анодной и катодной областях на рис.4 показывает, что сначала происходит плавное развития анодной неустойчивости с заметным перераспределением плотности тока на аноде, сопровождающееся впоследствии “взрывным” появлением катодных пятен и резкой перестройкой всей картины. Медленная перестройка параметров этих структур в анодной области при практически неизменной

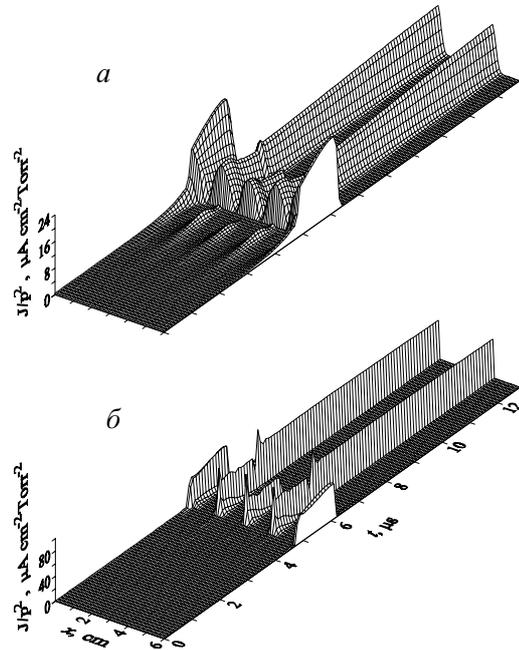


Рис.4. Динамика формирования токовых структур на поверхностях анода (а) и катода (б) в  $N_2$  при  $p=10$  Торр и наличии регулярных инициирующих возмущений (0,1%). Зазор  $H=1$  см,  $J_{cp}=50$  мкА/см<sup>2</sup>.

катодной части продолжается, по крайней мере, еще многие десятки микросекунд. Это демонстрирует относительную независимость процессов в анодном слое, и, по-видимому, их характерные времена должны быть порядка экспериментальных — нескольких сот мкс при рассматриваемых давлениях. Характерное время формирования токовых неоднородностей с образованием бестоковых зон на всем промежутке между электродами происходит за существенно меньшее время. По-видимому, такой характер формирования токовых неоднородностей связан с относительно невысоким значением  $pH$  и в случае  $pH \gg 10$  см·Торр вполне вероятны существенные количественные и качественные изменения.

Для сравнения были также проведены расчеты [17] для Ag в той же самой геометрии и теми же значениями  $\gamma_e$ ,  $D_e/\mu_e$  и  $\beta$ . Напряжение между электродами  $U$  поддерживалось таким, чтобы средняя плотность тока составляла  $J=10$  мкА/см<sup>2</sup>, но не менее 200 В для устранения режима с сильными осцилляциями тока. Развитие структур в Ag происходит аналогично наблюдаемому в азоте, но на 5 мкс из 5 возмущений происходит формирование только двух структур. Для одной из этих полос на рис.5 приведена динамика изменения напряженностей электри-

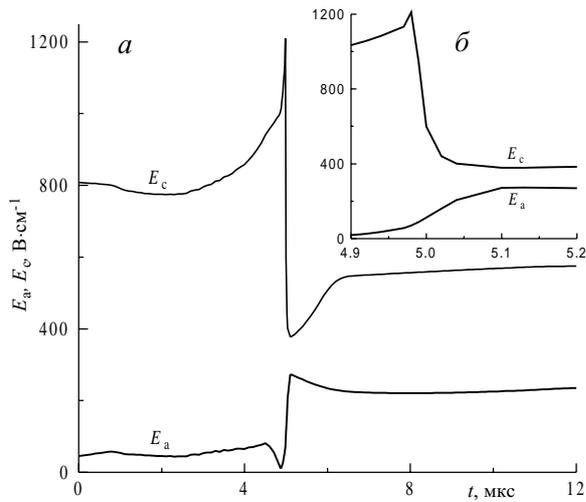


Рис. 5. (а) Динамика изменения напряженностей электрического поля в центрах катодного ( $E_c$ ) и анодного ( $E_a$ ) пятен в Аг. (б) Растянутый по времени участок наиболее резкого изменения тех же кривых  $E_c$  и  $E_a$ .

ческого поля в центрах катодного и анодного пятен. Максимальное значение величины  $E_c$  при возникновении катодного пятна в существенной мере определяется параметрами внешней электрической цепи. С физической точки зрения более важно, что резкий спад напряженности поля на катоде происходит на фоне достаточно плавного изменения поля на аноде (рис. 5б). Таким образом, развитие неустойчивости начинается в анодной области, но завершающая стадия формирования токовых структур происходит за счет быстрой перестройки катодной области на фоне сравнительно медленной, вторичной реакции анодной области токового образования на произошедшие изменения.

### 3.2 Спонтанное развитие токовых пятен на аноде

В имеющихся в литературе расчетах в катодной области образуется характерное стационарное токовое пятно с плотностью тока порядка нормального. Поведение разряда в анодной области в этих работах оказалось не столь однозначным. В расчетах [8,12] стационарное состояние не было достигнуто за времена в несколько сот мкс, в то же время в [6] стационарное анодное пятно сформировалось за  $\sim 0,5$  мкс одновременно с катодным пятном. Расчеты [24] показали, что характеристики разряда в анодной области существенным образом определяются диффузией заряженных частиц. Учет радиальных составляющих процессов диффузии позволил получить стационарное анодное пятно. В [8,12] диффузия заряженных частиц не учитывалась,

но присутствующая в расчетах “счетная” диффузия, зависящая от конкретной реализации численного метода, могла в конечном итоге остановить имевшийся рост плотности тока анодного пятна.

Первичность развития возмущения в анодной области тлеющего разряда повышенного давления, установленная как экспериментально [2,9], так и численно [17], обуславливает важность исследования прианодных процессов. По-видимому, разумно считать, что во многих случаях образование анодных токовых структур происходит относительно независимо от прикатодных процессов [33]. В этом случае возможна постановка задачи в промежутке между анодом и областью положительного столба, непосредственно примыкающей к темному фарадееву пространству. Исключение из рассмотрения катодного слоя — области с исключительно высоким значением электрического поля и минимальными в разряде пространственными масштабами — существенно снижает требования на временной шаг и размер пространственной сетки численной модели. Существенное снижение затрат машинного времени позволяет рассмотреть медленные процессы и изучить ряд проблем, которые непосредственно не связаны с условиями вблизи катода, но важны в ряде технических применений, характеризующихся протяженным, объемно-однородным положительным столбом (как, например, в газоразрядных камерах с глубоко сегментированными катодными платами и плоским, сплошным анодом [9]). При этом удается избежать также ряда сложностей, связанных с вопросами применимости модели (1)-(2) для описания областей катодного падения потенциала, отрицательного свечения и темного фарадеева пространства. Естественно, как это и показали расчеты, выбор места постановки граничных условий в положительном столбе (т.е. выбор величины межэлектродного зазора), сравнительно слабо сказывается на результатах (при одинаковом полном токе).

Расчеты [36] проводились для первоначально однородных в поперечном к току направлении распределений потенциала и концентрации заряженных частиц. Из-за конечной точности представления чисел в компьютере и ограниченной точности итерационных процедур происходило спонтанное развитие имеющихся неустойчивостей. Во всех рассмотренных случаях через характерное время порядка 1 мс возникало нарушение радиальной однородности параметров плазмы разряда, более заметное вблизи поверхности анода. Возмущения возникали случайным образом как на оси расчетной области, формируя типичное токовое пятно (рис. 6),

так и на произвольном расстоянии от оси, формируя кольцо. Сформировавшееся токовое кольцо оказывалось неустойчивым, происходило уменьшение его радиуса и образование такого же стационарного пятна, как и в первом случае.

Насколько нам известно, какие-либо пространственно разрешенные экспериментальные исследования динамики развития анодных токовых пятен в тлеющем разряде в азоте отсутствуют. Динамика изменения распределения плотности тока на аноде исследовалась экспериментально в сухом воздухе [5]. Было найдено, что для сухого воздуха характерны следующие фазы: послепробойное однородное стационарное состояние, контрагирование и неполное расконтрагирование разряда. Длительность первой и последней фазы при давлении сухого воздуха 40 Торр составляют порядка 3000 и 1200 мкс, соответственно. Эти данные коррелируют с динамикой развития неустойчивости, приведенной на рис.6: в расчетах также присутствует достаточно длительная задержка в развитии возмущения и последующий быстрый рост этого возмущения по амплитуде. Отсутствие фазы расконтрагирования может быть связано с неучетом в расчетах тепловых и плазмохимических процессов.

Расчеты в плоской геометрии с учетом катодной области [17,37] также приводят к формированию токовых структур и без внесения каких-либо специальных инициирующих возмущений при первоначально однородном распределении тока. Для

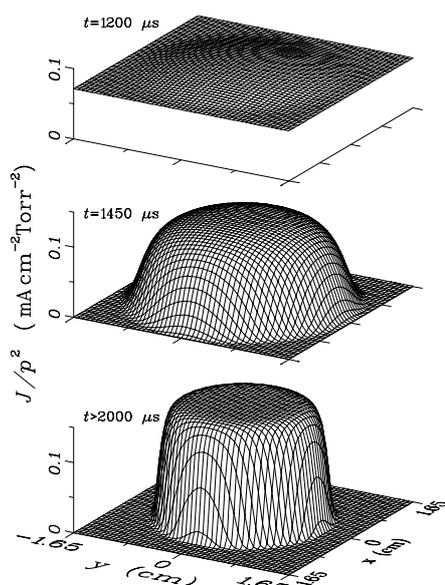


Рис.6. Динамика формирования анодного токового пятна в азоте при давлении  $p=40$  Торр и полном токе  $I=1$  А.  $D_e/\mu_e=2$  эВ,  $\beta=2\cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с.

условий рис.4 (N<sub>2</sub>) и рис.5 (Ar) через характерное время порядка 10 и 21 мкс, соответственно, возникало нарушение поперечной однородности параметров плазмы разряда. Возмущение возникало при случайном значении координаты  $x$  поперек тока, формируя типичную токовую структуру.

### 3.3. Формирование сложных токовых структур на аноде

Было обнаружено [36], что в осесимметричной геометрии при определенных условиях могут образовываться устойчивые токовые структура более сложной формы (рис.7), чем описанные в предшествующем пункте пятно или кольцо. Ранее сложные кольцевые анодные структуры неоднократно наблюдались экспериментально. Сложная структура реализовывалась в расчетах со сформированным центральным пятном либо при возникновении возмущения потенциала на периферии анода, либо при задании первоначальных распределений ионов и электронов, задающих кольцевую структуру. В обоих случаях кольцевая структура получалась только в случае постановки граничных условий на достаточно определенном расстоянии от центра пятна, зависящем от полного тока, протекающего через разряд. Центральное пятно и кольцо разделяет бестоковая зона. В рассмотренном варианте величины токов, протекающих через центральное пятно и кольцо, приблизительно равны. При изменении подробности используемой сетки токовая структура сохраняла устойчивость и свойство равенства тока кольцевой части структуры току центрального пятна.

Однако, рассматриваемая сложная токовая структура устойчива при постановке боковых граничных условий, обеспечивающих условие непротекания тока, лишь вблизи фиксированных значений  $r_0$ . При смещении положения внешней границы всего на 10% (с  $r_0=1,65$  к  $1,82$  см) приведенная выше токовая структура гарантированно распадается, формируя одиночное пятно, изобра-

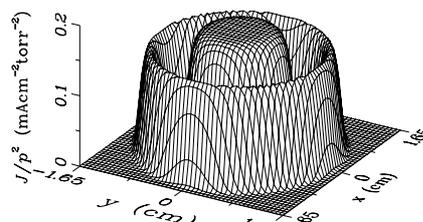


Рис.7. Распределение приведенной плотности тока  $J/p^2$  на аноде в случае сложной стационарной структуры для тех же условий как на рис.6.

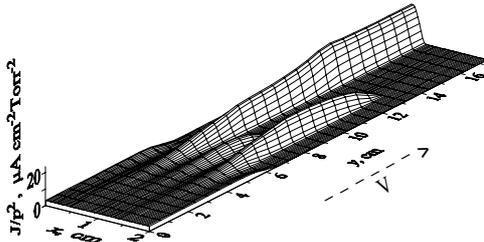


Рис. 8. Распределения приведенной плотности тока  $J/p^2$  по поверхности анода для разряда в смеси  $N_2:He=1:1$  при  $p=40$  Торр,  $J_{cp}=5$   $mA/cm^2$ ,  $D_e/\mu_e=0,8$  эВ,  $\beta=1 \cdot 10^{-7}$   $cm^3/c$  и  $V=60$  м/с.

женное на рис.6. Для исследования влияния коэффициента электрон-ионной рекомбинации  $\beta$  на устойчивость сложной структуры была проведена серия расчетов для различных значений  $\beta$  и  $r_0$ , но неизменных остальных параметров. Оказалось, что для рассматриваемых условий существует некоторое критическое значение  $\beta^* \approx 1,5 \cdot 10^{-7}$   $cm^3/c$ , такое, что при  $\beta < \beta^*$  сложные токовые структуры распадались при любом  $r_0$ . В случае  $\beta > \beta^*$  мы сталкиваемся с проблемой множественности стационарных решений.

Экспериментальная структура в виде полос, приведенная на рис.2, достаточно хорошо воспроизводится численно [16] в плоской геометрии (рис.8). В расчетах также наблюдается начальная однородная зона, зоны регулярных полос и полос с удвоенным периодом. Однако, описание переходной области с хаотическим расположением токовых пятен (присутствующая на рис.2, но отсутствующая на рис.1) требует, по-видимому, привлечения более сложной пространственно трехмерной модели газового разряда.

Вольтамперная характеристика разряда для текущего значения координаты  $y$  является слаборастущей. Образование токовых полос сопровождалось понижением напряжения на разрядном промежутке, связанным с падающей ВАХ приэлектродной части разряда.

Численный эксперимент выявил существенное влияние величины характеристической энергии электронов на минимальное значение пространственного периода токовых слоев. Увеличение  $D_e/\mu_e$  до 1 эВ приводит к обострению процессов конкуренции и подавлению соседних полос на более ранних стадиях их развития. При увеличении  $D_e/\mu_e$  до 2 эВ и неизменных остальных параметров развитие неустойчивости анодного слоя происходит на фоне разрушения заданных начальных возмущений независимо от их величины. При уменьшении  $D_e/\mu_e$  до 0,7 эВ наблюдается более растянутый начальный

этап развития возмущений по сравнению с вариантом на рис.8, но из-за конкуренции уцелевает меньшее число полос, которые впоследствии предпочитают устойчиво сосуществовать. Отметим, что для условий в положительном столбе в рассмотренных выше случаях из решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям следует  $D_e/\mu_e \approx 1,37-1,46$  эВ.

Электрон-ионная рекомбинация оказывает заметное стабилизирующее действие: при увеличении  $\beta$  на порядок любые начальные возмущения затухали и развитие неустойчивости не наблюдалось, но если одновременно увеличить и  $D_e/\mu_e$ , то происходило развитие токовой полосы даже в отсутствии инициирующих возмущений. Увеличение  $H$  оказывает некоторое стабилизирующее действие на разряд, несколько замедляя развитие и реорганизацию токовых структур.

### 3.4. Нормальное и поднормальное анодное пятно

Давно известна одна из основных особенностей поперечной структуры нормального тлеющего разряда, состоящая в том, что ток на электродах занимает определенную площадь, пропорциональную его величине. В [3] была впервые измерена нормальная плотность тока на аноде в тлеющем разряде в азоте и воздухе. Эксперимент в  $N_2$  при  $5 \leq p \leq 30$  Торр показал выполнение закона нормальной плотности тока с нормальной плотностью тока на аноде  $J/p^2 \approx 0,43$   $mA/(cm^2 \cdot Torr^2)$ . В анодных пятнах в воздухе приведенная плотность тока сохраняется примерно постоянной ( $J/p^2 \approx 0,27$   $mA/(cm^2 \cdot Torr^2)$ ) при изменении давления в пределах от 8 до 60 Торр. В слабotoчных дугах процессы на графитовом аноде сходны с теми, которые наблюдаются в тлеющем разряде. В воздушной дуге атмосферного давления для низких значений тока (1-10 А) нормальная плотность тока на аноде примерно равна 40  $A/cm^2$  [26].

Если  $\beta p = \text{const}$  и  $H p = \text{const}$ , то легко убедиться, что диффузионно-дрейфовая модель (1)-(2) является автоматической с инвариантами  $tp$ ,  $rp$ ,  $U$ ,  $E/p$  и  $J/p^2$ . Действительно, перерасчет применительно к сложной токовой структуре, приведенной на рис.7, но при давлении  $p=25$  Торр с  $r_0$ ,  $H$  и  $\beta$  увеличенными в 1,6 раза и том же самом значении полного тока  $I=1$  А, воспроизвел идентичные результаты в автоматических переменных, а также свойства устойчивости структуры и равенства токов кольцевой части и центрального пятна. Однако существование закона нормальной плотности тока на аноде для  $\beta = \text{const}$ , а также при изменениях полного тока через пятно, не поддается простому объяснению. Наличие анодного

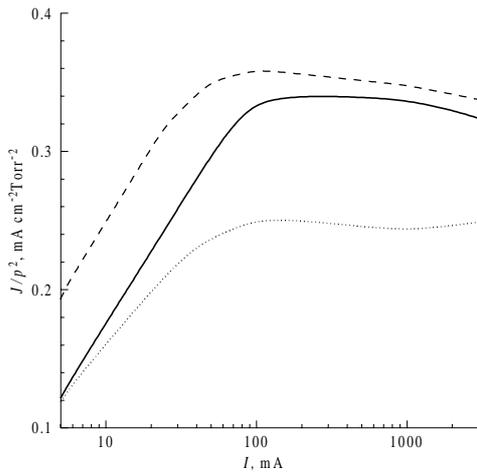


Рис.9. Зависимость приведенной плотности тока  $J/p^2$  в центре стационарного анодного пятна от полного тока  $I$ , протекающего через пятно, при давлении азота  $p=25$  Торр. Сплошная кривая —  $D_e/\mu_e=2$  эВ,  $\beta=0,75 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с; пунктир —  $D_e/\mu_e=1$  эВ,  $\beta=0,75 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с; точки —  $D_e/\mu_e=2$  эВ,  $\beta=1,5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с.

пятна и при исключенном катодном слое обосновывает точку зрения авторов [3] об автономии анодного слоя и не позволяет ограничиться объяснением, что плотность анодного тока определяется катодом, хотя нормальные плотности токов на аноде и катоде сопоставимы. Постулат о реализации в нормальном разряде минимально возможного катодного падения [28] оказался плодотворным для объяснения ряда экспериментальных фактов, но в анодной области эксперименты и численные расчеты показывают монотонно падающую вольтамперную характеристику и подходы на основе “принципа минимума мощности” нерезультативны.

На рис.9 представлены зависимости [36] плотности тока в центре анодного пятна от величины полного тока  $I$ , протекающего через разряд, при нескольких значениях  $D_e/\mu_e$  и  $\beta$ . В зависимости от величины полного тока  $I$ , протекающего через анодное пятно, можно выделить режим поднормального пятна для области малых токов  $I < I_{п}$  ( $I_{п}$  — пороговое значение тока, зависящее от характеристической энергии электронов  $D_e/\mu_e$  и коэффициента рекомбинации  $\beta$ ) с логарифмической зависимостью плотности тока в центре пятна от тока, сильно зависящей от диффузии электронов, и режим нормального пятна для области больших токов  $I > I_{п}$ , для которого выполняется закон нормальной плотности тока с плотностью тока, существенно зависящей от рекомбинационных процессов. Результаты расчетов для  $N_2$  при  $\beta p \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$  см<sup>3</sup>Торр/с близки к экспериментальному значению нормальной плотности тока на аноде.

В случае азота экстраполяция результатов расчетов дает формулу для критического значения тока  $I_{п} \approx \pi \Lambda_n^2 J_n$ , где  $J_n$  — нормальная плотность тока,  $\Lambda_n \approx 0,45 \cdot 10^{-4} (D_s/\beta p)^{1/2}$  — характерный диффузионный размер (см); коэффициент амбиполярной диффузии  $D_s$  задан в см<sup>2</sup>/с,  $\beta$  — в см<sup>3</sup>/с,  $p$  — в Торр. Распределение плотности тока при радиусе пятна  $r < \Lambda_n$  имеет “колоколообразный” вид и диффузия влияет на все пятно, а при  $r > \Lambda_n$  — “платообразный” вид и влияние диффузии ограничено только периферией пятна.

При увеличении  $D_e/\mu_e$  профиль токового пятна становится более размытым. Радиальный профиль анодного токового пятна можно получить [36], интегрируя уравнения (1)-(2) по объему в узкой щели между анодом и положительным столбом. При условии  $H < \mu_i E_\infty / \alpha(E_\infty)$  для диффузионно-рекомбинационных крыльев следует асимптотическое поведение концентрации плазмы при  $r \rightarrow \infty$

$$n_e(r) \approx \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{r}{\Lambda_\infty}\right),$$

$$\Lambda_\infty = \sqrt{\frac{D_s}{\mu_i E_\infty / H - \alpha(E_\infty)}}, \quad E_\infty = E_{r \rightarrow \infty}. \quad (3)$$

По-видимому, величина  $\Lambda_\infty$  должна рассматриваться как уточненное за счет ионизационных процессов значение характерного расстояния амбиполярного дрейфа ионов за время пролета межэлектродного промежутка  $\Lambda_D \approx (D_s H / \mu_i E_\infty)^{1/2}$ . Численный профиль токового пятна в азоте хорошо описывается аналитической формулой (3). Это свидетельствует о малости “счетной” диффузии в численной модели.

### 3.5. Влияние анодных оксидных пленок на формирование токовых структур

В расчетах [34] исследовалось влияние нарушения эквипотенциальности поверхности слабопроводящей однородной пленки за счет неравномерности распределения плотности тока в анодном пятне. Полный ток  $I$  через рассматриваемый круг радиусом  $r=r_0$  равнялся 50 или 25 мА. Выбор граничных условий на боковой поверхности позволяет интерпретировать расчетную область как ячейку в периодической картине с характерным размером  $L=2r_0$ . На рис.10 показана зависимость плотности тока в центре пятна от сопротивления пленки  $R$ . Существует некоторое критическое значение  $R^* \approx 35$  Ом·см<sup>2</sup>, такое, что при  $R > R^*$  происходит рассасывание пятна (кривая 1). Чем больше сопротивление пленки, тем

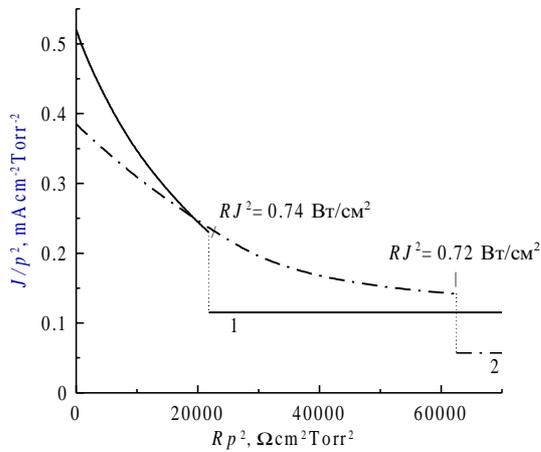


Рис.10. Зависимость плотности тока  $J/p^2$  в центре пятна от величины распределенного сопротивления анодной пленки  $Rp^2$  в  $N_2$  при  $p=25$  Торр и  $r_0=0,47$  см: 1 —  $I=50$  мА; 2 —  $I=25$  мА.

быстрее идет процесс рассасывания. При  $R < R^*$  анодное пятно сохраняется, но установившаяся плотность тока в центре пятна тем меньше, чем больше  $R$ . Если полный ток  $I$  через расчетную область уменьшить в два раза (кривая 2), то критическое сопротивление  $R^{**}$  составит  $\sim 100$  Ом·см<sup>2</sup>. Сравнение радиальных профилей плотности тока на аноде с пленкой и без пленки показывает, что наличие пленки приводит к снижению порогового значения полного тока  $I$  через пятно, при котором происходит переход от поднормального пятна к нормальному (для заданного значения  $R$ ) с характерным платообразным профилем.

Величина критического распределенного сопротивления для конкретного анодного пятна зависит от плотности тока в центре этого пятна и характерного расстояния до ближайших пятен. При одинаковом характерном расстоянии между пятнами, величина критического сопротивления будет меньше в том случае, в котором плотность тока в центре пятна больше (т.е. переход в однородную стадию в заметной мере определяется энергетическими соображениями, в частности, для условий на рис.10, критическое значение  $RJ^2 \approx 0,73$  Вт/см<sup>2</sup>). Таким образом, при увеличении полного тока через разряд подавление из-за неустойчивости близко расположенных пятен и пятен с большой плотностью тока должно приводить в соответствии с экспериментальными наблюдениями к формированию регулярных структур в оптимальной геометрии (гексагональной или в виде регулярных полос при наличии прокачки газа) и

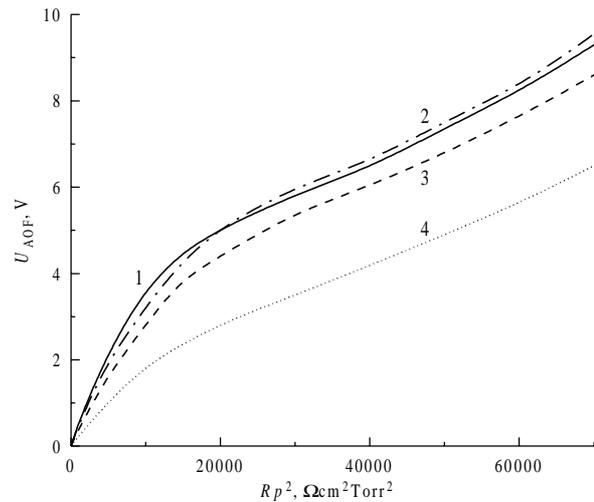


Рис.11. Зависимость падения потенциала на АОП  $U_{AOF}$  в центре пятна в  $N_2$  (кривые 1, 2 и 3) и  $N_2:He=1:1$  (кривая 4) от поверхностного сопротивления  $Rp^2$  для  $r_0 \gg 0,47$  см: 1, 4 —  $p=25$  Торр,  $I=50$  мА, 2 —  $p=25$  Торр,  $I=25$  мА, 3 —  $p=50$  Торр,  $I=25$  мА.

полному исчезновению пятен при достаточно больших значениях распределенного сопротивления.

На рис.11 приведена величина падения напряжения на пленке в центре анодного пятна для случая, когда  $r_0$  выбрано достаточно большим. Из-за снижения величины плотности тока в центре пятна при увеличении поверхностного сопротивления  $R$  рост напряжения на пленке в центре пятна оказывается существенно нелинейным и слабым. Это более сильно выражено для случая смеси  $N_2:He=1:1$  (кривая 4). В результате с ростом толщины пленки вероятность ее пробоя (и последующего шнурования) растет сравнительно слабо, позволяя тем самым получение однородной АОП с толщиной (точнее, с величиной поверхностного сопротивления), достаточной для полного подавления анодных пятен. Слабая зависимость  $J/p^2$  и  $U_{AOF}$  от давления при фиксированных значениях  $Rp^2$  дополняет анализ автоматичности проведенный в пункте 3.4.

Из-за наличия неоднородной пленки возможно нарушение эквипотенциальности анода. Развитие анодной токовой неустойчивости нечувствительно к объемным возмущениям (они распадаются), но нарушение эквипотенциальности анода приводит к существенному сокращению времени образования анодных токовых структур: в случае азота с 30-40 мс·Торр для первоначально поперечно-однородных состояний (т.е. без каких-либо специальных начальных возмущений) до примерно 10-13 мс·Торр при нарушении эквипотенциальности анода на величину порядка 1 В. В этом случае

стабилизирующее действие тонких неоднородных пленок не столь однозначно. Для толстых пленок стабилизирующее действие должно быть основным. Нанесение на анод химическим способом покрытия с характерным сопротивлением  $3 \text{ кОм}\cdot\text{см}^2$  позволило в [27] повысить степень однородности и устойчивость разряда. Высокое стабилизирующее действие наработанной на поверхности анода оксидной пленки может быть использовано как для повышения предельных энергокладов, так и для снижения величины балластных сопротивлений и повышения КПД газоразрядного лазера.

#### 4. Аналитическая модель самоорганизации анодных токовых структур

Численный эксперимент воспроизводит экспериментально наблюдаемые сложные картины образования токовых пятен на электродах, включая образование одиночных [14] и регулярных [17] локализованных структур, беспороговый характер развития токовой неустойчивости [36], нетривиальные процессы вторичной бифуркации [16] и эффект нормальной плотности тока на электродах [36]. Однако, как и в случае натуральных экспериментов, результаты численных экспериментов нуждаются в физическом понимании и теоретическом осмыслении. Сходность физических картин самоорганизации регулярных локализованных токовых структур и процессов их вторичной перестройки для различных газов, условий и типов разрядов приводит к мысли, что процессы образования токовых структур могут быть объяснены в рамках простых моделей, которые не включают всех деталей фундаментальных динамических уравнений.

Большинство теоретических исследований токовых картин (например, [41,42]) основаны на чисто феноменологических уравнениях для распределения плотности тока по поверхности электрода. Другое описание формирования токовых картин было развито на физической основе для малых отклонений от первоначально поперечно-однородного состояния с использованием экспериментальных или численных  $S$ -образных вольтамперных характеристик [31,43]. Эти подходы позволили получить ряд интересных статических и динамических картин самоорганизации одиночных и регулярных токовых структур и воспроизвести многие картины и сценарии, наблюдаемые в  $dc$ - и  $ac$ -системах с протяженными поперечными размерами. Многие феноменологические аспекты однородного горения тлеющего разряда и формирования токовых пятен, однако, до сих пор не ясны, как и многие детали их теории.

Одна из наиболее вероятных причин зарождения плазменной неоднородности — неустойчивость поднормального режима работы катодного или анодного слоев [11], хорошо объясняющая динамику шнурования и слабую чувствительность развития неустойчивости к условиям разряда и типу газа. Как хорошо известно из эксперимента и теории, в поперечно однородном газовом разряде повышенного давления зависимость анодного падения  $U_a$  от тока падающая. Аналитические исследования [15,35] показывают, что, с точностью до поправки порядка характеристической энергии электронов  $D_e/\mu_e$ ,

$$U_a \approx \frac{\mu_e E_a (E_a - E_p)^2}{4\pi(1+\theta)J} (1 + \alpha_1 + 2\alpha_2 + \dots), \quad (4)$$

где индексы  $a$  и  $p$  обозначают значения на аноде и положительном столбе соответственно;  $\alpha_i$ ,  $\theta = n/n_e$  — поправки, учитывающие влияние ионизации и наличие отрицательных ионов. Результаты численных расчетов для азота [13] могут быть экстраполированы при  $D_e/\mu_e \rightarrow 0$  в виде

$$U_a \approx 3,0 \left( \frac{\beta}{\beta_0} \right)^{-1/3} \left( \frac{J}{p^2} \right)^{-0,68}, \quad \text{В} \quad (5)$$

где  $\beta_0 = 0,75 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ , а  $J/p^2$  задана в  $\text{мА}/(\text{см}^2 \text{Торр}^2)$ .

В [38] получена самосогласованная одномерная модель самоорганизации анодных токовых структур в газовом разряде повышенного давления, как асимптотика многомерной диффузионно-дрейфовой модели (1)-(2). Модель представляет собой систему двух пространственно-одномерных нелинейных дифференциальных уравнений диффузионного типа для безразмерных значений плотности тока  $n$  (активатора) и прианодного падения потенциала  $u$  (ингибитора). В зависимости от безразмерной величины среднего электрического поля в разрядном промежутке  $F_s$  (бифуркационного параметра) меняются количество возможных решений, характер устойчивости равновесных состояний и параметры формирующихся в результате развития неустойчивости токовых структур. В модели не предполагается заранее известной вольтамперная характеристика разряда, и вообще модель не содержит свободных (подстраиваемых) параметров. К тому же, поскольку при разработке модели не применяется теория возмущений (т.е. полученные уравнения описывают непосредственно концентрации электронов и прианодное падение потенциала, а не их отклонения относительно равновесных состояний), результаты модельных расчетов допускают прямое

сопоставление пространственных и временных характеристик образующихся структур с результатами экспериментальных и многомерных численных исследований. Принципиально важно то, что свойства модели могут быть исследованы с привлечением стандартных методов анализа устойчивости и бифуркаций, которые в общепринятой многомерной модели сложно использовать из-за сильного изменения прианодных характеристик вдоль электрического поля (т.е. отсутствия пространственно однородного решения). Условия применимости модели могут быть сформулированы в следующем виде:  $X_u \ll X_p \ll H < \mu_i E_{cp} / \alpha(E_{cp})$ , где  $X_u \approx D_e / \mu_e E_a$  и

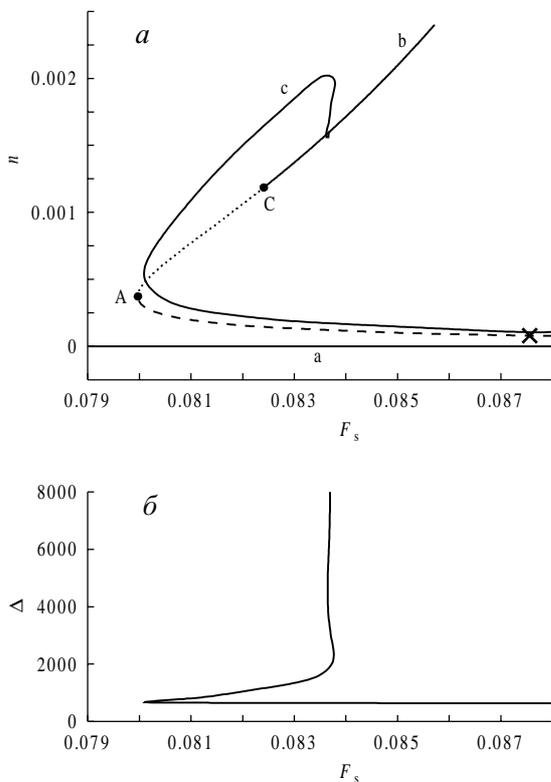


Рис. 12. (а) Бифуркационная диаграмма модели в плоскости  $(n, F_s)$ . Кривые  $a$  и  $b$  показывают зависимость  $n$  от бифуркационного параметра  $F_s$  для тривиального ( $n=0$ ) и однородного ( $n>0$ ) решений соответственно. Сплошные участки кривых отвечают устойчивым состояниям, штриховые — абсолютно неустойчивым состояниям, точечные — диффузионно неустойчивым состояниям. Область неустойчивости тривиального решения (т.е.  $F_s > F_0 = 0,09314$ ) лежит за пределами рисунка. Точки  $A$  и  $C$  обозначают бифуркацию седло-узел и критическую точку неустойчивости Тьюринга, соответственно. Кривая  $c$  показывает зависимость  $n_0$  от  $F_s$  для локализованной одиночной токовой структуры, где  $n_0$  соответствует  $n$  в середине этого образования. (б) Зависимость безразмерной ширины  $\Delta = \int n dx / n_0$  от  $F_s$  для локализованной токовой структуры.

$X_p \approx (U_a / 4\pi e n_{ip})^{1/2}$  — характерные размеры областей диффузионного стока электронов на анод и нарушения квазинейтральности, соответственно.

В определенном диапазоне изменений бифуркационного параметра  $F_s$  из трех однородных состояний два устойчивы, следовательно, рассматриваемая модель относится к бистабильным (триггерным) системам с  $S$ -образной ВАХ (с некоторой оговоркой из-за разрыва при  $F_s \rightarrow \infty$ ). Поскольку  $F_s$  пропорционально значению полного напряжения, приложенного к рассматриваемой газоразрядной системе, бифуркационные кривые на рис. 12а, по сути, отражают вольтамперную характеристику всего разряда с точностью до коэффициента пропорциональности. Зависимость анодного падения потенциала от плотности тока в модели падающая во всем диапазоне  $F_s$ . Тривиальное решение  $n=0, u=0$  устойчиво при условии  $F_s < F_0$ . Если величина поля возрастает и выполняется условие  $F_s > F_0$ , то в анодном слое рождение зарядов за счет процессов ионизации будет преобладать над их выносом и будет происходить пробой газового промежутка.

Пространственный период и характерное время развития неустойчивости увеличиваются с ростом характеристической энергии электронов  $D_e / \mu_e$ , причем из-за “взрывного” характера этого роста неустойчивость тьюринговского типа существует только при значениях  $D_e / \mu_e$  ниже некоторого критического значения

$$\frac{D_e}{\mu_e} \Big|_C \approx \frac{U_a}{3} \left[ 1 - \frac{2E_a^2}{(E_a - E_p)B} \right] \Big|_A, \quad (6)$$

при превышении которого спонтанное образование токовых структур становится невозможным. Параметр  $B$  в (6) входит формулу для частоты ионизации  $\alpha = A \exp(-B/E)$ .

Анализ модели для значений  $D_e / \mu_e$  заметно меньших, чем дает (6), позволяет получить оценку пространственного периода развивающихся возмущений [21,38]

$$\Lambda \approx \frac{4\pi}{p} \left[ \frac{(E_a - E_p) D_s E_p H}{6 \cdot 4\pi e \beta V} \left( \frac{e \mu_e E_a}{J / p^2} \right)^2 \right]^{1/4} \Big|_C. \quad (7)$$

Растущий характер  $E_a$  от  $J$  и особенно малость показателя степени  $1/4$  в формуле (7) хорошо объясняют слабую зависимость периода токовых структур  $\Lambda$  от условий в разряде и состава газа в эксперименте.

4.1. Сравнение результатов аналитической и численной моделей

На рис.13 представлены результаты расчетов [19] по аналитической модели для условий численного эксперимента [16] (рис.8). Бифуркационная диаграмма задачи приведена рис.12а. Точка “х” на рис.12а соответствует начальному однородному состоянию на рис.13 и 8. Сравнение рис.13 и 8 показывает сходный характер развития структур и сопоставимые пространственно-временные характеристики. Образовавшиеся структуры на рис.13 также оказались неустойчивыми, как и в [16], и примерно на 10 мс произошла вторичная бифуркация с удвоением пространственного периода. Расчеты показывают, что при  $D_e/\mu_e$  несколько меньшем 0,7 эВ в [16] также происходит подавление соседних полос и устойчивое сосуществование двух оставшихся токовых структур, как и на рис.13. С увеличением  $D_e/\mu_e$  (при  $D_e/\mu_e \geq 2$  эВ в аналитической модели) характер устойчивости меняется и уцелевает только одна структура, аналогично рис.8.

4.2. Формирование элементарной токовой структуры — одиночной локализованной анодной токовой полосы

Кривая с на рис.12а описывает  $F_s$ -зависимость безразмерной величины плотности тока  $n_0$  в центре локализованной токовой структуры. Зависимость поперечного размера структуры  $\Delta$  от  $F_s$  показана на рис.12б. Увеличение полного тока через пятно приводит к заполнению области анодного свечения в согласии с законом нормальной плотности тока (при  $I \geq 40$  мА/см). Существование такой критической величины бифуркационного параметра  $F_k$ , что поперечный размер  $\Delta \rightarrow \infty$  при  $F_s \rightarrow F_k$  (рис.12б) является типичным для бистабильных систем типа активатор-ингибитор. Форма поднормального пятна

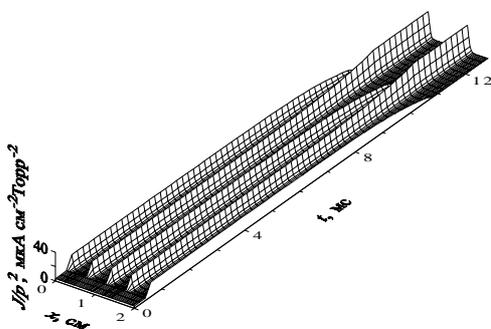


Рис.13. Динамика развития прианодной неустойчивости для тех же условий, как на рис.8.

определяется локализованным процессом ионизации и диффузией, в то время как нормальное анодное токовое пятно формируется под влиянием ионизационных и рекомбинационных процессов и поперечным переносом в неоднородном электрическом поле. Рост  $D_e/\mu_e$  приводит к расплыванию пятна. Профиль распределения плотности тока в базовой модели (1)-(2) шире и более гладкий, чем в аналитической модели.

На рис.14 приведены зависимости  $J/p^2$  и  $U_a$  в середине токовой структуры и  $E_s/p$  в зависимости от

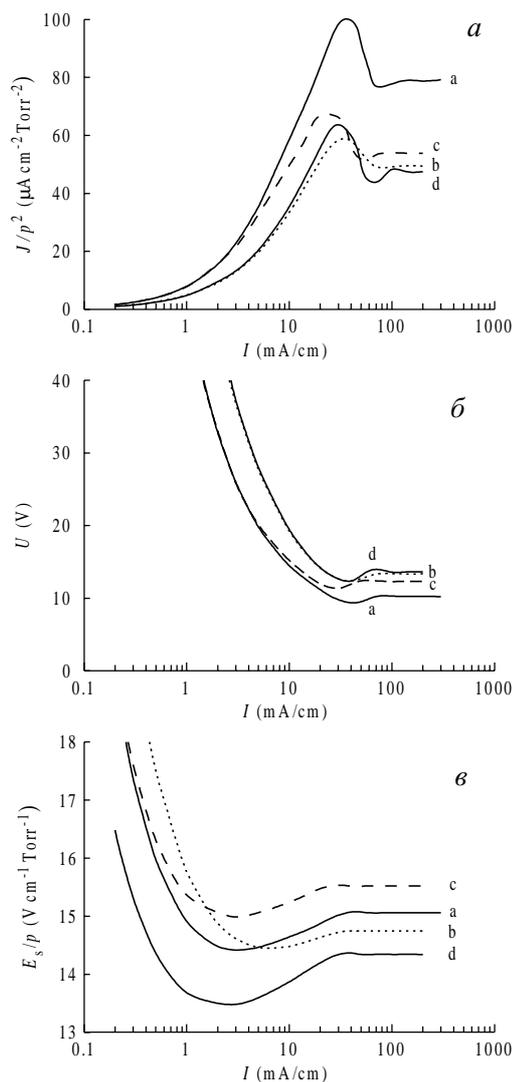


Рис.14. Зависимости приведенной плотности тока  $J/p^2$  (а) и анодного падения потенциала  $U_a$  (б) в центре одиночного токового пятна и приведенного среднего электрического поля  $E_s/p$  (в) от полного тока  $I$  через пятно. Кривая а и соответствующая ей кривая с на рис.12а рассчитаны для тех же параметров, как и на рис.8, за исключением  $D_e/\mu_e=1$  эВ. Кривые б, с и d рассчитаны с удвоенными значениями параметров  $D_e/\mu_e$ ,  $\beta$  и  $H$  соответственно.

полного тока  $I$  через пятно [36]. Рис. 14а показывает, что в промежуточной области значений тока (скажем,  $3 < I < 20$  мА/см) плотность тока растет логарифмически с увеличением разрядного тока.

С ростом величины разрядного промежутка, объемной электрон-ионной рекомбинации и диффузии электронов происходит снижение нормальной плотности тока и рост нормального анодного падения потенциала. Влияние величины разрядного промежутка и диффузии электронов на параметры поднормального пятна (плотность тока и анодное падение потенциала в центре пятна) носит примерно такой же характер, но влияние объемной электрон-ионной рекомбинации в этом случае малосущественно. Нормальная плотность тока уменьшается с ростом  $D_e/\mu_e$  (кривые *a* и *b* на рис. 14а). Эффект уменьшения нормальной плотности тока с ростом  $D_e/\mu_e$  присутствует и в численном эксперименте для осесимметричной геометрии (рис. 9). Характеристики пятен ( $J/p^2$ ,  $U_a$ ) определяются скорее суммарными диффузионными потерями ( $\sim HD_e$ ) (кривые *b* и *d* на рис. 14а, б). Однако  $D_e/\mu_e$  и  $H$ -зависимости среднего электрического поля  $E_s$  существенно различны.

#### 4.3 Два сценария формирования анодных токовых пятен с нормальной плотностью

Нижняя ветвь бифуркационной кривой (штриховая линия на рис. 12а) является абсолютно неустойчивой. При типичных значениях  $D_e/\mu_e$  тривиальное решение и почти вся верхняя ветвь бифуркационной кривой устойчивы. Однако часть верхней ветви вблизи точки бифуркации типа седло-узел (точка *A*) оказывается диффузионно неустойчивой. Положение точки бифуркации *A* не зависит от  $D_e/\mu_e$ , но область неустойчивости Тьюринга ( $F_A, F_C$ ) сужается с ростом характеристической энергии электронов и в рассматриваемых условиях исчезает при  $D_e/\mu_e \approx 5,3$  эВ в соответствии с оценкой (6).

Анализ модели показывает [21], в согласии с рис. 12а, что до достаточно высоких значений плотности тока в центре пятна  $n_0 \approx 1,5n$ , где  $n$  значение для однородного состояния при том же значении  $F_s$ . С ростом тока плотность тока  $n_0$  в центре локализованного пятна достигает величины, соответствующей однородному решению на верхней ветви бифуркационной характеристики. При достаточно больших значениях характеристической энергии электронов (для рассматриваемых условий достаточно  $D_e/\mu_e \geq 5,3$  эВ, когда устойчива вся верхняя ветвь) это однородное решение устойчиво. Поэтому, если  $n_0$  превысит это значение для однородного решения,

условия в центре пятна окажутся в области, где нет достаточного воспроизводства электронов, и ток в центре пятна уменьшится, формируя таким образом плато, тем большее, чем больше ток через пятно. Устойчивость плато обеспечивается за счет стабилизирующего действия ингибитора *u*. Однако в случае небольших значений  $D_e/\mu_e$  из-за неустойчивости Тьюринга будет формироваться локализованная структура со значением  $n_0$  и в области выше точки пересечения (кривая *c* на рис. 12а). При дальнейшем росте полного тока локализованной структуры происходит резкое снижение значения  $n_0$  и появление еще одного пересечения с верхней ветвью бифуркационной характеристики. Но если  $n_0$  окажется ниже значения для этого устойчивого однородного решения, условия в центре пятна окажутся в области, где уже выполняется условие достаточного воспроизводства электронов, и ток в центре пятна увеличится, формируя таким образом плато, тем большее, чем больше ток через пятно.

Возможность смены механизма формирования нормальной плотности тока может приводить, таким образом, к заметной зависимости значения нормальной плотности тока от характеристической энергии электронов. Однако заметим, в численном эксперименте [36] (рис. 9) в  $N_2$  эта зависимость оказалась не столь существенной, хотя немономотное поведение плотности тока в центре осесимметричного пятна от полного тока позволяет предположить именно второй вариант формирования нормальной плотности тока. При достаточно больших значениях  $D_e/\mu_e$ , зависящих от условий в разряде и сорта газа, точка первого пересечения будет устойчивой и значение нормальной плотности тока будет близко к константе.

#### 4.4 О возможности стабилизации газового разряда за счет мелкомасштабной турбулизации потока [21]

Пространственный период и характерное время развития неустойчивости увеличиваются с ростом характеристической энергии электронов. Высокие значения коэффициента диффузии могут быть реализованы при мелкомасштабной турбулизации газового потока в разряде. Если на поверхности анода конечного поперечного размера не смогут разместиться два полупериода, спонтанное образование даже одиночной локализованной структуры станет невозможным. Однако для значения плотности тока ниже нормальной (для заданного значения  $D_e/\mu_e$ ) все же возможно формирование локализованной структуры в жестком режиме возбуждения (за счет

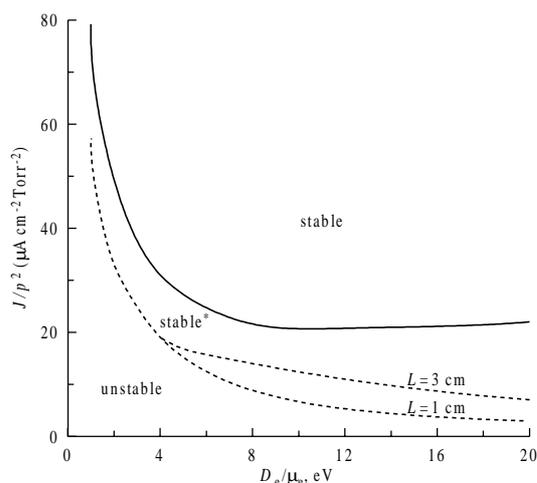


Рис.15. Границы области с мягким и жестким режимами возбуждения в зависимости от характеристической энергии электронов  $D_e/\mu_e$  для поперечного размера системы  $L=1$  и  $3$  см. Параметры соответствуют рис.8.

внесения достаточно больших токовых неоднородностей). Эта область плотностей тока ограничена сверху кривой для нормальной плотности тока, практически нечувствительной к поперечным размерам системы  $L$ , а снизу — кривыми для значений плотности тока  $J_C$  в критической точке неустойчивости Тьюринга (если  $D_e/\mu_e < D_e/\mu_e|_C$ , т.е. для  $D_e/\mu_e$  несколько меньших одной пятой анодного падения потенциала в точке бифуркации в соответствии с (6)) и значениями плотности тока в области ниже точки бифуркации  $A$  (в противоположном случае), когда поперечный размер анода  $L$  соответствует ровно двум полупериодам волновых векторов (рис.15).

Возможность формирования структур при больших значениях  $D_e/\mu_e$  в жестком режиме возбуждения проясняет неоднозначный характер влияния турбулентной диффузии в эксперименте [1], где в зависимости от условий турбулизации потока устойчивость разряда могла как улучшаться, так и ухудшаться. Вопрос о влиянии газодинамической турбулентности потока газа на устойчивость тлеющего разряда явился предметом и многих других специальных экспериментальных исследований (см. [9] и приведенную там библиографию), подтвердившими важность его влияния (но не всегда положительного).

## 5. Заключение

В целом современные теоретические методы в сочетании натурным экспериментом позволяют поднять на новый качественный уровень исследова-

ования самоорганизации газового разряда. Определенные успехи в разработке теории самоорганизации анодных токовых структур создают предпосылки для развития сравнительно строгих синергетических моделей катодного слоя, темного фарадеева пространства и разряда в целом.

Работа была поддержана грантом РФФИ №96-02-17302а

## Литература

1. Акишев Ю.С., Напартович А.П. Влияние газодинамической турбулентности на устойчивость разряда в потоке газа. Физика плазмы, 1978, Т.4, №5, С.1146-1149.
2. Акишев Ю.С., Пашкин С.В., Соколов Н.А. Динамика контрагирования стационарного тлеющего разряда в потоке газа. Физика плазмы, 1978, Т.4, №4, С.858-860.
3. Акишев Ю.С., Напартович А.П., Перетьяко П.И., Трушкин Н.И. Приэлектродные области тлеющего разряда и нормальная плотность тока на аноде. ТВТ, 1980, Т.18, №4, С.873-876.
4. Акишев Ю.С., Козлов А.Н., Напартович А.П., Ничипорук А.Ф., Пашкин С.В., Трушкин Н.И. Корреляционные измерения характеристик тлеющего разряда в турбулентном потоке газа. Физика плазмы, 1982, Т.8, №4, С.736-745.
5. Андрианов В.А., Воронин А.Ю., Пашкин С.В. О динамике анодной плотности тока в тлеющем разряде среднего давления в воздухе и  $\text{CO}_2$ . ТВТ, 1988, Т.26, вып.6, С.1041-1046.
6. Гадияк Г.В., Швейгерт В.А., Уузэма О.У. Математическое моделирование тлеющего газового разряда, Известия СО АН СССР, сер. техн. наук, 1988, Т.21, вып.6, С.41-48.
7. Гладуш Г.Г., Самохин А.А. Численное исследование шнуrowания тока на электродах в тлеющем разряде. ПМТФ, 1981, №5, С.15-23.
8. Гладуш Г.Г., Самохин А.А. Влияние начальной концентрации плазмы на длительность однородного горения тлеющего разряда. Физика плазмы, 1985, Т.11, вып.2, С.230-235.
9. Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд повышенного давления. М.: Наука, 1990, 335 с.
10. Гуламов Э.Н., Забелин А.М., Исламов Р.Ш. Стабилизирующая роль анодных оксидных пленок в стационарном тлеющем разряде, Физика плазмы, 1992, Т.18, №9, С.1222-1227.
11. Дыхне А.М., Напартович А.П. О приэлектродной неустойчивости плазмы газового разряда. Докл. АН СССР, 1979, Т.247, №4-6, С.837-840.
12. Дыхне А.М., Напартович А.П., Таран М.Д., Таран Т.В. Численное исследование прианодной неустойчивости в тлеющем разряде. Физика плазмы, 1982, Т.8, вып.4, С.746-751.
13. Исламов Р.Ш. Расчетные характеристики анодной области продольного разряда с учетом диффузии. ПМТФ, 1990, №5, С.3-5.

14. Исламов Р.Ш. Моделирование формирования анодного пятна в самостоятельном тлеющем разряде. Журнал технической физики, 1991, Т.61, №7, С.12-15.
15. Исламов Р.Ш. Аналитическое исследование анодной области тлеющего разряда повышенного давления. Известия РАН, Механика жидкости и газа, 1994, №2, С.172-180.
16. Исламов Р.Ш., Новодворский О.А., Сагдеев Р.Я. Токовые полосы на поверхности анода в тлеющем разряде в потоке и эффект удвоения их пространственного периода. Физика плазмы, 1997, Т.23, №10, С.970-976.
17. Исламов Р.Ш. Моделирование самоорганизации токовых структур в тлеющем разряде. Известия РАН, сер. физическая, 2000, Т.64, №7, С.1402-1406.
18. Исламов Р.Ш. Численное исследование переходных форм разряда от темного таунсендовского к аномальному тлеющему. Известия РАН, сер. физическая, 2000, Т.64, №7, С.1407-1410.
19. Исламов Р.Ш. Физическая модель анодного слоя газового разряда повышенного давления. Известия РАН, сер. физическая, 2002, Т.66, №7, С.944-948.
20. Исламов Р.Ш. Глобальные решения уравнений диффузионно-дрейфового приближения в теории газового разряда. Дифференциальные уравнения, 2003, Т.39, №12, С.1662-1676.
21. Исламов Р.Ш. О нормальной плотности тока на аноде в тлеющем разряде повышенного давления. Известия РАН, сер. физическая, 2003, Т.67, №9, С.1244-1248.
22. Исламов Р.Ш. Теоретическое исследование самоорганизации токовых структур в тлеющем газовом разряде повышенного давления. Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 2003, 334 с.
23. Королев Ю.Д., Работкин В.Г., Филонов А.Г. Кольцевая структура катодных пятен в несамостоятельном тлеющем разряде в азоте. ТВТ, 1979, Т.17, №1, С.211-213.
24. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Двумерная структура нормального тлеющего разряда и роль диффузии в формировании катодного и анодного токовых пятен. ТВТ, 1988, Т.26, №3, С.428-435.
25. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Диффузия зарядов вдоль тока и эффективный метод устранения счетной диффузии при расчетах разрядов типа тлеющего. ТВТ, 1990, Т.28, №3, С.439-443.
26. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М.: ИНЛИТ, 1961, 371 с.
27. Шушков С.В. Влияние окисного покрытия анода на устойчивость стационарного тлеющего разряда. Физика проточных газоразрядных систем. Под ред. В.Н. Карнюшина. Минск: ИТМО АН БССР, 1986, С.105-110.
28. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. М.-Л.: ОНТИ, 1936, Т.2.
29. Akishev Yu.S., Volchek A.M., Napartovich A.P., Trushkin N.I. Near-anode instability of gas flow glow discharge. Plasma Sources Sci. Technol., 1992, V.1, P.190-194.
30. Ammelt E., Astrov Yu.A., Purwins H.-G. Stripe structures in a two-dimensional gas discharge system. Phys.Rev.E, 1997, V.55, No.6, P.6731-6740.
31. Benilov M.S. Theory of structures in near-electrode plasma regions. Phys.Rev.A, 1992, V.45, No.8, P.5901-5912.
32. Breazeal W., Flynn K.M., Gwinn E.G. Static and dynamic two-dimensional patterns in self-extinguishing discharge avalanches. Phys.Rev.E, 1995, V.52, No.2, P.1503-1515.
33. Emeleus K.G. Anode glows in glow discharges: outstanding problems. Int.J.Electronics, 1982, V.52, No.5, P.407-417.
34. Gulamov E.N., Islamov R.Sh., Zabelin A.M. Anodic oxide film influence on formation of anode spots and glow discharge stability. J.Appl.Phys.D, UK. 1993, V.26, No.9, P.1394-1397.
35. Islamov R.Sh. Analytic investigation of the glow discharge anode region in elevated-pressure electronegative gases. J.Appl.Phys., 1996, V.79, No.11, P.8253-8257.
36. Islamov R.Sh., Gulamov E.N. Numerical simulation of axisymmetric anode spot formation in glow discharge at elevated pressure. IEEE Tr. on Plasma Science, 1998, V.26, No.1, P.7-13.
37. Islamov R.Sh. Simulation of self-organized competitive current structures in glow discharge. III Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology: Contrib. Papers 18-22 September 2000. Minsk, Inst. of Molecular and Atomic Physics NAS of Belarus, 2000. V.1, P.19-22.
38. Islamov R.Sh. Physical model of anode glow patterns in elevated-pressure gas discharges. Phys.Rev.E, 2001, V.64, No.4, P.046405(1-13).
39. Kopyrina R.I., Mylnikov G.D., Vedenov A.A. Plasma stratification in the anode area of the glow discharge in a gas flow. Proc. XII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Eindhoven, Netherlands, 1975, P.58.
40. Lehmann O. Gasentladungen in weiten Gefassen. Ann. d. Physik, 1902, V.7, No.1, P.1-28.
41. Müller K.G. Structures at the electrodes of gas discharges. Phys.Rev.A, 1988, V.37, No.12, P.4836-4845.
42. Radehaus C., Dirksmeyer T., Willebrand H., Purwins H.-G. Pattern formation in gas discharge systems with high impedance electrodes. Phys.Lett.A, 1987, V.125, No.2, 3, P.92-94.
43. Radehaus C., Dohmen R., Willebrand H., Niedernostheide F.-J. Model for current patterns in physical systems with two charge carriers. Phys.Rev.A, 1990, V.42, No.12, P.7426-7446.
44. Surendra M. Radiofrequency discharge benchmark model comparison. Plasma Sources Sci. Technol., 1995, V.4, No.1, P.56-73.