

На правах рукописи

Никандров Дмитрий Сергеевич

ДИНАМИЧЕСКИЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В
БАРЬЕРНОМ РАЗРЯДЕ

01.04.04 – физическая электроника

01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2008

Работа выполнена в государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет”

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Цендин Лев Дандинсурунович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Голубовский Юрий Борисович

доктор физико-математических наук,
профессор
Райзер Юрий Петрович

Ведущая организация – Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Защита состоится “20” ноября 2008 г. в 16 час. 00 мин. в ауд. 470 на заседании диссертационного совета Д 212.229.01 по защите докторских и кандидатских диссертаций при ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет” по адресу: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29, II уч. корпус.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО “Санкт-Петербургский государственный политехнический университет”

Автореферат разослан “ ” октября 2008 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.229.01, доктор технических наук, профессор



Коротков А.С.

Общая характеристика работы

Актуальность исследования

За двухвековую историю активного изучения газовых разрядов обнаружено огромное количество их форм. Одним из таких разрядов является барьерный разряд, в котором как минимум один из проводящих электродов покрыт диэлектрическим материалом.

Практически каждый из режимов горения барьерного разряда активно применяется сегодня в прикладных задачах (см. **Рис. 1**, [1, 2]). В круг этих задач входят исторически самое первое приложение этого вида разряда - производство озона, а также создание инверсной заселенности газовых лазеров, электроплазмохимия, задачи обработки поверхностей, создание источников излучения, стерилизация медицинского оборудования и пр. Физика барьерного разряда представляет не только прикладной, но и фундаментальный интерес, так как многие режимы барьерного разряда схожи с разрядами без диэлектрических барьеров [3, 4, 5, 6].

Несмотря на активное применение барьерных разрядов, многие вопросы их физики остаются неясными. Поэтому исследование барьерного разряда является актуальным.

Постановка задачи и цели работы

Задача состоит в создании физических моделей основных явлений в барьерном разряде. Эти модели должны быть логически непротиворечивы, самосогласованны, минимальны, т.е. они не должны учитывать второстепенные процессы. Указанные модели должны отвечать на актуальные вопросы, стоящие перед физикой и техникой барьерного разряда. Предстояло выяснить следующие из них:

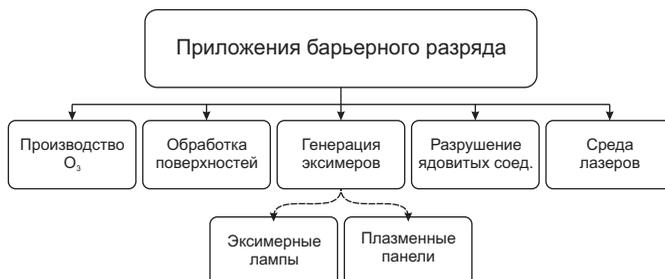


Рис. 1 Диаграмма основных приложений барьерного газового разряда в современных технологиях [2].

1. О физической причине возникновения колебаний в таунсендовском барьерном разряде.
2. О переходе барьерного разряда в высокочастотный при изменении частоты генератора.
3. Получить аналитические самосогласованные выражения и скейлинги для распространения одномерных волн ионизации при импульсном пробое.
4. Создать плазменный модуль численного кода с динамическими адаптивными сетками и подтвердить существующие аналитические оценки для процесса стримерного пробоя.
5. Выполнить классификацию возможных сценариев ионизационных процессов при убегании электронов в слабоионизованном газе.

Научная новизна

Впервые аналитически установлено, что колебания электрического тока, наблюдаемые в таунсендовском барьерном разряде при $pL < 10^2-10^3$ Торг см, являются результатом инерции таунсендовского механизма пробоя.

Впервые продемонстрировано существование и получены основные характеристики динамического режима слоев барьерного и емкостного разрядов, занимающего промежуточное положение между квазистационарным и высокочастотным режимами.

Впервые получены самосогласованные оценки и выражения для параметров подобия основных характеристик плоских волн ионизации, распространяющихся в ограниченной плазме импульсного пробоя барьерного разряда.

Впервые методом численного 3-D моделирования с высоким пространственным разрешением получены основные характеристики стримерного пробоя, совпадающие с имеющимися аналитическими решениями. Численно подтвержден факт существования критического однородного электрического поля, в котором развитие стримера стационарно (с постоянным радиусом головки), продемонстрирован факт взаимодействия стримеров.

Впервые установлено наличие двух возможных сценариев ионизационных процессов при убегании электронов в слабоионизованном газе.

Достоверность научных результатов

Достоверность научных результатов подтверждается применением адекватных математических методов в рамках минимальных физических моделей. Аналитические выражения подтверждаются сравнением с результатами численного моделирования и экспериментальными данными.

Основные положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся следующие положения:

1. Объяснение возникновения и основные характеристики колебаний тока в таунсендовском барьерном разряде.
2. Теоретическое обоснование и моделирование нового режима слоя емкостного и барьерного разрядов, занимающего промежуточное положение между квазистационарным и высокочастотным режимами.
3. Самосогласованная теория и выражения для основных характеристик плоских волн ионизации, распространяющихся в ограниченной плазме импульсного барьерного разряда.
4. Плазменный модуль кода gerris и численное 3-D моделирование развития стримеров в однородных электрических полях с высоким пространственным разрешением.
5. Обнаружение и анализ двух принципиально различных сценариев влияния ионизационных процессов на убегание электронов в слабоионизованном газе.

Практическая ценность

Полученные в работе результаты позволяют:

1. Установить относительное превышение величины электрического поля в зазоре над пробивным значением, и тем самым оценить границу перехода разряда в стримерный режим.
2. Качественно классифицировать процессы в слоях емкостных разрядов реакторов, использующих напряжение со сложным спектром частот или низкие частоты.
3. Определить параметры плазмы в импульсных барьерных разрядах, используемых для газовых лазеров и эксимерных источников некогерентного излучения.
4. Созданный плазменный модуль кода gerris позволяет моделировать стримерный пробой в однородном электрическом поле и в разряде с острия с высоким пространственным разрешением.

Апробация работы и научные публикации

По материалам диссертационной работы опубликовано 10 работ, список которых представлен на стр. 16. Диссертационные результаты получены автором лично или при его ведущем участии.

Результаты работы представлены на международных научных конференциях: First International Workshop and Summer School on Plasma Physics (8–12 June 2005, Kiten, Bulgaria); 2nd International Workshop on Cold Atmospheric Pressure Plasmas: Sources and

Applications (August 30 - September 2, 2005 Bruges, Belgium); ESCAMPIG XVIII (12-16 July 2006, Lecce, Italy); 59th Annual Gaseous Electronics Conference (October 10–13, 2006; Columbus, Ohio); XXVIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases (July 15-20, 2007, Prague, Czech Republic); 17th International Symposium on Plasma Chemistry (August 7-12, 2005, Toronto, Canada); 18th International Symposium on Plasma Chemistry (Kyoto, Japan, August 26 - 31, 2007), на семинарах кафедры физики плазмы Санкт-Петербургского государственного политехнического университета (Санкт-Петербург, 2005, 2006, 2008), на семинарах лаборатории физики низкотемпературной плазмы и сектора теории когерентных явлений в твердом теле ФТИ им. Иоффе (Санкт-Петербург, 2005, 2007), на семинаре группы физики плазмы и микроэлектроники CFD Research Corporation (USA, AL, Huntsville, 2006).

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, девяти приложений и списка цитируемой литературы. Диссертация содержит 29 тысяч слов на 168 машинописных страницах, включая 58 рисунков и 4 таблицы; список цитируемой литературы содержит 168 наименований.

Содержание диссертационной работы

Во введении рассмотрены базовые физические понятия физики барьерного разряда. Обоснованы актуальность и метод исследования, сформулированы постановка задачи и цели работы, установлен объект исследования, приведены положения, выносимые на защиту, научная новизна работы, данные об ее апробации и практической ценности.

В первой главе приведен литературный обзор экспериментальных данных и теоретических моделей барьерного разряда. Особое внимание уделено общим физическим явлениями, имеющим место не только в барьерном, но и в других видах газовых разрядов. В главе рассмотрены общие свойства таунсендовского барьерного разряда и таунсендовского разряда с проводящими электродами, тлеющего барьерного разряда и тлеющего разряда постоянного тока, тлеющего барьерного и емкостного разрядов, импульсного режима барьерного разряда и импульсного разряда с проводящими электродами, филаментированного режима барьерного разряда и стримерного разряда. Рассмотрены имеющиеся в литературе данные об условиях зажигания различных форм барьерного разряда.

Вторая глава посвящена анализу причин возникновения сильно нелинейных колебаний электрического тока в таунсендовском режиме барьерного разряда. Теория таунсендовского механизма разряда удовлетворительно объясняет наблюдаемые

пробойные явления при атмосферном давлении вплоть до сантиметровых промежутков. Таким параметрам pL соответствует большинство барьерных разрядов.

При таунсендовском механизме разряда размножение электронов в таунсендовских разрядах экспоненциально зависит от электрического поля E . Если поле в зазоре превышает поле пробоя E_{br} , то экспоненциально быстро растущие электрические токи переносят на поверхности диэлектрических барьеров заряды, которые уменьшают поле в зазоре. Эти заряды уменьшают поле E до уровня E_{br} . Если поле в зазоре меньше E_{br} , то электрических токов нет, и поверхностный заряд на диэлектрических барьерах постояен. Это позволило разделить весь период таунсендовского барьерного разряда на фазу тока, когда текущий в зазоре электрический ток поддерживает $E = E_{br}$, и на фазу памяти, когда постоянны поверхностные заряды (см. Рис. 2).

В главе показано, что колебания, возникающие во время фазы тока (см. Рис. 3), являются результатом инерции тока: при таунсендовском механизме пробоя существует запаздывание изменения электрического тока относительно изменения напряжения. Характерное время инерции равно времени дрейфа иона между электродами τ_i .

За счет генератора напряжения электрическое поле в зазоре возрастает. Из-за малости электрического тока в начале фазы тока на скорость этого роста не оказывают влияние медленно меняющиеся поверхностные заряды. Далее, экспоненциально быстрое

размножение электронов приводит к резкому увеличению электрического тока и экранированию поля поверхностными зарядами на диэлектрических барьерах. Максимальный электрический ток при колебании течет в момент, при котором поле в зазоре равно полю пробоя. Падение электрического поля ниже пробивных значений приводит к экспоненциальному уменьшению тока. После этого поверхностные заряды снова можно считать постоянными, и они снова не оказывают влияния на рост электрического поля в зазоре. Таким образом, процесс нелинейных колебаний электрического поля и тока повторяется периодически и зависит от скорости

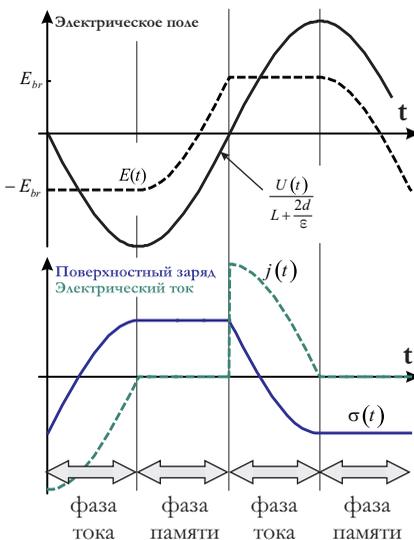


Рис. 2 Эпюра таунсендовского разряда без колебаний.

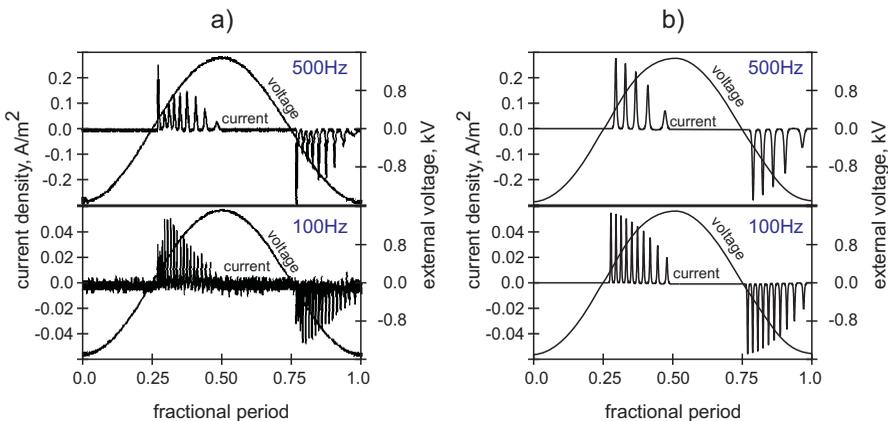


Рис. 3 Колебания тока в таунсендовском разряде. а - эксперимент [7], б – решение, полученное в диссертации.

увеличения напряжения на разряде. Период таких колебаний равен

$$\sqrt{\frac{8\tau_i X \cdot (L + 2d/\varepsilon)}{\left. \frac{dU}{dt} \frac{dM}{dE} \right|_{E=E_{br}}}}, \quad (1)$$

где M – коэффициент мультипликации электронов при таунсендовском механизме пробоя, L – длина зазора, d и ε – толщина и диэлектрическая проницаемость барьеров соответственно. Безразмерный параметр X логарифмически зависит от плотности электронного тока с катода, не связанного с таунсендовским механизмом (ток внешнего ионизатора), и равен в большинстве экспериментов 2-4. В главе показано, что амплитуда колебаний тока может быть оценена согласно закону Ома, если в качестве сопротивления принять импеданс диэлектрических барьеров, деленный на параметр $X+1$.

Постоянный электронный ток с катода, не связанный с таунсендовским механизмом, оказывает стабилизирующее воздействие. При наличии такого тока колебания затухают. При его отсутствии колебания адиабатически зависят от мгновенного значения скорости изменения приложенного напряжения.

При зависимости внешнего напряжения от времени в форме меандра периодических колебаний нет.

Третья глава посвящена различным режимам слоев пространственного заряда в высокочастотном барьерном и емкостном разрядах низкого давления. В главе показано, что приэлектродные слои в таких разрядах могут находиться в трех различных

частотных режимах: в квазистационарном, динамическом и высокочастотном. В квазистационарном режиме распределение потенциала и концентрации заряженных частиц подчиняются закону Чайлда-Ленгмюра [8]. Ионы в слое пространственного заряда движутся много быстрее, а граница плазмы движется много медленнее боровской скорости. В высокочастотном режиме потенциал и концентрации заряженных частиц в слое распределены согласно модели Либбермана-Годяка [9]. Ионы в слое движутся много быстрее боровской скорости и много медленнее границы плазмы. Однако существует широкий частотный диапазон, в котором эти модели неприменимы [10]. Такой новый режим назван динамическим. В этом режиме граница плазмы движется много быстрее боровской скорости и много медленнее ионов в слое пространственного заряда.

Если ввести два безразмерных параметра

$$\Omega = \frac{\omega m_i^{1/4} U_{\max}^{1/4}}{(4\pi \Gamma_i)^{1/2} e^{3/4}}, \quad (2)$$

$$\Phi = \frac{eU_{\max}}{T_e}, \quad (3)$$

зависящих от частоты приложенного напряжения - ω , от его амплитуды - U_{\max} и Γ_i - плотности потока ионов из плазмы в слой, то границы применимости моделей различных режимов слоев можно показать на плоскости этих параметров (см. Рис. 4). В выражениях

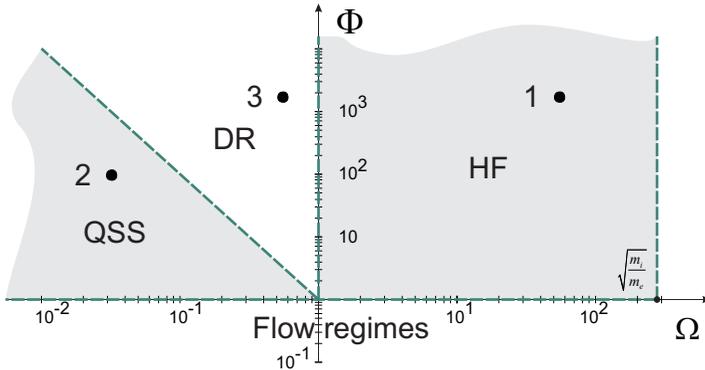


Рис. 4 Режимы слоя в зависимости от параметров (2) и (3): QSS – квазистационарный, DR – динамический, HF – высокочастотный.

(2) и (3) T_e – электронная температура, а m_i – масса иона.

Сравнение этого режима с высокочастотным и квазистационарным показано на **Рис. 5**. В главе показано, что в динамическом режиме эволюция слоя распадается на две стадии: катодную и анодную. Каждая из стадий длится в течение полупериода и симметрично повторяется в каждом из слоев со сдвигом по времени на π/ω .

Во время катодной стадии динамического режима (при $0 < t < \pi/\omega$) распределения потенциала и концентрации заряженных частиц определяются соотношениями

$$\varphi(x, t) = 2^{-5/3} 3^{4/3} \frac{m_i v_{in}^2}{e} \left(\frac{4\pi e^2 n|_{x=X(t)}}{m_i v_{in}^2} \right)^{2/3} x^{4/3}, \quad (4)$$

$$v_{in} = v_i|_{x=X(t)} + \frac{dX}{dt}, \quad (5)$$

где X – положение границы, отделяющей фазу объемного заряда от плазменной фазы слоя, v_i – скорость ионов. Анализ этих уравнений приводит к парадоксальным, с точки зрения квазистационарного и высокочастотного режимов, результатам. Ширина области пространственного заряда в динамическом режиме максимальна при минимальном падении напряжения на слое. Физически это означает, что в динамическом режиме при $t = \pi/\omega$ малое падение потенциала на слое обеспечивается не за счет уменьшения области пространственного заряда, а за счет резкого уменьшения концентрации ионов в нем (см. **Рис. 5-DR**).

Во время анодной стадии динамического режима (при $\pi/\omega < t < 2\pi/\omega$) весь слой оказывается в плазменной фазе. Низкая концентрация ионов в слое длиной L_{sh} восстанавливается за счет ионнозвукового разлета плазмы предслоя

$$n(x, t) = \Gamma_i \sqrt{\frac{m_i}{T_e}} \exp\left(\frac{x - L_{sh}}{t - \pi/\omega} \sqrt{\frac{m_i}{T_e}}\right), \quad (6)$$

$$v_i(x, t) = \sqrt{\frac{m_i}{T_e}} \cdot \left(1 + \frac{L_{sh} - x}{t - \pi/\omega} \sqrt{\frac{m_i}{T_e}}\right). \quad (7)$$

Профиль концентрации плазмы в плазменной фазе слоя экспоненциально растет с удалением от стенки. Скорость ионов в плазменной фазе, в отличие от квазистационарного режима, всегда выше боровской скорости, но их концентрация экспоненциально мала. Поэтому в течение анодной стадии ионный ток на электрод практически отсутствует.

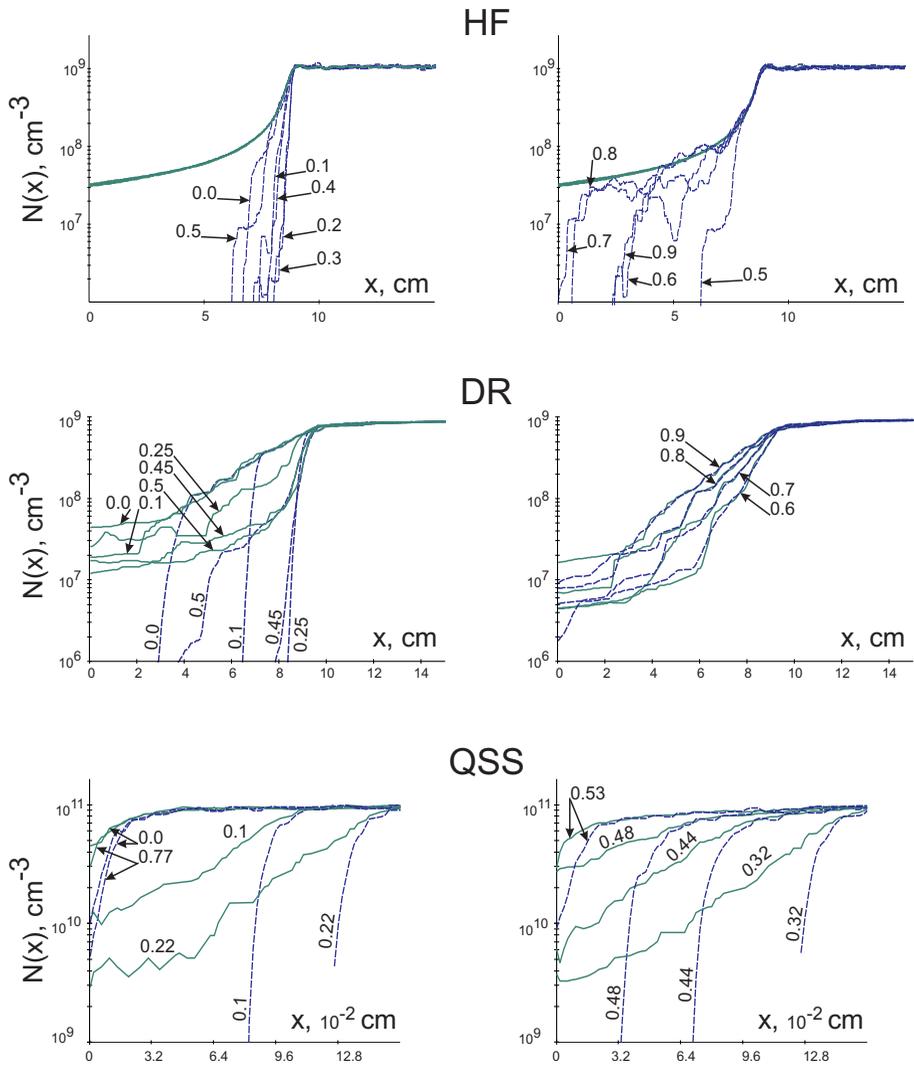


Рис. 5 Зависимости плотностей ионов (непрерывные кривые) и электронов (штрихи) от координаты и времени в высокочастотном (HF), динамическом (DR) и квазистационарном (QSS) режимах слоя по результатам PIC моделирования. Моменты времени показаны в единицах периода напряжения. Условия моделирования соответствуют точкам на Рис. 4.

Четвертая глава посвящена импульсному пробую барьерного разряда. В случае относительно высокой концентрации предыонизационной плазмы $n|_{t=0} = 10^4 \text{ см}^{-3} - 10^6 \text{ см}^{-3}$ в разрядной ячейке распространяются плоские волны ионизации. В главе показано, что первой распространяется отрицательная волна ионизации. Физически процесс импульсного пробоя за счет этой волны состоит в дрейфе начальных электронов на анод из-за приложенного электрического поля. В промежутке между дрейфующими начальными электронами и поверхностью катода электронов нет. В процессе дрейфа в большом электрическом поле возникает сильная ионизация и рост концентрации плазмы. Еще до того момента когда последний начальный электрон уходит на поверхность анода, поле в зазоре перестает быть однородным. Область разряда делится на слой и плотную плазму. Искажение поля создается ионным зарядом, он возникает из-за ионизации газа и дрейфа электронов, обнажающих ионный заряд. Так как концентрация плазмы меняется во времени экспоненциально, то ионный заряд оказывается в масштабах задачи поверхностным.

Так как значение $n|_{t=0}$ обычно мало, то пробой начинается с темной стадии. Эта стадия длится при $0 < t < t_0$. Момент начала искажения электрического поля поверхностным ионным зарядом t_0 определяется согласно критерию Леба-Мика-Ретера, при этом электрическое поле в плазме E_{pl} достигает своего максимального значения. Величина поверхностного заряда может расти либо за счет роста концентрации ионов, либо за счет увеличения толщины области, занятой ионами. Соответственно этому существует два механизма экранировки плазмы.

При $t_0 < t < t_1$ экранировка происходит за счет экспоненциального увеличения ионной концентрации в поверхностном заряде. Электрическое поле искажено, но ионизация еще велика. Длительность этой стадии определяется согласно оценке

$$\frac{t_1 - t_0}{t_0} \approx \frac{E_{pl}|_{t=t_0}}{Bp} \cdot \ln \left(\frac{Bp}{E_{pl}|_{t=t_0}} \right) \cdot \ln^{-1} \left(\frac{n|_{t=t_0}}{n|_{t=0}} \right) \ll 1. \quad (8)$$

При $t_1 < t < t_2$ ионизацией можно пренебречь. Экранировка происходит за счет увеличения толщины области, занятой ионами, т.е. за счет максвелловской релаксации плазмы

$$\frac{t_2 - t_1}{t_0} \approx \ln^{-1} \frac{n|_{t=0}}{n|_{t=0}} \ll 1. \quad (9)$$

Однако полностью электрическое поле из плазмы не вытесняется, в плазме остается поле порядка

$$E_{pl}|_{t=t_0} \ln^{-1} \frac{n|_{t=t_0}}{n|_{t=0}}, \quad (10)$$

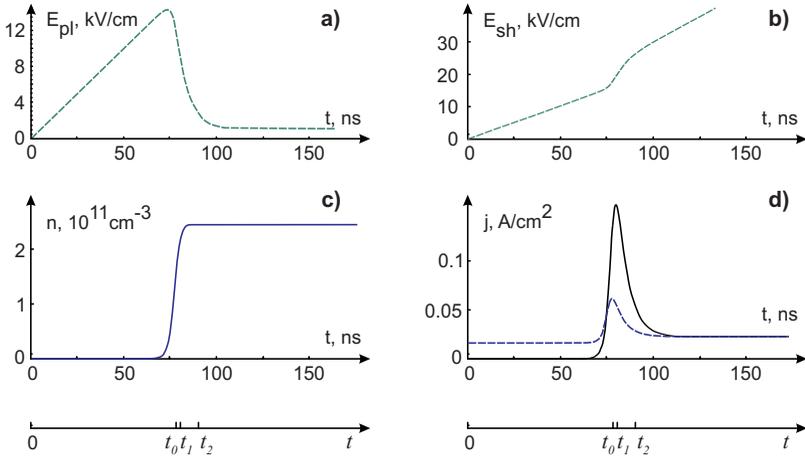


Рис. 6 Зависимости от времени а – электрического поля в плазме, б – поля в прикатодном слое, с – плотности плазмы, д - плотности электрического тока проводимости в плазме (непрерывная кривая) и тока разряда – суммы электрического тока проводимости и тока смещения (штрихи). t_0 – длительность темной стадии, t_1-t_0 – характерное время роста плотности плазмы и тока, t_2-t_1 – время максвелловской релаксации плазмы.

ионизация в котором пренебрежимо мала. Электрический ток, вызванный этим полем, замыкает ток смещения в диэлектрических барьерах.

Вытеснение электрического поля из плазмы приводит к увеличению поля у катода (см. Рис. 6б). Показано, что даже небольшое количество свободных электронов в прикатодном слое вызывает распространение быстрой положительной волны ионизации [11]. Выражение для скорости распространения этой волны

$$\frac{\nu}{\ln n/n_{(c)}} \frac{U_{sh}}{Bp} \quad (11)$$

по виду похоже на выражение для скорости распространения быстрого стримера. Здесь ν – частота ионизации в слое, n – характерная плотность плазмы, $n_{(c)}$ – концентрация электронов возле катода. Роль радиуса головки стримера r_s играет отношение напряжения U_{sh} , падающего на слой, к электрическому полю Bp , при котором насыщается экспоненциальная зависимость частоты ионизации.

При маленькой концентрации преионизационной плазмы $n|_{t=0} < 10^4 \text{ cm}^{-3}$ в разрядной ячейке распространяются стримеры. На основе созданного плазменного модуля с динамическими адаптивными сетками проведено моделирование стримеров с высоким пространственным разрешением в однородных электрических полях разной

напряженности. Расчеты в 3-D аксиально-симметричной геометрии позволили подтвердить основные аналитические оценки [12] свойств быстрых стримеров.

Стримеры прорастают в направлении наибольшего электрического поля, а так как поверхность самих стримеров заряжена, то наличие одного из стримеров приводит к отклонению соседних. Расчеты в 3-D геометрии позволили подтвердить оценку угла отклонения стримера вследствие его взаимодействия с соседним стримером. Показано, что если начальная концентрация электронов много больше

$$r_s^{-1}L^{-2}, \quad (12)$$

то взаимодействием стримеров при многоэлектронном пробое пренебрегать нельзя.

Пятая глава посвящена кинетике ионизационных процессов в импульсном барьерном разряде при убегании электронов, когда поле в разряде много больше характерного поля насыщения экспоненциальной зависимости частоты ионизации: $E \gg V_p$.

В главе на основе кинетического уравнения для убегających электронов в слабоионизованной плазме газового разряда [13] показано, что в случае достаточно сильных электрических полей можно пренебречь силой динамического трения, действующей на электроны, по сравнению с электрической силой. Для легких газов это условие эквивалентно условию пренебрежения рассеянием электронов на ядрах и атомарных электронах. Ионизационные процессы при этом приводят к двум различным сценариям убегания электронов.

В электрическом поле любой свободный электрон убегает от столкновений, попадая из области плато $\sigma \sim \sigma_{i\max}$ сечения ионизации в область резерфордских сечений. При таких энергиях число частиц, ионизованных свободно ускоряющимся убегающим электроном, увеличивается во времени только по логарифмическому закону.

$$\frac{2\pi Ze^3 N}{IE} \ln \left(\sqrt{\frac{\sigma_{i\max} I}{2m_e \pi Z}} \frac{E}{e} \cdot t \right) \quad (13)$$

Множитель

$$\frac{2\pi Ze^3 N}{IE} \quad (14)$$

перед таким логарифмом равен числу ионизаций, произведенных убегающим электроном в области плато сечения ионизации. Здесь I - характерная энергия ионизации нейтральной частицы, N - плотность нейтрального газа, Z - заряд ядра. Сравнение этого параметра с единицей определяет сценарий убегания электронов в сильных электрических полях импульсных барьерных разрядов.

Если параметр (14) больше или порядка единицы, то убегающий электрон производит больше одной ионизации нейтральных частиц. Концентрация электронов возрастает во времени экспоненциально быстро. Несмотря на убегание каждого электрона, ионизация приводит к тому, что средняя энергия всех электронов оказывается конечной.

Если параметр (14) много меньше единицы, то убегающий электрон производит меньше одной ионизации. Логарифмический множитель не может существенно повлиять на сценарий убегания электронов. Концентрация электронов возрастает во времени логарифмически медленно. Доля медленных электронов со временем уменьшается.

Оценка для электрического поля, разделяющего два указанных сценария, имеет порядок $E/N = 10^3 - 10^4 \text{Td}$. Показано, что, начиная с таких электрических полей, ионизация нейтрального газа затруднена.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертации. К ним отнесены:

1. Объяснение причины возникновения колебаний в таунсендовском режиме барьерного разряда, построение аналитической теории и скейлингов. Показано, что период колебаний тока составляет несколько времен ионного дрейфа между электродами, а амплитуда колебаний электрического тока может быть оценена согласно закону Ома, если в качестве сопротивления принять импеданс диэлектрических барьеров, деленный на численный коэффициент, логарифмически зависящей от параметров задачи и равный в большинстве экспериментов 3-5. Полученные выражения и оценки подтверждаются сравнением с большим количеством экспериментальных данных.
2. Исследование поведения слоев емкостного и барьерного разрядов при разных частотах. Показано существование режима слоя, не рассмотренного ранее, и названного динамическим. В этом режиме граница плазмы движется много быстрее боровской скорости и много медленнее ионов в слое пространственного заряда. Частоты внешнего напряжения, при которых слой оказывается в динамическом режиме, занимают промежуточное положение между частотами, соответствующими квазистационарному режиму слоя, и частотами, соответствующими высокочастотному слою. Полученные аналитические выражения и оценки подтверждаются PIC моделированием.
3. Самосогласованная теория и выражения для основных характеристик плоских волн ионизации, распространяющихся в ограниченной плазме импульсного барьерного разряда. Полученные выражения и оценки подтверждаются сравнением с экспериментальными данными и численным моделированием.

4. Создание плазменного модуля кода *gergis*, основанного на применении динамических адаптивных вычислительных сеток. Это позволило провести 3-D моделирование развития стримеров с высоким пространственным разрешением в однородных электрических полях. Результаты моделирования подтверждают полученные ранее теоретические оценки.
5. Анализ влияния ионизации нейтрального газа на процесс убегания электронов в сильных электрических полях импульсных газовых разрядов. Показано, что существует два предельных сценария. В первом из них электрон, убегающий от столкновений, ионизует намного больше одной нейтральной частицы, так что плотность плазмы возрастает во времени экспоненциально быстро. Во втором сценарии электрон, убегающий от столкновений, ионизует намного меньше одной нейтральной частицы, и плотность плазмы возрастает во времени логарифмически медленно.

В приложениях А-I приведены математические выкладки и параметры компьютерного моделирования.

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах

1. Nikandrov, D.S. Theory of low frequency dielectric barrier discharge in townsend regime / D.S.Nikandrov L.D.Tsendin and V.I.Kolobov // IWCAP (CAPPSA2005) Proceedings. - 2005.- Bruges, Belgium. - p.47-51
2. Kolobov, V. New Methods of Controlling Electron Kinetics and Plasma Chemistry in Pulsed Discharges of Electronegative Gases / V. Kolobov, D. Nikandrov, O. Proshina, R. Arslanbekov, I. Adamovich // CFDRC Report: 8781-01. - Huntsville, 2006. - p.1-16
3. Nikandrov, D. Simulation of Streamer Development in Different Electric Fields / D. Nikandrov, L. Tsendin, V. Kolobov, R. Arslanbekov // 28th ICPIG proceedings. - 2007. - p.445-448
4. Nikandrov, D. Formation of runaway electron distribution function during gas breakdown in high electric fields / D. Nikandrov, V. Kolobov // 28th ICPIG proceedings. - 2007. - p.592-595
5. D. Nikandrov, L. Tsendin, V. Kolobov, R. Arslanbekov // IEEE Transactions on plasma sci. - 2008. - Vol. 36. - no. 1. - p.131-139
6. Никандров, Д.С. Низкочастотный барьерный разряд в таунсендовском режиме / Д.С. Никандров, Л.Д. Цендин // ЖТФ. - 2005. - Том.75. - Вып. 10. - С.29-38
7. Никандров, Д.С. Формирование функции распределения убегающих электронов в сильных полях импульсных газовых разрядов / Д.С. Никандров // ЖТФ. - 2008. - Том. 78. - С.35-46

8. Никандров, Д.С. Бесстолкновительные слои емкостного разряда в различных частотных диапазонах / Д.С. Никандров, Л.Д. Цендин // Письма в ЖТФ. - 2006. - Том.32. - Вып.16. - С.62-74
9. Коренюгин, Д.Г. Влияние электропроводности жидкофазного электрода на характеристики барьерно-поверхностного разряда / Коренюгин Д.Г., Никандров Д.С. // НТВ СПбГПУ. - 2008. - Том.3. - № 60. - С.107-110
10. Nikandrov, D. Streamer simulations with dynamically adaptive cartesian mesh / D. Nikandrov, R. Arslanbekov, V. Kolobov // IEEE Transactions on plasma sci. - 2008. - Vol.36. - Issue 4, Part 1. - p.932.

Цитированная литература

- [1] U. Kogelschatz // Plasma Chemistry and Plasma Processing.- 2003. - Vol.23. - No.1. - p.1-46
- [2] U. Kogelschatz, B. Eliasson and W. Egli // Pure Appl. Chem. - 1999. - Vol.71. - No.10. - p.1819-1828.
- [3] Самойлович, В. Г. Физическая химия барьерного разряда / Самойлович В. Г., Гибалов В. И., Козлов К. В. - М.: изд-во МГУ, 1989. – С.176
- [4] Gibalov V.I., Samoilovich V.G. and Filippov Yu.V. // J. Phys. Chem. - 1981. - Vol.55. - p.471-479
- [5] Yu. V. Yurgelenas and H-E Wagner // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2006. - Vol.39. - p.4031-4043
- [6] Jianjun J. Shi, Dawei W. Liu, and Michael G. Kong // IEEE Transactions on Plasma Science. - 2007. - Vol.35(2). - p.137-142
- [7] Jichul Shin and Laxminarayan L. Raja. // J.Appl.Phys. - 2003. - Vol.94(12). - p.7408-7415
- [8] C. D. Child // Phys. Rev. - 1911. - Vol. 32. - p.492-511
- [9] M. A. Lieberman // IEEE Transactions on Plasma Science. - 1988. - Vol.16(6). - p.638-644
- [10] W.M. Manheimer // IEEE Transactions on Plasma Science - 2000. - Vol.28(2). - p.359-366
- [11] A. Belasri, J. P. Boeuf, and L. C. Pitchford // J. Appl. Phys. - 1993. - Vol.74(3). - p.1553-1567
- [12] Качоровский, В. Ю. Качественная теория стримерного разряда в полупроводниках: Диссертация на соискание уч.ст. кандидата ф.-м. н.: 01.04.10. / Качоровский Валентин Юрьевич. - Ленинград, 1989. - С.133
- [13] R.A. Roussel-Dupre, A.V. Gurevich, T. Tunnell, G.M. Milikh // Phys. Rev. E. - 1994. - Vol.49(3). - p.2257-2271.