

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт сильноточной электроники
Сибирского отделения Российской академии наук
(ИСЭ СО РАН)

На правах рукописи



Семенюк Наталья Степановна

НЕСТАЦИОНАРНАЯ КИНЕТИКА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПРОБОЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Специальность 05.27.02 – вакуумная и плазменная электроника

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор
Козырев А. В.

Томск – 2022

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Электрический пробой газоразрядных промежутков с большим перенапряжением как нестационарный процесс взаимодействия частиц и электромагнитного поля.....	11
1.1 Электрический пробой газа, пространственно-временные масштабы явления	11
1.2 Высоковольтный пробой в газе высокого давления с убегающими электронами .	15
1.3 Высоковольтный пробой промежутков при низком давлении газа	30
1.4 Методы описания кинетики заряженных частиц в газовых разрядах	32
Выводы к Главе 1	41
Глава 2. Кинетика убегающих электронов в газонаполненных диодах высокого давления.....	42
2.1 Математическая модель пробоя в рамках гибридного подхода к описанию заряженных частиц.....	42
2.2 Кинетика убегающих электронов в плоском промежутке	47
2.3 Кинетика убегающих электронов в коаксиальном промежутке	52
2.4 Кинетика убегающих электронов в трехэлектродном промежутке с сетчатым катодом	61
Выводы к Главе 2	66
Глава 3. Полная кинетика электронов в разряде коаксиальной конфигурации с сильно неоднородным электрическим полем	68
3.1 Описание полностью кинетической одномерной модели.....	68
3.2 Влияние крутизны фронта импульса напряжения, давления газа и радиуса кривизны катода на параметры пучка убегающих электронов	73
3.3 Кинетика радиального пробоя коаксиальной линии в поле высоковольтного импульса бегущей волны.....	85
3.4 Роль упругих столкновений электронов с атомами в формировании разряда	100
Выводы к Главе 3	103
Глава 4. Кинетика пробоя плоского диода при низком давлении газа	106
4.1 Кинетика электронов в разряде низкого давления	107
4.2 Разряд низкого давления. Учет ионной компоненты тока	111
4.3 Механизм пробоя плоского промежутка с формированием немоного распределения электрического потенциала.....	115
Выводы к Главе 4	122
Заключение	123
Список литературы	125

Введение

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Исследования движения заряженных частиц в сильных электромагнитных полях в газах и вакууме тесно связаны с такими областями применения как управляемый термоядерный синтез, поверхностная модификация материалов, релятивистская плазменная СВЧ электроника, плазмохимия, медицина и др. Рассматриваемые явления традиционно описываются хорошо разработанными методами классической электродинамики, квантовой физики атомов и молекул, статистической физики.

Развитие современных методов скоростной диагностики и вычислительных технологий сильно продвинули понимание физики газовых разрядов, и особенно нестационарных процессов, при которых формируются направленные потоки высокоэнергетичных электронов и ионов. К таким разрядам относятся, например, разряды высокого давления с убегающими электронами и разряды в источниках ионов на основе вакуумных дуг, в которых извлечение положительных ионов происходит со стороны анода [1]. Интересной особенностью этих источников ионов является превышение кинетической энергии частиц над анодным напряжением дугового разряда. [2-4]. Этот эффект чаще всего объясняется с двух, во многом, альтернативных точек зрения: наличие «горба электрического потенциала» в зазоре [5] и ускорение ионов «электронным ветром» [6]. Представляется актуальным развитие новых подходов к теоретическому описанию этого явления на основе кинетического уравнения Больцмана.

История исследований убегающих электронов началась в 1925 году, когда Вильсоном было высказано предположение, что разряд молнии сопровождается ускорением электронов на фронте лидера. Уже в 1926 году Эддингтон вводит термин «убегающие электроны». Убегающими были названы те электроны, которые приобретают от электрического поля на единице длины пути энергию направленного движения большую, чем ту, которую они расходуют при столкновениях. В результате эти электроны переходят в режим непрерывного ускорения [7].

Убегающие электроны играют важную роль при формировании разрядов в неоднородном электрическом поле, определяя форму разряда и пробивное напряжение.

Сверхкороткий электронный пучок в данное время применяется для инициирования объемного разряда в CO_2 -лазере [8] и возбуждения люминесценции в кристаллах [9]. Поскольку ток убегающих электронов генерируется в коротком временном интервале в момент пробоя, то при торможении электронов будет сформирован короткий импульс рентгеновского излучения [10]. Это открывает возможность создания рентгеновских приборов нового поколения на основе высоковольтного разряда с убегающими электронами.

Большой массив разносторонних данных по убегающим электронам содержится в монографии [11], которая обобщает современные результаты экспериментальной и теоретической работы в данной области. Однако сложность изучения данного явления связана с трудностью регистрации параметров тока убегающих электронов из-за малой длительности и крутых фронтов импульса. Помимо этого, экспериментальные исследования не всегда способны ответить на такие вопросы, как место возникновения убегающих электронов, их роль в формировании разряда, энергетический спектр. Когда возникают подобные затруднения, часто прибегают к компьютерному моделированию, которое позволяет рассмотреть процесс с большим временным разрешением и отвлечься от технических сложностей регистрации.

Таким образом, выяснение ключевых механизмов генерации заряженных частиц на ранних стадиях нестационарного электрического разряда современными методами теоретического анализа является актуальной задачей, особенно полезной при разработке приборов плазменной электроники нового поколения. В данной работе представлено теоретическое моделирование пробоя газонаполненных промежутков в рамках кинетического подхода к описанию плазмы.

Цель работы

Целью исследования является выявление на базе нестационарной кинетики заряженных частиц ключевых закономерностей электрического пробоя, сопровождающегося формированием направленных потоков ионов и электронов в приборах плазменной электроники.

Основные задачи

Для достижения основной цели были сформулированы следующие задачи исследований:

1. Разработать численную модель самосогласованного описания кинетики заряженных частиц и электрического поля на основе одномерного кинетического уравнения Больцмана и уравнений для электрического поля с учетом внешней цепи, содержащую минимально достаточный набор элементарных процессов и позволяющую рассчитывать внутренние (пространственно-временные распределения заряженных частиц и электрического поля) и внешние (ток и напряжение во внешней цепи разряда) характеристики нестационарных процессов.

2. Протестировать и оптимизировать эффективные вычислительные алгоритмы решения модельных уравнений.

3. Используя разработанную одномерную модель наносекундного разряда высокого давления, рассчитать кинетику электронов, движущихся в режиме непрерывного ускорения, и выявить основные факторы, влияющие на характеристики потока таких электронов.

4. Сформулировать и реализовать кинетическую модель электронной подсистемы в субнаносекундном разряде высокого давления с резко неоднородным начальным распределением электрического поля, исследовать возможности ее адаптации к расчетам основных параметров плазмы и пучков электронов в газоразрядных приборах.

5. Разработать подход на основе кинетического уравнения к описанию двухкомпонентной электрон-ионной плазмы нестационарного разряда низкого давления с целью выявления механизма возникновения анодонаправленного потока ионов, наблюдаемого в вакуумных и плазменных электроразрядных устройствах.

Научная новизна

В диссертационной работе получены следующие новые научные результаты:

1. На основе кинетического уравнения Больцмана для электронов и уравнения полного тока для напряженности электрического поля описана одномерная нестационарная кинетика электронов газа субнаносекундном газовом разряде высокого давления в условиях первоначально однородного и сильно неоднородного электрического поля. Модель позволила рассчитать все характеристики малочисленной фракции убегających электронов и учесть их влияние на динамику разряда в целом.

2. С использованием численной модели на основе кинетического уравнения выполнено моделирование радиального пробоя газонаполненного коаксиального промежутка в поле бегущей волны длинной линии. При этом учтены дискретность автоэлектронной эмиссии с катода, объемная ионизация газовой среды как плазменными, так и убегаящими электронами. Продemonстрировано согласие рассчитанных параметров потока убегаящих электронов с имеющимися экспериментальными данными.

3. Решена одномерная задача нестационарной кинетики электронов и ионов в начальной стадии разряда низкого давления, прослежен механизм формирования ионного потока на анод, в том числе с кинетическими энергиями ионов, превышающими величину, соответствующую приложенному к промежутку напряжению.

Теоретическая и практическая значимость работы

Представленная работа позволяет детально исследовать механизмы генерации заряженных частиц в сильных нестационарных электрических полях, рассмотреть пространственно-временную структуру как разрядов низкого давления, так и разрядов повышенного давления с убегаящими электронами при вариациях условий задачи: давление и сорт газа, геометрия промежутка, условия предварительной ионизации, эмиссионная способность катода и т.п. Эти расчеты дают теоретически обоснованные ответы на многие вопросы, возникающие в технической и экспериментальной практике данных разрядов (критерии появления убегаящих электронов в разрядах с крутым или пологим фронтом импульса напряжения, влияние эмиссионных свойств катода, особенности регистрации пучка электронов, прошедшего через фольги разной толщины).

Методы исследования

Автором созданы и протестированы оригинальные программы для численных расчетов в среде Matlab. В программах реализовано гидродинамическое и кинетическое описание низкотемпературной плазмы совместно с решением уравнения непрерывности тока в газоразрядном промежутке. Численное решение связано с использованием дискретизации по времени и на сетке координат и импульсов; осуществляется переход от системы дифференциальных уравнений в частных производных к системе

алгебраических уравнений. Для дискретизации уравнений применяется метод конечных объемов (Finite-Volume Method) [12]. Каждый из потоков конструируется согласно схеме WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) третьего порядка точности [13]. Частная производная заменяется алгебраической аппроксимацией согласно методу линий (Method of Lines) [14].

В работе применялся метод полуаналитического решения уравнения кинетического Больцмана на неоднородной сетке. Используется декомпозиция этого уравнения на одномерные уравнения переноса отдельно по координате и импульсу. Используемая декомпозиция аналогична методу Странга [15] для уравнения Власова и обеспечивает второй порядок точности по времени. Каждое из полученных в результате декомпозиции уравнений имеет точное общее решение типа бегущей волны с постоянной скоростью, которое в численной модели описывалось методом сдвига. Для получения новых значений функции распределения в узлах координатно-импульсной сетки на каждом шаге сдвигового алгоритма использовалась интерполяция 2-3 порядков.

Положения, выносимые на защиту

1. В результате кинетического одномерного численного моделирования коаксиальных разрядов высокого давления в гексафториде серы и азоте показано, что характеристики возникающего пучка убегających электронов высоко чувствительны к условиям инициирования пробоя. Изменение начального распределения затравочных электронов по длине промежутка от однородного к резко неоднородному распределению (со сгущением в прикатодной области) приводит к изменению количества убегających электронов в десятки раз, а их среднюю энергию и ширину энергетического спектра – на десятки процентов.

2. Сформулирована адаптированная к реальным экспериментам кинетическая вычислительная модель радиального пробоя коаксиального газового промежутка высокого давления в электрическом поле бегущей волны. Показано, что в коаксиальном диоде, заполненном воздухом атмосферного давления, при длительности импульса напряжения менее 500 пс реализуется незавершенный пробой, при котором импульс тока убегających электронов на аноде не сопровождается стадией коммутации, то есть переключением промежутка плотной плазмой разряда.

3. Результаты кинетического моделирования электронной компоненты низкотемпературной плазмы свидетельствуют о необходимости учета рассеивающих столкновений электронов с атомами и/или молекулами газовой среды для адекватного моделирования потока убегающих электронов при субнаносекундном пробое газонаполненного диода высокого давления. Учет рассеивающих столкновений в корне изменяет теоретический прогноз по приведенной напряженности электрического поля (в 2–5 раз в сторону увеличения в зависимости от сорта газа), обеспечивающего появление заметного количества убегающих электронов в субнаносекундных разрядах, по сравнению с известными стационарными моделями этого явления.

4. На основе самосогласованного кинетического описания электронов и ионов в нестационарном продольно неоднородном электрическом поле исследован физический механизм генерации анодонаправленного потока положительных ионов в плоскопараллельном диоде при низком давлении азота ($pd = 0.5\text{--}5.0$ Па·см). Установлено, что на стадии заполнения промежутка плазмой она заряжается до высокого электрического потенциала с образованием «горба», что приводит к выбросу на анод положительных ионов, средняя энергия которых можеткратно превышать приложенное к промежутку напряжение, умноженное на элементарный заряд.

Апробация работы

Основные положения и результаты диссертационной работы представлялись и докладывались на 14 международных конференциях: 28th and 29th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV) (2018, 2020); 2018 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE) (2018); XI International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer (ICCHMT) (2018); 25th Telecommunications forum TELFOR 2017; 2017 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA); 8th Plasma Physics by Laser and Applications Conference (2017); IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (2017); 42nd Conference of the Middle-European Cooperation in Statistical Physics (MECO 42) (2017); The 19th Conference on Plasma and its Applications (2017); International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (2016); 66th Yearly Meeting of the Austrian Physical Society (2016); 2015 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS); 26th Symposium on Plasma Physics and Technology (2014).

Достоверность результатов работы обеспечивается использованием апробированных численных алгоритмов решения математических уравнений; согласием результатов моделирования, полученных разными методами; сравнением авторских результатов с полученными другими авторами; согласием результатов расчетов с экспериментальными данными и согласованностью теоретических тенденций с экспериментами при изменении условий задачи.

Публикации

По результатам исследования опубликовано 26 научных работ. Из них 22 в изданиях, учтенных в наукометрических системах Web of Science и/или Scopus, 23 в изданиях, индексируемых в РИНЦ, 7 в изданиях, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук. Работы автора диссертации отмечены в списке литературы звездочкой «*».

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Работа содержит 139 страниц текста, 88 рисунков, библиографический список их 143 наименования.

Личный вклад

Совместно с научным руководителем профессором д.ф.-м.н. А.В. Козыревым сформулированы задачи, обсуждались и анализировались результаты исследований. Вычислительные алгоритмы для решения кинетических уравнений отрабатывались и корректировались с участием д.ф.-м.н. В. Ю. Кожевникова. Автором лично написаны тексты вычислительных программ, выполнены все компьютерные расчеты, обрабатывались и анализировались полученные данные, готовился материал для научных публикаций, лично написан текст диссертации и сформулированы выводы.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность и признательность научному руководителю д.ф.-м.н. профессору Андрею Владимировичу Козыреву за помощь и содействие в создании этой диссертационной работы. Также автор выражает

благодарность д.ф.-м.н. Василию Юрьевичу Кожевникову за плодотворную совместную работу. Автор благодарит за сотрудничество в проведении исследований д.ф.-м.н. профессора Виктора Федотовича Тарасенко, д.ф.-м.н. профессора Юрия Дмитриевича Королёва (Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск), академика РАН Михаила Ивановича Яландина и члена-корреспондента РАН Николая Михайловича Зубарева (Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург). Особую признательность автор выражает за продуктивную дискуссию д.ф.-м.н. Игорю Валерьевичу Пегелю, к.ф.-м.н. Евгению Валерьевичу Нефёдцеву и к.ф.-м.н. Дмитрию Викторовичу Белоплову (ИСЭ СО РАН).

Работа выполнялась при частичной поддержке грантами Российского фонда фундаментальных исследований №№ 15-08-03983, 15-58-53031, 17-08-00932, 18-29-24079, 18-52-53003, 19-08-00286, 20-08-00172, в которых соискатель участвовал в качестве исполнителя.

Глава 1. Электрический пробой газоразрядных промежутков с большим перенапряжением как нестационарный процесс взаимодействия частиц и электромагнитного поля

1.1 Электрический пробой газа, пространственно-временные масштабы явления

Первым явлением электрического разряда в газах, воспроизведённым в лаборатории, было извлечение электрических искр из наэлектризованного янтаря в 1700 году доктором Валем. В 1746 году Мушенбрек построил первые лейденские банки. Изучение зарядки этих банок и разрядки их при помощи электрической искры привело к самому названию: «электрический разряд через воздух» [16].

Газовый разряд — это процесс протекания электрического тока через ионизированный газ, а также любой процесс возникновения ионизации газа под действием приложенного электрического поля [17].

Газовый разряд формируется в результате электрического пробоя, то есть перехода изначально непроводящей среды в проводящее состояние, при приложении к ней достаточно сильного поля. Ионизация газа, как правило, происходит за достаточно короткое время, от 10^{-9} с до нескольких секунд.

Главным этапом электрического пробоя газа является формирование электронной лавины, развитие которой начинается с возникновения затравочного электрона в результате внешней радиации [18]. Под действием электрического поля затравочный электрон набирает энергию и, при достижении энергии, превышающей потенциал ионизации, сталкивается с нейтральной частицей, ионизуя её и теряя энергию. В результате появляются два медленных электрона, повторяющих процесс набора энергии и ионизации. Процесс цепной реакции размножения тормозится потерями энергии электронов на возбуждение атомов, упругие столкновения, также электроны исчезают в

результате диссоциации и прилипания. При таунсендовском механизме пробоя одиночная лавина электронов практически не искажает электрического поля в промежутке.

В результате процессов, протекающих в промежутке, ток растет по экспоненциальному закону

$$i = i_0 \exp(\alpha d), \quad (1.1)$$

где i_0 – ток эмиссии электронов с катода, α – ионизационный коэффициент Таунсенда, d – длина промежутка.

Ионизационные и фото-процессы порождают в промежутке ионы, которые двигаются к катоду и, сталкиваясь с его поверхностью, выбивают новые электроны с эффективным коэффициентом γ , которые в свою очередь участвуют в процессе лавинного размножения. В результате полный ток примет вид [19]:

$$i = i_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma [\exp(\alpha d) - 1]}. \quad (1.2)$$

Отсюда вытекает критерий самостоятельности разряда или условие пробоя Таунсенда

$$\mu = \gamma (\exp(\alpha d) - 1) = 1. \quad (1.3)$$

Иначе говоря, ионов, созданных одной лавиной в разрядном промежутке, достаточно для образования одного вторичного электрона, который инициирует повторное образование лавины. В среднем для этого первичный электрон должен совершить 3-10 актов размножения. Ионизационный коэффициент Таунсенда α резко зависит от поля, поэтому даже незначительное превышение напряжения над критическим значением U_{br} приводит к быстрому развитию пробоя. Время нарастания тока определяется временем дрейфа ионов к катоду, если вторичная эмиссия вызвана ионами, или же дрейфом электронов, если эмиссия на катоде связана с фотопроцессами, и составляет от сотен наносекунд до десятков микросекунд [18].

Переход к следующему этапу, распространению ионизационных волн, наступает вследствие накопления объемного заряда положительных ионов вблизи анода, что приводит к усилению поля вне зоны объемного заряда. При прохождении волн ионизации выравнивается распределение концентрации плазмы по длине зазора и формируется столб квазистабильного тлеющего разряда и область прикатодного

падения потенциала, разряд переходит в фазу объемного горения. Данный механизм реализуется при незначительном перенапряжении на промежутке.

Критерий (1.3) позволяет определить пробивное напряжение при знании зависимостей α и γ от напряженности поля и давления, $U = f(pd)$. Такие зависимости известны как кривые Пашена (Рисунок 1.1.).

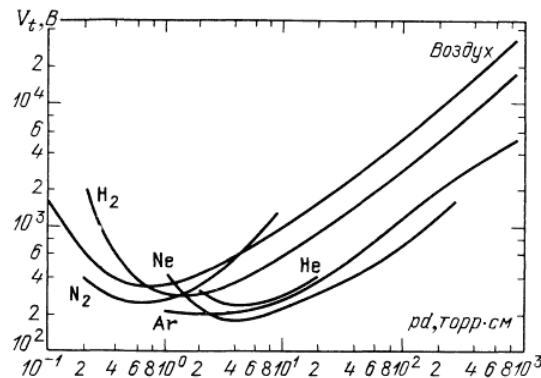


Рисунок 1.1 – Потенциал зажигания в различных газах в широком диапазоне значений pd (кривые Пашена) [17]

Однако указанные зависимости справедливы при статическом напряжении пробоя. То есть в случае медленного, относительно скорости ионизационных процессов, нарастания напряжения в зазоре, когда при $U = U_{br}$ резко возрастает ток, появляется свечение и спадает напряжение. В случае импульсного пробоя разряд зажигается при напряжениях, превышающих пробивное. Перенапряжение характеризуется коэффициентом $K_{br} = U_0/U_{br}$, где U_0 - амплитуда импульса напряжения. При увеличении K_{br} время зажигания разряда уменьшается, а промежуток может выдержать напряжение, превышающее пробивное. Уровень перенапряжения будет определять механизм пробоя. Одной из первых работ, посвященных исследованию пробоя газа при высоких давления под действием импульсов высокого перенапряжения, была [20]. Дальнейшие исследования привели к появлению монографий [18, 21].

Как уже было сказано, коэффициент ионизации сильно зависит от напряженности поля, поэтому при перенапряжении число электронов значительно возрастает. Когда число электронов в лавине достигает 10^8 , они значительно искажают внешнее поле: на “головке” и на “хвосте” оно усиливается, а внутри лавины уменьшается. В результате значительного усиления поля, а значит и скорости ионизации, фотоионизации, к катоду и аноду со скоростью, существенно превышающей скорость дрейфа, распространяются слабо проводящие, узкие каналы, называемые катодным и анодным стримерами. Так

экспериментально измеренная скорость стримера составляет около 10^8 см/с. В образовавшемся узком канале степень ионизации повышается, вдоль канала распространяется волна ионизации со скоростью около 10^9 см/с [18] и пробой завершается формированием искрового канала. Реализуется так называемый стримерный механизм пробоя, предложенный Лебом, Миком и Петером [19, 22] в начале сороковых годов 20 века. Более строгим критерием перехода лавины в стример можно назвать малость радиуса Дебая относительно размеров самой лавины [23].

При достаточно больших перенапряжениях закономерности пробоя плотных газов и развития всего газоразрядного процесса отличаются от закономерностей классических форм разрядов [24]. С ростом перенапряжения пространственный и временной масштабы развития лавины резко уменьшаются, энергия направленного движения электронов сравнивается с полной кинетической энергией. На фронте стримера могут генерироваться убегающие электроны при напряженности поля меньшей критического значения, обеспечивающего непрерывное ускорение электронов. Начиная с некоторых, достаточно больших, напряженностей поля вытеснение поля на фронт стримера, вследствие его поляризации, осуществляется за время порядка времени движения убегающих электронов вблизи фронта. В результате реализуется синхронное движение области усиливающегося краевого поля и ускоряющихся электронов. Убегающие электроны обеспечивают высокую скорость распространения ионизованной области к аноду, а сопутствующее рентгеновское излучение, предионизуя газ и вызывая фотоэффект на катоде, обуславливает движение катодонаправленного фронта ионизации. Поскольку пробой инициируется автоэлектронной эмиссией и первичная лавина становится критической вблизи точки инициирования, происходит самосогласованное усиление поля положительного пространственного заряда и автоэлектронной эмиссии. Следовательно, при высоком перенапряжении эмиссионные процессы играют фундаментальную роль в распространении ионизации в сторону анода. Высокая проникающая способность убегающих электронов и рентгеновского излучения приводит к ионизации плотных газов вдали от первичных центров ионизации, в результате чего разряд теряет пространственно компактную форму, приобретая диффузный или многоканальный характер. Подобные разряды, в которых убегающие электроны играют ключевую роль называются разрядами на убегающих электронах. Впервые на явление убегающих электронов в кулоновской плазме было указано

Драйсером [25], а количественная теория была дана в работе Гуревича [26, 27]. Рассмотрим особенности таких разрядов ниже.

По мере развития техники и технологий научные изыскания продвигаются в сторону больших мощностей, малых длительностей, высоких токов и напряжений. Ускорение частиц, термоядерный синтез, получение электронных пучков и жесткого рентгеновского излучения и другие области применения привели к созданию наносекундных высоковольтных генераторов и к исследованию импульсного разряда, когда к промежутку прикладывается напряжение, в несколько раз превышающее пробивное [18], а напряженность электрического поля достигает $10^4 - 10^5$ В/см. Сложностью изучения разрядов подобного типа является высокая скорость протекания процессов. При исследовании требуется техника, способная регистрировать процессы в наносекундном и пикосекундном временных диапазонах. Еще одной сложностью является значительная пространственная неоднородность стримерного канала, длина которого может составлять миллиметры, остальные же его параметры (концентрация, температура, напряженность электрического поля и пр.) измеряются опосредованно. Дополнительную сложность вносит наличие небольшой фракции электронов с энергиями, значительно превосходящими средние значения по ансамблю частиц, при этом вносящие значительный вклад в динамику разряда.

В связи с этим на первый план выходят методы теоретического описания и численного моделирования, позволяющие с высоким временным разрешением описать процессы, происходящие в промежутке.

1.2 Высоковольтный пробой в газе высокого давления с убегающими электронами

Эффект непрерывного ускорения электронов

Прежде чем описывать особенности разряда на убегающих электронах, дадим определение убегающих электронов. С этой целью обратимся к «Теоретической физике» Ландау и Лифшица [28], где дано следующее объяснение.

Двигаясь с тепловой скоростью v , за время своего свободного пробега электрон в электрическом поле E приобретает упорядоченную скорость

$$V \sim \frac{qE}{m\nu N\sigma(\nu)} \sim \frac{\nu^3 mE}{4\pi q^3 LN} = \frac{\nu^3}{\nu_c^2}, \quad (1.4)$$

где N – плотность электронов, L – кулоновский логарифм, $\sigma(\nu)$ – сечение столкновений. Когда тепловая скорость электрона превосходит критическое значение, $\nu > \nu_c$, длина и время пробега определяются упорядоченной скоростью. Импульс, приобретаемый электроном за время пробега

$$p = \frac{qEl}{V} \sim \frac{qE}{VN\sigma(V)} \sim mV \left(\frac{V}{\nu_c} \right)^2. \quad (1.5)$$

Импульс же, отдаваемый электроном при неупругом столкновении в конце пробега примерно равен mV . Отсюда видно, что электроны с достаточно большими скоростями будут неограниченно ускоряться; такие электроны называют убегающими.

Ещё один подход к описанию явления убегающих электронов, а именно, с точки зрения ускорения под действием электрического поля и торможения в результате столкновений, дан в работе [18]. Так, баланс энергии электрона, движущегося в газе, можно записать в виде уравнения:

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = qE - F(\varepsilon), \quad (1.6)$$

где ε – кинетическая энергия электрона, q – модуль заряда электрона, E – напряженность электрического поля, x – расстояние, проходимое электроном, $F(\varepsilon)$ – сила торможения, обусловленная столкновениями электрона с атомами газа. В нерелятивистском случае часто используется простое выражение, основанное на приближении Бете:

$$F(\varepsilon) = 2\pi n_0 \frac{Ze^4}{\varepsilon} \ln \frac{\varepsilon}{I}, \quad (1.7)$$

где Z – число электронов в атоме или молекуле нейтрального газа, n_0 – концентрация частиц нейтрального газа, I – средняя энергия неупругих потерь, $e^2 = q^2 / 4\pi\varepsilon_0$. Функция $F(\varepsilon)$ имеет максимум при энергии $\varepsilon_m \approx 2,72 I / 2$ (Рисунок 1.2.).

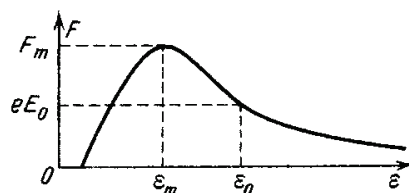


Рисунок 1.2 – Качественная зависимость силы торможения электрона в газе от энергии [18]

Таким образом, условием появления убегающих электронов в газовом разряде является достижение достаточно большой напряженности поля $E > E_0$, где критическая напряженность поля E_0 определяется максимальным значением силы торможения: $E_0 = F/q$. Например, если использовать выражение (1.7), то для критического поля имеем [29]

$$E_0 = 2\pi n_0 \frac{Ze^4}{qI}. \quad (1.8)$$

Так для азота $E_0/P = 590 \text{ В}/(\text{Тор} \cdot \text{см})$. Однако, даже при $E < E_0$ часть электронов в энергетическом хвосте функции распределения, энергия которых $\varepsilon > \varepsilon_0$, может непрерывно ускоряться.

Гуревичем в работе [30] был вычислен поток убегающих электронов в относительно слабых электрических полях в предположении полностью ионизированной плазмы. Согласно его оценкам, вероятность появления убегающих электронов в ансамбле

$$P_{\text{run}} \sim \exp(-E_0 / 4E). \quad (1.9)$$

Однако эксперименты не подтвердили ожидаемых значений [31, 32], число быстрых электронов оказалось на порядки ниже, чем давала формула (1.9).

Критерий убегания описал Станкевич в работе [33]. В основе анализа лежат уравнения баланса энергии и концентрации электронов. Показано, что при определенном соотношении напряженности электрического поля к концентрации электронов понятие установившийся дрейфовой скорости электронов теряет смысл. Отмечено, что пробой при больших перенапряжениях носит диффузный характер, так как высокая проникающая способность быстрых электронов и тормозного излучения приводит к ионизации газа вдали от первичных центров ионизации. При этом быстрая составляющая потока электронов тормозится преимущественно в материале анода.

Попытки дать конкретные числовые критерии были предприняты в работе Драйсера [25]. Автор оценивал силу трения, возникающую в результате кулоновских столкновений электронов и ионов в полностью ионизированной плазме. При этом предполагалось, что у заряженных частиц максвелловские распределения по скоростям, сдвинутые относительно друг друга на величину скорости дрейфа. Подобный подход позволил получить критический параметр напряженности электрического поля E_0 , который пропорционален плотности плазмы и обратно пропорционален ее температуре.

При данном поле скорости электронов должны увеличиваться и превышать наиболее вероятные скорости в газе за одну длину свободного пробега электрона.

В работе [34] Бабич и Петров изучали качественное поведение во времени функции распределения убегающих электронов, средней направленной скорости вдоль и поперек поля в нейтральном газе с учетом упругих и неупругих взаимодействий электронов с атомами. В качестве иллюстрации в работе приведены карты горизонталей функции распределения электронов. Показано, что при учете только упругого рассеяния карта аналогична карте, построенной для полностью ионизированной кулоновской плазмы. Заметна асимметрия в направлении электрического поля. Учет неупругого взаимодействия приводит к увеличению асимметрии, уменьшению максимума функции распределения и сдвигу его к началу координат. Появляется дополнительная асимметрия из-за порогового характера процессов. Основные допущения работы: пренебрежение потерями энергии электронов в упругих столкновениях, неупругие столкновения с атомами изотропны, не учитывалось размножение электронов, увеличение энергии в соударениях второго рода.

Еще одна попытка дать критерий убегания электронов была предпринята в работе Сизых [35], где получена аналитическая оценка частоты убегания электронов на основе решения уравнения для функции распределения электронов. Показано, что вблизи порога убегания (для азота атмосферного давления около 400 кВ/см) частота убегания скачкообразно возрастает при малом увеличении напряженности поля и далее изменяется сравнительно слабо. В работе по-прежнему использовался вид интеграла столкновений из работы [30], при этом основные предположения включали квазистационарность и однородность функции распределения электронов, что позволило отбросить в уравнении Больцмана частные производные по времени и координате, и записать его в виде уравнения типа Фоккера-Планка. Однако формирование убегающих электронов происходит в сильно нестационарных условиях, при значительных изменениях напряженности поля, поэтому использовать полученный критерий на практике не представляется возможным.

Формулированию критерия убегания электронов в разряде была посвящена серия работ Яковленко с соавторами [36-40], результаты которых в значительной степени обобщены в [11]. Авторы отмечают, что широко используемый критерий убегания электронов, оперирующий напряженностью электрического поля, может быть применим только для одиночного электрона или при рассмотрении полностью ионизированной

плазмы. Когда же речь идет о усредненных характеристиках, в частности, средней энергии или скорости электронов, необходимо учитывать изменение числа электронов в результате лавинного размножения. Это приводит к ограничению усредненной характеристики, при этом максимальные средние энергии и скорости устанавливаются на расстоянии, сравнимом с характерной длиной размножения электронов, т.е. сравнимом с обратным коэффициентом Таунсенда. Авторы утверждают, что коэффициент Таунсенда не зависит от координаты и может использоваться при больших значениях E/P , и формулируют понятие «кривой ухода», разграничивающей области ухода электронов и размножения. Свои заключения авторы подтверждают численным моделированием и экспериментами.

Особенности разряда на убегающих электронах

Влияние убегающих электронов на динамику разряда рассматривал Кунхардт в работе [41]. В статье дается модель развития электрического пробоя в плотных газах при таких напряжениях, когда нельзя пренебречь влиянием пространственного заряда, т.е. за область применения таунсендовского механизма пробоя. Согласно выдвинутой теории, период развития лавины можно разделить на четыре стадии. На первой стадии радиальный размер лавины определяется диффузией. В интересующих нас условиях эта стадия очень коротка. Затем число электронов в лавине увеличивается, становится значительным электростатическое отталкивание. На этой стадии радиус лавины увеличивается экспоненциально. На третьей стадии влияние оказывает нейтрализация пространственного заряда. В течение всех этих стадий появляются электроны с высокими энергиями и искажается внешнее поле. Оба этих факта играют значительную роль в следующей стадии. В работе показано, что на границе лавины достигается максимальная напряженность электрического поля (Рисунок 1.3). За этим максимумом формируется область, в которой часть электронов переходит в режим убегания и распространяется в область впереди лавины.

Поскольку поле максимально на оси, формируется конус инжекции. На некотором расстоянии от головки лавины напряженность электрического поля спадает настолько, что убегающие электроны теряют энергии больше, чем набирают; Кунхардт называет их захваченными электронами. Они ионизуют газ, формируя нитевидный канал, тем самым ускоряя продвижение основной лавины к аноду. В работе приведены расчеты зависимости убегания и захвата электронов от радиуса лавины.

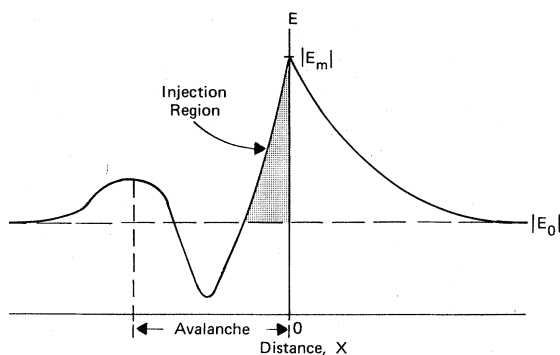


Рисунок 1.3 – Схема амплитуды напряженности электрического поля вдоль оси лавины [41]

Показано, что при уменьшении радиуса напряженность поля спадает медленнее, а значит и захват убегающих электронов происходит на больших расстояниях от головки лавины. Теория Кунхардта основана на понятии силы трения и ускорения от электрического поля в газах. Он отмечает отличие своего подхода от теории, основанной на предположении о том, что ионизация впереди лавины осуществляется за счет фотонов. Предионизация убегающими электронами приводит к диффузной форме горения разряда и быстрому продвижению лавины к аноду. Влияние убегающих электронов на динамику разряда и генерацию новых электронов в области усиленного поля рассматривали Козырев и др. в работе [42], где отмечается, что в атмосферном воздухе генерируется рентгеновское излучение, которое эффективно ионизирует газ в окрестности области усиленного поля. Это объясняет формирование диффузных форм разряда, а также быстрое продвижение стримера.

Поскольку убегающие электроны значительно меняют форму горения разряда, в работе [43] Бабичем и Станкевичем была поставлена задача определить критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов. В основу рассмотрения положено уравнение изменения энергии электрона при его движении в электрическом поле. При этом предполагается, что в случае сильных полей можно пренебречь упругими потерями и считать, что полные потери равны неупругим. Поскольку потери энергии зависят от скорости электрона и имеют максимум, при некотором значении напряженности электрического поля, E_c , можно говорить об убегании электронов. Так для азота при атмосферном давлении это 270 кВ/см. Однако в экспериментах и при средней напряженности поля ниже E_c наблюдались убегающие электроны. Авторы отмечают, что это возможно, когда электрон набирает энергию в области неоднородного поля, где напряженность больше

критического значения. Дальнейшие расчеты строились на предположении возникновении ионизированной поляризованной области вблизи катода. С учетом неоднородной напряженности поля была получена грубая оценка критического поля для азота атмосферного давления 90 кВ/см.

Изучение убегающих электронов в первую очередь привлекало исследователей в области атмосферных разрядов. Интерес к разряду на убегающих электронах в атмосфере возник после регистрации радио- и гамма-вспышек при развитии так называемых «blue jets» и «red sprites» над грозовыми облаками. Стоит отметить работы Roussel-Dupré и соавторов, посвященные данной тематике [44, 45]. В работах отмечается, что пробой на убегающих электронах возможен так как при энергиях близких к 1 МэВ электрон в столкновениях теряет наименьшую энергию. При этом убегающие электроны размножаются экспоненциально быстро, формируя лавину непрерывно ускоряющихся электронов. Представлены оценки оптического, гамма и радиоизлучений, вызываемых убегающими электронами на основе модели распространения разряда в поле диполя. Указанные работы дополняет статья Л. П. Бабича [46], в которой ансамбль электронов рассматривается как бистабильный элемент. Взаимодействие электронов с атомами газа описывается с помощью усредненной силы трения. Выдвинуто предположение, что в грозовых полях на больших расстояниях в горизонтальных направлениях реализуются потенциалы, способные поддерживать стационарное состояние электронов в релятивистской области. Обобщение исследований в этой области дано в обзоре [27]. В нем Гуревич и Зыбин отмечают, что основными условиями возникновения пробоя на убегающих электронах в атмосфере являются: напряжённость электрического поля, превышающая критическое значение, которая может возникать при разряде молнии; пространственный размер, значительно превышающий длину роста лавины убегающих электронов; существование затравочных электронов, создаваемых космическим излучением. В работе дана кинетическая теория пробоя, представлены и проанализированы интегралы столкновений, показано, что потери энергии релятивистскими электронами определяются как ионизацией, так и тормозным излучением. Рассмотрено влияние неоднородности электрического поля, описана качественная модель высотного разряда, излучения, генерируемого убегающими электронами. Одной из особенностей данной области исследования

является трудность регистрации и постановки эксперимента ввиду больших пространственных масштабов.

Экспериментальные данные об убегающих электронах в разрядах высокого давления

Генерация убегающих электронов и вызываемого ими рентгеновского излучения оказывает большое влияние на разряд. Впервые возможность генерации убегающих электронов в атмосфере была высказана Вильсоном в 1925 году [47].

Экспериментальное подтверждение было получено уже в 60-х годах рядом научных групп [10, 48, 49]. Убегающие электроны изучались в разрядах при атмосферном давлении в различных газах. На промежуток подавался наносекундный импульс напряжения, убегающие электроны регистрировались с помощью сцинтиллятора или фотопленки. Так в работе 1974 года [50] Тарасова Л. В. и др. зарегистрировали число убегающих электронов на уровне 10^8 - 10^{12} электронов за импульс в зависимости от режима. В работе приведена зависимость числа убегающих электронов от давления (Рисунок 1.4). Электроны разделены на две группы: электроны с энергиями более 40 кэВ и более 200 кэВ.

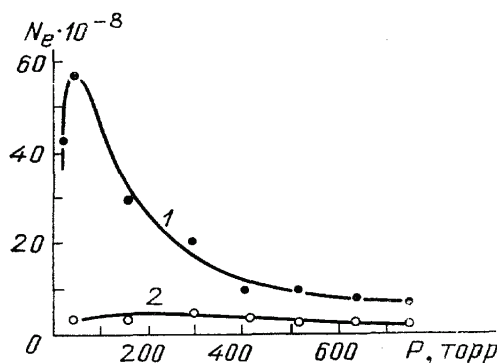


Рисунок 1.4 – Зависимость числа электронов от давления при различной фильтрации. 1 – электроны с энергиями более 40 кэВ, 2 – более 200 кэВ. Напряжение 270 кВ, зазор 15 мм, радиус катода 6 мм [50]

Уменьшение числа электронов при давлении менее 50 Тор обусловлено уменьшением частоты ионизирующих столкновений электронов. Согласно Рисунок 1.4, высокоэнергетическая часть спектра (более 200 кэВ) слабо зависит от давления.

Появление более точной регистрирующей аппаратуры привело к новому толчку в исследованиях в этой области. Так, в работе Тарасенко с соавторами [51] исследовался электронный пучок и объемный разряд в воздухе при атмосферном давлении и субнаносекундном фронте импульса. В экспериментах зазор был равен 16 мм, катод

представлял собой трубку диаметром 6 мм с толщиной стенки 50 мкм. Показано, что электронный пучок возникает на фронте импульса и имеет длительность 0.4 нс. Максимум тока пучка регистрируется после достижения максимума напряжения на промежутке. Амплитуда тока пучка за фольгой превышала 40 А. (Рисунок 1.5.). Напряжение генератора в режиме холостого хода составляло 260 и 155 кВ.

Помимо этого, был измерен спектр электронов методом фольг. Результаты приведены на Рисунке 1.6. Максимальное число электронов имели энергию 65 кэВ. Авторы отмечают, что наличие электронов с «аномальными» энергиями возможно, однако их число незначительно.

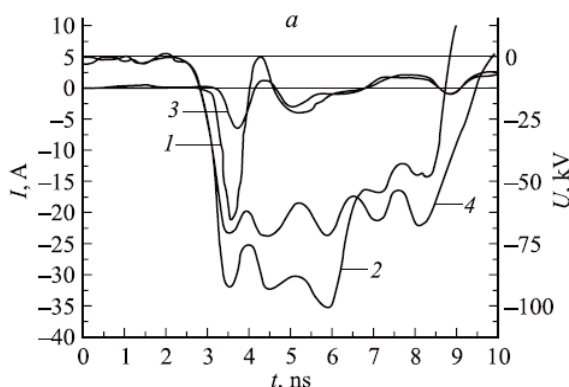


Рисунок 1.5 – Осциллограммы импульсов тока пучка электронов за AlBe фольгой толщиной 45мкм (1, 3) и импульсов напряжения на газовом диоде (2, 4), полученные на генераторе с напряжением холостого хода 260 (1, 2) и 155 кВ (3, 4) [51]

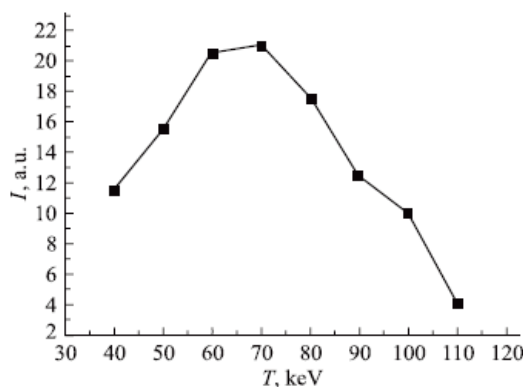


Рисунок 1.6 – Распределение электронов пучка по энергиям при давлении воздуха в диоде 1 атм. при напряжении холостого хода 270 кВ. Зазор в диоде 17 мм [51]

В работе Тарасенко и др. [52] уже отмечается регистрация спектра энергий электронов с несколькими максимумами, а также «аномальные» электроны, энергия которых превышает приложенное напряжение, при этом их число не превышает 5%. Следующим этапом было восстановление спектра электронного пучка по ослаблению в фольгах в работе [53]. Результат расчета для разряда в воздухе атмосферного давления

на генераторе с напряжением холостого хода 230 кВ и зазором 12 мм приведен на Рисунке 1.7. Видно, что даже если брать за «границу» напряжение холостого хода, то в спектре электронов есть доля «аномальных» электронов с энергией до 300 кВ.

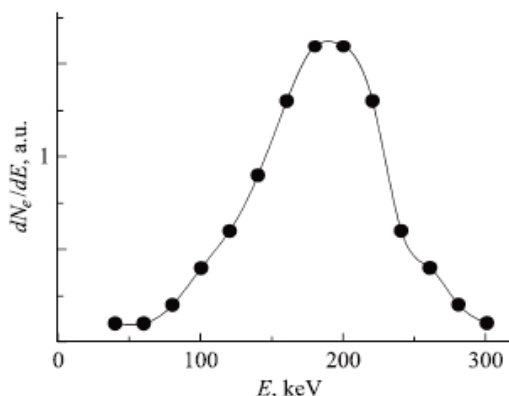


Рисунок 1.7 – Восстановленный спектр электронного пучка [53]

В работе В. Ф. Тарасенко и соавторов [54] исследовались убегающие электроны в различных газах, в частности в азоте, при высоких давлениях. Показано уменьшение тока пучка убегающих электронов при росте давления, также отмечено его снижение при изменении характера горения разряда. Динамика пучка убегающих электронов при низких и средних давлениях исследовалась в работе [55], где показано, что при уменьшении давления до десятков Тор наблюдается увеличение тока пучка убегающих электронов, а затем снижение. Авторы объясняют это явление изменением условий формирования пучка и отмечают неизменность длительности пучка, около 0.1 нс.

Продолжая серию работ, посвященных убегающим электронам, В. Ф. Тарасенко и др. [56], не давая конкретных значений тока убегающих электронов, отмечают, что пучок опережает максимум тока разряда на 100 пс, а увеличение тока разряда приводит к увеличению тока убегающих электронов.

Динамика пучка убегающих электронов также исследовалась в Институте электрофизики УрО РАН. Яландин с соавторами регистрировали убегающие электроны в воздухе атмосферного давления при напряжении 160 кВ [57]. Максимум тока убегающих электронов составлял 1.5 А, длительность импульса 100 пс при зазоре 12.5 мм, значения амплитуды уменьшались, при вариации длины зазора. Данное исследование было продолжено в работе [58], где показано, что длительность пучка убегающих электронов меньше 50 пс и не зависит от длительности импульса напряжения, при его неизменном фронте. Момент генерации электронов, при неизменной геометрии катода и зазора, фиксирован и не зависит от материала катода.

Максимальная амплитуда пучка, зарегистрированная авторами, составляла 15-20 А. Согласно выводам, сделанным в данной работе, пучок электронов, наблюдаемый за анодной фольгой, образован электронами, эмитированными с катодной кромки и из примыкающей к ней области газа, а момент появления пучка определяется некоторым критическим полем на катоде (в работе это около 1500 кВ/см).

В работе [59] Тарасенко с соавторами исследовали пространственное распределение убегających электронов в воздухе атмосферного давления. Показано, что электроны регистрируются в том числе и в направлении перпендикулярно оси диода, при а уменьшение зазора приводит к снижению тока убегających электронов в этом направлении.

Практическое применение убегających электронов требует реализации максимальных амплитуд тока пучка. В работе [60] В. Ф. Тарасенко и др. утверждают, что для этого необходимо использовать катоды со сравнительно большой длиной эмитирующей поверхности и малым радиусом кривизны, а импульс должен подаваться одновременно на все участки эмитирующей поверхности. Авторы полагают, что этим условиям удовлетворяет трубчатый катод, диаметр которого также определяет амплитуду тока. В воздухе атмосферного давления удалось получить токи убегających электронов 25 А на генераторе СЛЭП-2 и 30 А на РАДАН-220 при напряжении 250 кВ. Длительность тока пучка при использовании диафрагмы диаметром 1 мм составляет 80 пс. Начало роста тока пучка убегających электронов совпадает с максимумом напряжения, и, как предполагают авторы, приводит к спаду напряжения.

Исследование по определению оптимальных условий для генерации убегających электронов было продолжено в работе [61], где обсуждается влияние амплитуды пучка убегających электронов от длительности фронта импульса напряжения и радиуса катода. Продемонстрирован рост тока пучка при уменьшении фронта напряжения. Показана зависимость амплитуды тока пучка от различающихся по радиусу катодов: игла, трубка и шар. Регистрация тока убегających электронов при использовании катода-иглы прекращалась за алюминиевой фольгой толщиной более 40 мкм. При использовании катода-шара спектр убегających электронов был более пологий, чем в случае с трубкой, однако амплитуда тока была ниже. Изучение максимальных параметров тока в воздухе атмосферного давления была во многом обобщена работой [62]. В этой же работе дается описание катода, с которым удалось получить ток убегających электронов 80 А при

длительности импульса 100 пс или $5 \cdot 10^{10}$ электронов. Этот же катод использовался в работе [63], в которой авторы показали, что длительность импульса, регистрируемая с малых площадок фольги, не превышает 50 пс, а за алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм зарегистрировано $6.2 \cdot 10^{10}$ электронов, амплитуда тока составляла 100 А.

Одна из интересных особенностей тока убегających электронов была отмечена авторами в работе [64], где изучался разряд в воздухе атмосферного давления. Показано, что, при изменении межэлектродного зазора длительность и плотность тока пучка изменяется немонотонно, существует оптимум (зазор 12 мм, напряжение генератора на холостом ходу 140 кВ), при котором длительность импульса минимальна, а плотность тока максимальна. В приведенной работе максимальная плотность тока составляла 2.2 А/см^2 . При отклонении от оптимума наблюдается двухпиковая форма импульса тока. Отмечается, что минимальная длительность импульса тока, зарегистрированная в экспериментах, 25 пс. Аналогичная, двухпиковая структура пучка электронов была получена в азоте [65].

Одна из обобщающих работ, посвященная пучкам убегających электронов в воздухе атмосферного давления – работа [66]. Её авторы (Яландин и др.) утверждают, что пучок убегających электронов формируется на катоде в результате автоэмиссии и в прикатодной области на стадии запаздывания пробоя и создает волну ионизации, приводящую в дальнейшем к пробую промежутка. Поскольку ток убегających электронов генерируется в результате автоэмиссионных процессов, его величина напрямую связана с микрорельефом поверхности катода. Были проведены эксперименты по регистрации убегających электронов за алюминиевой фольгой толщиной 15 мкм при плавном изменении напряжения на промежутке (Рисунок 1.8). При значении напряженности поля 600 кВ/см ток не регистрировался. Также были произведены измерения максимальной энергии убегających электронов. Авторы отмечают, что максимальная энергия связана с потенциалом катода, однако не превышает его, что подтверждается измерением ослабления тока при прохождении алюминиевого фильтра различной толщины. Еще один вопрос, поднимаемый в работе – причина обрыва тока убегających электронов. Оценки показали, что переход автоэмиссии во взрывную и генерация плазмы не может значительно изменить напряженность поля и повлиять на условия убегания электронов.

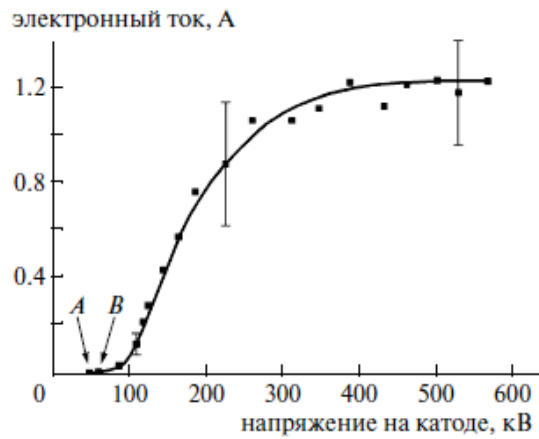


Рисунок 1.8 – Зависимость амплитуды тока убегающих электронов, прошедшего через экран коллектора датчика пучка, при вариации амплитуды ускоряющего импульса.

Приведем данные еще одной исследовательской группы под руководством Бабица. В обзоре [24], посвященном изучению убегающих электронов, даются результаты экспериментов. Следует отметить зависимость спектра убегающих электронов от давления (Рисунок 1.9). Энергетические спектры убегающих электронов получены методом магнитной спектроскопии и взяты из работы [67]. Фильтрация электронов соответствует пробегу электронов с энергией 50 кэВ. При давлениях воздуха более 200 Тор энергетическое распределение электронов характеризуется выраженным максимумом, положение которого возрастает с увеличением давления. Измеренная ширина распределения 60 кэВ практически не зависит от давления в интервале 200—760 Тор.

В этом же обзоре обсуждаются экспериментальные данные по регистрации электронов с аномальной энергией. Для различных зазоров при атмосферном давлении были получены следующие данные (Таблица 1).

Таблица 1. Максимальное значение напряжения и энергия электронов в максимуме спектра [24]

Зазор, см	0.5	1	2	3.5
Амплитуда напряжения, кВ	130	150	190	210
Максимальная энергия, кэВ	180	260	290	320

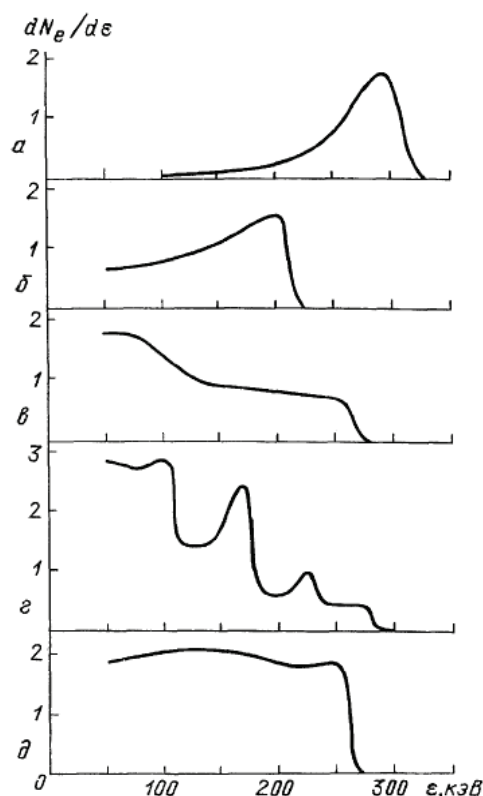


Рисунок 1.9 – Энергетические спектры убегающих электронов. Воздух: а – 760 Тор, б – 70 Тор, в – 22 Тор, г – 0.2 Тор, Гелий: д – 22 Тор. Максимальное напряжение 270 кВ, зазор 2 см, радиус катода 200 мкм, анод – сетка [24]

Таким образом, при больших зазорах промежутка электроны могут набирать аномальную энергию, превышающую величину, соответствующую ускоряющему напряжению. Авторы отмечают, что на спектр электронов существенно влияет кривизна катода, а также, что чем круче фронт импульса напряжения, тем сильнее проявляется эффект генерации электронов аномальной энергии. Генерация же самих убегающих электронов происходит во время нарастания тока и прекращается не позже достижения током максимального значения.

В статье [68] Бабич и Лойко приводят данные экспериментов, проведенных в воздухе атмосферного давления. В экспериментах разряд зажигался между коническим стержнем-катодом и анодом-фольгой толщиной 6.5 мкм. Межэлектродное расстояние составляло 15 мм. Максимальное напряжение на промежутке составляло 66 кВ. Регистрировался пучок убегающих электронов длительностью 0.8 нс, число электронов составляло 10^7 – 10^8 . Отмечается, что в разрядах без перенапряжения, когда используется УФоблучение промежутка, убегающие электроны не регистрируются. Оценка максимальной энергии убегающих электронов по полному поглощению в металлических фольгах дает величину 60-70 кэВ. В работе [69] к промежутку

прикладывался импульс напряжения в режиме холостого хода, обеспечивающий напряжение до 270 кВ. В качестве катода использовалась серия лезвий, это позволило увеличить число убегающих электронов в 4-5 раз. Число электронов на единицу площади коллектора достигала $0.5-0.7 \cdot 10^9$ 1/см², длительность импульса составляла 0.15 нс, а энергия электронов достигала 270 кэВ.

Ввиду всего вышесказанного можно отметить следующие особенности разряда с убегающими электронами:

уменьшение числа убегающих электронов при понижении давления рабочего газа, а также при его увеличении;

энергетическое распределение электронов характеризуется выраженным максимумом, положение которого сдвигается в высокоэнергетичную область с увеличением давления;

число убегающих электронов при различных условиях разряда колеблется в диапазоне 10^8-10^{12} электронов за импульс;

длительность импульса убегающих электронов находится на уровне разрешающей способности осциллографов в диапазоне 400 – 10 пс и не зависит от длительности импульса напряжения;

ток убегающих электронов опережает максимум тока разряда на 100 пс;

регистрируется двухпиковая форма тока убегающих электронов;

существуют «аномальные» электроны, энергия которых выше величины, соответствующей приложенной разности потенциалов, однако некоторые исследователи опровергают это наблюдение.

Несмотря на значительные успехи экспериментального исследования газового разряда и разряда на убегающих электронах, изучаемые процессы столь кратковременны (единицы-десятки пикосекунд), что даже такие параметры как ток и длительность тока убегающих электронов определяются с точностью, ограниченной регистрирующей аппаратурой. Несмотря на значительные успехи в экспериментальной регистрации [70, 71], открытым остается вопрос о месте формирования убегающих электронов и их связи с эмиссионными процессами на катоде, а также механизме возникновения «аномальных» электронов. В подобной ситуации инструментом, дополняющим экспериментальные данные, становится компьютерное моделирование газового разряда.

1.3 Высоковольтный пробой промежутков при низком давлении газа

Под разрядом низкого давления мы понимаем такую ситуацию, когда длина свободного пробега заряженных частиц (обычно имеются в виду электроны) превышает размеры разрядной системы или, по крайней мере, соизмерима с ними. Для одномерной плоской геометрии разрядного промежутка эта ситуация реализуется при произведениях давления на длину зазора pd , отвечающих левой ветви кривой Пашена (Рисунок 1.1.).

Основной проблемой при осуществлении разряда низкого давления является его инициирование и поддержание. Одним из способов решения является использование полых электродов, которые являются своего рода электростатическими ловушками, удерживающими электроны в объеме на время, необходимое для достижения требуемого уровня ионизационного размножения. Другими словами, полые электроды заставляют электроны в разряде совершать длительные блуждания в объеме, ионизируя при этом рабочий газ. Поэтому разряды низкого давления часто называют разрядами с осциллирующими электронами.

Часто в технических устройствах разряд низкого давления иницируют инъекцией плазмы в промежуток, к которому предварительно приложено напряжение источника. В качестве иницирующей плазмы обычно используют вспомогательный разряд по поверхности диэлектрика на катодном узле. В начале исследований такой системы поджига разряда полагали, что плазма вспомогательного разряда заполняет весь промежуток, формируя основной разряд в полости [72]. Однако эксперименты показали, что время формирования разряда низкого давления довольно слабо зависит от длины межэлектродного промежутка, а не обратно пропорционально его длине. Для того чтобы объяснить наблюдаемые времена формирования при промежутках в десятки сантиметров, необходимо было полагать скорость расширения плазмы вспомогательного разряда превышающей 10^7 см/с. Это заметно противоречит величинам измеренных скоростей расширения катодного факела в вакууме, лежащим в диапазоне $\sim (2-4) \cdot 10^6$ см/с [73]. Объяснение этого расхождения удалось найти в рамках теоретической модели, предполагающей образование так называемого «горба потенциала» на стадии формирования разряда низкого давления с катодным иницированием.

Еще одна особенность, нашедшая объяснение в рамках концепции «горба потенциала» – аномальное ускорение ионов к аноду до энергий, превышающих уровень, соответствующий приложенной разности потенциалов, в десятки и сотни раз [74].

Особенностью данного типа разрядов на начальном этапе, когда электроны дрейфуют в промежутке под действием электрического поля, являются редкие, единичные акты ионизации из-за наличия электронов с разными энергиями. Этот факт не позволяет использовать для изучения данных разрядов гидродинамическое приближение, которое оперирует усредненными параметрами плазмы: так как длина свободного пробега сопоставима с размерами промежутка, то и ионизации в данной модели не будет. Кинетическая же теория позволяет учитывать редкие акты ионизации и накопление заряженных частиц в промежутке.

В работе Козырева и др. [73] представлена теория развития разрядов при низком давлении. Как уже было сказано, на первом этапе эмитированные электроны, двигаясь в промежутке, ионизируют газ. Формируется избыточный объемный заряд положительных ионов, который со временем накапливается в промежутке, поскольку эти ионы имеют существенно меньшую подвижность, чем электроны. В результате электрическое поле искажается, так что распределение потенциала вдоль оси разряда перестает быть монотонным (Рисунок 1.10). Плотность электронного тока со временем увеличивается как следствие ионной нейтрализации. Электрическое поле на аноде исчезает и ток достигает критического значения ($j = 5,2$).

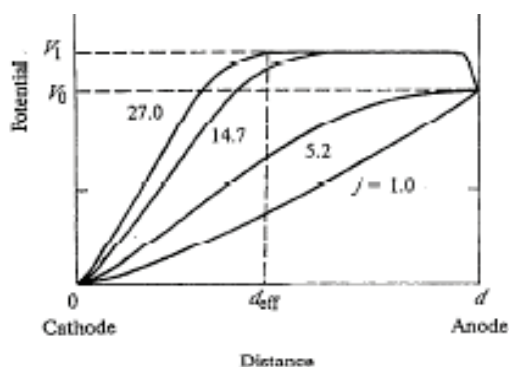


Рисунок 1.10 – Распределение потенциала в зазоре, рассчитанное для разных токов, или, что то же самое, распределение потенциала в разные моменты времени [73]

Область потенциального горба, образующаяся около анода, является «ловушкой» для электронов, энергии которых недостаточно для преодоления потенциального барьера и достижения анода. Электроны, колеблющиеся в области потенциального горба, обеспечивают интенсивную генерацию плазмы. Электрическое поле в этой

области близко к нулю. Максимальный потенциал в зазоре превышает анодное напряжение. Эта ситуация типична для разряда низкого давления с отрицательным падением напряжения на аноде, где наличие потенциальной ловушки электронов необходимо для поддержания плазмы.

Другая часть зазора, между катодом и позицией d_{eff} , отмеченной на Рисунке 1.10, сохраняет свойства вакуумного диода. Ток через диод увеличивается из-за уменьшения расстояния d_{eff} , которое называется эффективной длиной промежутка. Газ в этой области ионизируется не только электронами, исходящими от катода, но и электронами плазменного столба. Некоторые из электронов с высокой энергией проникают в область вакуумного промежутка и ионизируют газ, тем самым способствуя распространению границы плазмы к катоду.

На конечной стадии пробоя электрическое поле в прикатодной оболочке увеличивается и формируется катодное пятно.

В представленной диссертационной работе в рамках кинетической модели плазмы дается детальное описание образования горба потенциала и особенностей подобного типа разряда.

1.4 Методы описания кинетики заряженных частиц в газовых разрядах

Зачастую, когда требуется описать статистически маловероятные процессы или определить характеристики малой доли ансамбля частиц, прибегают к численному моделированию, основанному на описании кинетики частиц.

Моделирование убегающих электронов методом крупных частиц (PIC-метод) и Монте-Карло получило самое широкое распространение [75, 76]. Динамика укрупненных частиц описывается уравнениями движения, а вероятность столкновения и угол рассеивания рассчитывается методом Монте-Карло с использованием реальных сечений. Можно также решать одномерные задачи, как это было сделано в работе [77], в которой Левко и соавторы рассматривали цилиндрическую геометрию разрядного промежутка с нитью-катодом, радиусом 3 мкм и анодом-цилиндром, радиусом 1 см. Зазор был заполнен азотом атмосферного давления. На промежутке формировался импульс напряжения в форме половины цикла синусоиды, амплитудой 120 кВ и длительностью 1 нс. Граничные условия на катоде соответствовали автоэлектронной и

взрывной электронной эмиссии, которые начинали действовать при достижении критической напряженности поля на катоде, в рассматриваемом расчете 200 кВ/см. Авторы выделяют три стадии эволюции распределения потенциала в промежутке. На первом этапе пространственный заряд вторичных электронов и ионов не влияет существенно на электрическое поле. На втором этапе распределение потенциала нарушается увеличением объемного заряда вторичных электронов и ионов, генерируемых в зазоре. Пространственное разделение между электронами и ионами вызывает образование виртуального катода. Основная часть электронов в области виртуального катода имеет энергии, меньшие потенциала ионизации, и эти электроны не могут генерировать новые электрон-ионные пары. Третий этап имеет место, когда в зазоре образуется виртуальный катод.

В данной работе, несмотря на сильную пространственную неоднородность, распределение напряженности поля, за исключением прикатодной зоны, практически не изменяется (Рисунок 1.11). Высокое напряжение сохраняется только вблизи катода, аномальных электронов нет. Авторы рассматривают влияние взрывной эмиссии на формирование пучка электронов с высокими энергиями, и отмечают, что электроны взрывной эмиссии экранируют катод, прекращая генерацию убегающих электронов, при этом в первые пикосекунды вносят значительный вклад в ток убегающих электронов.

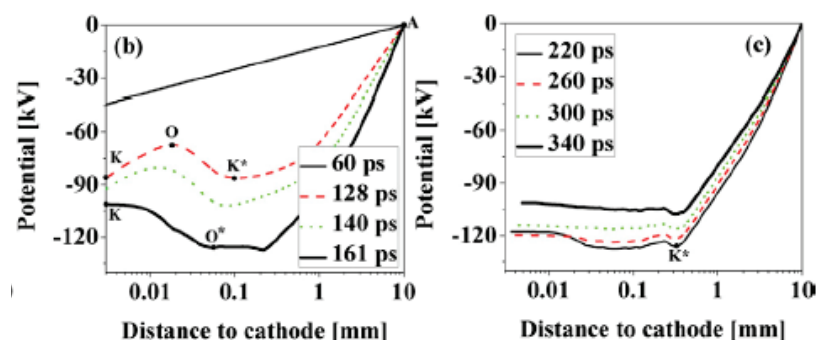


Рисунок 1.11 – Пространственное распределение потенциала в различные моменты времени [77]

Эта же группа исследовала особенность тока убегающих электронов, отмеченную в работе [64], моделируя разряд и используя форму и амплитуду импульса напряжения на промежутке, взятое из экспериментальных данных. Однако получить аналогичную экспериментальной временную структуру тока пучка не удалось.

В работе Левко с соавторами [78] моделировался разряд в одномерной цилиндрической геометрии. Радиусы катода и анода 25 мкм и 1.3 см, рабочий газ - азот

атмосферного давления, напряжение 60 кВ, длительность фронта импульса напряжения 2 нс. В работе рассматривалось влияние автоэлектронной эмиссии на характеристики разряда. Так, в отсутствие эмиссии в промежутке формировался стример, распространяющийся со скоростью $2.5 \cdot 10^8$ см/с, на фронте стримера напряженность электрического поля составляла 70 кВ/см. Распространение стримера обеспечивалось ускорением электронов на головке. Электронов с высокими энергиями при этом не наблюдалось (Рисунок 1.12). Учет автоэлектронной эмиссии резко изменяет динамику распространения волны ионизации. На катоде генерируются убегающие электроны, ускоряющиеся в прикатодной области. Они пересекают весь промежуток и ионизуют газ, исключая формирование стримера. И лишь когда убегающие электроны покидают зазор, стример появляется снова, но вблизи анода, где есть резкий градиент плотности плазмы. На головке стримера напряженность поля ниже критического значения, поэтому убегающие электроны там не формируются. Электроны с аномальными энергиями появляются, однако их число незначительно.

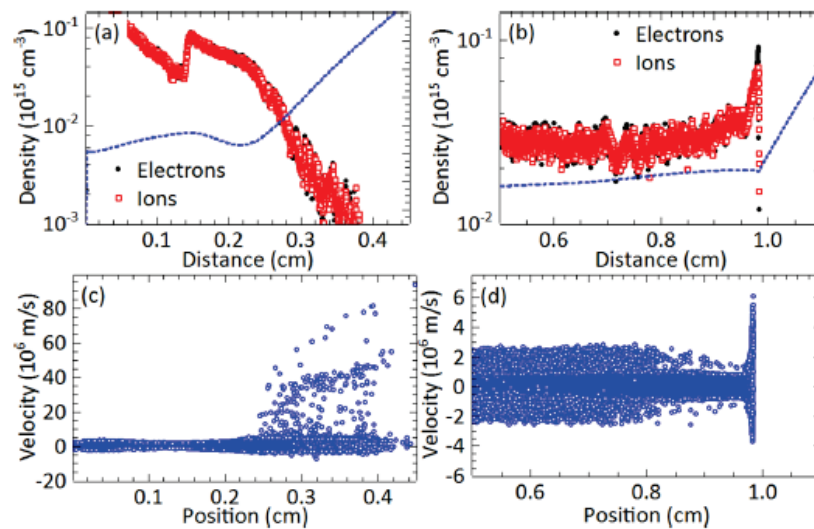


Рисунок 1.12 – (а) и (б) плотность плазмы и профили потенциала, полученные вблизи потенциального экстремума, (с) и (д) фазовые плоскости для электронов [78]

В работе [61] В. Ф. Тарасенко с соавторами приводят результаты расчетов для разряда в азоте атмосферного давления. Особенность модели заключалась в том, что в процессе отслеживалось общее число электронов, при превышении заданного значения отбрасывалась часть электронов с низкими энергиями. При этом учитывалось влияние отброшенных электронов на средние значения координаты, энергии и другие величины. Максимальное число частиц в моделировании составляло 2000. Напряжение задавалось в форме ступеньки с различными временами фронтов, амплитуда 100 кВ.

На Рисунке 1.13 показана зависимость энергии быстрых электронов от длительности фронта импульса напряжения. При уменьшении фронта растет энергия и число быстрых электронов. Авторы также отмечают рост числа электронов при увеличении амплитуды напряжения. Отметим отсутствие «аномальных» электронов в расчетах. Даже при фронте 0.05 нс электроны не набирают энергии в 100 кэВ. Авторы объясняют это влиянием торможения о газ, в частности лобовыми столкновениями электронов.

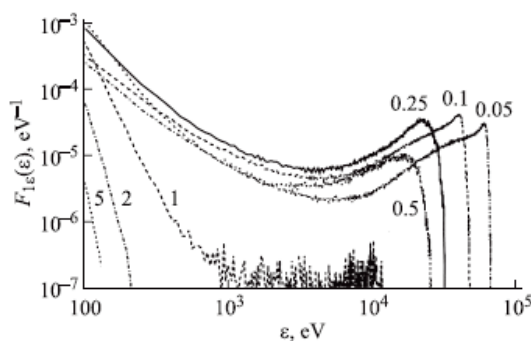


Рисунок 1.13 – Распределения быстрых электронов лавины по энергии при различных временах нарастания напряжения при радиусе катода 1 мм [61]

Авторы также проследили зависимость энергетического спектра электронов от радиуса катода (Рисунок 1.14). Показано, что количество быстрых электронов в хвосте функции распределения по энергиям имеет максимум при некотором значении радиуса. При дальнейшем росте радиуса увеличивается максимальная энергия частиц, но уменьшается их количество.

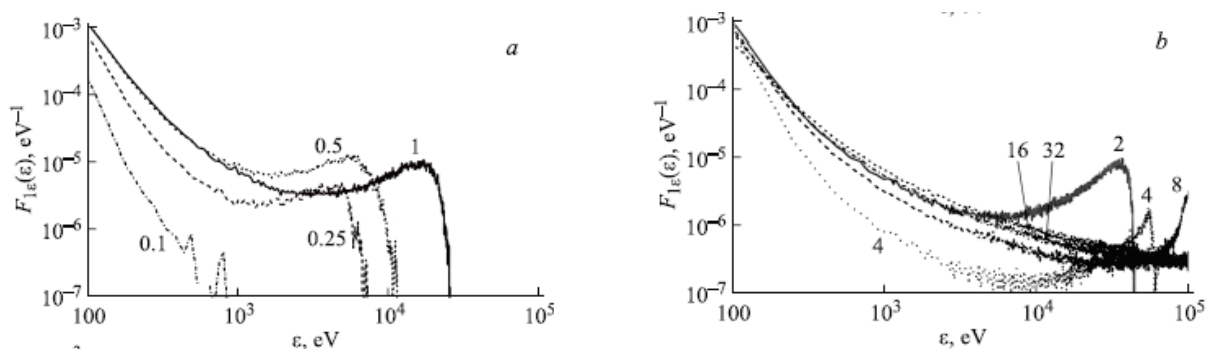


Рисунок 1.14 – Распределения быстрых электронов лавины по энергии для различных значений радиуса катода при длительности фронта напряжения 0.5 нс [61]

Авторы объясняют это тем, что при больших значениях радиуса поле более пологое и электроны успевают набрать большую энергию. Там же были зарегистрированы электроны с энергией, превышающей 100 кэВ. По мнению авторов, это возможно за счет усиления поля по мере распространения волны размножения электронов фона, либо за счет кулоновского взаимодействия.

РІС метод в совокупности с методом Монте-Карло также используется группой исследователей в Институте сильноточной электроники СО РАН. Авторы работы [79] изучали особенность тока убегающих электронов, отмеченную в [65]. Моделирование проводилось для зазора 1 см, радиуса катода-трубки 0.3 см. Разряд развивался в гелии при давлении 100 Тор. На передающую линию подавался импульс с амплитудой 12.5 кВ и фронтом 0.3 нс, что позволяло получить на промежутке 25 кВ. В работе отмечается, что на первом этапе развития пробоя иницирующие электроны ионизуют газ, формируют пучок электронов, которые переходят в режим непрерывного ускорения в области сильного электрического поля. Когда электроны покидают область усиленного поля, ток убегающих электронов обрывается. При движении первой волны электронов пространственный заряд искажает распределение поля. Напряженность поля у катода возрастает, как следствие увеличивается автоэмиссионный ток. При протекании тока микроострия разогреваются, что приводит к взрывной эмиссии и формированию второго пучка убегающих электронов с энергиями не выше 20 кэВ. Срыв тока второго пучка обусловлен падением напряжения.

Этой же группе авторов принадлежит работа [80], в которой исследуется формирование пучка убегающих электронов. Расчеты проводились для различных газов при давлениях до 800 Тор. На катод-трубку (толщина кромки 5 мм, радиус 10 мм) подавался импульс напряжения 150 кВ длительностью 3 нс с фронтом 300 пс. Зазор составлял 20 мм. Интерес представляет наличие убегающих электронов с аномальной энергией. Их количество невелико, а «излишняя» энергия не превышает 10% от максимального приложенного напряжения. Также в работе представлена зависимость тока пучка убегающих электронов от давления. Как и в работе [55], наблюдался максимум тока убегающих электронов при давлениях ниже 200 Тор. Авторы говорят, что «максимум на кривых обусловлен газовым усилением, а именно увеличением числа носителей заряда при небольших давлениях и относительно малой тормозящей силой».

В 1995 году была представлена работа Бабица [81], посвященная наносекундному разряду. В основе предлагаемого подхода лежит идея разделения свободных электронов на три крупные энергетические группы. Деление на группы основано на следующих свойствах взаимодействия электронов с нейтральными частицами газа: уменьшения углового рассеяния электронов с ростом их энергии, немонотонном характере зависимости от энергии усредненных полных энергетических потерь электронов на

единицу пути с обширным максимумом в окрестности энергии порядка 75 эВ, большой величине потерь в этой области, которые довольно быстро уменьшаются с ростом энергии.

Первая группа включает почти изотропное распределение электронов ниже некоторого значения E_{\max} . Она может быть описана в рамках традиционной концепции локальности. Для описания кинетики низкоэнергетичных электронов используется лоренцевское приближение в методе решения уравнения Больцмана разложением по сферическим гармоникам.

Вторая группа состоит из электронов промежуточных энергий: выше, чем E_{\max} , но ниже локального энергетического порога убегания. В сильных полях число частиц с энергиями больше E_{\max} велико. Они движутся, в основном, вдоль силы, действующей на них со стороны электрического поля. Распределение электронов в этой группе является сильно анизотропным. Предполагалось, что на каждом временном шаге часть электронов промежуточных энергий двигается без столкновений под действием только электрической силы. Остальные частицы испытывают неупругие столкновения. В результате на каждом временном шаге группа электронов разбивалась на две подгруппы с различными энергиями. В модели принято, что в области энергий, больших E_{\max} , неупругие столкновения электронов с нейтральными частицами приводят к энергетическим потерям без изменения направления движения частиц. Поскольку в этой области преобладает рассеяние на малые углы при упругих столкновениях, причем доля энергии, теряемой электронами, мала, упругое взаимодействие не учитывается.

Третья группа описывает убегающие электроны с энергиями выше порогового значения. Электроны с энергиями выше энергетического порога убегания находятся в режиме непрерывного ускорения до тех пор, пока не попадают в область пространства, где сила трения о нейтральные частицы преобладает, или пока не поглотятся анодом. Для описания кинетики убегающих электронов используется подход, в основе которого лежат уравнения движения частиц и закон сохранения заряда в форме уравнения непрерывности электрического тока.

В результате расчетов были получены следующие данные (Рисунок 1.15) для плоскопараллельной геометрии промежутка (зазор 1.5 см, площадь электродов 1 см², гелий атмосферного давления). Учитывалась автоэлектронная эмиссия с катода, предполагалось, что уровень предионизации составляет 10^6 - 10^8 см⁻³. Максимальное

напряжение на промежутке составляло 125 кВ в момент времени 1 нс. Ток убегających электронов достигал 1 кА в момент времени 1.1 нс, хотя полный ток в цепи был только 500 А. Отметим также, что авторы считают убегающими электроны с энергией более 500 эВ, максимум распределения по энергиям находится в области 10 кэВ, после которого тянется «хвост» до 100 кэВ. Электроны аномальных энергий в этом расчете отсутствуют.

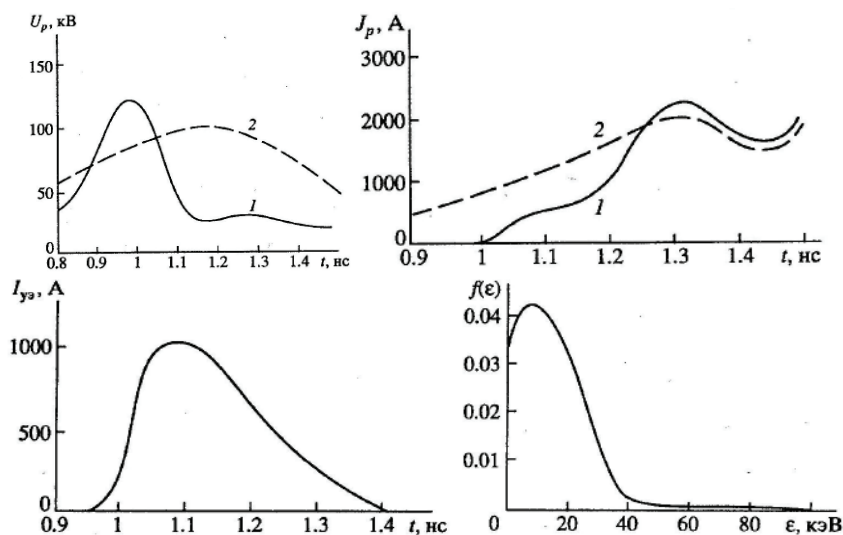


Рисунок 1.15 – Напряжение на газовом промежутке, полный ток в цепи. 1 – расчет, 2 – эксперимент. Ток убегающих электронов и распределение убегающих электронов на аноде [81]

Следующим этапом работы было значительное увеличение числа групп частиц [82]. При этом система групповых уравнений включала уравнения для баланса концентрации электронов, уравнения движения и уравнения баланса полной кинетической энергии. Особенностью модели является сильная зависимость результатов расчета от порога убегания электронов, вычисленного методом Монте-Карло.

В дальнейшем Бабич усовершенствовал модель трех групп [83], описывая электроны промежуточных энергий (вторая группа) системой двух кинетических уравнений. Одно уравнение описывает ускоряющиеся электроны, другое – тормозящиеся без различия направления движения относительно вектора электрической силы. Однако для работы модели требуются параметры, вычисляемые методом Монте-Карло.

Гибридная модель, совмещающая гидродинамический расчет плазменных электронов и динамику высокоэнергетичных электронов методом Монте-Карло, была разработана Бабаевой и соавторами [84, 85]. Основная гидродинамическая модель включает уравнения для эволюции концентраций нейтральных, возбужденных частиц,

ионов и электронов и учитывает реакции между ними, в том числе фотоионизацию. Вторичные процессы на катоде порождают высокоэнергетичные электроны, движение которых рассчитывается в рамках кинетического модуля методом Монте-Карло. Эти электроны и вторичные электроны, генерируемые ими в результате столкновений, отслеживаются до тех пор, пока не покинут вычислительную область или пока не потеряют энергию в столкновениях. Подобный подход позволил детально описать структуру барьерного разряда, выявить изменения в морфологии разряда, вносимые высокоэнергетичной электронной компонентой плазмы.

В работе [86] дается теория убегания электронов в сильно неоднородном поле. В частности, описывается геометрия «параболический катод – плоский анод». Вычисляется напряженность поля на оси, при этом поле спадает как $z^{-1/2}$. Движение электронов описывается уравнением для энергии, в котором учитывается ускорение в электрическом поле и торможение о газ. Для силы торможения используется формула Бете. Предполагается, что убегаящие электроны генерируются только на катоде. В результате расчетов приводятся два критерия для убегания электронов в неоднородном поле. Первый из которых это используемый во многих работах критерий [33], говорящий о том, что напряженность поля должна превышать некоторое пороговое значение. Авторы записывают критерии в более удобном для сравнения с экспериментами виде, когда ограничения накладываются на напряжение. При этом отмечается, что второй критерий, в отличие от первого, исключает зависимость от радиуса катода. Также в работе даются формулы для оценки времени движения убегаящих электронов к аноду и их числа. В статье также приведены экспериментальные данные. В качестве источника напряжения использовался импульсный высоковольтный генератор РАДАН-303 с обостряющими и срезающими разрядниками, что позволило контролировать напряжение на разрядном промежутке. Эксперименты проводились с азотом атмосферного давления, зазор между катодом-трубочкой и анодом составлял 7.5 мм, толщина трубочки варьировалась и составляла 10, 100 и 400 мкм. Убегаящие электроны регистрировались коллектором за сеткой. На Рисунке 1.16 и Рисунке 1.17 приведены иллюстрации из этой статьи. Несколько позже эта концепция была подтверждена в рамках численного моделирования [87].

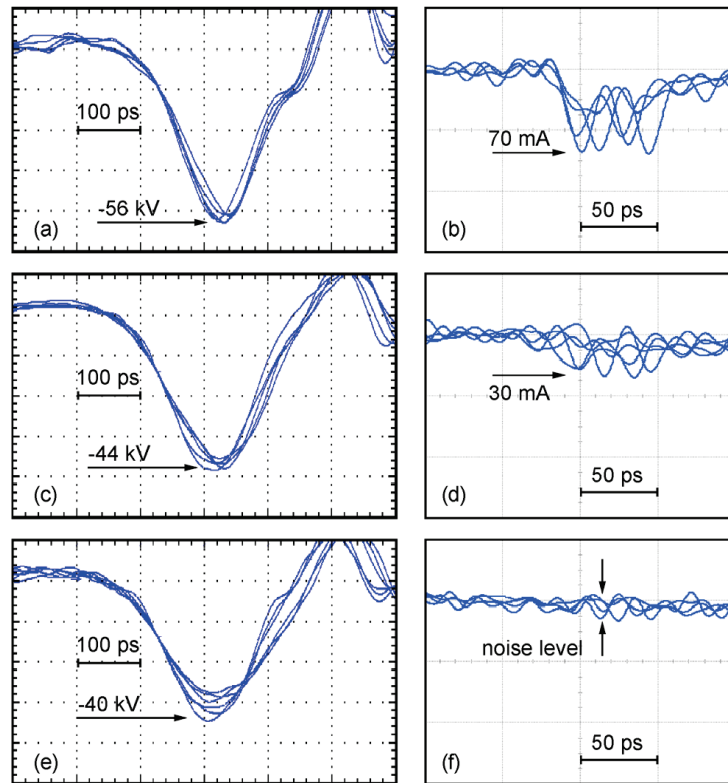


Рисунок 1.16 – Иллюстрация определения порога эмиссии убегающих электронов путем уменьшения амплитуды напряжения. Сигналы представляют собой импульсы напряжения (a), (c) и (e) и сигналы датчика тока убегающих электронов за анодной сеткой (b), (d) и (f); $D = 7,5$ мм, $R = 50$ мкм [86]

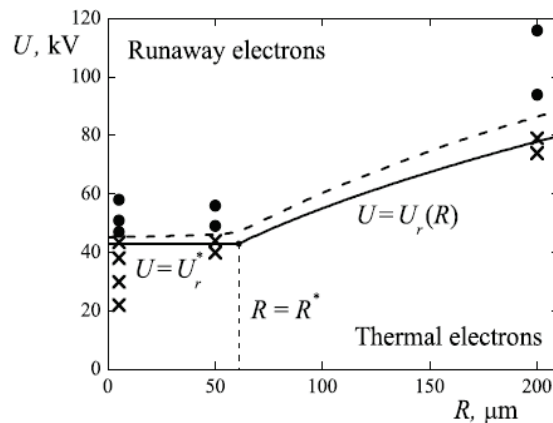


Рисунок 1.17 – Сплошные круги соответствуют присутствию убегающих электронов, кресты – отсутствию. Для $D = 7,5$ мм и $R = 5, 50, 200$ мкм. Пунктирная линия показывает границу между областями параметров, соответствующих генерации убегающих электронов, и их отсутствию в эксперименте; сплошные линии обозначают такую же границу в теории [86]

Выводы к Главе 1

Таким образом, можно сказать, что в газовом разряде существуют процессы, представленные относительно малым числом быстрых частиц, но при этом оказывающие заметное влияние на динамику разряда в целом. Трудности экспериментального изучения данных явлений связаны с недостаточной разрешающей способностью измерительного оборудования, малостью фракции быстрых частиц на фоне всего ансамбля, кратковременностью явлений, значительной неравновесностью процессов. Теоретическое моделирование, хотя и продвинулось вперед в последнее время, но остается сильно ограниченным вычислительными ресурсами. Так, моделирование PIC методами плохо подходит для разрядов высокого давления из-за не очень большого числа моделируемых частиц и потери информации о малой доле убегающих электронов ввиду оперирования крупными «сгустками» частиц. Метод группового моделирования, когда выделяется несколько ансамблей заряженных частиц, каждый из которых описывается различными теоретическими методами (как правило, гидродинамическим и PIC), вызывает вопросы к определению границы между группами, трудностью учета влияния электромагнитных полей на макрочастицы и их друг на друга.

В диссертационной работе предлагается использовать иной метод описания разрядных процессов, а именно, решение одномерного кинетического уравнения для функции распределения электронов и ионов по координате и импульсу (1D1P-схема). В рамках данного подхода планировалось исследовать динамику одномерных разрядов на убегающих электронах в плоской и коаксиальной конфигурациях. При этом формулировался цикл взаимосвязанных задач: определить нестационарную кинетику ансамбля убегающих электронов, время и место их формирования, выявить их влияние на динамику разряда, а также параметры, от которых зависит их количество и энергетический спектр. Только последовательное применение кинетического подхода позволяет, на наш взгляд, достоверно описать детали пространственно-временной эволюции больших ансамблей заряженных частиц в условиях их сильной неравновесности.

Глава 2. Кинетика убегающих электронов в газонаполненных диодах высокого давления

Данная глава посвящена описанию одномерной гибридной модели, которая позволяет отслеживать динамику разряда, а также эволюцию числа и энергий убегающих электронов. Предполагается, что доля электронов с высокой энергией мала и они не влияют на токовую и полевую динамику разряда. Это позволяет описывать поведение компонент низкотемпературной плазмы разряда в дрейфово-диффузионном приближении, а затем, используя известные в каждый момент времени распределения напряженности электрического поля и скорости генерации электронов, решать уравнение Больцмана для функции распределения убегающих электронов по импульсам. Результаты исследований представлены в публикациях [11, 88-106].

Объектом исследования является одномерный газонаполненный промежуток с некоторым уровнем начальной предионизации при атмосферном давлении. Конфигурация промежутка может быть плоской или цилиндрической. Промежуток включен в цепь последовательно с источником напряжения $U(t)$ через балластное сопротивление R_b . На промежуток подается импульс напряжения с крутым передним фронтом наносекундной длительности и амплитудой, превышающей статическое пробивное напряжение.

Поскольку рассматриваются импульсы наносекундной длительности, в расчетах предполагается, что ток переносится только электронной компонентой плазмы. Отметим сразу, что учет движения ионов в специальных тестовых расчетах не приводит к каким-либо заметным изменениям в результатах расчета по минимальной модели.

2.1 Математическая модель пробоя в рамках гибридного подхода к описанию заряженных частиц

Гидродинамическое моделирование пробоя сильно перенапряженных промежутков

Первым этапом работы было построение гидродинамической модели плазмы, позволяющей описывать процессы, протекающие в газоразрядном промежутке. Для

описания эволюции плазмы использовалось уравнение непрерывности для ее электронной компоненты:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_e + (\alpha - \eta) w_e n_e. \quad (2.1)$$

Одномерный дрейфово-диффузионный поток электронов имеет следующий вид

$$\Gamma_e = -w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r}, \quad (2.2)$$

где n_e – концентрация электронов; r – координата; $\alpha(E)$, $\eta(E)$, – соответственно коэффициент ионизации Таунсенда и коэффициент прилипания (для электроотрицательных газов); $w_e = \mu_e E$ скорость дрейфа плазменных электронов, μ_e – коэффициент подвижности электронов; D_e – коэффициент электронной диффузии; ε_0 – электрическая постоянная.

Коэффициент Таунсенда рассчитывается по формуле [17]

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right), \quad (2.3)$$

где P – давление газа; A , B – константы, зависящие от рода газа и отношения E/P .

Уравнение непрерывности (2.1) дополняется уравнением сохранения плотности тока, которое следует из системы уравнений Максвелла.

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{I(t)}{S(r)} + q \left(w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right), \quad (2.4)$$

где q – элементарный заряд; S – площадь поперечного сечения, через которое ток течет в зазоре. Полный ток I , протекающий в цепи, записывается из уравнения Кирхгофа. Так как рассматривается вариант последовательно подключения разрядного промежутка к источнику напряжения через балластное сопротивление R , ток

$$I(t) = \frac{1}{R} \left(U_0(t) - \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right). \quad (2.5)$$

Концентрацию ионов можно найти, используя уравнение Пуассона

$$n_i = n_e + \frac{\varepsilon_0}{q} \nabla \cdot \mathbf{E}. \quad (2.6)$$

Уравнения дополняются граничными условиями на потоки. Так на катоде электроны возникают за счет вторичных электрон-ионных процессов, характеризующихся коэффициентом γ :

$$\begin{aligned}\Gamma_e(0,t) &= -\mathcal{H}_i(0,t), \\ \Gamma_i(0,t) &= \mu_i n_i(0,t) E(0,t),\end{aligned}\tag{2.7}$$

где μ_i – коэффициент подвижности ионов. Потоки на анод можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}\Gamma_e(d,t) &= -\mu_e n_e(d,t) E(d,t), \\ \Gamma_i(d,t) &= 0.\end{aligned}\tag{2.8}$$

Численное решение связано с использованием процедуры дискретизации. Целью данного метода является перевод системы дифференциальных уравнений в частных производных в систему алгебраических уравнений. Система уравнений решается в заданных точках пространственно-временной сетки. Для дискретизации уравнений применяется метод конечных объемов (Finite-Volume Method) [12]. Каждый из потоков конструируется согласно схеме WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) третьего порядка точности [13]. Частная производная заменяется алгебраической аппроксимацией согласно методу линий (Method of Lines) [14].

Кинетическое описание ансамбля электронов в нестационарных условиях пробоя

Следующим этапом работы было создание модели, которая позволяет проследить эволюцию функции распределения быстрых электронов, доходящих до анода. Предполагалось, что каждый электрон, родившийся за счет ионизационных процессов в разрядном промежутке, может перейти в режим убегания. В электрическом поле электрон набирает энергию и с какой-то вероятностью, зависящей от набранной энергии, сталкивается с другими частицами. Столкновение может привести к изменению траектории, передаче энергии, рекомбинации или ионизации, в любом из этих случаев электрон выбывает из «семейства» убегающих электронов. Иными словами, динамика убегающих электронов описывается как бесстолкновительный перенос в электрическом поле, и любые столкновения приводят к гибели электрона.

Расчет функции распределения быстрых электронов f по координатам и импульсам производился следующим способом. На каждом шаге по времени, Δt , решалось релятивистское уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}} \frac{\partial f}{\partial \chi} + \varepsilon \frac{\partial f}{\partial \rho} = \frac{d}{\gamma c} (G - V).\tag{2.9}$$

Здесь введены следующие безразмерные величины: $\chi = \frac{r}{d}$, $\rho = \frac{p}{mc}$, $\tau = \frac{tc}{d}$,

$\varepsilon = -\frac{d}{mc^2}qE$, где импульс электрона $p = mv\gamma$, релятивистский фактор $\gamma = \sqrt{1 + (p/mc)^2}$,

d – длина зазора, c – скорость света. Напряженность электрического поля для каждого момента времени бралась из гидродинамической модели разряда.

Правая часть уравнения Больцмана включает два члена. Первый отвечает за рождение электронов в результате ионизационных столкновений. При этом предполагалось, что частицы рождаются с максвелловским распределением по скоростям

$$\frac{d}{\gamma c}G = \frac{dn}{dt} \frac{d}{c} \frac{1}{(1 + \rho^2)^2} \sqrt{\frac{mc^2/kT}{2\pi}} \exp\left(-\frac{mc^2}{kT}(\sqrt{1 + \rho^2} - 1)\right). \quad (2.10)$$

Скорость генерации электронов, dn/dt , берется из гидродинамической модели разряда.

Как уже было отмечено, электрон считается убегающим до тех пор, пока он не столкнется с атомом газа, поэтому член, отвечающий за «гибель» электронов, записывается как

$$\frac{d}{\gamma c}V = N_a d \frac{\rho}{(1 + \rho^2)} \sigma(\varepsilon) f. \quad (2.11)$$

Расчет проводился для азота, транспортное сечение $\sigma(\varepsilon)$ бралось из работы [107] и экстраполировалось в области высоких энергий асимптотической формулой Бете [108]:

$$\sigma(v) = \frac{\pi}{2} \left(\frac{Z}{T_k} \frac{q^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \ln \left(\frac{T_k^2}{I_0^2} \right), \quad (2.12)$$

где N_a – концентрация нейтральных атомов, $T_k = mc^2(\sqrt{1 + \rho^2} - 1)$ – кинетическая энергия электрона. Атомный номер $Z = 7$, коэффициент $I_0 = 50.2$ эВ. График данного сечения приведен на Рисунке 2.1 черной линией. Сплошная линия – данные из статьи [107], пунктирная – экстраполяция.

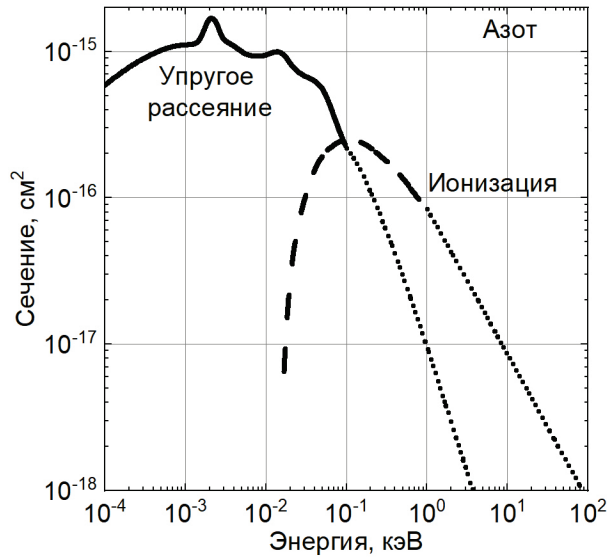


Рисунок 2.1 – Транспортное сечение столкновений (сплошная линия) и сечение ионизационных столкновений (штриховая) для азота. Пунктиром отмечена экстраполяция данных

Целью расчета функции распределения электронов по импульсам является нахождение тока убегающих электронов и их энергетический спектр. Это позволяет сравнить полученные данные с данными экспериментальных работ. Поскольку в эксперименте пучок электронов, как правило, фильтруется тонкой фольгой, то мы смоделировали аналогичный фильтр, отсекающий плазменные низкоэнергетичные электроны, приходящие на анод из столба разряда. В расчетах это значит умножение на коэффициент ослабления Tao , взятый из работы [109]:

$$Tao = \frac{\exp(S) + 1}{\exp(S) + \exp\left((S + 2)\frac{x}{R}\right)}, \quad (2.13)$$

где

$$S = 5.86 \cdot \exp\left(-\frac{0.72}{1 + 0.15 \cdot T_k^{1.86}}\right), \quad (2.14)$$

$$R = \frac{9.37 \cdot T_k^2}{1 + 3.83 \cdot T_k}.$$

Здесь кинетическая энергия электрона приведена в единица МэВ, а толщина алюминиевой фольги x в миллиметрах. Тогда плотность тока убегающих электронов

$$f'(\tau, \chi, \rho) = f(\tau, \chi, \rho) Tao(\tau, \rho),$$

$$J = qc \int f'(\tau, \chi, \rho) \frac{\rho}{\sqrt{1 + \rho^2}} d\rho. \quad (2.15)$$

Энергетический спектр этих электронов запишется следующим образом

$$N(T_k) = \frac{d}{mc^2} \int f'(\tau, T_k) d\tau. \quad (2.16)$$

Данная математическая модель включает в себя два разных метода описания медленных, плазменных электронов (гидродинамическая модель) и высокоэнергетичных, убегающих электронов (кинетическое описание), поэтому относится к классу гибридных. Описанный подход позволяет получить наиболее важные характеристики разряда (временные зависимости тока и напряжения), проследить динамику убегающих электронов, их количество и энергию.

2.2 Кинетика убегающих электронов в плоском промежутке

Пробой промежутка

В качестве иллюстрации рассмотрим пример расчета разряда для плоской геометрии. Промежуток (зазор 16 мм, площадь 2 см²), заполненный азотом (давление 3·10⁴ Па), последовательно включен в цепь с балластным сопротивлением 50 Ом и источником напряжения. На источнике подается импульс напряжения амплитудой $U_{max} = 970$ кВ. Форма импульса задается формулой

$$U_0(t) = U_{max} \sin^2(\pi t / T), \quad 0 \leq t \leq T. \quad (2.17)$$

Длительность принималась равной $T = 900$ пс. Характерные параметры для азота $A = 9$ (м·Па)⁻¹, $B = 257$ В(м·Па)⁻¹, $\mu_e = 5320$ Па·м²(В·с)⁻¹. Коэффициент вторичной эмиссии принят равным 0.1. Начальная концентрация заряженных частиц в промежутке 10² см⁻³. На Рисунке 2.2 приведены временные зависимости тока и напряжения на промежутке.

Аналогичные условия разряда были использованы в работе [110]. Полученная временная зависимость напряжения на промежутке (Рисунок 2.3.) полностью совпадает с приведенной (Рисунок 2.2), что говорит о достоверности полученных результатов.

Рассмотрим структуру разряда в моменты времени, отмеченные на Рисунке 2.2. Для каждого из них приведена концентрация электронов и напряженность электрического поля (Рисунок 2.4.).

Первый этап характеризуется равномерным ростом напряженности поля по всему промежутку (графики даны в логарифмическом масштабе по координате). Генерация электронов в ионизационных столкновениях происходит в столбе разряда, обедняется тонкий прикатодный слой.

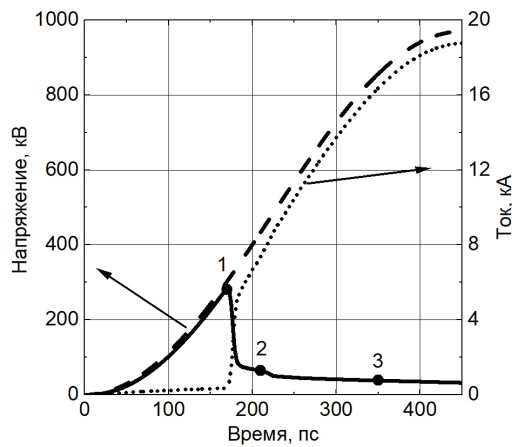


Рисунок 2.2 – Временные зависимости напряжения на источнике (штриховая линия), напряжения на промежутке (сплошная) и тока в цепи (пунктирная). Точки соответствуют графикам на Рисунке 2.4.

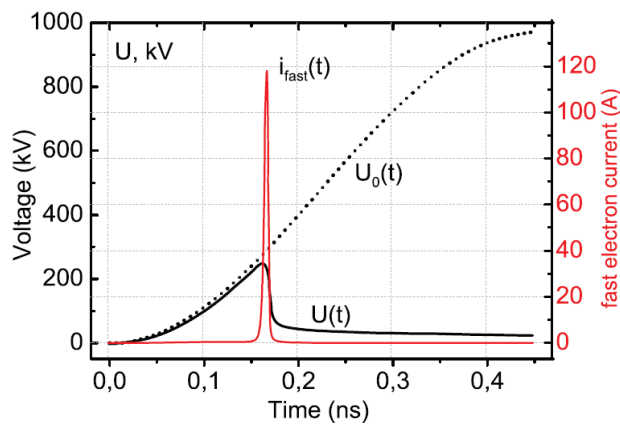


Рисунок 2.3 – Зависимость от времени напряжения источника питания (пунктирная линия), напряжения разрядного промежутка (сплошная линия) и тока быстрых электронов (красная сплошная линия) при $p = 3 \times 10^4$ Па, $d = 16$ мм, $S = 2$ см² и $R = 50$ Ом [110]

В дальнейшем происходит пробой промежутка, напряжение спадает, напряженность поля в столбе разряда снижается до 30 кВ/см и значительно усиливается в прикатодной области (1350 кВ/см), область ионизации продвигается к катоду. При перемыкании промежутка напряженность поля в прикатодной области спадает, формируется стационарная форма горения разряда.

Рассмотренный случай позволяет проследить процесс формирования разряда, оценить длину прикатодного слоя, получить временные зависимости тока и напряжения на промежутке. Используя полученные данные, оценим количество и энергию убегających электронов в этой задаче.

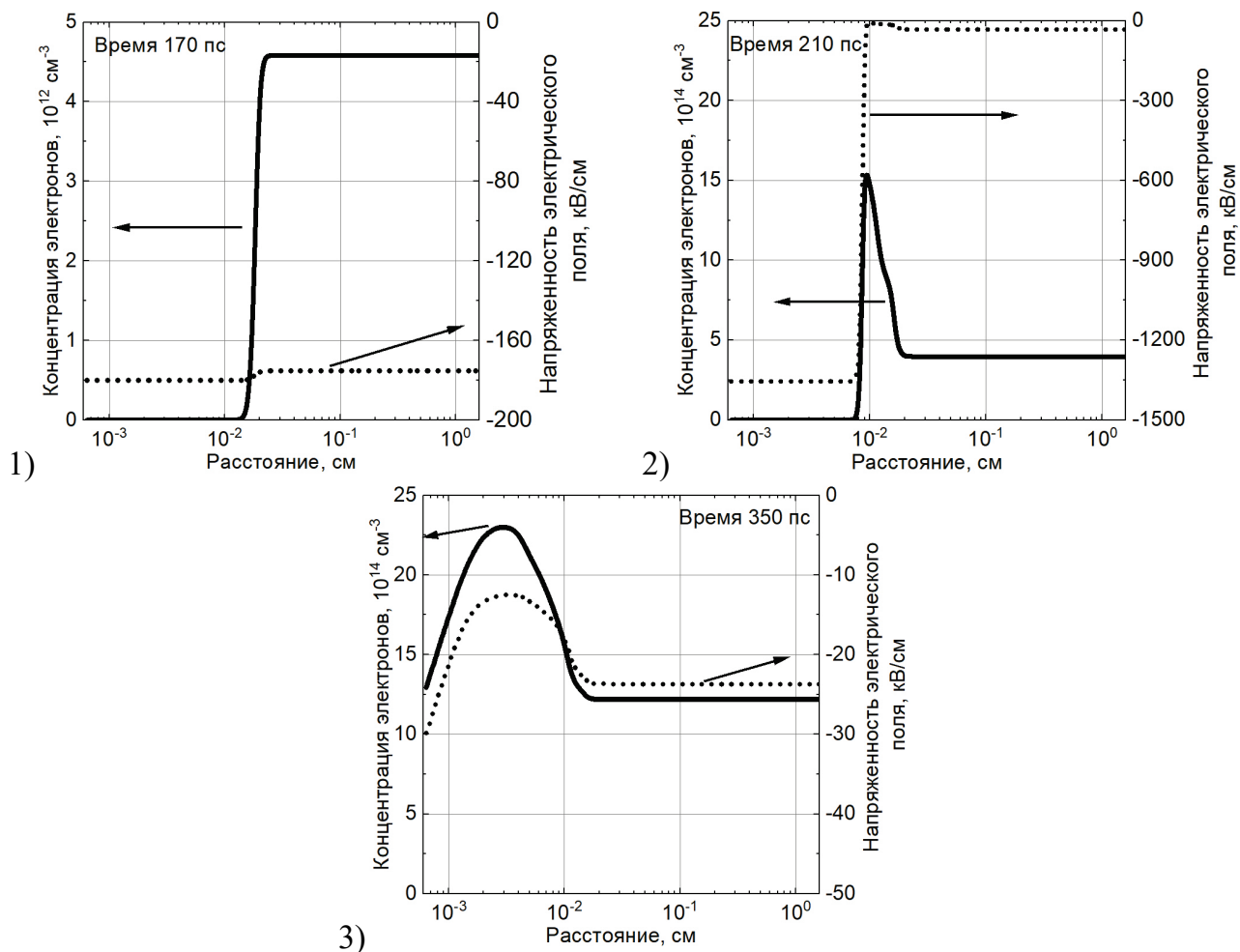


Рисунок 2.4 – Концентрация электронов (сплошная линии) и напряженность электрического поля (синие) в различные моменты времени, соответствующие цифрам на Рисунке 2.2: 1 – 170 пс, 2 – 210 пс, 3 – 350 пс

Убегающие электроны в плоском промежутке

Воспользуемся данными о напряженности электрического поля и скорости генерации электронов в промежутке и на их основе рассчитаем функцию распределения убегающих электронов. На Рисунке 2.5 представлена функция распределения убегающих электронов в моменты времени, соответствующие точкам на Рисунке 2.2.

Из представленных графиков видно, что генерация и ускорение убегающих электронов напрямую связаны с высокой напряженностью электрического поля. На первом графике (момент времени 170 пс) генерация и ускорение происходит во всем промежутке, за исключением обедненного прикатодного слоя. При перераспределении поля, снижении его в столбе разряда и усилении в прикатодной области (210 пс), роль источника убегающих электронов переходит к прикатодному слою, в котором сгенерированные электроны быстро набирают энергию. В столбе формируется две фракции электронов, разделенные обедненной областью, которая появилась в

результате интенсивного рассеяния электронов низких энергий. Высокоэнергетическая группа электронов движется к аноду, набирая энергию от слабого поля, при этом уже не сталкиваясь с атомами. Третий график соответствует моменту времени, когда волна ионизации уже достигла катода, напряжение в прикатодной области спало, сформировалась стационарная форма горения разряда. В этот период в промежутке не генерируются новые убегающие электроны, а уже сформировавшиеся доходят до анода.

Ток убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 1 мкм, приведен на Рисунке 2.6. Фольга столь малой толщины имитирует сетку, через которую проходит пучок электронов. До анода доходят электроны, энергия которых превышает 10 кВ, что видно на энергетическом спектре убегающих электронов (Рисунок 2.7.). Первый максимум тока убегающих электронов сформирован электронами из столба разряда. Второй пик соответствует электронам, сгенерированным у катода во время коммутации промежутка. Максимальной энергией обладают электроны, появившиеся в столбе разряда на первом этапе пробоя промежутка.

Поскольку, несмотря на плоскую геометрию разрядного промежутка и одномерность задачи, напряженность поля в зазоре неоднородна в период формирования убегающих электронов, то говорить о коэффициенте убегания, т.е. числе убегающих электронов относительно полного числа электронов в зависимости от соотношения напряженности поля к давлению, не имеет смысла.

Отметим некоторые особенности формирования убегающих электронов в плоской геометрии разряда. Их основное число генерируются до стадии коммутации промежутка в столбе разряда. На стадии коммутации, когда напряжение в столбе разряда падает, убегающие электроны формируются только в прикатодной области в узком временном интервале. Запаздывание тока убегающих электронов обусловлено их движением от прикатодной области, во время которого они набирают энергию от электрического поля. Отметим, что максимальная энергия убегающих электронов, как и их число, незначительны. Так для рассматриваемого случая максимум спектра соответствует энергии 39 кэВ, в то время как напряжение на промежутке достигает 300 кВ. Принципиально иные закономерности получены при моделировании пробоя промежутка с цилиндрической геометрией.

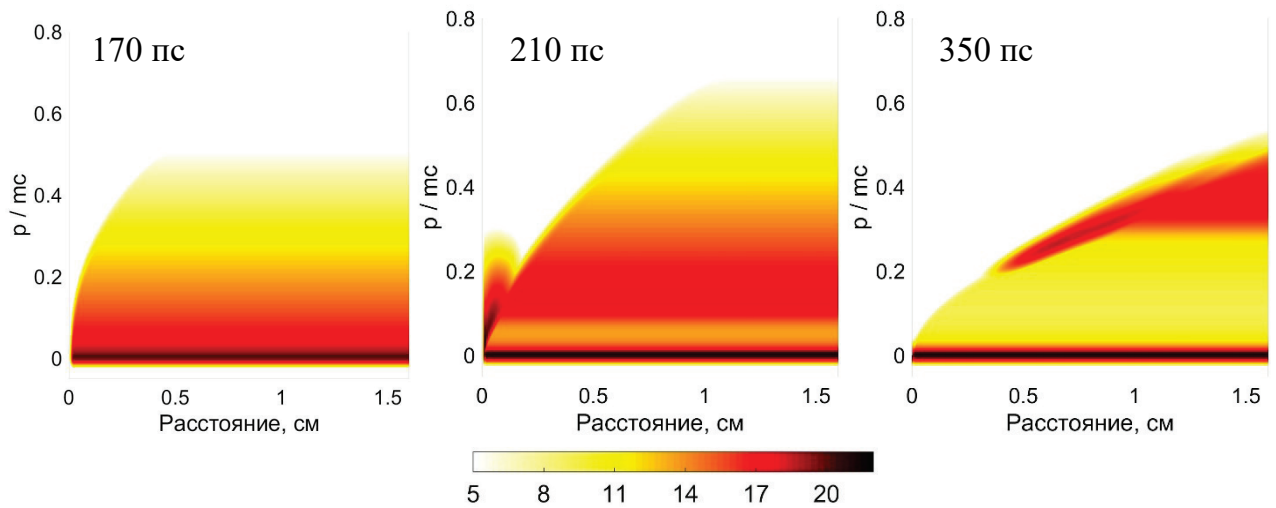


Рисунок 2.5 – Функция распределения убегающих электронов в плоском разрядном промежутке в различные моменты времени. Цвет отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ (m^{-3})

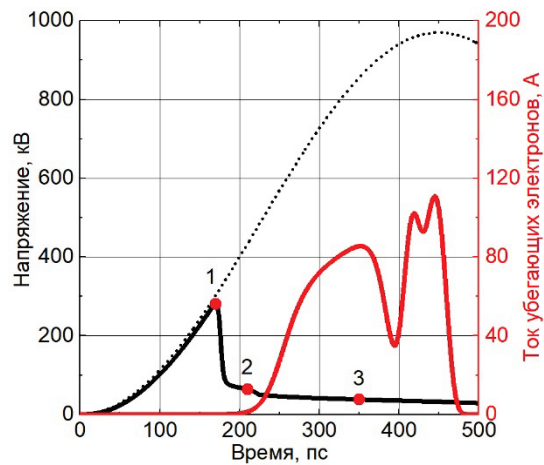


Рисунок 2.6 – Временные зависимости тока убегающих электронов (красная линия), напряжения на источнике питания (пунктирная), напряжения на промежутке (сплошная черная) для разряда с плоской геометрией

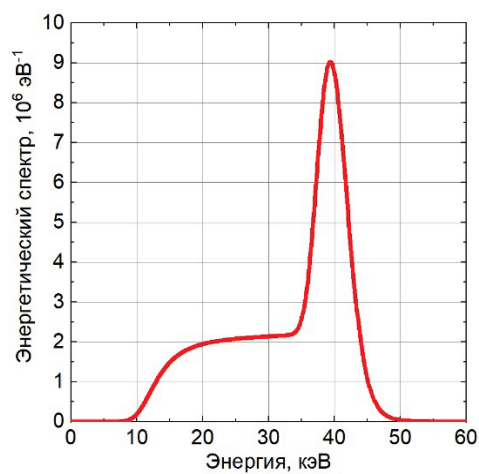


Рисунок 2.7 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 1 мкм

2.3 Кинетика убегающих электронов в коаксиальном промежутке

Разряд в азоте

Следующим этапом было изучение разряда в зазоре с резко неоднородным распределением поля. Рассмотрим разряд в коаксиальном диоде (радиус катода $r_c = 1$ мм, анода $r_a = 10$ мм, длина промежутка $L = 1$ см) в азоте при давлении 760 Тор. Импульс напряжения амплитудой 200 кВ с длительностью переднего фронта 0,3 нс по уровню 0,1-0,9 от максимального поступал на диод, последовательно с которым включено балластное сопротивление $R = 75$ Ом. Для моделирования разряда использованы следующие данные для расчета ионизационного коэффициента Таунсенда: $A = 12$ (см·Тор) $^{-1}$, $B = 342$ В/(см·Тор). Скорость дрейфа плазменных электронов принималась пропорциональной напряженности электрического поля, коэффициент подвижности $\mu_e = 55.2 \cdot 10^{-3}$ м²/(В·с) [17].

Необходимо отметить основные отличия разряда с коаксиальной геометрией промежутка, а именно, движение волны ионизации к аноду. В плоской геометрии плазма формируется во всем промежутке, а высокая напряженность электрического поля реализуется только в короткий период времени вблизи катода, в результате чего электроны могут ускориться лишь в локальной области и преодолевают весь промежуток, сталкиваясь с атомами газа. В цилиндрической же геометрии, благодаря движению волны ионизации, область высокой напряженности поля сохраняется до коммутации промежутка и продвигается к аноду. Это хорошо видно на приведенном графике распределения напряженности электрического поля в разрядном промежутке в различные моменты времени (Рисунок 2.8). Из графиков видно, что волна ионизации продвигается к аноду ускоренно. Так скорость волны изменяется от 3.6 до $7.6 \cdot 10^9$ см/с, при этом максимум напряженности поля практически не меняется. Это позволяет электронам двигаться длительное время в области большой напряженности поля, набирая значительную энергию.

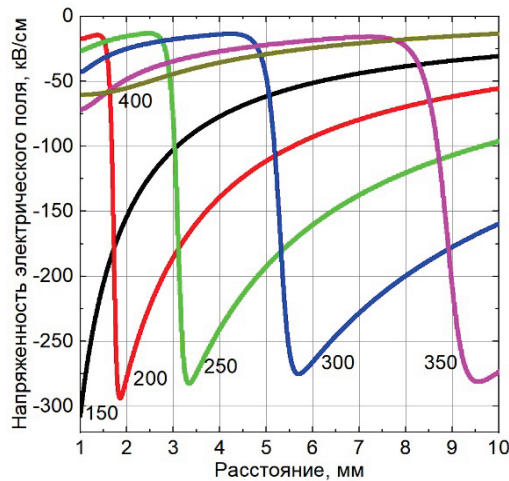


Рисунок 2.8 – Распределение напряженности электрического поля в разряде в различные моменты времени. Время указано в пикосекундах

Ускорение электронов в коаксиальном промежутке

Как уже было отмечено, формирование волны ионизации в разряде с коаксиальной геометрией промежутка позволяет электронам набирать значительную энергию при своем движении к аноду за счет сохранения высокой напряженности электрического поля на фронте волны. Действительно, вид полученных функций распределения электронов в промежутке (Рисунок 2.9) свидетельствует о том, что на фронте формируется пучок убегающих электронов с энергиями, значительно превышающими среднюю энергию электронов в разряде.

Поскольку область генерации электронов одна и соответствует фронту волны, то спектр электронов на аноде имеет ярко выраженный максимум (Рисунок 2.10). Первоначально на анод приходят электроны с энергиями около 120 кэВ, которые возникли вблизи катода и прошли весь зазор. Их энергия соответствует приложенному напряжению. Именно они формируют пик тока убегающих электронов (Рисунок 2.11).

В дальнейшем формируется группа аномальных электронов с энергиями, превышающими 120 кэВ. По мере продвижения фронта волны ионизации к аноду электрическое поле вытесняется в пустой промежуток, не занятый плазмой, в результате чего электроны, стартующие с фронта, двигаются в постоянно нарастающем поле и набирают энергию, которая превосходит энергию, набираемую при том же напряжении, но в пустом промежутке.

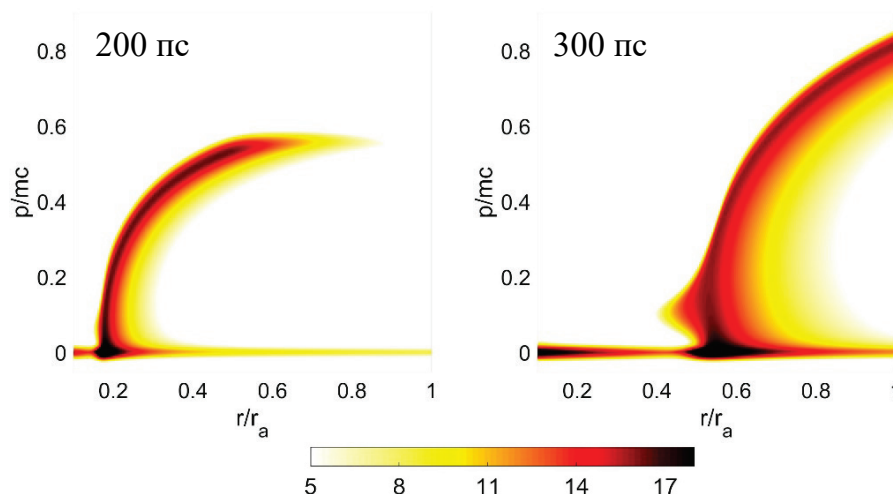


Рисунок 2.9 – Функции распределения электронов в различные моменты времени. Цвет отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ (m^{-3})

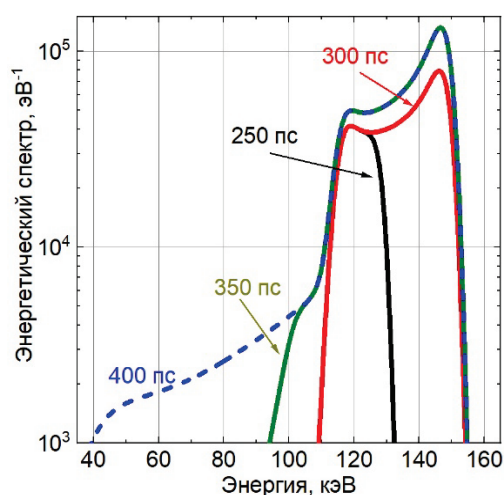


Рисунок 2.10 – Интегральный энергетический спектр электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, к определенным моментам времени

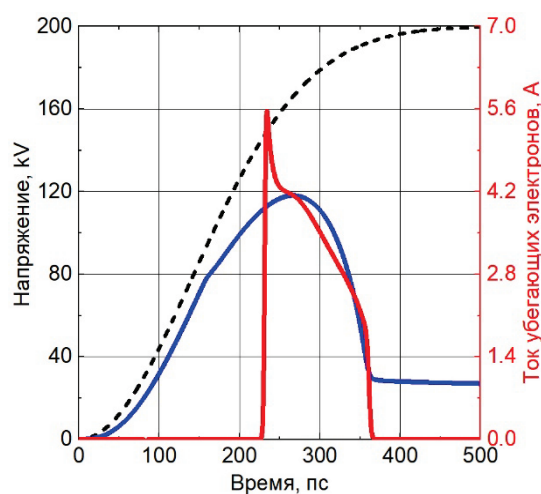


Рисунок 2.11 – Временные зависимости тока убегающих электронов (красная линия), напряжения на источнике питания (пунктирная), напряжения на промежутке (сплошная синяя)

Как уже было сказано, скорость фронта составляет от 3.6 до $7.6 \cdot 10^9$ см/с, что соответствует электронам с относительным импульсом p/mc от 0.12 до 0.262 . Электроны с меньшими импульсами попадают в область с низкой напряженностью поля за фронтом и образуют «хвост» (Рисунок 2.9.). Они приходят на анод последними, формируя низкоэнергетичное «плато».

Таким образом, в разряде в зазоре с коаксиальной геометрии при большом отношении радиусов убегающие электроны генерируются во всей области по мере продвижения волны ионизации, при этом их энергии могут значительно превосходить приложенное напряжение.

Разряд в гексафториде серы

Учитывая интерес в прикладной области, уделим особое внимание моделированию разряда в электроотрицательном газе. Особенность такого разряда заключается в том, что большую роль играет прилипание электронов к молекулам газа. Прилипание свободных электронов приводит к значительному увеличению напряженности электрического поля статического пробоя. Для гексафторида серы SF_6 атмосферного давления напряженность поля равна $89 \text{ кВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{атм})$, что более чем в два раза выше полей пробоя в чистом азоте ($35 \text{ кВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{атм})$). Более того, переход от электронной проводимости к ионной понижает проводимость плазмы, что позволяет поддерживать относительно высокую напряженность электрического поля. Все это повышает вероятность перехода электронов в режим непрерывного ускорения. Хотя сложная молекула SF_6 имеет относительно высокое сечение упругого рассеяния, высокая напряженность поля позволяет наблюдать значительное количество быстрых электронов [111].

Вновь обратимся к цилиндрической геометрии разрядного промежутка. Отметим, что в приведенном расчете мы не акцентировали внимание на распределении поля и концентрации в прикатодной области, поэтому заменили граничные условия на условие непрерывности первой производной от потока Γ_e (формула (2.2)), что соответствует неограниченной эмиссии с катода.

В коаксиальном диоде (радиус катода $r_c = 1$ мм, анода $r_a = 10$ мм, длина $L = 1$ см) имеется элегаз под давлением 760 Тор. Импульс напряжения амплитудой 200 кВ с длительностью переднего фронта 0.3 нс по уровню 0.1 - 0.9 от максимального поступает

на диод, последовательно с которым включено балластное сопротивление $R = 75 \text{ Ом}$. Параметры элементарных процессов (коэффициент ионизации Таунсенда, $\alpha(E)$, коэффициент прилипания, $\eta(E)$, скорость дрейфа плазменных электронов, $w_e(E)$, коэффициент электронной диффузии, D_e) в системе (2.1) - (2.8) для SF_6 взяты из статьи [112].

Рассмотрим два варианта развития разряда при различных начальных условиях. Случай (а) соответствует заданию однородной объемной предионизации промежутка на уровне $n_e(r, 0) = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Случай (б) соответствует экспоненциально спадающей функцией начальной концентрации

$$n_0(r) = 10^3 [\text{см}^{-3}] \frac{\left(1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^2\right) \beta \exp(\beta)}{\left(\exp\left[-\beta\left(\left(\frac{r_c}{r_a}\right)^2 - 1\right)\right] - 1\right)} \exp\left[-\beta\left(\frac{r}{r_a}\right)^2\right]. \quad (2.18)$$

Здесь коэффициент β регулирует «прижатость» электронов к катоду, при этом сохраняется их полное число в промежутке. В рассматриваемом расчете $\beta = 100$, так что уже к середине промежутка начальная концентрация практически равнялась нулю. Случай (б) соответствует слабой эмиссии электронов с катода в отсутствие объемной предионизации газа. На Рисунке 2.12 показаны временные зависимости тока и напряжения для двух вариантов предварительной ионизации.

Как и следовало ожидать, пробой в случае (а) протекает заметно быстрее, чем в случае (б), так как в первом случае хорошо проводящая плазма формируется сразу по всей длине разрядного промежутка, что ускоряет продвижение волны ионизации в промежутке.

В обоих случаях хорошо виден начальный этап протекания емкостного тока зарядки межэлектродной емкости, который завершается к моменту времени $\sim 0,2 \text{ нс}$. В случае (а) после этого сразу начинается быстрый рост тока проводимости, завершающийся фазой коммутации, когда напряжение на промежутке начинает спадать. В случае (б) наблюдается затянутая фаза квазистационарного тока, когда вблизи катода он переносится электронной компонентой плазмы, а вблизи анода представлен током смещения. Различия в динамике развития разряда в двух случаях хорошо видны на Рисунке 2.13, где показаны полученные в расчете пространственные распределения напряженности электрического поля через равные промежутки времени.

Основной особенностью разряда с неравномерной предионизацией является почти равномерное движение фронта волны ионизации к аноду. Отсутствие заряженных частиц в промежутке между анодом и фронтом плотной плазмы в случае (б) заметно влияет на абсолютную величину напряженности электрического поля в заключительной фазе коммутации. Несмотря на падение полного напряжения на промежутке к этому моменту, напряженность поля у анода в случае (б) постепенно возрастает, в отличие от случая (а).

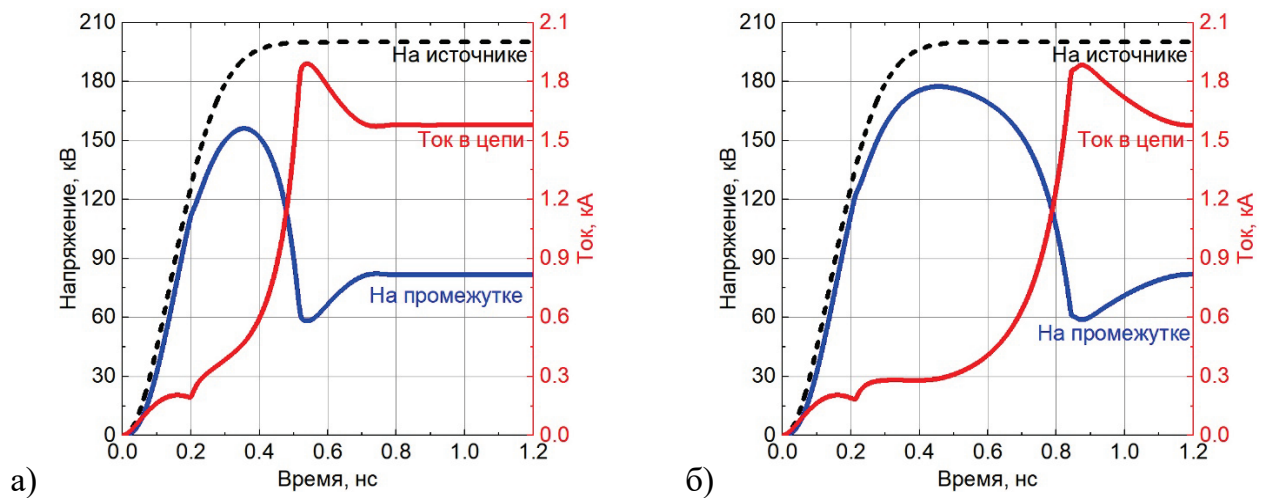


Рисунок 2.12 – Временные зависимости тока и напряжения для однородной (а) и неоднородной (б) начальной ионизации промежутка: пунктирная линия - напряжение на источнике, синяя - напряжение на промежутке, красная – ток в цепи

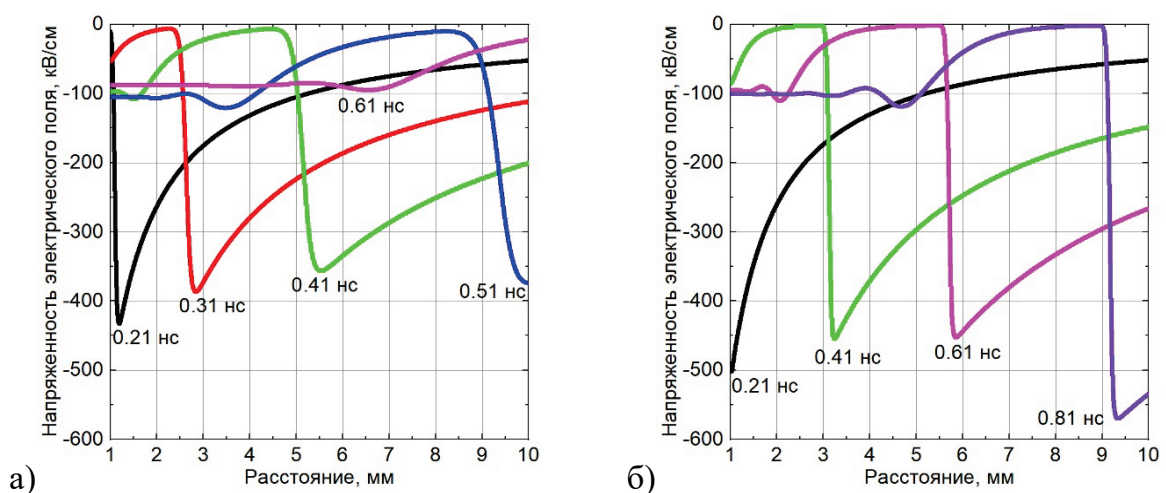


Рисунок 2.13 – Распределения напряженности электрического поля в разряде для однородной (а) и неоднородной (б) начальной ионизации промежутка в различные моменты времени

Убегающие электроны в гексафториде серы

Используя данные о распределении напряженности поля и скорости генерации частиц, найдем функцию распределения убегающих электронов для двух случаев: (а) предионизация промежутка однородная, (б) – резко неоднородная с максимумом вблизи катода. Прежде всего рассмотрим временную зависимость тока убегающих электронов (Рисунок 2.14).

Как видно, в случае (б) импульс тока быстрых электронов имеет на порядок большую амплитуду, и время прихода основного импульса на анод приходится на стадию спада диодного напряжения. В случае (а) импульс тока короче и максимум приходится на рост импульса напряжения. Причины такого различия следующие.

Убегающие электроны генерируются на фронте движущейся области ионизации, где одновременно имеют место и высокая напряженность поля, и высокая концентрация плазменных электронов. Набор кинетической энергии частью плазменных электронов, энергии которых лежат в хвосте функции распределения, приводит к непрерывному уменьшению сечения рассеивающих столкновений, в результате чего формируется поток быстрых убегающих электронов. Место рождения и моментальный спектр электронов по скоростям в разрядном промежутке для двух случаев отображаются на фазовом портрете (Рисунок 2.15). По цветовой шкале видно, что концентрация убегающих электронов в случае (б) выше, чем в случае (а). Момент времени, для которого представлены эти фазовые портреты, один и тот же, но скорость продвижения волны ионизации в случае однородной предионизации выше. Если обратиться к рисунку, на котором изображены напряженности электрических полей в различные моменты времени (Рисунок 2.13.), то можно обнаружить еще одну особенность развития пробоя при резко неоднородной предионизации промежутка: убегающие электроны, которые появляются на фронте волны ионизации, двигаются в более высоком поле, при этом стадия движения волны ионизации затянута – генерируется большее число убегающих электронов. В результате формируется энергетический спектр, представленный на Рисунке 2.16.

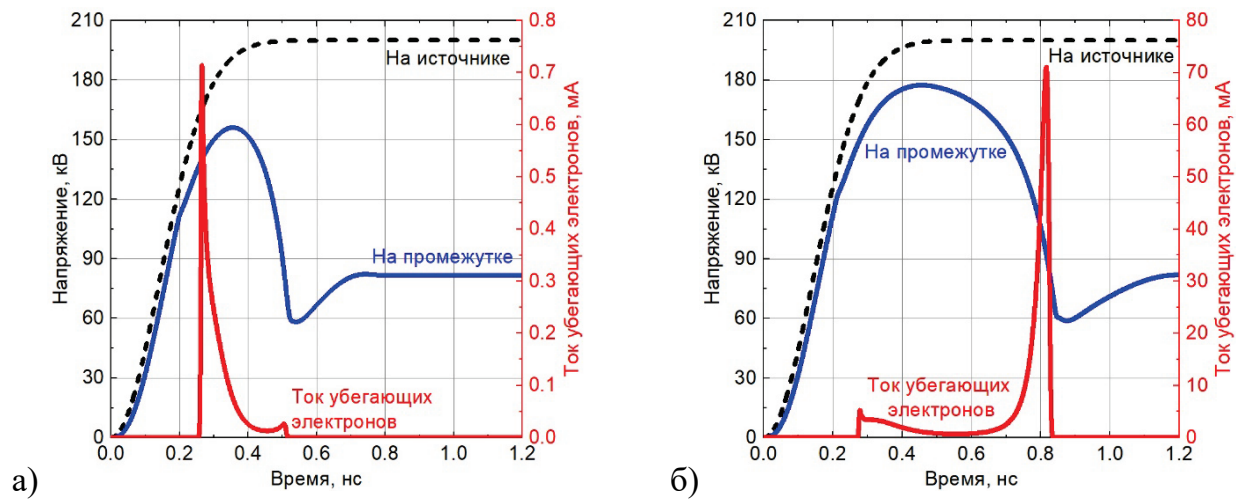


Рисунок 2.14 – Временные зависимости тока уходящих электронов (красная линия), напряжения на источнике питания (пунктирная), напряжение на промежутке (синяя) для случаев с однородной (а) и неоднородной предионизацией (б)

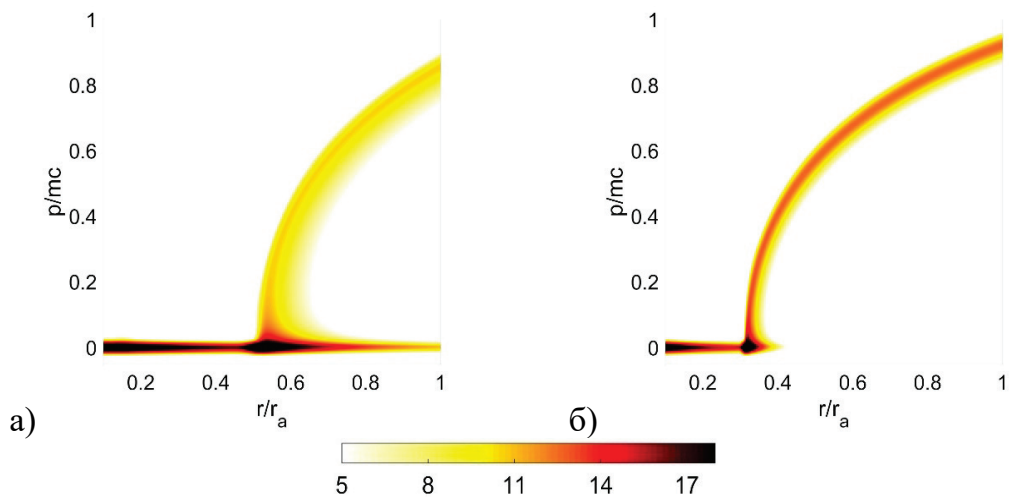


Рисунок 2.15 – Функции распределения электронов в промежутке в момент времени 410 пс для случаев с однородной (а) и неоднородной (б) предионизацией. Цвет на легенде отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ (m^{-3})

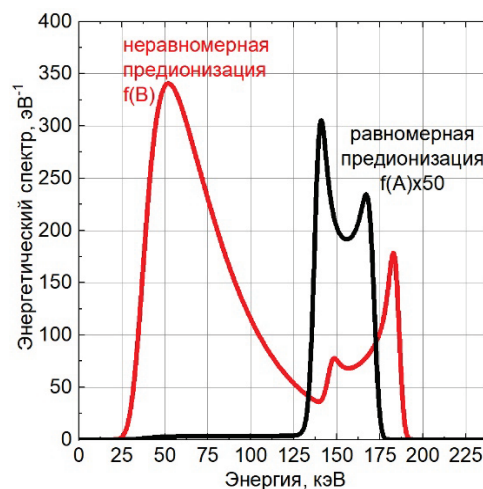


Рисунок 2.16 – Энергетический спектр уходящих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм. Черная линия – однородная предионизация, красная – неоднородная

При неоднородной предионизации промежутка в спектре убегающих электронов выделяется три максимума. Средний пик (140 кэВ) формируется в период 250-350 пс, когда напряжение на промежутке еще не достигло максимума, электронами, сгенерированными в прикатодной области. Именно эти электроны, с энергиями около 140 кэВ, формируют крутой передний фронт и первый максимум импульса тока (Рисунок 2.14. б). Третий пик (около 180 кэВ) состоит из электронов, сгенерированных вблизи максимума напряжения на промежутке; они достигают анода в период 350-550 пс, формируя “хвост” первого пика на графике тока. Затем в период 550-850 пс, когда волна ионизации приближается к аноду, формируется низкоэнергетичный максимум, отвечающий максимальному току на Рисунке 2.14 б.

При однородной предионизации промежутка картина качественно сохраняется: первыми (250-300 пс) на анод приходят электроны из прикатодной области и формируют максимум с энергиями около 140 кэВ, затем (300-400 пс) электроны с энергией 165 кэВ, сгенерированные в период максимально напряжения на промежутке (156 кВ). При приближении волны ионизации к аноду формируется плато (50 - 125 кэВ) на энергетическом спектре. Поскольку напряженность электрического поля при равномерной предионизации ниже (Рисунок 2.14. а) и время генерации убегающих электронов меньше, а пробой происходит быстрее, то число убегающих электронов незначительно.

Таким образом, различие в структуре разряда при различных начальных распределениях электронной концентрации приводит к сильным различиям в параметрах потока убегающих электронов.

Увеличение времени прохождения волны ионизации при отсутствии предварительной ионизирующей подсветки промежутка приводит к уширению импульса и увеличению амплитуды и длительности импульса тока убегающих электронов. Также сильно меняется спектр убегающих электронов: в режиме без предварительной ионизации основной вклад в ток убегающих электронов вносят электроны средней энергии, которые генерируются перед фронтом ионизации вблизи анода.

Тот факт, что наличие предварительной ионизации промежутка может приводить к снижению количества быстрых электронов в разряде примерно на два порядка величины, следует учитывать при постановке экспериментов. Именно такой эффект был отмечен в работе [113], где эксперименты проводились с гелием и азотом при

пониженных давлениях и амплитуде импульса напряжения 25 кВ. Дополнительная подсветка разрядного промежутка вспомогательным барьерным разрядом, предпринятая с целью стабилизировать генерацию убегающих электронов от импульса к импульсу, на деле привела к исчезновению потока быстрых электронов. Это не удивительно, так как при столь низких амплитудах напряжения амплитуды токов быстрых электронов регистрировались на миллиамперном уровне, и снижение тока на два порядка не позволяло его зафиксировать при имеющемся уровне шумов системы регистрации.

2.4 Кинетика убегающих электронов в трехэлектродном промежутке с сетчатым катодом

Гибридный подход к моделированию разрядов с убегающими электронами позволяет оценить концентрацию убегающих электронов и в более сложной, трехмерной геометрии разрядного промежутка. В качестве иллюстрации приведем результат расчетов, проведенный для трехэлектродного диода, состоящего из плоского и сетчатого заземленных электродов и плоского анода (Рисунок 2.17). С таким диодом в эксперименте были получены [62, 63] максимальные значения тока убегающих электронов за алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм: зарегистрировано $6.2 \cdot 10^{10}$ электронов или 100 А в импульсе тока. Длительность импульса тока не превышала 50 пс. Разряд зажигался в азоте атмосферного давления. Более того, в работе [114] зарегистрировано возникновение обратного пучка убегающих электронов.

Анод подключается к высоковольтному наносекундному источнику питания через линию передачи с волновым сопротивлением 100 Ом, максимум приложенного напряжения в 10-15 раз больше, чем статическое значение пробоя. Типичные параметры диода: расстояние между катодом и сеткой $l = 3-12$ мм, расстояние между сеткой и анодом $d = 4$ мм, радиус проводника сетки $r = 0,1$ мм, период сетки $D = 4$ мм. Амплитуда импульсного напряжения источника $U_0 = 140$ кВ, длительность импульса составляет около 1 нс, время нарастания напряжения – 0.3 нс.

Поскольку радиальный размер диода намного больше, чем период D проволочной сетки катодной системы, трехэлектродный диод в модели заменяется двумерной системой, периодической в направлении x (Рисунок 2.18.). Область расчета ограничена контуром 1-2-3-4 с наложением периодических условий на границах 1-4 и 2-3 (Рисунок 2.18).

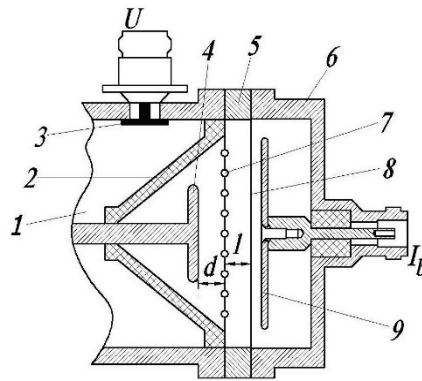


Рисунок 2.17 – Экспериментальная схема газового диода с плоской сетчатой катодной системой: (1) высоковольтная коаксиальная линия передачи, (2) изолятор, (3) емкостный делитель для измерения напряжения, (4) анод, (5) стальное кольцо, (6) стенка камеры коллектора, (7) проволочная сетка, (8) катод-фольга, (9) коллектор тока убегающих электронов.

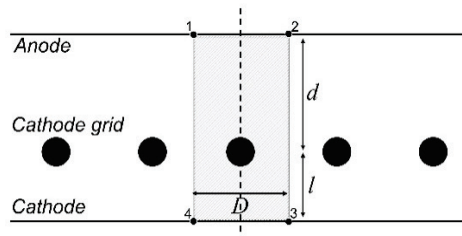


Рисунок 2.18 – Двумерное представление диода с плоской сетчатой катодной системой. Прямоугольник 1 2 3 4 обозначает область вычислительной геометрии

Моделирование разряда проводится в рамках двумерной дрейфово-диффузионной модели [115], включающей уравнения непрерывности для электронной и ионной компонент плазмы и уравнение Пуассона. Поскольку рассматривается наносекундный разряд, в модели учтены только реакции ударной ионизации для учета производства однозарядных ионов. В модели также учитывалась фотоионизация в объеме и автоэмиссия с катода. Более детально модель приведена в работах [102-105].

Метод, использованный для моделирования потока убегающих электронов, описан разделе 2.1. Для решения использовались данные о генерации электронов и распределения напряженности электрического поля на оси, показанной пунктирной линией, начальная концентрация заряженных частиц задавалась на уровне 10^{-3} см^{-3} (Рисунок 2.18).

На рисунке показаны временные зависимости тока и напряжений (Рисунок 2.19). Из-за перенапряжения разрядного промежутка электрический пробой всегда возникает на переднем фронте импульса напряжения. Время коммутации диода $t \approx 0.32 \text{ нс}$; коммутация происходит, когда волна ионизации от сетчатого катода достигает анода, а напряжение в промежутке значительно спадает.

Развитие разряда иллюстрируется распределением концентрации электронов (Рисунок 2.20). Пучок убегающих электронов генерируется до того, как диод входит в фазу коммутации [116]; поэтому для решения кинетического уравнения Больцмана нужно получить параметры волны ионизации, начиная с ее формирования, на поверхности проволоки, до момента перекрытия промежутка.

К моменту времени 0.28 нс вблизи поверхности электрода за счет ударной ионизации в области усиленного электрического поля формируется сгусток плотной плазмы (10^{14} см^{-3}). После этого волна ионизации распространяется в неионизированный газ между сеткой и анодом, оставляя за собой неравновесный плазменный канал. Фронт волны ионизации движется в направлении дрейфа электронов, представляя собой классический отрицательный стример. Скорость ионизационной волны возрастает пропорционально ее длине в полном соответствии с работой Лозанского-Фирсова [117].

В конце импульса напряжения плотная плазма полностью заполняет пространство между катодной сеткой и анодом. Эта плазма не проникает под сетку, но из-за усиления электрического поля между катодной сеткой и плоским катодом локализованная ионизированная область также появляется вблизи поверхности катода, обращенной к поверхности проволоки. Плотность плазмы достигает 10^{13} см^{-3} . Плазменный слой ниже сетки не движется к плоскому катоду, на котором плотность плазмы мала $\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Наиболее важные и необходимые результаты следуют из решения уравнения Больцмана. На графиках (Рисунок 2.21) представлены функции распределения убегающих электронов на оси в различные моменты времени. Убегающие электроны генерируются на фронте волны ионизации, как и в разряде с цилиндрической геометрией промежутка; за счет ускорения движения волны ионизации вблизи катода убегающие электроны постоянно двигаются в области высокого поля, набирая значительную энергию, что хорошо видно на энергетических спектрах в определенные моменты времени (Рисунок 2.22).

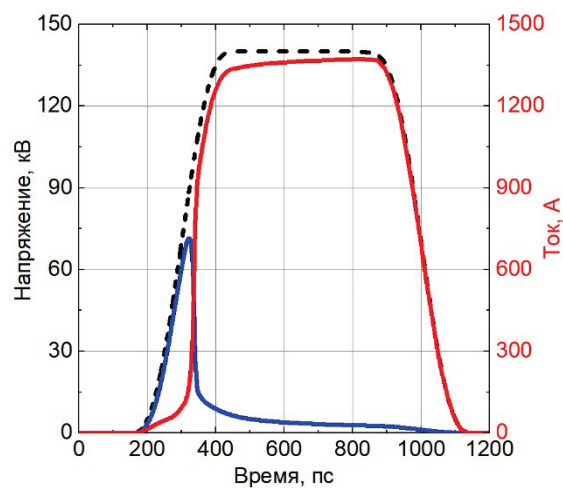


Рисунок 2.19 – Временные зависимости: полный ток (красная линия), напряжение на источнике (штриховая линия) и напряжение на промежутке (синяя линия)

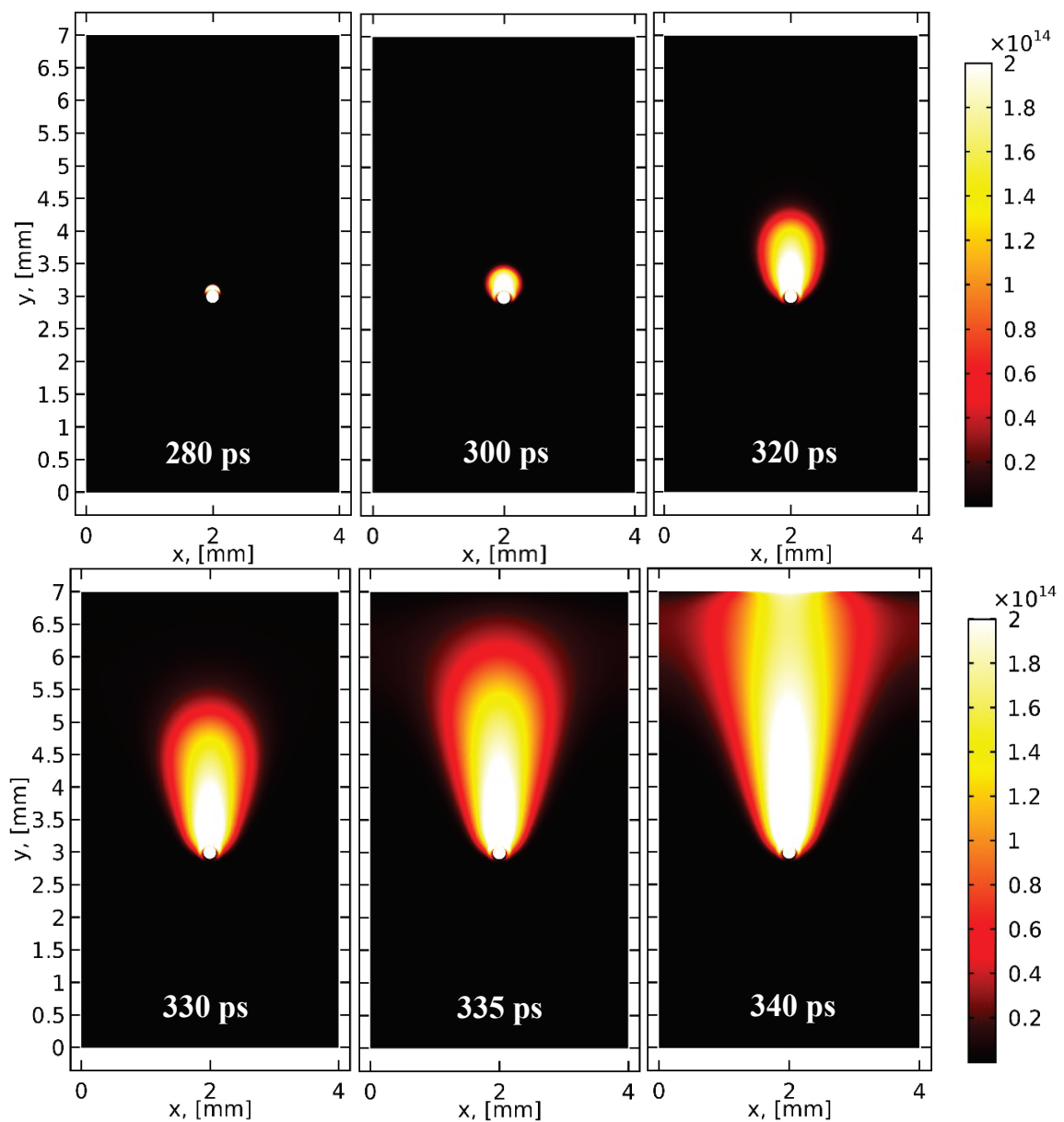


Рисунок 2.20 – Профили плотности плазмы в различные моменты времени

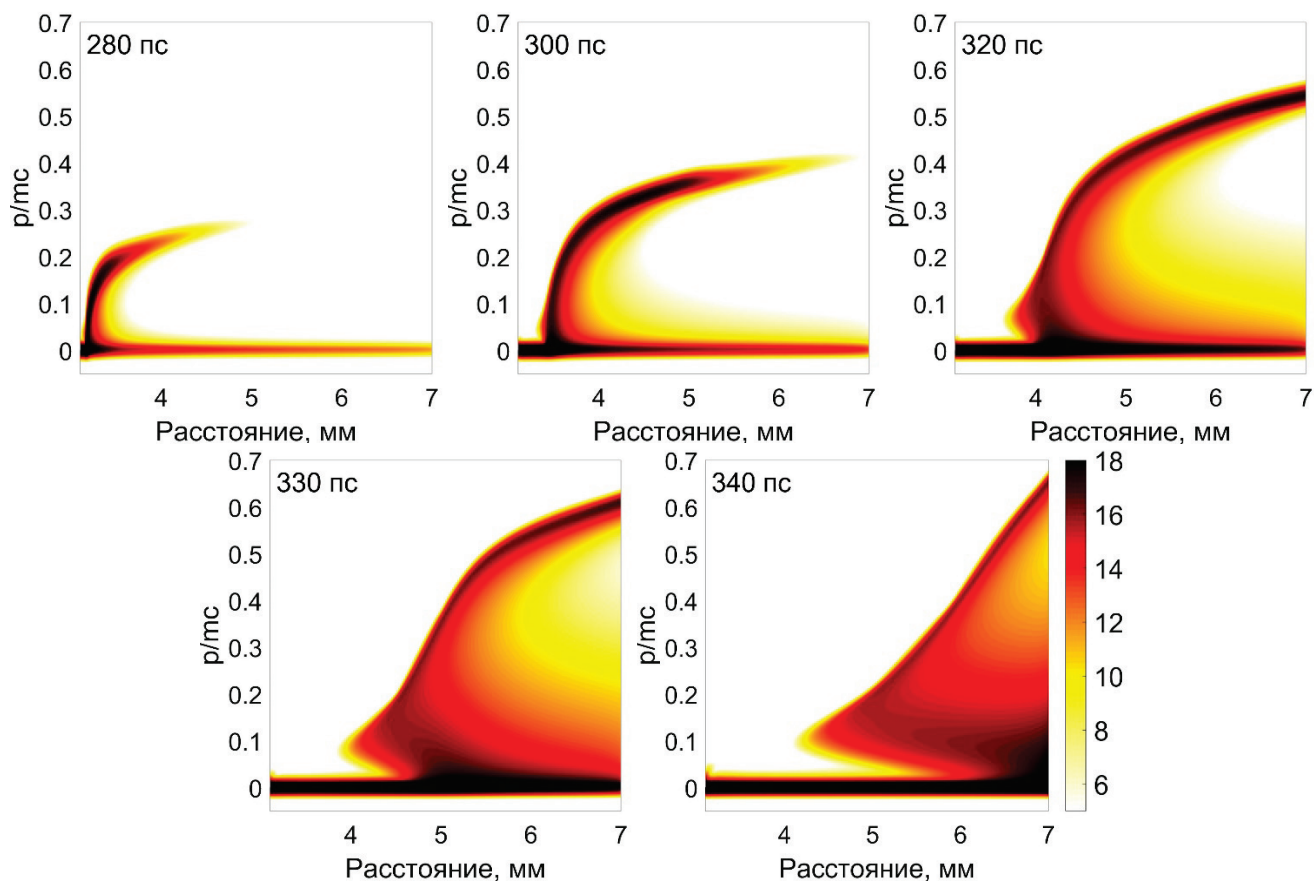


Рисунок 2.21 – Функции распределения электронов на оси в различные моменты времени. Цвет на легенде отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ (m^{-3})

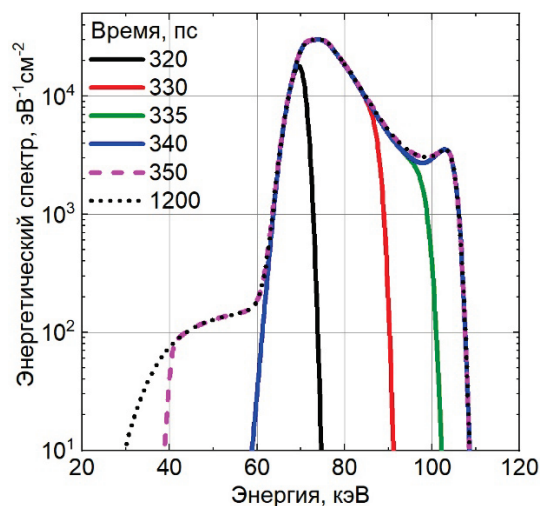


Рисунок 2.22 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через фольгу 10 мкм, к различным моментам времени

Энергетический спектр быстрых электронов за анодной фольгой занимает широкий диапазон от 60 кэВ до 110 кэВ. Первые убегающие электроны, достигающие анода, имеют энергию около 70 кэВ, что соответствует максимуму напряжения на промежутке (71.5 кВ). Затем электроны, двигаясь вместе с областью усиленного поля, вблизи анода набирают значительную энергию, формируют аномальный «хвост», и

максимум спектра смещается в область более высоких энергий. На последнем этапе, при коммутации промежутка, анода достигают электроны низких и средних энергий, до 60 кэВ, и формируют «плато» перед максимумом спектра.

Максимум плотности тока убегających электронов (Рисунок 2.23.) достигается в момент 322 пс. Он образован теми электронами, которые были сгенерированы у катода и набрали энергию около 70 кэВ за время своего движения через весь зазор.

Таким образом, гибридная модель позволяет оценить количество, плотность тока, время прихода на анод и энергию даже незначительной доли электронов в разряде.

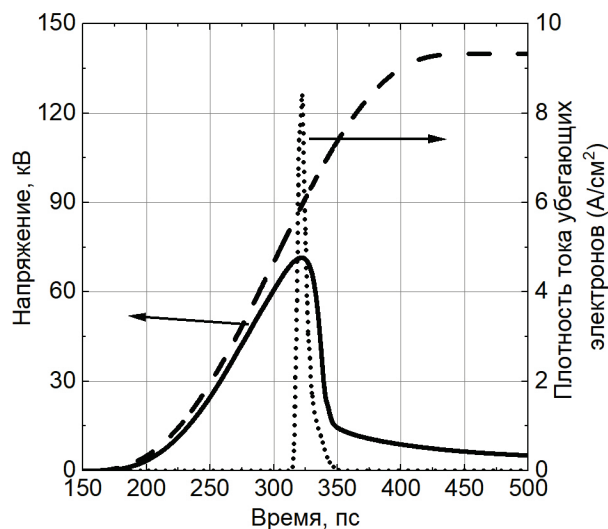


Рисунок 2.23 – Временные зависимости: плотность тока убегających электронов (пунктирная линия), напряжение на источнике (штриховая) и падение напряжения на промежутке (сплошная)

Выводы к Главе 2

В главе представлена одномерная гибридная численная модель для описания плазмы газового разряда в рамках дрейфово-диффузионного приближения и решения уравнения Больцмана для убегających электронов.

Работа модели сначала иллюстрируется на примере пробоя азота в плоском промежутке при атмосферном давлении. Были получены временные зависимости тока и напряжения на промежутке. Модель также позволяет проследить как переходной процесс пробоя, так и формирование квазистационарной формы горения разряда. В каждый момент времени вычисляются распределения концентраций заряженных частиц, скорости генерации электронов и напряженности электрического поля. Решение уравнения для функции распределения убегających электронов дает динамическую

картину потока электронов, не рассеянных на атомах или ионах в процессе своего движения. Объяснены причины малой длительности импульса тока высокоэнергетичных электронов на аноде. В целом за импульс, энергия быстрых электронов не превышает величины, соответствующей амплитуде напряжения на промежутке. Однако в некоторые моменты времени на аноде наблюдаются электроны с энергией, превышающей текущую величину напряжения. Эта энергия приобретается электронами в предыдущие моменты времени, когда напряжение было выше.

На примере разряда в коаксиальном промежутке с резко неоднородным полем объяснён механизм набора энергии убегающими электронами до аномальных значений, т.е. энергий, превышающих уровень, соответствующий приложенному напряжению. Рассмотрено влияние уровня предварительной ионизации газа в разрядном промежутке на параметры потока убегающих электронов. Увеличение времени прохождения волны ионизации при отсутствии предварительной ионизирующей подсветки промежутка приводит к увеличению амплитуды и длительности импульса тока убегающих электронов. Также значительно изменяется спектр убегающих электронов: в режиме без предварительной ионизации основной вклад в ток убегающих электронов вносят электроны средней энергии, которые генерируются перед фронтом ионизации вблизи анода.

На примере трехэлектродной двумерной разрядной системы продемонстрированы возможности использования одномерного кинетического модуля для расчёта временных и энергетических характеристик высокоэнергетичной фракции электронов в разряде сравнительно сложной конфигурации. Этот метод может оказаться полезным при расчете реальных электронных приборов (генераторов коротких электронных пучков и рентгеновского излучения), в которых используется явление убегающих электронов.

Глава 3. Полная кинетика электронов в разряде коаксиальной конфигурации с сильно неоднородным электрическим полем

Гибридная модель разряда, описанная в предыдущей Главе, имеет наряду с достоинствами и существенный недостаток: в ней не учитывается предионизация газа высокоэнергичными электронами.

Это побудило разработать полностью кинетическую модель разряда, в которой методом кинетического уравнения описывается динамика не только ускоренных, но и плазменных электронов.

3.1 Описание полностью кинетической одномерной модели

Уравнение Больцмана

Поскольку приложенные к разрядному промежутку напряжения достигают сотен киловольт, то процесс описывается релятивистским уравнением Больцмана в пространстве координат и импульсов с модельной правой частью.

$$\gamma \left(\frac{\partial f(r, p, t)}{\partial t} + \frac{p}{m\gamma} \frac{\partial f(r, p, t)}{\partial r} - qE(r, t) \frac{\partial f(r, p, t)}{\partial p} \right) = -Q_- + Q_+^f + Q_+^s + S_{ec}, \quad (3.1)$$

где q – элементарный заряд, m – масса покоя электрона, $p = m\gamma v$ – релятивистский импульс, $\gamma = \sqrt{1 + (p/mc)^2}$ – релятивистский фактор, c – скорость света, $f(r, p, t)$ – функция распределения электронов, $E(r, t)$ – напряженность электрического поля.

Рассмотрим правую часть уравнения Больцмана для функции распределения электронов (3.1). Её обычно записывают в форме интеграла столкновений [17], однако это требует больших вычислительных ресурсов, поэтому мы значительно упростили вычисления, используя модельные приближения. При этом мы рассматривали только два процесса: ионизацию и рассеяние при упругих столкновениях. Это связано с тем, что для быстрых электронов ионизация атомов из основного состояния — это основной канал потерь энергии [118].

Первое слагаемое Q_- отвечает за гибель электрона в элементе фазового объема в результате неупругого ионизационного столкновения:

$$Q_- = v^* f(x, p, t). \quad (3.2)$$

Величина данного слагаемого определяется с использованием экспериментальных данных о сечении ионизации [107]. Данные (для энергии электронов ε свыше 1 кэВ) экстраполированы формулой [108]

$$\sigma = \frac{Zq^4}{16\pi\varepsilon_0^2} \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon - I_0}{I_0}, \quad (3.3)$$

где для молекулы азота $Z = 14$, коэффициент I_0 подбирался численно, чтобы значение сечения совпадало с последним табличным в указанной работе, и равен 10.62 эВ. Сечение ионизации приведено на рисунке (Рисунок 2.1).

Опишем второй и третий члены правой части уравнения Больцмана. Опираясь на теорию ионизационных столкновений Бете, мы полагаем, что электрон с энергией ε после столкновения с атомом остается с энергией $\varepsilon_{fast} = \varepsilon - I(1 + \ln \varepsilon/I)$, где I – пороговая энергия реакции, то есть энергия ионизации атома. При этом порождается медленный электрон с энергией $\varepsilon_{slow} = I \ln(\varepsilon/I)$. Значит, рассматривая любой родившийся электрон с энергией ε , мы можем сказать, что он был сгенерирован электроном с энергией $\varepsilon' = I \exp(\varepsilon/I)$ (если родившийся электрон – «медленный») или $\varepsilon'' = -W_{-1}[-\exp(-1 - \varepsilon/I)]I$, где W_{-1} – (-1)-я ветвь W -функции Ламберта (если родившийся электрон – «быстрый»). Тогда количество «родившихся» электронов с энергией E равно количеству столкнувшихся электронов, обладающих энергией E' или E'' . С учетом масштабного преобразования фазового объема при нелинейной замене переменных, получим

$$\begin{aligned} Q_+^s(p) &= Q_-(E'(p)) \frac{\gamma' p E'}{p' \gamma I}, \\ Q_+^f(p) &= Q_-(E''(p)) \frac{\gamma'' p E''}{p'' \gamma (E'' - I)}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где релятивистский фактор $\gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2} + 1$ и импульс $p = mc \sqrt{\left(\frac{\varepsilon}{mc^2} + 1\right)^2 - 1}$ записаны для соответствующих энергий. Данное упрощение, не учитывающее вероятностный разброс в энергиях вторичных электронов, все же позволяет верно описывать перераспределение кинетической энергии электрона во всем диапазоне энергий ионизационных

столкновений, и в элементарных функциях записать скорости этих процессов в правой части уравнения Больцмана.

Последний член правой части уравнения Больцмана отвечает за упругие столкновения. В одномерном случае их удобно описывать в рамках приближения «вперед-назад» [119]. Тогда можно записать:

$$S_{sc} = -n_g v \sigma^*(p) (f(r, p, t) - f(r, -p, t)), \quad (3.5)$$

где n_g – концентрация атомов газа, $\sigma^*(p)$ – транспортное сечение упругих столкновений, $v = p/m\gamma$ – скорость электронов. Транспортное сечение упругих столкновений также было взято из работы [107], где данные приведены вплоть до энергий 100 эВ. Мы экстраполировали данные в области высоких энергий, используя асимптотическую формулу [108]

$$\sigma = \frac{\pi}{2} \left(\frac{Zq^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{1}{E^2} \ln \left(\frac{E}{I_0} \right)^2, \quad (3.6)$$

где атомный номер $Z = 7$, коэффициент I_0 подбирался численно, чтобы значение сечения совпадало с последним табличным в указанной работе, и равен 50.26 эВ. Сечение приведено на Рисунке 2.1: черная сплошная линия – табличные данные, пунктиром обозначена экстраполяция.

Использование подобной модельной записи позволило нам учесть важное свойство упругих столкновений: «изотропизацию» функции распределения в области низких энергий. При этом не искажается энергетический спектр электронов. В области высоких энергий сечение упругих процессов быстро спадает и превалируют ионизационные столкновения, что приводит к значительной анизотропии.

Начальные условия

В нулевой момент времени функция распределения электронов в промежутке максвелловская и имеет вид

$$f_0(r, p, 0) = n_0(r) \sqrt{\frac{1}{2\pi mkT}} \exp \left(-\frac{p^2}{2mkT} \right). \quad (3.7)$$

Размерность функции $[c/(кг \cdot м^4)]$. Начальная концентрация задается или равномерной,

$n_0 = 10^9 м^{-3}$, или уравнением (2.18).

Граничные условия

Граничные условия на катоде формулировались с учетом автоэмиссии. Использовалась следующая формула для плотности тока [120]

$$J_{em}[A/m^2] = 3,36 \cdot 10^{11} \left(\frac{\beta_c E_c}{6,5 \cdot 10^8} \right)^{3/4} \exp \left(- \sqrt{\frac{2,6 \cdot 10^9}{\beta_c E_c}} \right). \quad (3.8)$$

где β_c - средний коэффициент усиления электрического поля на микровыступах поверхности катода, E_c - напряженность электрического поля на катоде.

Также предполагалось, что эмиссионный ток имеет максвелловское распределение по скоростям электронов, при средней энергии электронов 5 эВ. Тогда функция распределения на катоде для эмитированных частиц (скорость частиц только положительная)

$$f_{AE}(r_c, p, t) = \frac{J_{dr} \exp \left(- \frac{p^2}{2mkT} \right)}{q \int_0^\infty \exp \left(- \frac{p^2}{2mkT} \right) v(p) dp}. \quad (3.9)$$

Анод предполагался полностью поглощающим, что соответствует граничному условию Неймана:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial r} \right|_{r_a} = 0. \quad (3.10)$$

Динамика электрического поля

Для решения уравнения Больцмана (3.1) необходимо знать распределение напряженности электрического поля $E(r, t)$. Оно рассчитывается с использованием свойства сохранения полного тока, следующего из уравнений Максвелла. Под полным током I_{tot} мы понимаем сумму тока смещения и тока электронов:

$$I_{tot}(t) = \left(\varepsilon_0 \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} + J_e(r, t) \right) S(r), \quad (3.11)$$

здесь $\varepsilon_0 \frac{\partial E(r, t)}{\partial t}$ - плотность тока смещения Максвелла, $J_e(r, t)$ - плотность тока электронов, $S(r)$ - площадь поперечного сечения, через которое ток течет в зазоре. Мы полагаем, что в рассматриваемых нами случаях из-за инерции ионов ток переносится только электронной компонентой плазмы, тогда

$$J_e(r, t) = -q \int_{-\infty}^{\infty} f(r, p, t) \frac{p}{m\gamma} dp. \quad (3.12)$$

Мы рассматриваем электрическую цепь, включающую в себя последовательно включенные разрядный промежуток, балластное сопротивление и источник напряжения $U_0(t)$, поэтому

$$I_{tot}(t) = \frac{1}{R} \left(U_0(t) - \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right). \quad (3.13)$$

В расчетах рассматривались одномерные геометрии: планарная и коаксиальная цилиндрическая. Так для планарной геометрии площадь сечения равна площади электродов. Для цилиндрической геометрии $S(r) = 2\pi rL$, где r – радиус цилиндрического сечения, L – длина цилиндра.

Подставляя ток I_{tot} из (3.13) в (3.11), получаем следующее уравнение для напряженности электрического поля в зазоре:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{S(r)R} \left(U_0(t) - \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right) - J_e(r, t). \quad (3.14)$$

Система полученных уравнений (3.1) и (3.14) описывает самосогласованную динамику электрического поля и кинетику электронов в одномерном разрядном промежутке.

Ток и спектр убегающих электронов

Представленная модель, также как и описанная в Главе 2 гибридная, позволяет получать такие характеристики разряда как напряжение на промежутке, полный ток в цепи, ток убегающих электронов и их энергетический спектр.

Электроны с высокой энергией по-прежнему регистрируются после прохождения через алюминиевый «фильтр». Коэффициент ослабления Tao рассчитывается согласно работе [109] по формуле (2.13). Тогда плотность тока убегающих высокоэнергетичных электронов

$$J = -q \int_0^{\infty} f(r, p, t) Tao \frac{p}{m\gamma} dp. \quad (3.15)$$

Энергетический спектр этих электронов запишется следующим образом:

$$N(\varepsilon/q) = q \int Tao \cdot f(r_c, p(\varepsilon/q), t) d(\varepsilon/q) dt. \quad (3.16)$$

Представленные характеристики, совместно с фазовыми портретами функции распределения электронов в определенные моменты времени, позволяют детально рассмотреть динамику разряда и влияние различных параметров на формирование пучка убегających электронов.

3.2 Влияние крутизны фронта импульса напряжения, давления газа и радиуса кривизны катода на параметры пучка убегających электронов

Влияние фронта импульса напряжения

Рассмотрим цилиндрическую геометрию разряда. Катод – проволока радиусом 1 мм, анод – цилиндр радиусом 11 мм и длиной 1 см. Рабочий газ – азот при давлении 760 Тор. Разрядный промежуток включен последовательно в цепь с балластным сопротивлением 75 Ом и источником напряжения. На промежуток подается трапецевидный импульс напряжения амплитудой 200 кВ с фронтом 3 нс или 0,3 нс. Схема приведена на Рисунке 3.1. В начальный момент времени концентрация электронов в промежутке задается в соответствии с формулой (2.18) (коэффициент неоднородности $\beta = 100$). Коэффициент усиления электрического поля $\beta_c = 6$, формула (3.8).

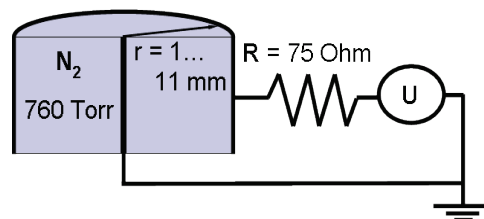


Рисунок 3.1 – Схема моделируемой электрической цепи и геометрии разрядного промежутка

Как известно [18], в зависимости от крутизны фронта импульса напряжения на промежутке будет возникать разная степень перенапряжения (относительно статического пробивного), что сильно повлияет не только на динамику разряда, но и на количество убегających электронов. На Рисунке 3.2 представлены расчетные временные зависимости тока убегających электронов и напряжения на промежутке при длительности фронта 3 нс и 0.3 нс.

В случае подачи напряжения с длинным фронтом (3 нс) пробой происходит через 1.5 нс с момента подачи импульса, напряжение достигает 78 кВ. Максимум тока

убегающих электронов не только значительно ниже, чем для разряда с коротким фронтом импульса напряжения (7.5 мкА при 3 нс и 470 мА при 0.3 нс), но и формируется уже после начала спада напряжения. Для короткого фронта пробой происходит через 0.21 нс и напряжение достигает 118 кВ. При этом пик тока убегающих электронов совпадает с максимумом напряжения на промежутке, т.е. убегающие электроны значительно опережают плазменные электроны, т.к. при достижении плазменными электронами анода регистрируется спад напряжения и рост тока в цепи.

Данные различия иллюстрируются графиками распределения концентрации электронов и напряженности электрического поля (Рисунок 3.3), а также картинками функций распределений электронов (Рисунок 3.4). Для иллюстрации были выбраны моменты времени, когда волна ионизации достигает середины промежутка. Для затянутого фронта это 1.3 нс, для короткого 280 пс.

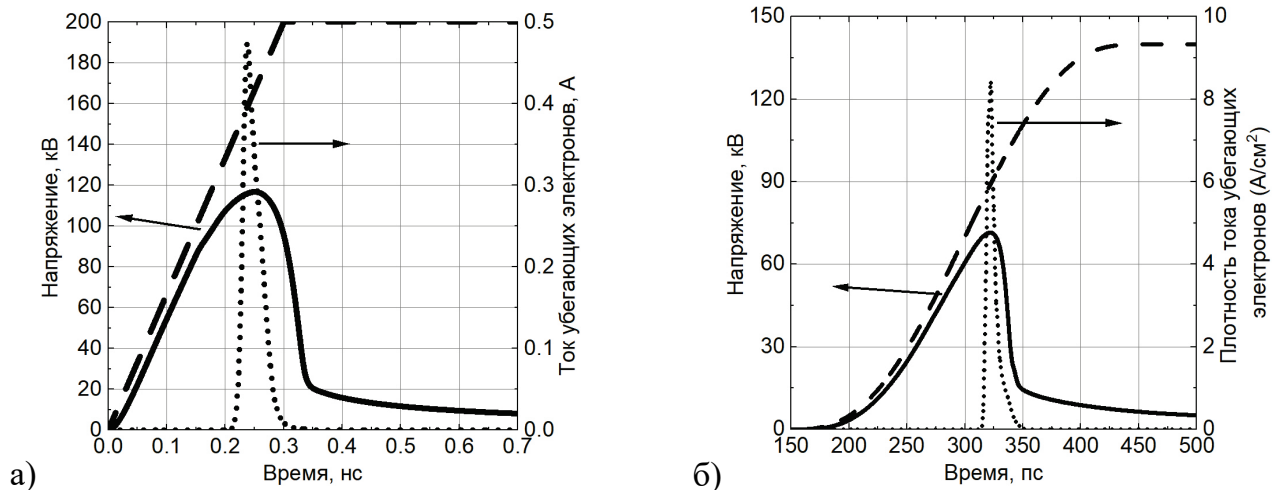


Рисунок 3.2 – Временные зависимости напряжения на источнике (штриховая линия), напряжения на промежутке (сплошная) и тока убегающих электронов (пунктирная) для длительностей фронта импульса напряжения 0.3 нс (а) и 3 нс (б)

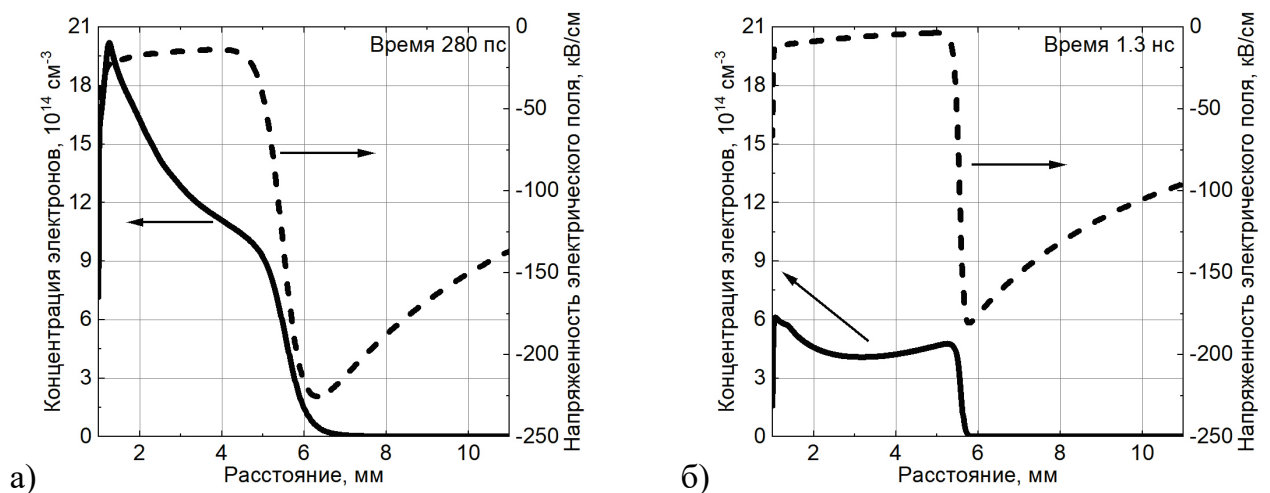


Рисунок 3.3 – Распределения концентраций электронов (черные кривые) и

напряженностей электрических полей (пункир) в разрядном промежутке в случае подачи напряжения с фронтом: а) 0.3 нс ($t = 280$ пс), б) 3 нс ($t = 1.3$ нс)

Электроны, которые генерируются на фронте волны ионизации, попадают в область максимальной напряженности поля впереди фронта. Как уже было отмечено, при более крутом фронте импульса напряжения на промежутке реализуется более высокое напряжение [18] (78 кВ и 118 кВ для длительности фронта 3 нс и 0.3 нс соответственно), а значит, и более высокая напряженность электрического поля в случае равных размеров системы. Поскольку вероятность убегания экспоненциально зависит от напряженности поля, то разница в 45 кВ/см значительно влияет на число убегающих электронов. Еще один фактор, влияющий уже не на число электронов, а на набираемую ими энергию — это скорость движения волны ионизации относительно убегающих электронов. Если скорости волны и электронов близки, то электроны постоянно находятся в области сильного электрического поля и набирают значительную энергию, которая может превосходить энергию, набираемую электроном в аналогичном вакуумном промежутке с приложенной разностью потенциалов. Так в случае крутого фронта импульса напряжения электроны набирают энергию до 160 кэВ, превышающую величину qU_{\max} , где U_{\max} - максимальное напряжение на промежутке. Это хорошо видно на графике энергетического спектра для обоих случаев (Рисунок 3.5).

Таким образом, скорость роста напряжения на источнике является одним из главных факторов, влияющих на ток убегающих электронов и их энергетический спектр. Приведем обобщающий график, на котором показаны величины энергии электронов, прошедших через фольгу 10 мкм, в максимуме функции распределения и максимальное напряжение на промежутке при различных скоростях роста напряжения на источнике (Рисунок 3.6).

Видна сильная немонотонность кривой энергии в максимуме функции распределения электронов. При скорости роста напряжения менее 200 кВ/нс функция практически неизменна, а в дальнейшем резко возрастает. Это говорит о том, что аномальные электроны возникают только при крутых фронтах импульса напряжения. Значительный ток убегающих электронов также достигается при скорости фронта более 300 кВ/нс.

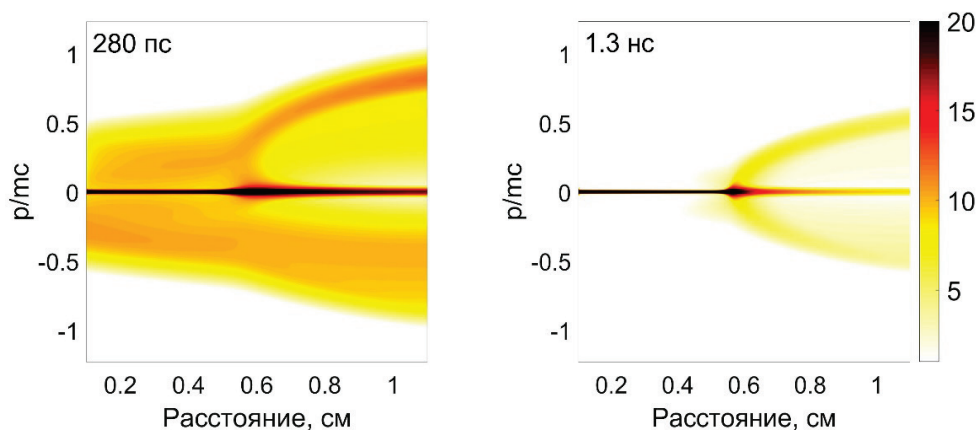


Рисунок 3.4 – Функции распределения электронов в случае подачи напряжения с фронтом 0.3 нс ($t = 280$ пс, слева) и фронтом 3 нс ($t = 1.3$ нс, справа). Цвет отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ (m^{-3})

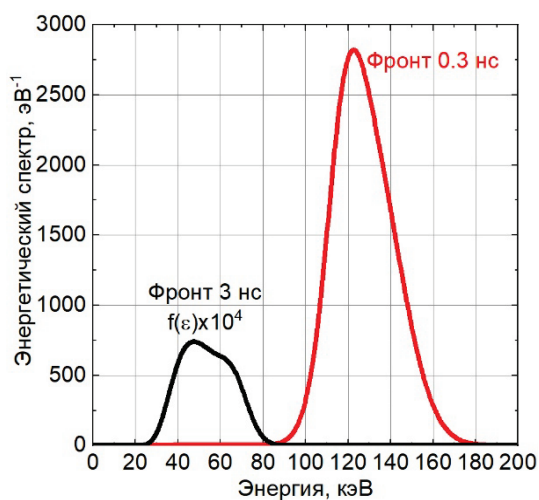


Рисунок 3.5 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм. Красная линия – в случае подачи напряжения с фронтом 0.3 нс, черная – фронтом 3 нс

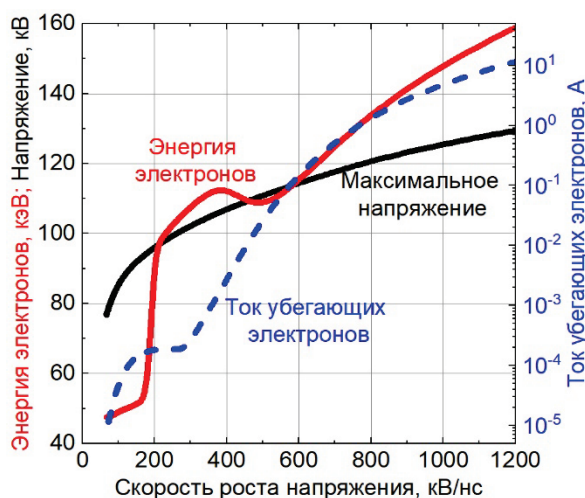


Рисунок 3.6 – Максимальное значение тока убегающих электронов (синяя пунктирная линия); значение энергии электронов, прошедших через фольгу 10 мкм, в максимуме функции распределения (красная) и максимальное напряжение на промежутке (черная) при различных скоростях роста напряжения на источнике (амплитуда 200 кВ)

Помимо роста приведенных характеристик с увеличением скорости роста напряжения на источнике, отметим значительное превосходство энергии убегаящих электронов над напряжением, реализуемым в разрядном промежутке, при этом их ток возрастает на порядки. Таким образом, не изменяя конструкцию промежутка, лишь варьируя крутизну фронта импульса, можно управлять характеристиками потока убегаящих электронов. Стоит более детально рассмотреть морфологию разряда при скорости роста напряжения от 200 до 500 кВ/нс и ответить на вопрос: почему при скорости 500 кВ/нс энергия большего числа электронов уменьшается.

Параметры пучка убегаящих электронов

В геометрии разряда, описанной выше, возьмем импульс напряжения с длительностью фронта 0.5 нс. На Рисунке 3.7 приведены интегральные энергетические спектры убегаящих электронов за анодной фольгой в различные моменты времени.

Видно, что пучок убегаящих электронов состоит из двух энергетических групп, плавно переходящих из одной в другую. Первая формируется в начальный период, когда приложенная разность потенциалов невелика, вблизи катода на фронте волны ионизации, что видно на фазовом портрете функции распределения электронов (Рисунок 3.8.). При этом энергия электронов не превышает величину qU_{max} . Таким образом, эта группа электронов с высокими, но не аномальными, энергиями приходит к аноду, давая первый максимум как на спектре, так и на графике тока убегаящих электронов (Рисунок 3.9).

По мере движения волны ионизации к аноду со скоростью $3.5-6.5 \cdot 10^9$ см/с и роста напряжения на промежутке формируется вторая группа электронов с энергиями, превышающими величину qU_{max} . Это связано с вытеснением электрического поля из области, занятой плазмой, в область впереди фронта волны ионизации, в результате чего электроны двигаются в поле, которое превышает поле в аналогичном вакуумном промежутке. Именно эти электроны составляют вторую, аномальную, группу электронов, регистрируемую как на энергетическом спектре, так и на временной зависимости тока убегаящих электронов.

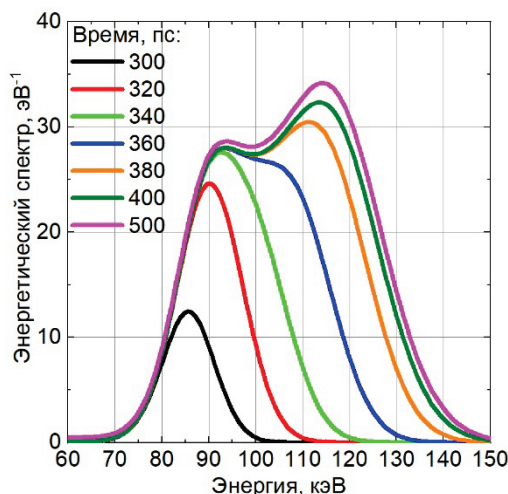


Рисунок 3.7 – Интегральные спектры убегающих электронов, прошедших через анодную алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, в различные моменты времени

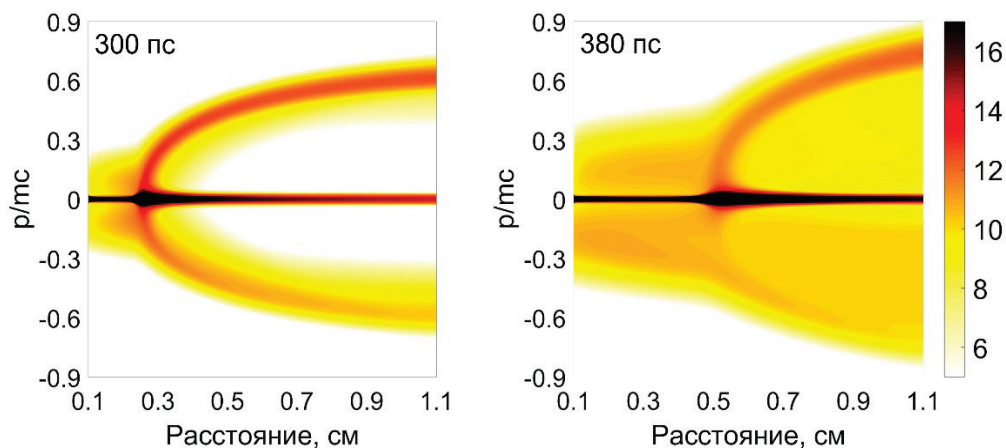


Рисунок 3.8 – Функции распределения электронов в разрядном промежутке в случае подачи напряжения с фронтом 0.5 нс в различные моменты времени. Цвет отражает значение функции в единицах $\lg(n)$ ($m-3$)

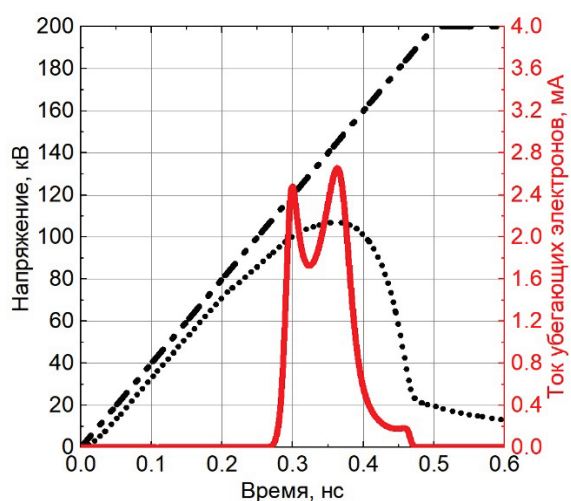


Рисунок 3.9 – Временные зависимости напряжения на источнике (штрих-пунктирная линия), напряжения на промежутке (пунктирная) и тока убегающих электронов (красная сплошная)

При увеличении скорости роста напряжения в промежутке (Рисунок 3.10), пробой наступает раньше, волна ионизации продвигается быстрее. От скорости движения волны ионизации зависит, насколько синхронным будет движение убегающих электронов и области сильного электрического поля. Синхронность приводит к тому, что электрон двигается в области постоянно увеличивающегося (за счет вытеснения из области промежутка, занятого плазмой) поля и непрерывно набирает энергию. Это видно на графике тока убегающих электронов (Рисунок 3.11). На этом графике черной линией показан ток в случае, когда время роста напряжения составляет 0.3 нс; он имеет один выраженный максимум. На спектре также имеется один достаточно широкий максимум (Рисунок 3.12).

При уменьшении скорости нарастания напряжения становятся различимыми фракции электронного пучка. Электроны первой группы, генерируемые у катода, значительно опережают фронт волны ионизации, набирая энергию, соответствующую приложенному напряжению. Вторая, аномальная группа, достигает анода, когда напряжение на промежутке максимально. Третья, низкоэнергетичная часть регистрируется при переключении промежутка плазмой. Эти электроны генерируются в непосредственной близости к аноду.

На основании приведенных данных можно сделать следующий вывод. Немонотонность на графике энергий электронов в максимуме функции распределения (Рисунок 3.6) вызвана преобладанием «аномальной» группы электронов над прочими.

При этом амплитуда напряжения, если она не ниже пробивного напряжения при данной крутизне фронта, не является определяющим параметром. Поскольку процесс формирования пучка убегающих электронов связан с процессами на катоде только в начальный период времени, когда там находится волна ионизации, можно предположить, что изменение условий эмиссии, при условии наличия электронов в промежутке в начальный момент времени, мало отразится на параметрах разряда. Это подтверждается расчетами, в которых поверхность катода предполагалась незэмитурующей (Рисунок 3.13).

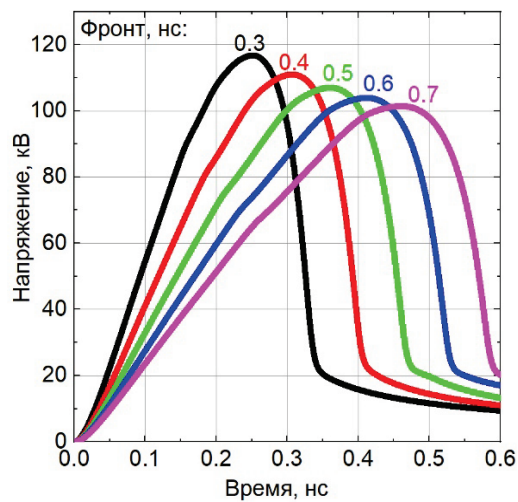


Рисунок 3.10 – Временные зависимости напряжения на промежутке для различных длительностей фронта импульса напряжения (указаны в нс)

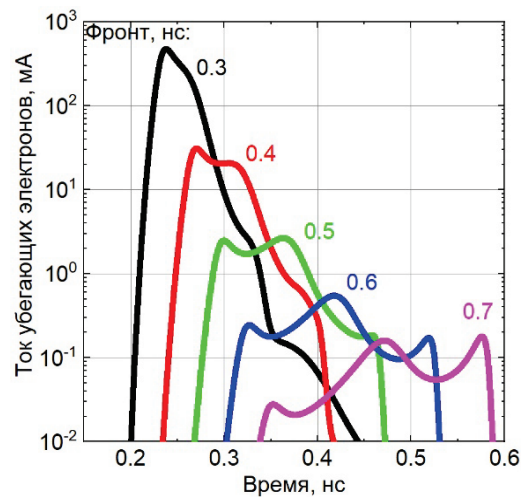


Рисунок 3.11 – Временные зависимости тока убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, для различных длительностей фронта импульса напряжения (указаны в нс)

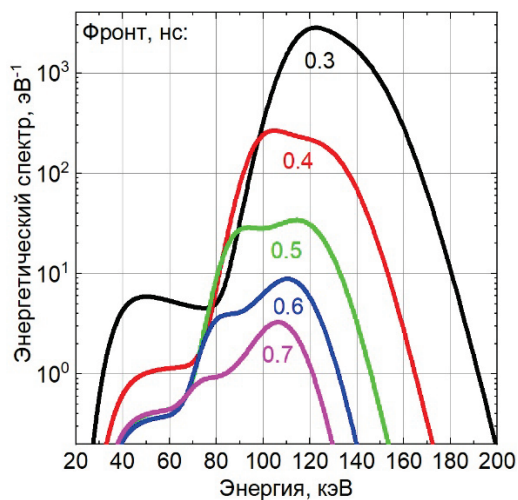


Рисунок 3.12 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, для различных длительностей фронта импульса напряжения (указаны в нс)

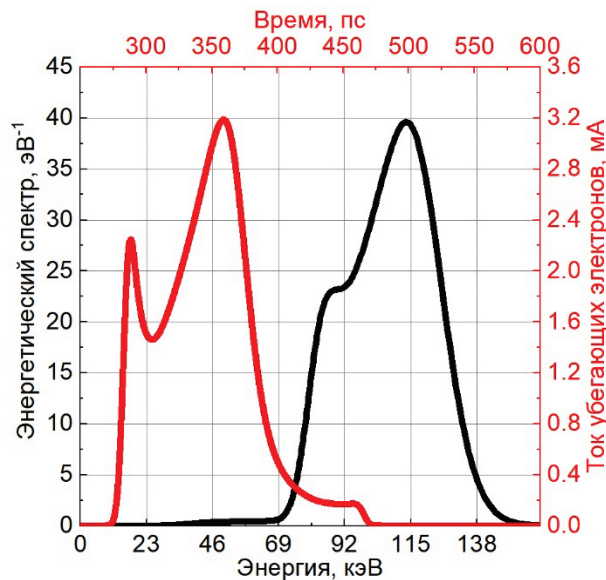


Рисунок 3.13 – Временная зависимость тока и энергетический спектр электронов, прошедших через анодную фольгу, толщиной 10 мкм, при времени нарастания напряжения 0.5 нс и отсутствии эмиссии с катода

Влияние давления газа

В работе [55] исследовалась динамика пучка убегающих электронов при низких и средних давлениях. При уменьшении давления до десятков Торр наблюдалось увеличение тока пучка убегающих электронов, а затем снижение. Авторы объясняют это явление изменением условий формирования пучка. Отмечена также неизменность длительности пучка, около 0.1 нс. В модели с одномерной геометрией наблюдается такой же характер изменения тока пучка (Рисунок 3.14. а).

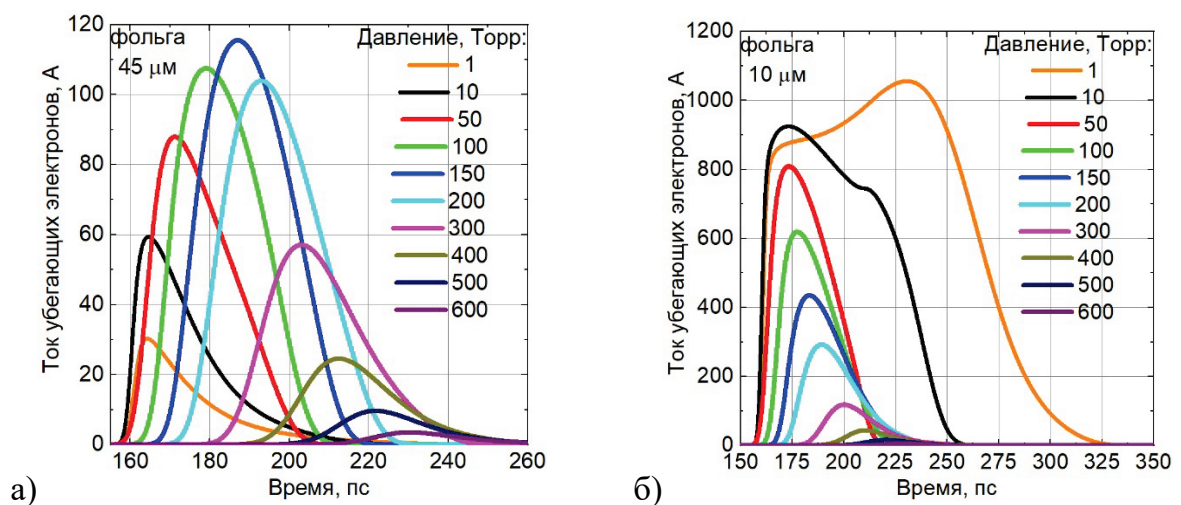


Рисунок 3.14 – Временная зависимость тока электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 45 мкм (а) и 10 мкм (б), при различных давлениях рабочего газа

Данные приведены для разряда с следующей конфигурации: катод – проволока, радиусом 1 мм, анод – цилиндр радиусом 11 мм, длиной 1 см. Рабочий газ – азот при давлении 1 – 2000 Тор. Разрядный промежуток включен последовательно в цепь с балластным сопротивлением 75 Ом и источником напряжения. На промежуток подается трапецевидный импульс напряжения амплитудой 200 кВ с фронтом 0.3 нс. Ток фильтруется через алюминиевую фольгу толщиной 45 мкм или 10 мкм. В начальный момент времени концентрация электронов в промежутке задается в соответствии с формулой (2.18) (коэффициент неоднородности $\beta = 100$). Коэффициент усиления электрического поля $\beta_c = 6$, формула (3.8).

Установка фольги перед коллектором вызывает поглощение низкоэнергетичной части электронов, поэтому при установке более тонкой фольги картина меняется: уменьшения тока при низких давлениях не наблюдается (Рисунок 3.14 б). Если обратить внимание на энергетический спектр электронов, приходящих на коллектор (Рисунок 3.15), то можно прийти к выводу: при уменьшении давления рабочего газа спектр смещается в низкоэнергетическую область, поэтому при использовании толстых фольг «срезается» большая доля электронов и ток на коллекторе падает.

Проследим зависимость числа электронов, прошедших через фольги толщиной 10 мкм и 45 мкм, и их энергии, соответствующей максимуму спектра, от давления газа (Рисунок 3.16). На этом же графике представлено максимальное напряжение, которое реализуется на промежутке. Первое, что следует отметить, это то, что при понижении давления, из-за падения напряжения на промежутке, в токе на анод преобладают низкоэнергетичные электроны, их число значительно возрастает.

При высоких давлениях число убегаящих электронов снижается, однако их энергия возрастает. Это связано с тем, что пучок убегаящих электронов, как было описано выше, формируется на разных этапах пробоя. При повышении давления электроны, сгенерированные вблизи катода, не могут непрерывно набирать энергию из-за частых столкновений с атомами газа, их число постепенно снижается, и в результате группа убегаящих электронов при давлении 1200-2000 Тор формируется при приближении фронта ионизации к аноду. На Рисунке 3.17 показано, как изменяется структура энергетического спектра при изменении давления от 750 до 1100 Тор.

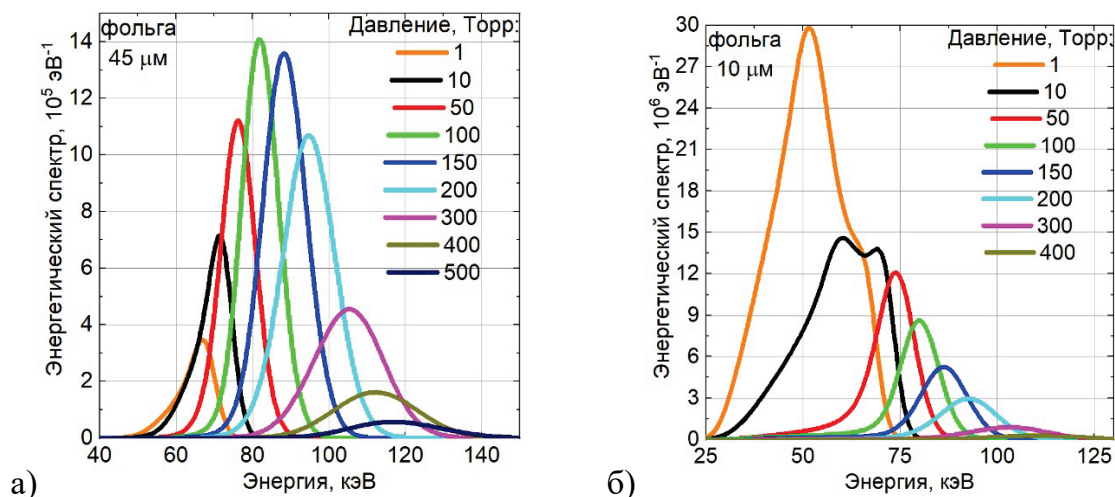


Рисунок 3.15. Энергетический спектр электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 45 мкм (а) и 10 мкм (б), при различных давлениях рабочего газа

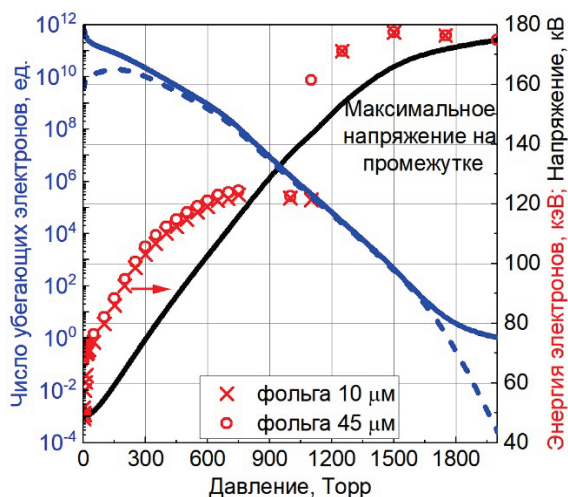


Рисунок 3.16 – Энергия электронов, прошедших фольгу 10 мкм, в максимуме функции распределения (красная линия), максимальное напряжение на промежутке (черная) и амплитуда тока электронов, прошедших фольгу 10 мкм, в зависимости от давления газа

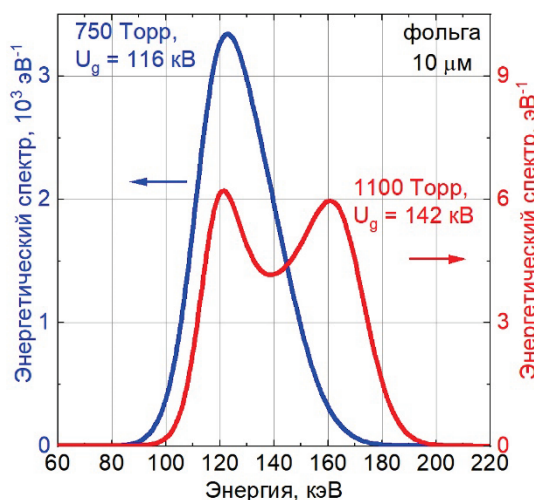


Рисунок 3.17 – Энергетический спектр электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм, при различных давлениях рабочего газа. Также указано максимальное напряжение на промежутке

Влияние кривизны катода

Это еще один параметр, который значительно влияет на характеристики потока убегających электронов. В рассмотрении по-прежнему разряд с геометрией: катод – проволока, анод – цилиндр. Однако, теперь мы будем варьировать радиус катода, сохраняя при этом расстояние между электродами (1 см). Рабочий газ – азот при давлении 760 Тор. Разрядный промежуток включен в цепь последовательно с балластным сопротивлением 75 Ом и источником напряжения. На промежуток подается трапециевидный импульс напряжения амплитудой 200 кВ с фронтом 0.3 нс. Ток электронов на аноде фильтруется через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм. В начальный момент времени концентрация электронов в промежутке задается в соответствии с формулой (2.18) (коэффициент неоднородности $\beta = 100$). Коэффициент усиления электрического поля $\beta_c = 6$, формула (3.8).

Поскольку уменьшение кривизны катода приводит к уменьшению напряженности электрического поля в прикатодной области, можно прогнозировать задержку коммутации промежутка и уменьшение тока и энергии убегających электронов. Эти предположения подтвердились в расчете.

На Рисунке 3.18 приведено напряжение на источнике и на промежутке как функции времени для различных радиусов катода. Действительно, уменьшение кривизны приводит к значительной задержке пробоя. В результате, чем меньше кривизна катода, тем более затянут пробой и тем большее напряжение реализуется в промежутке.

Увеличение радиуса кривизны катода приводит к сильному падению тока убегających электронов (Рисунок 3.18), поскольку число и энергия убегających электронов экспоненциально зависят от напряженности электрического поля на катоде [11]. Однако, как видно на Рисунке 3.19 б, энергия убегających электронов вначале возрастает с увеличением радиуса катода, коррелируя с максимальным напряжением на промежутке, а затем снижается, несмотря на то что максимальное напряжение остается на уровне 160 кВ.

Таким образом, можно прийти к заключению, что при пробое промежутка на фронте импульса напряжения можно, уменьшая кривизну катода до определенных значений, получить меньший по амплитуде пучок убегających электронов с большими энергиями.

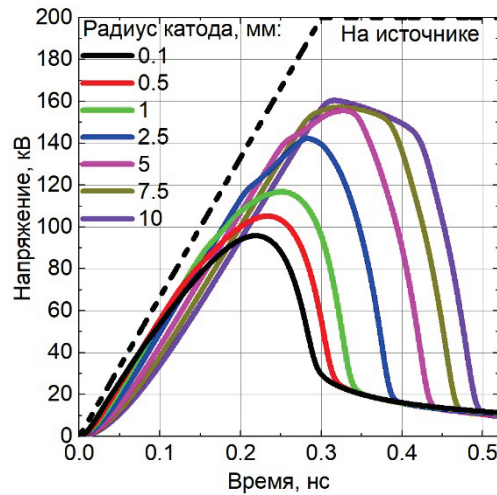
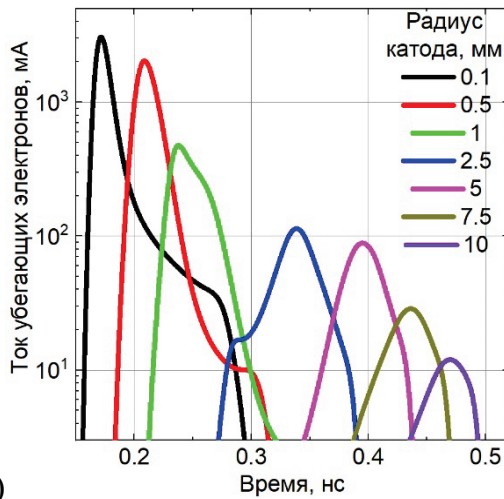
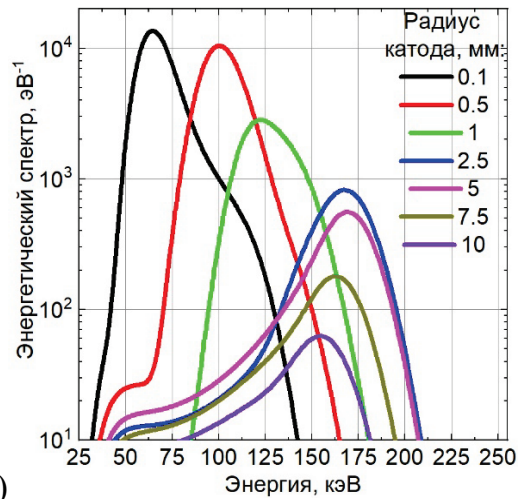


Рисунок 3.18 – Напряжение на источнике (пунктирная линия) и на разрядном промежутке для различных радиусов катода



а)



б)

Рисунок 3.19 – Ток убегающих электронов на аноде (а) и их энергетический спектр для различных радиусов катода

3.3 Кинетика радиального пробоя коаксиальной линии в поле высоковольтного импульса бегущей волны

В 2020 году была опубликована работа [121], посвященная пробоем передающей линии. Схема эксперимента представлена на Рисунке 3.20. Диск из медной фольги толщиной 0.05 мм, выступающий над поверхностью внутреннего электрода передающей линии, использовался для усиления электрического поля. Край фольги располагался на высоте $h_e = 2.5$ мм над электродом. Для расчетов напряженности поля кромка принималась круглой с радиусом кривизны $r_e = 0.025$ мм. Диаметры электродов: $2r_2 = 4.7$ см и $2r_1 = 2.2$ см; это соответствует волновому сопротивлению $\rho \approx 45$ Ом.

Во внешнем электроде напротив усилителя электрического поля находилось окно из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм и диаметром 9 мм. За этим окном помещался

датчик тока убегающих электронов, который регистрировал частицы с энергией, превышающей ≈ 40 кэВ. Сравним результаты расчета с помощью кинетической модели с данными, полученными в эксперименте [121].

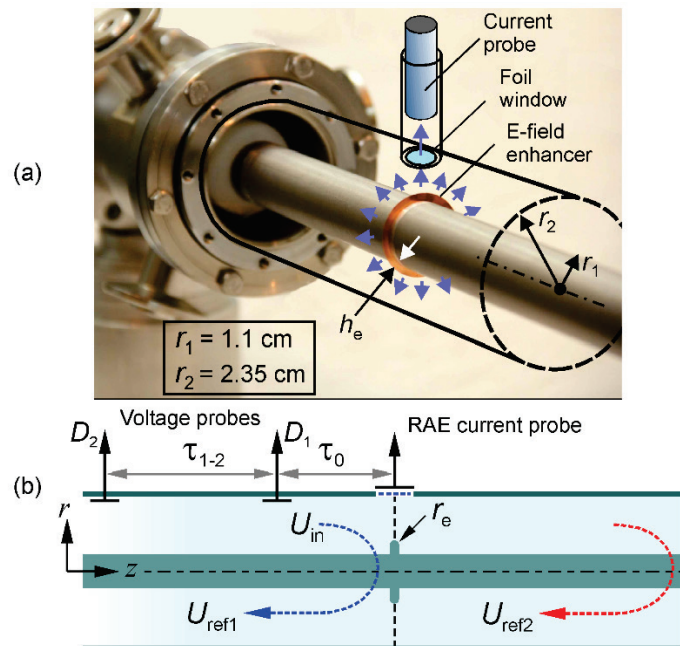


Рисунок 3.20 – а - схема экспериментальной установки, б - схема распространения импульса при рефлектометрических измерениях [121]

Учёт автоэлектронной эмиссии с катода

Ранее мы предполагали присутствие изначальных (фоновых) электронов в разрядном промежутке. Это позволяло в модели отстраниться от эмиссионных процессов на катоде и исключить из рассмотрения влияние эмиссии на характеристики убегающих электронов. Однако, как показали эксперименты [122], одним из основополагающих факторов, влияющих на число убегающих электронов, является эмиссионный ток с катода. Поэтому, прежде чем приступить к описанию расчета, рассмотрим эмиссию с катода более детально.

Выделяют различные механизмы генерации электронов с катода: термоэмиссия, фотоэмиссия, автоэлектронная и взрывная эмиссии [123]. Условия существования высоковольтного импульсного разряда, как правило, не включают предварительное облучение или нагрев катода, поэтому первые два типа эмиссии электронов рассматривать не будем. Автоэмиссию с катода принято описывать с помощью формулы Фаулера-Нордгейма [124]:

$$j_{FN} = aE^2 \exp\left(-\frac{b}{E}\theta(cE^{1/2})\right), \quad \theta(y) = 0.95 - 1.03y^2, \quad (3.17)$$

$$a = 1.55 \cdot 10^{-6} / \varphi, \quad b = 6.85 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}, \quad c = 3.62 \cdot 10^{-4} / \varphi,$$

где j_{FN} – плотность тока автоэлектронной эмиссии (А/см²), E – напряженность поля вблизи катода (В/см), φ – работа выхода (эВ), $\theta(y)$ – табулированная функция. После подстановки θ под знак экспоненты формула (3.17) преобразуется к виду:

$$j_{FN} = aE^2 \exp\left(-\frac{0.95 \cdot b}{E}\right) \exp(1.03 \cdot bc^2), \quad (3.18)$$

или иначе

$$j_{FN} = AE^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right), \quad (3.19)$$

где

$$A = aD, \quad B = 0.95 \cdot b, \quad D = \exp(1.03 \cdot bc^2). \quad (3.20)$$

Используем для учета шероховатости поверхности катода подход, описанный в статье [120]. Плотность тока автоэмиссии для поверхности с коэффициентом шероховатости β определяется выражением:

$$j_{FE} = \sqrt{\pi} AB^2 \left(\frac{\beta}{\mu_0}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{2\mu_0}{\beta}\right) \left(1 + 2\sqrt{\frac{\beta}{\pi\mu_0}} + \frac{\beta}{2\mu_0}\right), \quad (3.21)$$

где $\mu_0 = \sqrt{B\beta / E}$ – эффективный коэффициент усиления поля на микро-неоднородности.

Для пробоя на пикосекундных временах необходимо учитывать дискретный характер эмиссии электронов, а именно, учитывать статистическое время появления первого электрона, который затем инициирует лавинообразный рост ионизации в газе вблизи катода. Это время, T_1 , можно оценить, введя интегральный критерий эмиссии первого электрона:

$$\int_0^{T_1} j_{FE}(E(r_c, t)) S_c dt = q, \quad (3.22)$$

где S_c – площадь эмитирующей поверхности катода с координатой r_c . Соответственно считается, что процесс ионизации начинается только с момента $t = T_1$, т.е. с задержкой относительно начала импульса напряжения.

Динамика электрического поля

В рамках разработанной упрощенной модели разряда электрическая цепь включает длинную коаксиальную передающую линию с волновым сопротивлением ρ .

Бегущая ТЕМ-волна создается источником. В эквивалентной схеме радиальный пробой газа вблизи усилителя электрического поля моделируется сосредоточенным сопротивлением. В этом случае полный разрядный ток можно связать с напряжением на промежутке $U_d(t)$ и напряжением в падающей бегущей волне $U_{in}(t)$ выражением

$$\frac{1}{2}\rho I_{tot}(t) + U_d(t) = U_{in}(t), \quad U_d(t) \equiv \int_{r_c}^{r_2} E(r,t) dr. \quad (3.23)$$

Подставляя эти величины в уравнение (3.11), получим уравнение для изменения напряженности электрического поля:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(r,t)}{\partial t} = \frac{2}{S(r)\rho} \left(U_{in}(t) - \int_{r_c}^{r_2} E(r,t) dr \right) - J_e(r,t). \quad (3.24)$$

Чтобы решить это уравнение, необходимо знать поперечное сечение $S(r)$, через которое протекает ток на радиусе r . В эксперименте область протекания тока неоднородна вдоль оси симметрии z . Положим

$$S(r) = 2\pi r \lambda(r), \quad (3.25)$$

где функция $\lambda(r)$ определяет размер области текущего потока в направлении z как функцию радиальной координаты. На катоде $S(r_c) = S_c$ и $\lambda(r_c) = 2r_c$.

При расчете зависимости $\lambda(r)$ будем приближенно считать, что убегающие электроны двигаются вдоль силовых линий электрического поля. Кроме того, применим гипотезу Дойча [125], которая часто используется для расчета распределений поля и тока в плазме. Согласно ей, объемный заряд токопроводящей плазмы влияет на абсолютную величину электрического поля, но не искажает силовые линии. Тогда геометрию силовых линий и, соответственно, линий тока убегающих электронов можно приблизительно рассчитать по теореме Гаусса для напряженности электрического поля в вакууме.

Предположим для простоты, что напряженность поля не изменяется в поперечном сечении $r = \text{const}$ (т. е. вдоль направления z) в пределах области протекания тока. Поток электрического поля $E_0(r)$ без учета объемного заряда остается постоянным радиальном направлении. Приравняем потоки на радиусе r и на катоде:

$$2\pi r \lambda(r) E_0(r) = 4\pi r_c r_e E_0(r_c). \quad (3.26)$$

Радиальная зависимость напряженности поля E_0 рассчитывается из уравнения Лапласа для реальной геометрии зазора; соответствующие результаты представлены на Рисунке 3.21.

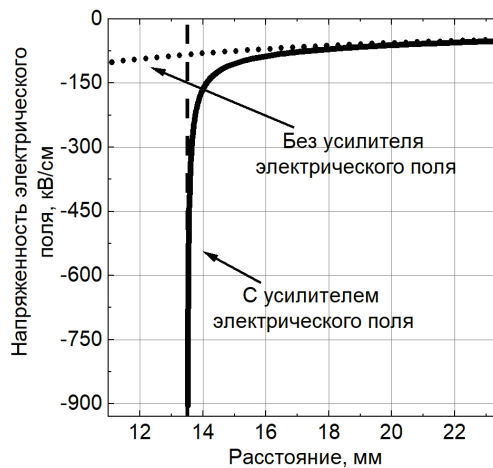


Рисунок 3.21 – Распределение электрического поля в радиальном зазоре, рассчитанное для $U_{in} = -85$ кВ с усилителем и без него

Выражая $\lambda(r)$ из (3.26) и подставляя его в (3.25), получаем искомую площадь,

$$S(r) = 4\pi r_c r_e E_0(r_c)/E_0(r). \quad (3.27)$$

Такая модификация, так называемая 1.5-мерная модель, адаптирует одномерную радиальную модель к реальной двумерной конфигурации разряда, где линии тока расходятся от края усилителя электрического поля на катоде к анодному цилиндру в оба направления z и r . Следует иметь ввиду, что в таком приближении невозможно учесть трехмерное рассеяние электронов за счет упругих столкновений, что приведет к некоторой недооценке осевого расширения разрядного канала.

Результаты моделирования и их анализ

Как уже было сказано, наша задача состоит в том, чтобы максимально приблизиться к экспериментальным условиям, проследить за формированием убегающих электронов и сравнить полученные данные. Параметры модели были выбраны следующими. Рабочий газ - азот атмосферного давления. Катод представляет собой «усилитель поля» из медной фольги толщиной 0.05 мм, для которой работа выхода принята равной 4.5 эВ. На промежуток подается импульс напряжения с амплитудой $U_{max} = 85$ кВ, длительностью переднего фронта ~ 200 пс и длинным плато (Рисунок 3.22). При расчете тока и энергетического спектра убегающих электронов на коллекторе предполагалось, что они проходят через фильтр из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм.

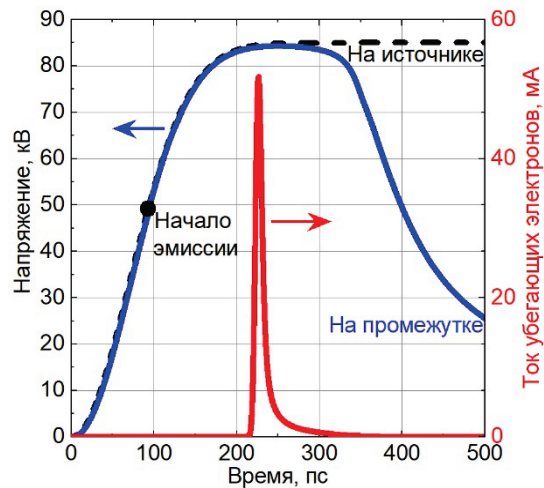


Рисунок 3.22 – Модельная форма импульса источника напряжения (длительность фронта 200 пс, амплитуда 85 кВ) (черная пунктирная линия); смоделированные осциллограммы напряжения промежутка (синяя) и тока убегающих электронов на аноде (красная). Точка показывает начало автоэмиссии (93 пс). Коэффициент $\beta = 3$

Предположим, что зазор не содержит свободных электронов до момента вылета с катода первого электрона T_l , определяемого условием (3.22). При $0 < t < T_l$ увеличение напряженности поля происходит в пустом промежутке. Затем при $t > T_l$ на распределение поля начинает влиять эмиссия электронов с катода и лавинное размножение электронов в газе. Материал катода и степень шероховатости его поверхности влияют на время появления первых электронов и, как следствие, на скорость развития последующего пробоя. Мы вернемся к обсуждению влияния шероховатости ниже, здесь рассмотрим случай поверхности со средней шероховатостью с коэффициентом $\beta = 3$ в формуле (3.21). Тогда условие (3.22) дает $T_l \approx 93$ пс; электрическое поле на краю катода (а именно, для $r = r_c = 13,5$ мм) в этот момент достигает 520 кВ / см (Рисунок 3.23).

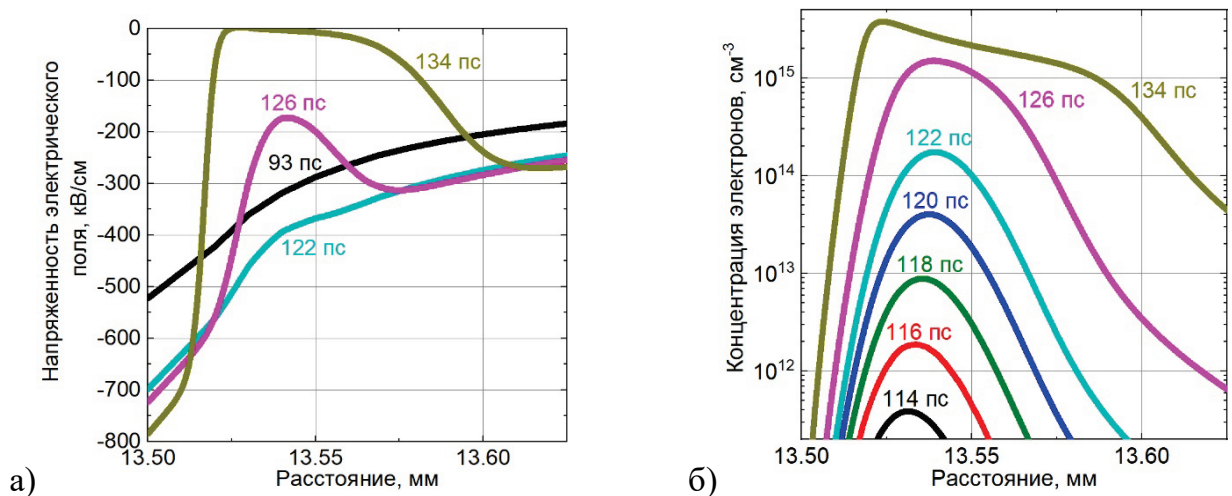


Рисунок 3.23 – Распределение напряженности электрического поля (а) и концентрации электронов (б) у края катода на разных стадиях развития пробоя

Согласно [11, 126], количество убегających электронов зависит от двух факторов: напряженности электрического поля и количества свободных электронов в окрестности эмиттера. На Рисунке 3.23 показаны рассчитанные распределения поля (а) и плотности свободных электронов (б) в непосредственной близости от края катода. В интервале времени от $T_l = 93$ пс до 122 пс напряженность поля монотонно увеличивается. Его величина достаточна для перехода свободных электронов в режим убегания, но до 116 пс их количество (Рисунок 3.23 б) слишком мало для образования заметного потока убегających электронов. Кроме того, количество свободных электронов быстро увеличивается из-за ударной ионизации, а вместе с этим возрастает и скорость генерации убегających электронов.

Начиная со 122-й пикосекунды, когда концентрация электронов достигает довольно высокого значения $1.7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, объемный заряд частиц начинает влиять на распределение поля (Рисунок 3.23. а), и уже к 134 пс это приводит к экранированию внешнего поля в некоторой области, которую назовем областью плотной плазмы. Поскольку вероятность перехода электронов в режим непрерывного ускорения экспоненциально зависит от напряженности электрического поля, уменьшение электрического поля в этой области приводит к прекращению потока убегających электронов. Отметим, что на самом краю катода напряженность поля продолжает увеличиваться, создавая условия для подачи новых эмиссионных электронов в зазор, но концентрация частиц здесь мала, и убегających электронов не возникает.

Проследим за поведением групп убегających электронов, появляющихся в разные промежутки времени. Ток электронов и энергетические спектры этих групп представлены на Рисунке 3.24. Суммарный ток и спектр убегających электронов на аноде показаны пунктирными линиями. Согласно Рисунку 3.24. а, большинство убегających электронов возникло в период 118–122 пс, т.е. до экранирования электрического поля. Длительность импульса тока каждой группы убегających электронов примерно одинакова и равна 10 пс на половине высоты. Видно, что процесс генерации убегających электронов заканчивается к моменту вытеснения поля из плотной плазмы в прикатодной области (интервал 13,52–13,57 мм на Рисунке 3.23. а). Отметим, что аналогичный эффект наблюдался при численном моделировании [127] начальной стадии газового разряда в промежутке «трубчатый катод - плоский анод». Подобный сценарий прекращения потока убегających электронов также описан в [128, 129].

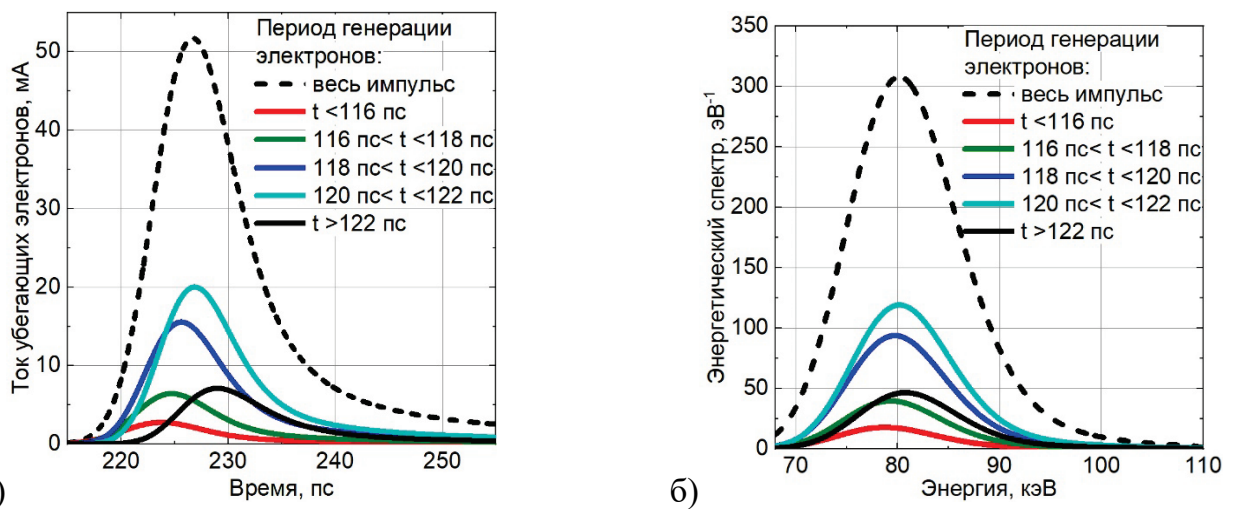


Рисунок 3.24 – Ток убегающих электронов на аноде (а) и их энергетический спектр (б) для убегающих электронов, генерируемых в различные интервалы времени

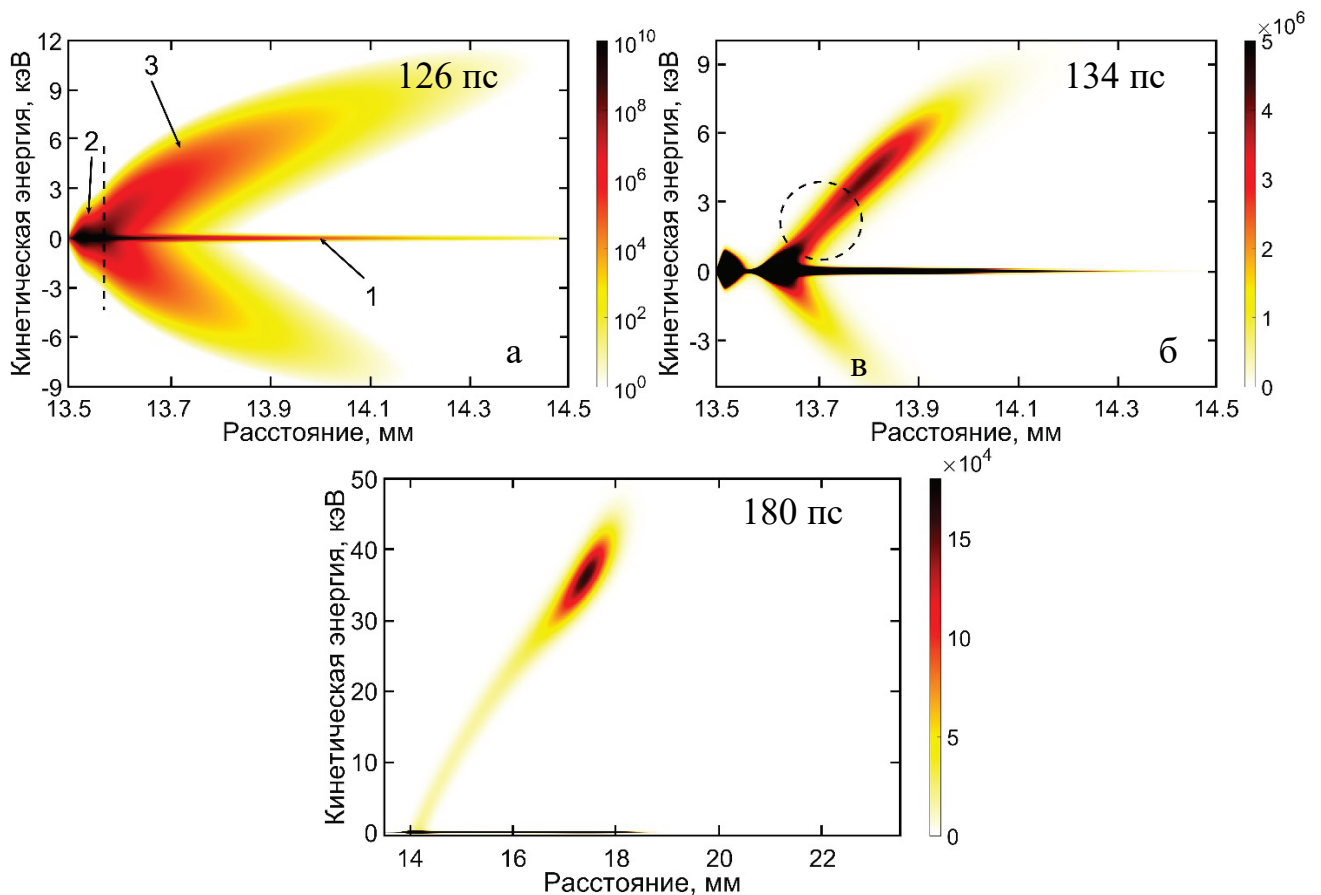


Рисунок 3.25 – Функции распределения электронов (размерность см⁻³/эВ) в различные моменты времени: (а) 126 пс, (б) 134 пс и (в) 180 пс. Электроны с «отрицательной» энергией движутся к катоду, с «положительной» - к аноду

Рассмотрим процессы, влияющие на генерацию и прекращение потока убегающих электронов. Для этого обратимся к фазовым портретам, показанным на Рисунке 3.25 для трех последовательных моментов времени. На Рисунке 3.25 а отмечены три характерные группы электронов, образованные к 126-й пикосекунде: (1) - низкоэнергетические или

плазменные электроны, включая частицы, генерируемые убегающими электронами перед фронтом плазмы; (2) - электроны, которые начали ускоряться в сильном поле вблизи катода, но затем попали в область плазмы с относительно слабым электрическим полем; (3) - быстрые (убегающие) электроны, которые ускоряются сильным полем перед фронтом волны ионизации (положение максимальной напряженности поля показано пунктирной линией).

По мере продвижения фронта волны ионизации к аноду за счет увеличения площади цилиндрического сечения максимальное значение напряженности поля уменьшается. Это приводит к сильному снижению вероятности перехода новых электронов в режим убегания. Сформированная ранее группа убегающих электронов продолжает движение к аноду. На Рисунке 3.25 б видно выраженный провал в функции распределения электронов (отмечен пунктирным кружком) между убегающими электронами и электронами плазмы формируется 134-й пикосекундой. Впоследствии локализованная группа убегающих электронов окончательно отрывается от ансамбля электронов плазмы как по координате, так и по энергии (Рисунок 3.25 в).

Рассмотрим причину образования медленно спадающего хвоста в энергетическом спектре убегающих электронов (Рисунок 3.24 б). Механизм появления электронов «аномально» высоких энергий, превышающих величину $qU_{max} = 85$ кэВ, становится понятным, если посмотреть на изображения мгновенного пространственного распределения напряженности поля (Рисунок 3.26 а) и скорости генерации электронов (Рисунок 3.26 б) в различные моменты времени. Видно, что максимум поля перемещается через зазор с возрастающей скоростью (от $3 \cdot 10^9$ см/с около катода до 10^{10} см/с около анода, что коррелирует с данными, приведенными в работе [130]). Место максимума скорости ионизации (фронт волны ионизации) немного отстает от него. Несмотря на то, что убегающие электроны далеко опережают фронт ионизации, они движутся в постоянно увеличивающемся электрическом поле. Это локальное поле всегда превышает то поле, которое было бы в этом месте в пустом промежутке при амплитудном значении напряжения (пунктирная линия на Рисунок 3.26 а). Таким образом, на фоне бегущей волны значительная часть убегающих электронов может набирать кинетическую энергию, превышающую амплитудное значение $qU_{max} = 85$ кэВ.

Начиная с времени ~ 300 пс перекрытие промежутка плотной плазмой приводит к падению напряжения на нем (Рисунок 3.22), что согласуется с экспериментальными

данными (Рисунок 3.27). Расчетная амплитуда импульса тока 52 мА (Рисунок 3.22.) сравнима с экспериментальной, 75 мА (Рисунок 3.27. б).

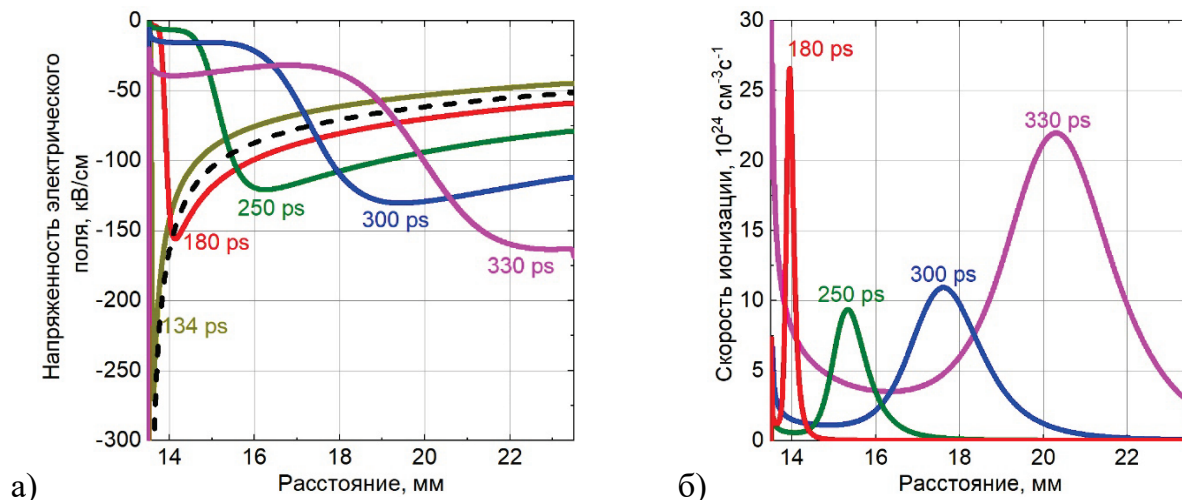


Рисунок 3.26 – Напряженность электрического поля в зазоре (а) и скорость ионизации (б) в различные моменты времени

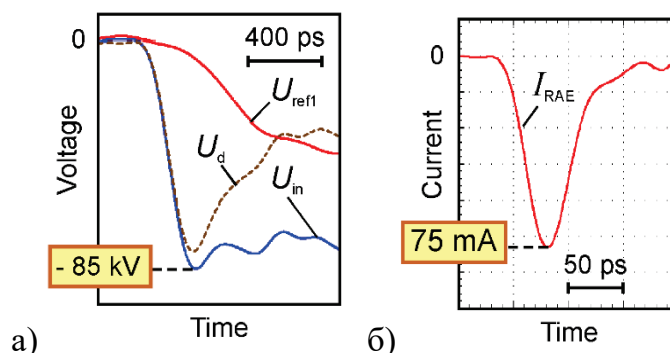


Рисунок 3.27 – Экспериментальные данные из работы [121]. а - данные динамической рефлектометрии по пробою радиального зазора передающей линии в присутствии усилителя Е-поля (U_{in} – напряжение в падающем импульсе, U_{refl} – напряжение в отраженном импульсе, U_d - напряжение на радиальном зазоре), б – осциллограмма тока убегających электронов

Влияние эмиссионной способности катода

Микроскопическая структура поверхности катода - фактор, трудно поддающийся контролю из-за воздействия импульсов разрядного тока высокой плотности в эксперименте [131]. В численном моделировании этот фактор можно учесть на основе упрощенных модельных представлений и проследить, как какое влияние микрорельеф поверхности оказывает на динамику разряда и характеристики пучка убегających электронов.

В следующих расчетах варьировался коэффициент шероховатости β , входящий в формулу (3.21); все остальные параметры соответствовали ранее описанным. Результаты расчетов влияния шероховатости на динамические характеристики

процесса, в частности, на время задержки пробоя T_d , приведены на Рисунке 3.28. Время начала пробоя определено таким образом, что в напряжение на промежутке U_d уменьшилось на 5 кВ по отношению к амплитудному значению (85 кВ) напряжения источника U_0 , т.е. достигло значения 80 кВ. На Рисунке 3.28 а также отмечен момент T_1 начала автоэмиссии из условия (3.22). Время заполнения межэлектродного промежутка плазмой оценивалось как $T_2 = T_d - T_1$. Зависимости величин T_1 , T_2 и T_d от β показаны на Рисунке 3.28 б.

Время появления первого электрона T_1 монотонно уменьшается с увеличением шероховатости катода (пунктирная линия на Рисунке 3.28 б.) При больших β эмиссионные процессы начинаются при меньших напряжениях на зазоре $U_d(T_1)$. Затем в более слабом электрическом поле начинаются процессы ионизации, и, как следствие, время T_2 образования плазмы в зазоре увеличивается (штрихпунктирная линия). Сложение времен T_1 и T_2 приводит к немонотонной зависимости времени задержки пробоя T_d от шероховатости (сплошная синяя линия). На этой зависимости имеется минимум ($T_d \approx 330$ пс), соответствующий $\beta \approx 3$. Можно ожидать, что в эксперименте на катоде будут попадаться области с очень сильно различающимися значениями β . Динамика пробоя будет определяться областью, обеспечивающей минимальное время задержки пробоя (≈ 3). Именно это обстоятельство продиктовало наш выбор $\beta = 3$ в базовой модели.

Результаты расчетов влияния шероховатости на основные параметры убегающих электронов представлены на Рисунке 3.29. Увеличение шероховатости и, как следствие, более раннее появление первого электрона и развитие пробоя в условиях меньшей напряженности поля в прикатодной области приводит к сильному уменьшению количества убегающих электронов за импульс: сплошная кривая на Рисунке 3.29 (сравним также с [132]). Их средняя энергия также уменьшается (пунктирная линия), а время пролета через зазор увеличивается (штрихпунктирная линия). Эти закономерности ранее были замечены в экспериментах [133, 134], где сравнивалась эмиссия электронов для графитовых и стальных катодов. Для стали относительно небольшие значения β обеспечивались предварительной полировкой [135] поверхности катода в вакуумном дуговом разряде, зажигаемом субнаносекундными импульсами напряжения (регистрация убегающих электронов производилась после заполнения промежутка газом).

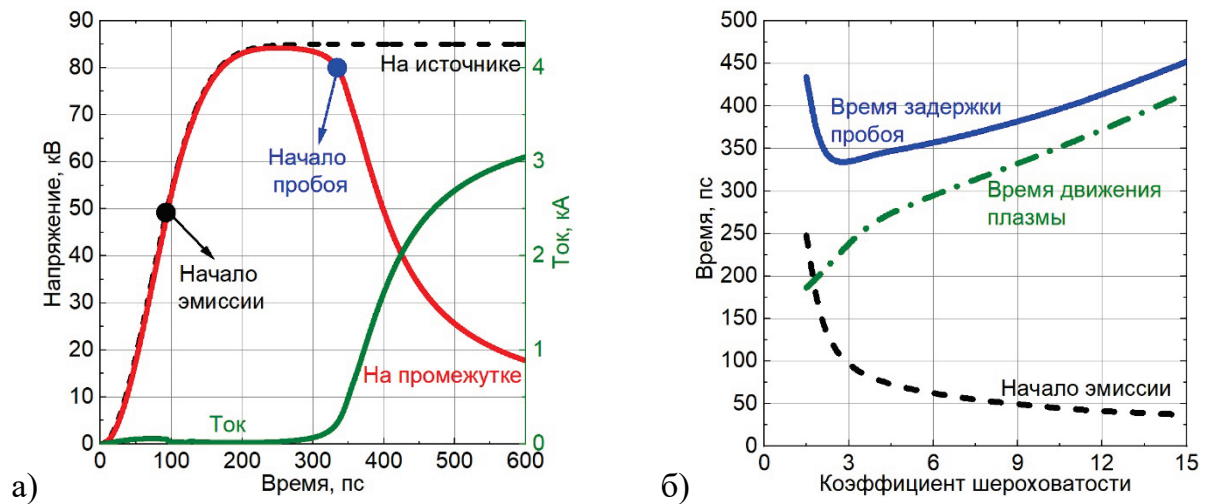


Рисунок 3.28 – (а) Напряжение на источнике (черная пунктирная) и промежутке (красная), ток разряда (зеленая). Точками показаны моменты начала автоэлектронной эмиссии и пробоя. Коэффициент шероховатости $\beta = 3$. (б) Зависимости основных временных параметров развития пробоя (начало автоэмиссии – черная, задержка пробоя – синяя, время заполнения промежутка плазмой – зеленая линия) от коэффициента шероховатости катода

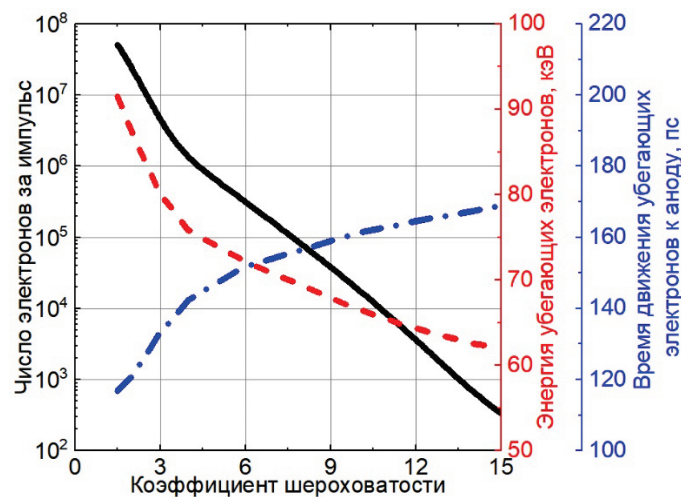


Рисунок 3.29 – Параметры пучка уходящих электронов в зависимости от коэффициента шероховатости катода

Случай коротких импульсов напряжения

Помимо использования импульса напряжения с длинной пологой частью, в экспериментах [121] сравнительно исследовался механизм пробоя промежутка при подаче коротких (с длительностью 300 пс и 170 пс) импульсов напряжения с амплитудой $U_{in} = 145$ кВ и 85 кВ соответственно.

В первом случае длительность 300 пс была достаточной для образования высокопроводящей области вблизи усилителя поля после того, как поток уходящих электронов пересёк зазор линии и ионизировал газ. Время задержки пробоя было оценено в 150–200 пс.

Ситуация изменилась с уменьшением длительности и амплитуды U_{in} (по абсолютной величине) до 170 пс и 85 кВ, соответственно (Рисунок 3.30 с.). Видно, что из-за уменьшения тока убегających электронов в 7 раз (или уменьшения полного заряда убегających электронов за импульс с $\sim 1.5 \cdot 10^{-11}$ до $\sim 2.4 \cdot 10^{-12}$ Кл) зазор не перекрывается плазмой.

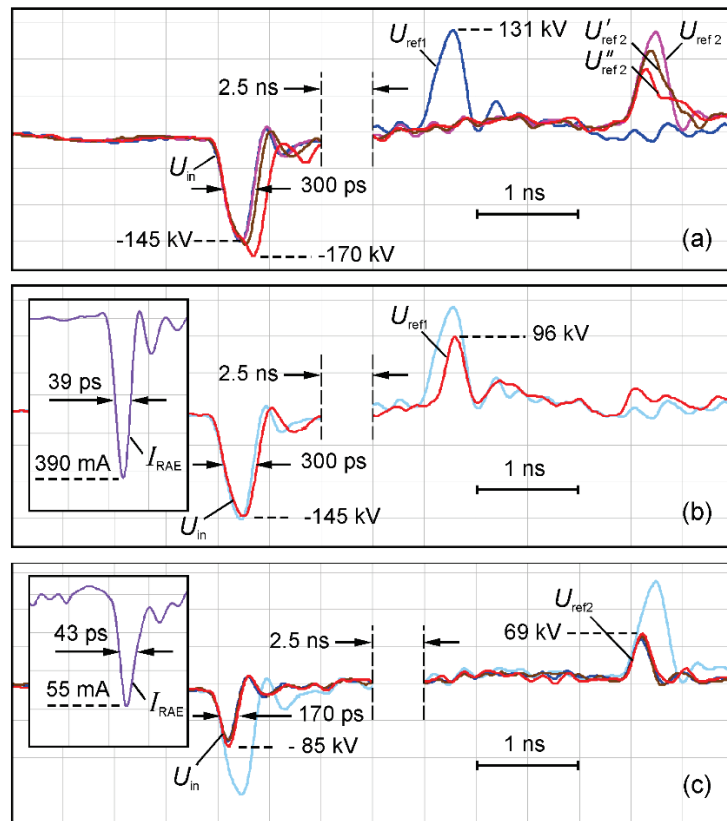


Рисунок 3.30 – Сравнение распространения импульсов напряжения разной длительности и амплитуды без (а) и при наличии усилителя электрического поля (б, с); традиционная рефлектометрия пробоев коаксиальной передающей линии с применением бегущих импульсов субнаносекундной длительности. (а) Отражения падающего импульса U_{in} от искусственного короткого замыкания (U_{ref1}) и от закороченного конца однородной передающей линии (U_{ref2}). (б) Развитие пробоя в передающей линии с усилителем электрического поля, обеспечивающим излучение тока убегających электронов I_{RAE} , показанное на вставке. (с) Отсутствие пробоя при уменьшении амплитуды и ширины падающего импульса напряжения U_{in} , несмотря на наблюдаемую эмиссию убегających электронов, показанную на вставке [121]

Авторы [121] делают вывод, что развитие предпробойных явлений, спровоцированное наличием усилителя электрического поля, не становится критичным для эффективной передачи импульсов высокого напряжения длительностью до ~ 200 пс через линию, заполненную воздухом.

Мы смоделировали два случая развития пробоя, реализованные в экспериментах [121]: (I) для амплитуды импульса 145 кВ и ширины на полувысоте 300 пс (Рисунок 3.30. б.) и (II) для амплитуды импульса 85 кВ и ширины на полувысоте 170 пс (Рисунок 3.30 с.). В этих двух случаях скорость нарастания электрического поля была близкой.

В этих расчетах мы использовали коэффициент шероховатости поверхности катода $\beta = 3$, обеспечивающий наименьшее время развития пробоя (Рисунок 3.28. б). Результаты моделирования представлены на Рисунке 3.31, где пунктирные линии соответствуют случаю I, а сплошные линии - случаю II.

Как видно, в режиме I (высоковольтный импульс длительностью более 200 пс) пробой успевает завершиться: напряжение на промежутке резко падает, что характерно для стадии переключения, когда плотная плазма заполняет весь промежуток. Это согласуется с экспериментом, в котором из-за перекрытия зазора плазмой наблюдался отраженный импульс напряжения с амплитудой 96 кВ (Рисунок 3.30. б). Импульс тока убегающих электронов имеет амплитуду 230 мА и длительность 7 пс; максимум энергетического спектра приходится на 120 кэВ; суммарный электрический заряд убегающих электронов составляет $2.2 \cdot 10^{-12}$ Кл.

Обсудим потери энергии при распространении импульса в режиме I. Мощности падающего, прошедшего и отраженного импульсов даются выражениями:

$$P_0 = U_0^2 / \rho, \quad P_{tr} = U_d^2 / \rho, \quad P_{ref} = (U_0 - U_d)^2 / \rho. \quad (3.28)$$

Мощность, выделяемая в разрядном промежутке, равна $P_d = |U_d I_d|$, или, с учетом условия баланса энергии

$$U_0^2 / \rho = |U_d I_d| + U_d^2 / \rho + (U_0 - U_d)^2 / \rho, \quad (3.29)$$

$P_d = P_0 - P_{tr} - P_{ref}$. Соответствующие временные зависимости показаны на Рисунке 3.32. Энергия падающего импульса (интеграл мощности по времени) составляла 0.105 Дж. Часть энергии импульса терялась в разрядном промежутке (0.025 Дж), часть отражалась от области разряда (0.031 Дж). В результате энергия переданного импульса составляла 0.049 Дж, т.е. примерно половину от исходной энергии.

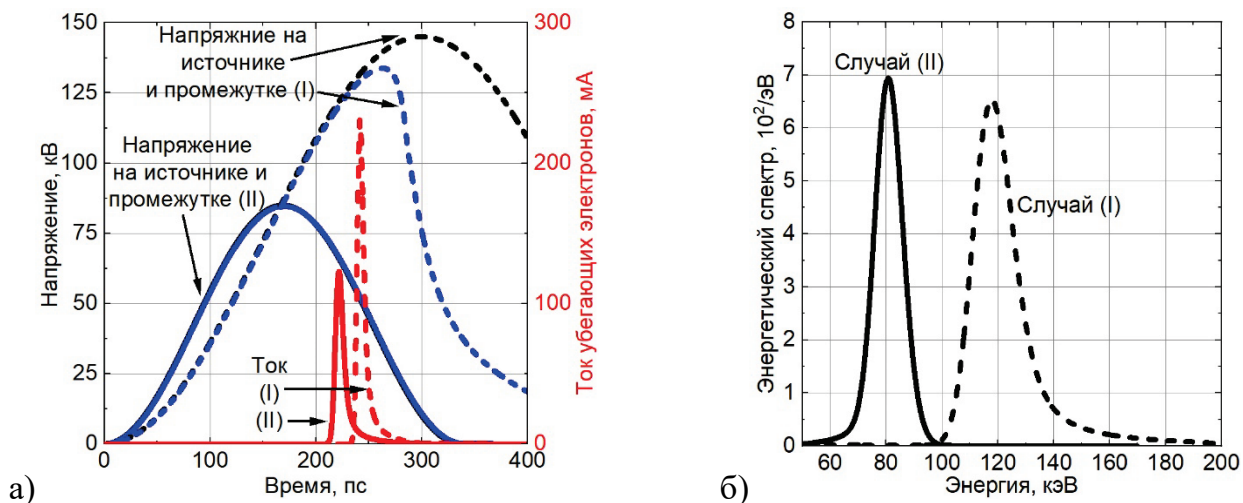


Рисунок 3.31 – (а) Импульсы тока убегающих электронов на фоне осциллограмм напряжения источника (черные линии) и напряжения на промежутке (синие линии); (б) энергетические спектры убегающих электронов. Пунктирные линии соответствуют расчетам для амплитуды импульса 145 кВ и длительности на полувысоте 300 пс, а сплошные линии - для 85 кВ и 170 пс соответственно

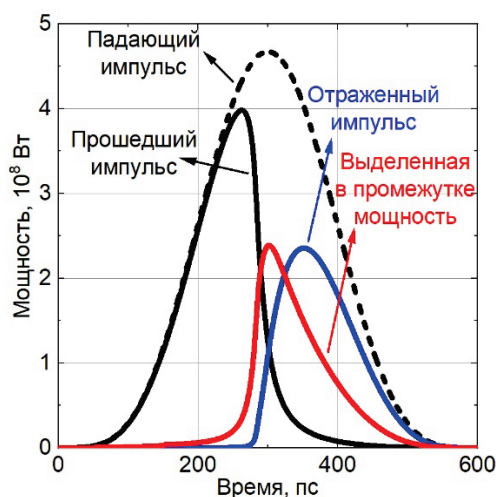


Рисунок 3.32 – Мощность, выделяемая в разрядном промежутке (красная кривая); мощности падающего (пунктирная), прошедшего (черная) и отраженного (синяя) импульсов для режима I

Расчет показал, что режим II (высоковольтный импульс длительностью менее 200 пс), напротив, не обеспечивает образования достаточного количества плазмы для заполнения разрядного промежутка. Импульс напряжения на промежутке полностью повторяет падающий импульс, как и в эксперименте (Рисунок 3.30 с). Хотя в этом режиме отсутствует пробой, поток убегающих электронов все равно генерируется. Расчетная амплитуда импульса тока убегающих электронов составляет 125 мА, его длительность на полувысоте около 9 пс, а полный электрический заряд $1.45 \cdot 10^{-12}$ Кл. Максимум распределения по энергии близок к 80 кэВ.

В целом, наши расчеты правильно описывают явления, наблюдаемые в эксперименте. Такое моделирование позволяет прогнозировать динамику падения напряжения на разрядном промежутке и определять тенденции изменения параметров убегających электронов. Некоторое различие между экспериментально измеренным и рассчитанным полным зарядом убегających электронов можно объяснить следующим: 1) использовано модельное описание эмиссионных свойств поверхности [120] с несколько произвольным выбором параметра шероховатости ($\beta = 3$); 2) некоторая переоценка эффекта экранирования плазмы в 1,5-мерной модели привела к уменьшению длительности тока убегających электронов.

3.4 Роль упругих столкновений электронов с атомами в формировании разряда

Как уже было отмечено в разделе 1.2, доля убегających электронов (1.9) зависит от соотношения напряженности поля к критическому значению, которое оценивается из эффективной тормозящей силы. Однако, эксперименты [136] с разрядами при малых значениях произведения давления на длину зазора pd показали, что даже при средней напряженности поля, превышающей критическое значение, число убегających электронов существенно меньше прогнозируемого. Это связано с тем, что при упругом рассеянии электроны значительно отклоняются от продольного (по отношению к электрическому полю) направления. Влияние данного процесса было учтено в работах [137, 11 (Глава 12)], где для оценки вероятности убегания электрона предполагалось, что убегающий электрон в своем движении вдоль однородного электрического поля не испытывает ни одного рассеивающего столкновения. Тогда вероятность убегания электрона в одноатомном газе запишется как (здесь, как и ранее, $e^2 = q^2 / 4\pi\epsilon_0$)

$$P = \exp\left\{-\frac{\pi Z^2 e^4 n_0}{2qIE}\right\} = \exp\left\{-\frac{E_0}{E}\right\} \rightarrow E_0 = \pi n_0 \frac{Z^2 e^4}{2qI}. \quad (3.30)$$

Приведенная оценка критической напряженности электрического поля гораздо выше приведенной в разделе 1.2. Так, для разряда в азоте $E_0/P = 1410 \text{ В}/(\text{Тор} \cdot \text{см})$, что почти в 3 раза больше приведённых ранее оценок ($E_0/P = 590 \text{ В}/(\text{Тор} \cdot \text{см})$).

Приведем результаты двух расчетов. В первом учтены ионизационные и упругие столкновения, во втором только ионизационные. Все остальные параметры одинаковы. Геометрия разряда цилиндрическая, катод – проволока радиусом 1 мм, анод – цилиндр

радиусом 11 мм и длиной 1 см, рабочий газ – азот при давлении 760 Тор. Разрядный промежуток включен последовательно в цепь с балластным сопротивлением 75 Ом и источником напряжения. На промежуток подается трапецевидный импульс напряжения амплитудой 200 кВ с фронтом 0.3 нс. В начальный момент времени концентрация электронов в промежутке задается в соответствии с формулой (2.18) (коэффициент неоднородности $\beta = 100$). Коэффициент усиления электрического поля $\beta_c = 6$, формула (3.8).

На Рисунке 3.33. показаны временные зависимости напряжения на промежутке и тока убегающих электронов. Из графиков видно, что упругие столкновения значительно увеличивают время запаздывания пробоя. Так при учете упругих и ионизационных столкновений пробой (когда напряжение падает до 90% от максимального напряжения на промежутке) начинается с 290 пс. Если при моделировании разряда учитывать только ионизационные столкновения, то пробой начинается с 190 пс, при этом на промежутке реализуется гораздо меньшее напряжение (49 кВ против 116 кВ при учете ионизационных и упругих столкновений). Закономерно, что при более низком напряжении число убегающих электронов значительно снижается (Рисунок 3.33.), а их энергия уменьшается (Рисунок 3.34).

Отметим еще две особенности, отраженные на Рисунке 3.35, изображающем напряженность электрического поля в различные моменты времени. Во-первых, упругие столкновения с атомами газа замедляют продвижение волны ионизации. При отсутствии упругих столкновений скорость заполнения промежутка плазмой почти постоянна: $5.2 - 5.7 \cdot 10^9$ см/с. Максимальное напряжение непрерывно увеличивается, что связано с ростом напряжения на источнике. Если же учитываются и упругие столкновения, то волна ионизации движется ускоренно, при этом на начальных этапах её скорость достаточно мала, $0.2 \cdot 10^9$ см/с, и лишь при приближении к аноду достигает $7 \cdot 10^9$ см/с. Вторая особенность состоит в том, что упругие столкновения подавляют плазменные колебания, максвеллизуя функцию распределения электронов.

Таким образом, можно заключить, что упругие рассеивающие столкновения играют значительную роль в динамике разряда и формировании группы убегающих электронов. Учет рассеивающих столкновений в корне изменяет количество убегающих электронов и их энергетический спектр.

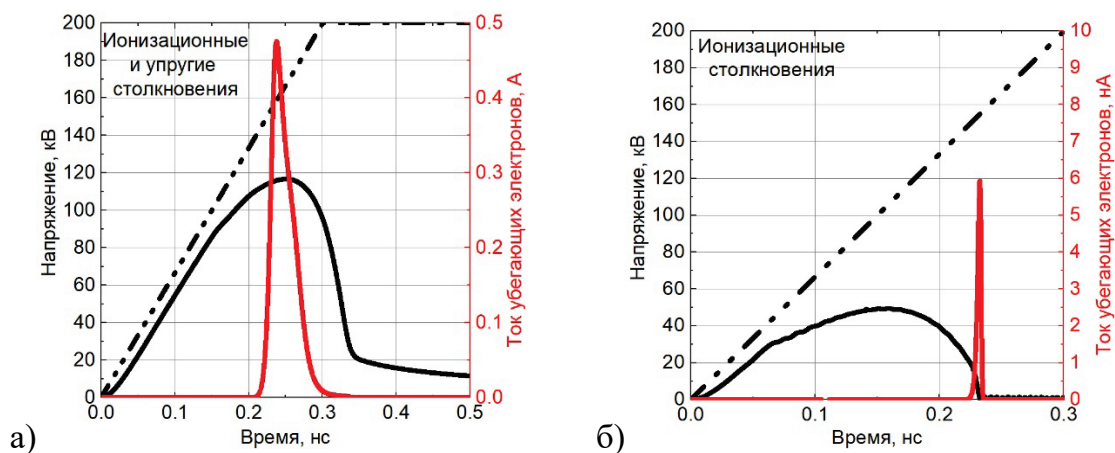


Рисунок 3.33 – Временные зависимости напряжения на источнике, напряжения на промежутке и тока уходящих электронов при учете ионизационных и упругих столкновений (а) и только ионизационных столкновений (б)

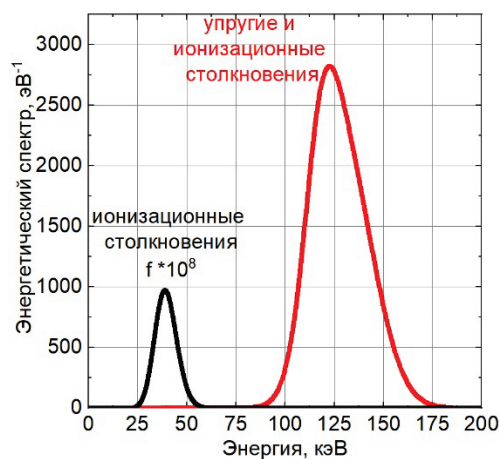


Рисунок 3.34 – Энергетический спектр уходящих электронов при учете ионизационных и упругих столкновений (красная линия) и только ионизационных столкновений (черная)

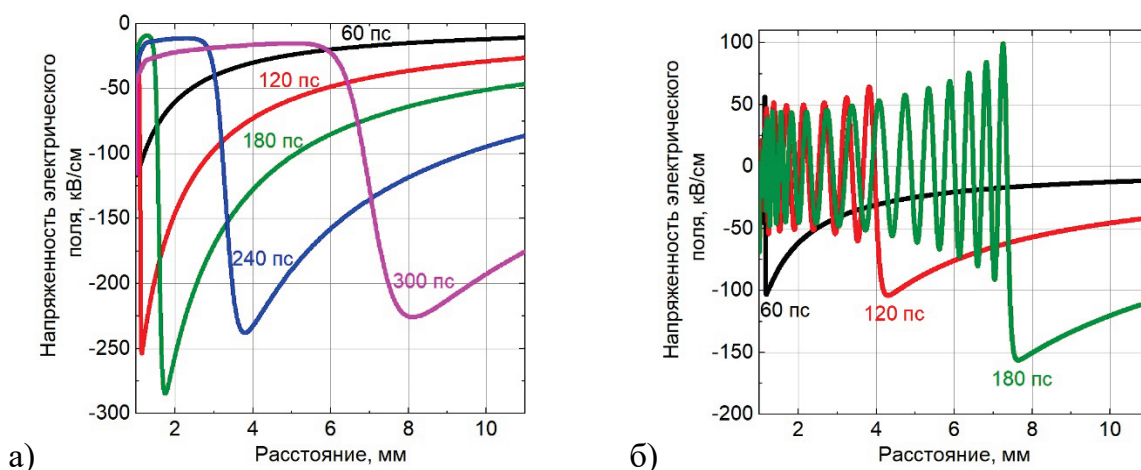


Рисунок 3.35 – Распределение напряженности электрического поля в промежутке в различные моменты времени. Расчет, учитывающий ионизационные и упругие столкновения (а) и расчет, учитывающего только ионизационные столкновения (б)

Выводы к Главе 3

В данной главе представлена одномерная кинетическая численная модель, позволяющая описать эволюцию электронной компоненты плазмы газового разряда в широком диапазоне давлений. Особенностью подхода является использование уравнения сохранения полной плотности тока совместно с уравнением Больцмана с модельной столкновительной частью. Модель позволяет рассчитать как динамику тока и напряжения на промежутке, так и кинетические характеристики всего ансамбля электронов (энергетический спектр, временной профиль тока, параметры фракции убегающих электронов) в процессе развития разряда.

В рамках представленного подхода рассмотрено влияние на фракцию быстрых (убегающих) электронов крутизны фронта приложенного напряжения, давления рабочего газа, радиуса кривизны катода. Показано, что скорость роста напряжения на разрядном промежутке влияет на число и энергию быстрых электронов: 1) при резком фронте реализуется более высокая амплитуда напряжения, что приводит к кратному росту числа быстрых электронов; 2) высокая скорость движения волны ионизации при более крутом фронте приводит к тому, что электроны дольше находятся в области сильного электрического поля и поэтому набирают энергию, которая может заметно превосходить энергию, соответствующую приложенной разности потенциалов.

Объяснена причина формирования двух максимумов на временном профиле тока убегающих электронов. Первый максимум тока создают убегающие электроны, стартовавшие в области сильного поля в окрестности катода и идущие на анод в режиме непрерывного ускорения. Наличие второго максимума тока связано со всплеском генерации быстрых электронов при приближении фронта волны ионизации к аноду, так как родившимся вблизи анода в области высокого поля электронам легко преодолеть без столкновений оставшееся расстояние. Пучок быстрых электронов может формироваться на разных стадиях разряда.

При понижении давления газа снижается амплитуда импульса напряжения на промежутке (при прочих неизменных условиях), и в пучке убегающих электронов средняя энергия частиц также снижается. Это приводит, в частности, к тому, что при снижении давления азота ниже 100 Тор начинает снижаться ток быстрых электронов, прошедших через выходную фольгу, несмотря на увеличение общего числа убегающих

электронов перед ней. При повышении давления газа доля быстрых электронов, сгенерированных вблизи катода, постепенно снижается, и в результате бóльшая группа убегающих электронов формируется при приближении фронта ионизации к аноду. При высоких давлениях, хотя и заметно снижается число убегающих электронов, но их средняя энергия возрастает. Немонотонная зависимость тока быстрых электронов от давления газа хорошо подтверждается в экспериментах.

Моделирование продемонстрировало, что при пробое коаксиального диода с внутренним катодом в виде тонкой нити можно получить меньший по амплитуде, но более высокоэнергетический пучок убегающих электронов, увеличивая радиус катода (уменьшая кривизну) до определенных значений. Немонотонная зависимость от кривизны кромки катода также наблюдается в экспериментах.

Численное моделирование радиального пробоя коаксиальной линии в поле бегущей волны показало, что в случае сильно неоднородной геометрии примерно 70% всех убегающих электронов генерируется в прикатодной области за короткий промежуток времени до того момента, когда электрическое поле в этой области экранируется плазмой. Однако длительность импульса тока быстрых электронов на аноде в этом случае заметно больше времени вытеснения поля, что обусловлено как разбросом по скоростям электронов, так и пространственным разбросом места их генерации. Максимум энергетического распределения (≈ 80 кэВ) коррелирует с амплитудой волны напряжения (85 кВ), так что в хвосте спектра заметная часть убегающих электронов имеет «аномальную» энергию (выше 85 кэВ). Причина этого «аномального» ускорения – усиление электрического поля перед фронтом волны ионизации из-за вытеснения поля из плазмы. Поэтому убегающие электроны перемещаются из точек рождения к аноду в сопутствующем поле, превышающем «вакуумное поле» (поле в диоде, не искаженное объемными зарядами частиц).

Исследовано влияние эмиссионной способности катода и дискретности тока эмиссии на время запаздывания пробоя и характеристики пучка убегающих электронов. В расчетах показано, что время запаздывания пробоя (начало момента спада напряжения на промежутке) немонотонно зависит от среднего коэффициента усиления однородного поля β на микрон неоднородностях поверхности. Минимальное время запаздывания (≈ 330 пс) реализуется при среднем «коэффициенте шероховатости» $\beta \approx 3$ (это среднее значение по всей поверхности обеспечивает повышение электрического

поля в месте появления первого электрона примерно в 45 раз). Более высокая «шероховатость» $\beta > 3$ снижает действующее напряжение на промежутке, а следовательно, и скорость волны ионизации, а более сглаженная поверхность с $\beta < 3$ сильно затягивает время появления первого электрона.

Отметим, что этот результат представляет большой практический интерес в связи с проблемой транспортировки ультракоротких импульсов высокого напряжения по газонаполненной коаксиальной передающей линии. Как эксперименты, так и проведенное моделирование показывают, что для импульсов, длительность которых сравнима с временем пролета убегающих электронов от места рождения до анода, электрическая прочность коаксиальной линии резко возрастает. При отсутствии внешних источников ионизации газа масштаб времени, связанный именно с процессами генерации и пролета убегающих электронов, накладывает принципиальное ограничение на время развития пробоя. Это, однако, не означает, что ультракороткие импульсы могут передаваться в линии вообще без потерь, несмотря на экспериментальную демонстрацию режимов, в которых потери относительно малы даже в условиях искусственно спровоцированного пробоя.

Выявлено влияние упругих столкновений на динамику разряда и формирование группы убегающих электронов. Учет рассеивающих столкновений радикально изменяет количество убегающих электронов и их энергетический спектр. Это связано как с изотропизацией функции распределения электронов по скоростям, так и со значительным замедлением волны ионизации при учете рассеивающих столкновений (меньшая скорость заполнения промежутка плазмой позволяет реализовать большее напряжение на промежутке). Пренебрежение упругими столкновениями в расчетной модели приводит к возбуждению в плазменном столбе электростатических колебаний, и как следствие, к неадекватным прогнозам как по количеству убегающих электронов, так и по их энергетическому спектру.

Глава 4. Кинетика пробоя плоского диода при низком давлении газа

Выше рассмотрение кинетической модели велось в предположении, что определяющую роль играют электроны, а ионы неподвижны. Однако есть задачи, в которых интерес представляет эволюция не электронной, а ионной компоненты плазмы. К таким задачам относятся источники ионов на основе вакуумных дуг, в которых извлечение положительных ионов происходит со стороны анода [1]. Отличительной особенностью таких источников ионов является превышение кинетической энергии частиц над анодным напряжением дугового разряда [2-4]. Этот эффект объясняется с двух точек зрения: наличие «горба» электрического потенциала в зазоре [5] и ускорение ионов «электронным ветром» [6].

Эффект «горба электрического потенциала» заключается в следующем: электроны, эмитированные из плазмы вспомогательного разряда, движутся в приложенном поле к аноду в режиме, близком к бесстолкновительному, и ионизируют разреженный газ, оставляя в промежутке ионы. Эти ионы, будучи медленными, накапливаются в зазоре, постепенно все более искажая распределение электрического потенциала. Начиная с некоторого момента времени положительный заряд ионов приводит к появлению немонотонности в распределении потенциала. Другими словами, потенциал анода ниже максимального потенциала в зазоре. Следовательно, часть инжектированных электронов отражается от отрицательного прианодного падения потенциала, попадая в своеобразную электростатическую ловушку и совершая в ней колебательное движение. С этого момента осциллирующие электроны начинают лавинообразно нарабатывать плазму, граница которой перемещается от точки максимального потенциала к катоду, обеспечивая нарастающую плотность тока эмиссии с него.

Сложность исследования данного типа разряда заключается в том, что длина свободного пробега близка к длине зазора, а значит, ионизация газа статистически маловероятна. Поэтому использовать гидродинамический подход невозможно. В данной

главе диссертации представлена полностью кинетическая модель разряда, позволяющая детально исследовать все этапы и особенности разряда низкого давления.

Исследование разрядов такого типа представлено в работах с участием автора диссертации [138 -141]. На первом этапе моделировался разряд, стационарная форма горения которого формировалась к моменту времени 23 нс, поэтому в систему уравнений был включён только ток электронной компоненты плазмы; предполагалось, что ионы неподвижны. В результате были продемонстрированы этапы накопления заряда в промежутке и изменение распределения потенциала. Однако, при рассмотрении более низких давлений, когда накопление заряженных частиц происходит медленно, ионы успевают значительно сместиться. Поэтому в модель был включен учет дрейфового тока ионной компоненты. Это позволило опосредованно учесть движение ионов, не вводя в расчет функцию распределения для них. Функция распределения для ионов была включена в рассмотрение на следующем этапе, при рассмотрении разряда в области давлений 1 – 2 Па.

Опишем все три модели на примере разряда низкого давления в азоте в плоской геометрии с таким давлением газа P и длиной зазора D , чтобы их произведение соответствовало левой ветви кривой Пашена. К промежутку приложено постоянное напряжение U . Предположим, что с катода непрерывно эмитируется поток электронов с плотностью тока, превышающей плотность тока Чайлда–Ленгмюра. Определим механизм и стадии формирования стационарной формы разряда, выделим условия формирования анодонаправленного потока ионов.

4.1 Кинетика электронов в разряде низкого давления

Рассмотрим одномерную модель, позволяющую описать разряд низкого давления в рамках предположения о неподвижных ионах. Уравнения, описывающие кинетику электронов, были такие же как в Главе 3. Кратко повторим основные уравнения.

Функция распределения электронов

Первое уравнение системы – это кинетическое уравнение Больцмана для эволюции функции распределения электронов:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{q}{m} E \frac{\partial f}{\partial v} = -Q_{ion}^e + Q_+^f + Q_+^s + S_{sc}, \quad (4.1)$$

здесь q - элементарный заряд, m - масса электрона, $E(x, t)$ - напряженность электрического поля, x и v - координата и скорость электрона ($x = 0$ на катоде и $x = D$ в анодной плоскости).

Первый член в правой части, Q_{ion}^e , описывает гибель электрона с энергией ε , в данном элементе фазового пространства из-за ионизационных электрон-атомных столкновений. Два следующих члена, $(Q_+^s + Q_+^f)$, описывают генерацию двух вторичных электронов (медленный электрон с энергией, $\varepsilon_s(\varepsilon) = I \cdot \ln(\varepsilon / I)$, и быстрый электрон с энергией, $\varepsilon_f(\varepsilon) = \varepsilon - I(1 + \ln(\varepsilon / I))$, I - энергия ионизации N_2) в разных элементах фазового пространства в одном и том же процессе ионизации. Это значительное упрощение реального процесса, в котором существует вероятностный разброс энергий вторичных электронов. Однако оно позволяет правильно описать процесс перераспределения кинетической энергии электрона во всем диапазоне ионизационных столкновений. Четвертый член S_{sc} описывает влияние рассеивающих столкновений на функцию распределения. Сечения элементарных процессов в азоте с участием электронов взяты из работы [107]

Динамика электрического поля

Для решения уравнения Больцмана (4.1) распределение напряженности электрического поля рассчитывалось с использованием свойства однородности «полного тока» в промежутке, следующего из уравнений Максвелла (детально вывод аналогичной формулы дан в пункте 3.1).

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{SR} \left(U - \int_0^D E(x, t) dr \right) - J(x, t), \quad (4.2)$$

здесь плотность тока проводимости включает только электронную компоненту

$$J(x, t) = J_e(x, t) = -q \int_{-\infty}^{\infty} v f(x, v, t) dv, \quad (4.3)$$

S - площадь поперечного сечения, через которое протекает ток в зазоре, R - сопротивление цепи, ε_0 - электрическая постоянная.

Механизм пробоя промежутка

В качестве примера рассмотрим плоский зазор с фиксированным напряжением. Инициирование разряда происходит за счет мгновенного появления на катоде источника

электронов с неограниченной эмиссионной способностью. Длина зазора 0.5 см, давление азота 5 Па, напряжение источника 10 кВ, балластное сопротивление 10 Ом, площадь электродов 1 см². При этих параметрах задачи плотность тока вакуумного диода в режиме ограничения тока объемным зарядом электронов (ток Чайлда–Ленгмюра) составляет 9.3 А/см². Для моделирования неограниченной эмиссионной способности катода на его поверхности была зафиксирована заведомо большая концентрация электронов плазмы $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ со средней тепловой энергией 2 эВ.

На Рисунке 4.1 показано рассчитанное распределение электрического потенциала в зазоре для четырех характерных моментов времени после начала пробоя, когда электроны инжектируются через катодную поверхность. На каждой кривой указан мгновенный ток разряда.

На Рисунке 4.2 показаны фазовые портреты электронной функции распределения в зазоре, соответствующие тем же моментам времени на фазовой плоскости «координата-импульс» (импульс электрона безразмерный, равный p/mc). Положительные ординаты соответствуют прямому движению электронов (от катода к аноду), а отрицательные ординаты описывают обратное рассеяние электронов в результате упругих столкновений. Правая шкала показывает значения функции в логарифмическом масштабе (например, плотность «15» соответствует 10^{15} м⁻³/единицу скорости). Как видно, уже к первой наносекунде в промежутке сформировалось распределение потенциала, характерное для вакуумного диода, работающего в режиме ограничения тока объемным зарядом. Ток немного выше, чем ток Чайлда–Ленгмюра, поскольку виртуальный катод уже сформирован, а эффективная длина промежутка немного уменьшилась. На фазовом портрете отчетливо виден начальный участок у катода с большой концентрацией электронов. Правее этого места из-за ионизационных столкновений в электронном спектре пучка уже присутствует некоторое количество электронов всех энергий (от нуля до значения ускоряющего потенциала в данной точке).

Поскольку сечение столкновения имеет максимум при энергиях до 100 эВ, вблизи катода находится большое количество обратно рассеянных электронов, а в анодной области это количество на несколько порядков меньше.

К моменту времени 13 нс за счет ионизации газа быстрыми электронами плотность тока разрядного пучка достигает 67 А/см². В области максимума плотности

ионов формируется локальный максимум потенциала. Здесь для электронов образуется электростатическая ловушка (захваченные электроны видны на фазовом портрете).

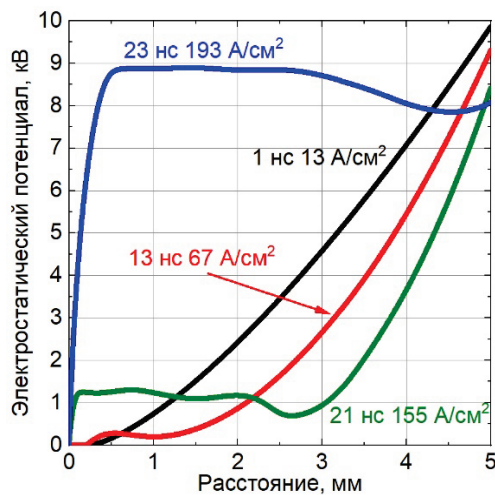


Рисунок 4.1 – Распределение электростатического потенциала в промежутке в различные моменты времени

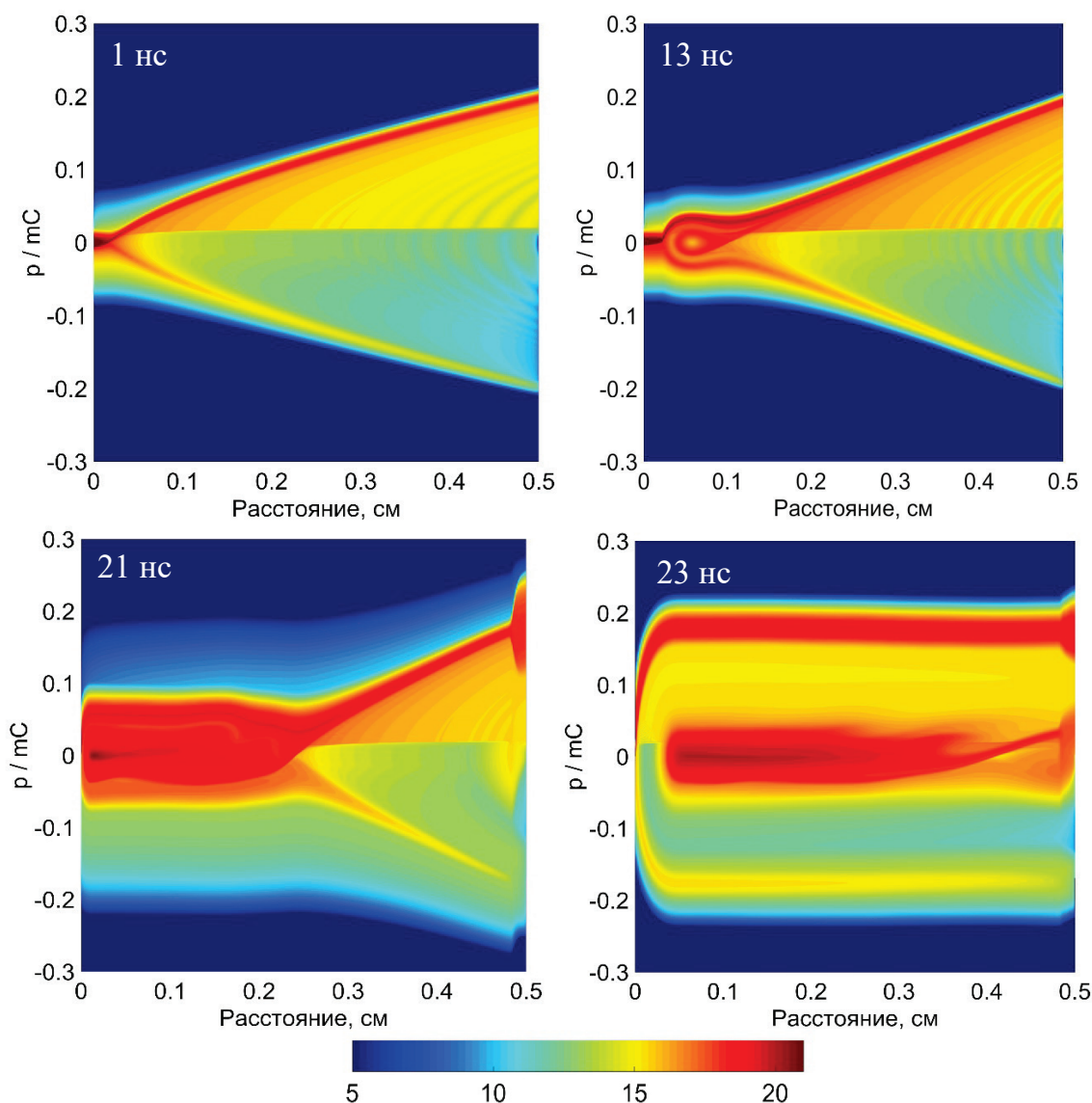


Рисунок 4.2 – Фазовые портреты электронной функции распределения в зазоре

К моменту времени 21 нс граница электростатической ловушки, заполненная электронами и имеющая потенциал 1 кВ, переместила виртуальный катод в середину промежутка. В этот момент разрядный ток (155 А/см^2) увеличился более чем на порядок по сравнению с током Чайлда–Ленгмюра. После этого плазма очень быстро, за 2 наносекунды, заполняет весь объем промежутка, образуя обычный для разряда низкого давления потенциальный рельеф с отрицательным анодным падением. При этом на фазовом портрете хорошо видна структура энергетического спектра электронов: имеется пучок электронов, ускоренный в области прикатодного падения до приложенного потенциала, и большая группа плазменных электронов с энергиями в десятки эВ. Приложенный потенциал немного ниже начального из-за падения напряжения на балластном сопротивлении.

Представленная модель одномерного разряда низкого давления, основанная на полностью кинетическом описании электронов в плазме, позволяет подробно описать процесс формирования такого разряда. Кинетическое уравнение естественным образом описывает как пролётный, так и захваченный режим движения электрона.

Моделирование такого процесса, подтверждая ранее сформулированные закономерности, позволяет правильно получить основные количественные характеристики разряда в широком круге задач.

4.2 Разряд низкого давления. Учет ионной компоненты тока

При дальнейшем понижении давления в разрядном промежутке мы приходим к условиям, когда накопление заряда и пробой затягиваются, а сгенерированные ионы за рассматриваемые времена сдвигаются на значительные расстояния. В связи с этим возникает необходимость корректирования модели. На первом шаге была введена плотность ионного тока.

Учет плотности тока ионов

Чтобы учесть движение ионов в случае не очень низких давлений (когда длина свободного пробега ионов меньше длины зазора), мы можем ввести в уравнение (4.2) плотность дрейфового тока ионов:

$$\begin{aligned} J(x, t) &= J_e(x, t) + J_i(x, t), \\ J_i(x, t) &= qn_i w_i(E). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Концентрация ионов n_i может быть рассчитана из уравнения:

$$\begin{aligned} n_i(x, t) &= \frac{\varepsilon_0}{q} \frac{\partial E}{\partial x} + n_e, \\ n_e(x, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(x, v, t) dv. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Для расчета ионного тока при низком давлении газа используем модель сильного дрейфа, учитывающую процесс перезарядки иона с молекулами собственного газа [142]. Сечение перезарядки σ_{exch} обычно довольно велико, а длина свободного пробега ионов меньше длины зазора. Сечение ионной перезарядки молекулярного азота полагалось равным $\sigma_{exch} = 10^{-15} \text{ см}^2$. Тогда скорость дрейфа ионов можно оценить как

$$w_i(E) = \mu_i E = \sqrt{\frac{qE}{M_i \sigma_{exch} n_g}}, \quad (4.6)$$

здесь M_i - масса иона, n_g - концентрация частиц газа.

Влияние движения ионов на пробой промежутка

Условия расчета совпадают с предыдущими: плоский зазор с фиксированным напряжением, возникновение разряда происходит за счет мгновенного появления на катоде источника электронов с неограниченной эмиссионной способностью.

На следующих рисунках показаны результаты расчетов при параметрах: длина зазора 0.5 см, напряжение источника 10 кВ, балластное сопротивление на площадь электрода $RS = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Давление азота составляло 5 и 10 Па.

На Рисунке 4.3 проиллюстрированы два режима развития пробоя, имеющих место при двух разных давлениях газа: 5 Па и 10 Па. Эволюция пространственной структуры разряда иллюстрируется графиками электростатического потенциала. В обоих случаях с катода эмитируются электроны с плотностью $j_{em}(0) = 100 \text{ А/см}^2$, намного превышающей плотность тока Чайлда-Лэнгмюра (9.3 А/см^2).

В первые моменты времени формируется распределение потенциала, соответствующее вакуумному диоду в режиме ограничения тока пространственным зарядом.

При давлении газа 5 Па скорость образования плазмы близка к скорости выхода ионов из объема, поэтому относительно длительное время (более 30 нс) промежуток работает как вакуумный диод в режиме ограничения тока объемным зарядом электронов с медленным расширением катодной плазмы. Таким образом можно утверждать, что

ионная составляющая плазмы играет ключевую роль уже при рассматриваемых давлениях. Поскольку мы рассматривали влияние динамики ионов на разряд опосредованно, то для детального исследования обратимся к полностью кинетической модели для ионов и электронов в Главе 4.3.

Вернемся к пробой при давлении 10 Па, для которого скорость накопления ионов в зазоре значительно выше. С 1-ой по 10-ю наносекунды он накапливается в основном у катода. Затем в течение 3-4 наносекунд образуется плазменный столб, заполняющий практически весь объем зазора. В результате формируется классическая структура тлеющего разряда с тонким слоем катодного падения потенциала. Ток разряда на катоде становится больше тока эмиссии электронов $j_{em}(0) = 100 \text{ А/см}^2$. Это собственно пробой газового диода.

Подробный процесс пробоя при давлении 10 Па проиллюстрирован на Рисунке 4.4. На нем показаны мгновенные портреты функции распределения электронов $f(x, v)$ в плоскости координата – безразмерный импульс. Положительные ординаты соответствуют прямому движению электронов (от катода к аноду), а отрицательные ординаты описывают электроны, рассеянные обратно в результате упругих столкновений.

К моменту времени 14 нс из-за ионизации газа быстрыми электронами плотность тока разряда достигает 171 А/см^2 , и формируется несколько локальных пиков потенциала. Здесь для электронов образуется электростатическая ловушка (на рисунке просматриваются фазовые траектории захваченных электронов). В промежутке кратковременно формируются два встречных электронные пучка. Интенсивный электронный пучок формируется в прикатодной области, а относительно слабый пучок выходит из границы скопившегося плазменного столба и ускоряется в прианодной области падения напряжения.

Дальнейшее развитие разряда не влияет на его пространственную структуру, так как это можно увидеть из последних по времени графиков электрического потенциала на Рисунке 4.3. Со временем положительное падение потенциала анода исчезает, и иногда наблюдается даже небольшое падение отрицательного потенциала. Приложенный потенциал немного ниже исходного значения из-за падения напряжения на балластном сопротивлении во внешней цепи. Спектр стационарных электронов (после 20 нс) можно представить в виде двух отдельных групп одновременно: I) в

области прикатодного падения имеется пучок электронов, ускоренный до приложенного потенциала (плотность тока $\sim 100 \text{ А/см}^2 = j_{em}$), и II) имеется большая группа горячих плазменных электронов с температурой в десятки эВ (плотность тока $\sim 70 \text{ А/см}^2$, т. е. тоже близка к j_{em}).

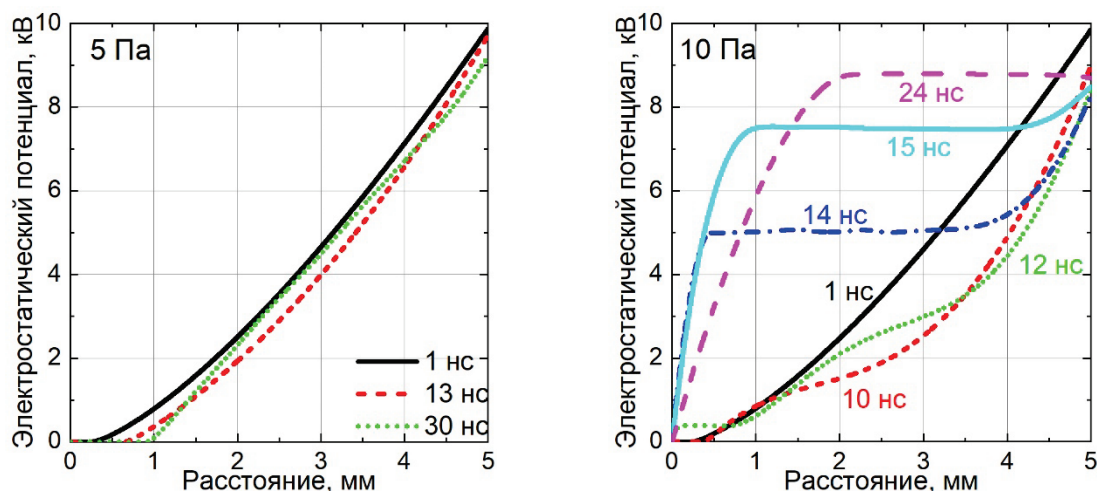


Рисунок 4.3 – Распределение потенциала в межэлектродном зазоре в различные моменты времени

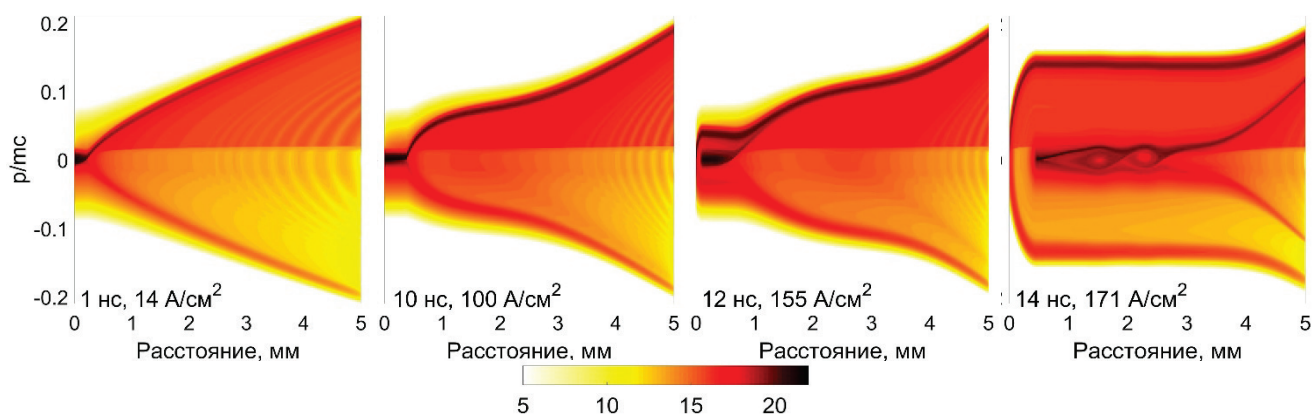


Рисунок 4.4 – Функции распределения электронов в зазоре в различные моменты времени. Давление 10 Па. Шкала дана в логарифмическом масштабе

Таким образом, учет ухода ионов из зазора сильно изменяет время формирования стационарной формы горения разряда при низких давлениях. Однако при давлении 10 Па этапы развития пробоя согласуются с описанными в Главе 4.1, где движение ионов не учитывалось вовсе.

4.3 Механизм пробоя плоского промежутка с формированием немонотонного распределения электрического потенциала

Как было показано в главах 4.1 и 4.2, при рассмотрении давлений в диапазоне 1 – 5 Па необходимо учитывать накопление и движение ионов в зазоре. Наиболее полную картину развития пробоя дает кинетический подход.

Система уравнений. Кинетика ионов

Система уравнений содержит кинетические уравнения для ионов и электронов и уравнение Пуассона для электрического поля.

Электронная компонента плазмы по-прежнему описывается уравнением Больцмана с модельной правой частью, учитывающей ионизацию и упругие столкновения частиц (4.1).

Второе уравнение описывает изменение функции распределения однозарядных ионов $F(x, V, t)$:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + V \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{q}{M} E \frac{\partial F}{\partial V} = Q_{ion}^i - S_{ex}^- + S_0^+, \quad (4.7)$$

здесь M - масса иона, V - скорость иона. В правую часть уравнения входит член Q_{ion}^i , который описывает генерацию медленных ионов в результате ударной ионизации молекулы N_2 электронами:

$$Q_{ion}^i(x, V, t) = F_M(V) \cdot n_g \int_{-\infty}^{\infty} v \sigma_{ion}(v) f(x, v, t) dv. \quad (4.8)$$

Второй член S_{ex}^- учитывает гибель иона при резонансной перезарядке на нейтральной частице:

$$S_{ex}^- = n_g V \sigma_{exch} F(x, V, t). \quad (4.9)$$

Третий член S_0^+ описывает появление медленного иона в том же процессе:

$$S_0^+ = n_g \sigma_{exch} F_M(V) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} F(x, V, t) V dV. \quad (4.10)$$

Функция распределения появившихся ионов максвелловская:

$$F_M(V) = \sqrt{\frac{M}{2\pi kT_i}} \exp\left(-\frac{MV^2}{2kT_i}\right). \quad (4.11)$$

Уравнения для функций распределения ионов и электронов дополняются уравнением Пуассона для электрического потенциала $\varphi(x, t)$, и напряженности электрического поля E :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= \frac{q}{\varepsilon_0} (n_e - n_i), \quad E(x, t) = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \\ n_e(x, t) &= \int f(x, v, t) dv, \\ n_i(x, t) &= \int F(x, V, t) dV.\end{aligned}\tag{4.12}$$

здесь ε_0 – электрическая постоянная.

Система уравнений (4.1), (4.7) - (4.12) позволяет получить самосогласованное описание генерации и переноса электронов и ионов при пробое газа. Ее численное решение аналогично приведенным ранее методам и основано на работе [11, Глава 12]

Особенности пробоя газа низкого давления

Основываясь на работе [141], рассмотрим плоский зазор длиной 5 мм, заполненный азотом при давлении 1 Па, приложенное напряжение 2.5 кВ. С катода эмитируется электронный ток с плотностью 65 А/см² и разбросом по тепловой энергии 1.5 эВ, средняя температура генерируемых ионов 0.1 эВ. Этот ток эмиссии намного выше плотности тока Чайлда-Ленгмюра, которая для этого диода составляет 1.2 А/см².

На первом этапе, 0-340 нс, происходит генерация плазмы (концентрация 10¹² см⁻³) за счет ионизации газовой среды пучком инжектированных электронов и продвижение границы плотной плазмы к аноду со скоростью около 1-2.5·10⁶ см/с (Рисунок 4.5). Напряженность поля в плазме близка к нулю.

Однако незначительные немонотонности порождают поток ионов на анод, что видно по функции распределения ионов (Рисунок 4.6) (ионы, движущиеся к катоду, не показаны). Движение границы плазмы сопровождается увеличением электронного тока (Рисунок 4.7). Около 345 нс плотность тока достигает 65 А/см², что соответствует плотности тока инжекции. Затем электрическое поле и распределение частиц качественно меняют свою структуру.

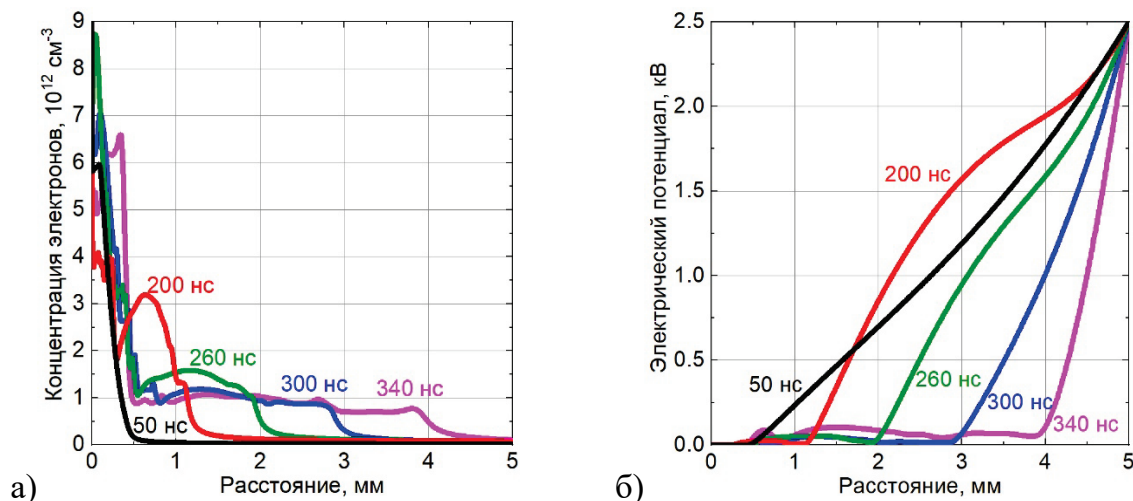


Рисунок 4.5 – Пространственные распределения концентрации электронной компоненты плазмы в зазоре (а) и электрического потенциала (б). Моменты времени (нс) показаны рядом с кривыми

К моменту времени 360 нс плазма приобретает относительно высокий потенциал (около 2 кВ) (Рисунок 4.8), формируются значительные неоднородности распределения электрического потенциала, что приводит к росту энергии ионов до сотен эВ и обособлению групп ионов (Рисунок 4.9). В свою очередь, электроны попадают в потенциальную яму и формируют встречные потоки.

В дальнейшем (380 – 400 нс) в промежутке формируется «горб потенциала» на 7.5 кВ превосходящий приложенное напряжение. Формирование такого профиля потенциала свидетельствует о глобальном избытке положительного объемного заряда в зазоре (около 10^{-4} Кл), что стало возможным из-за быстрого ухода большого ансамбля электронов. Так за время 355 – 400 нс число электронов в промежутке уменьшается в 5 раз. Максимум электронного тока (363 нс) на 8 нс опережает максимум ионного тока. Глобальный горб потенциала обеспечивает как передачу ранее сгенерированных потоков к аноду, так и формирует поток высокоэнергетических ионов со всей правой половины плазменного столба.

В дальнейшем, к моменту времени 420 нс, ионы покидают промежуток, плазма «разряжается». В промежутке формируется типичная структура плазменного столба и катодного слоя падения напряжения. Плотность электронного тока падает до 26-30 А/см². Затем повторяется процесс образования плотной плазмы на катоде и ее последующего расширения по всему промежутку. Появляются новые импульсы ионного тока, как это видно на Рисунке 4.10. Период между импульсами составляет 335 – 371 нс. Максимум ионного тока 2.6-2.8 А/см².

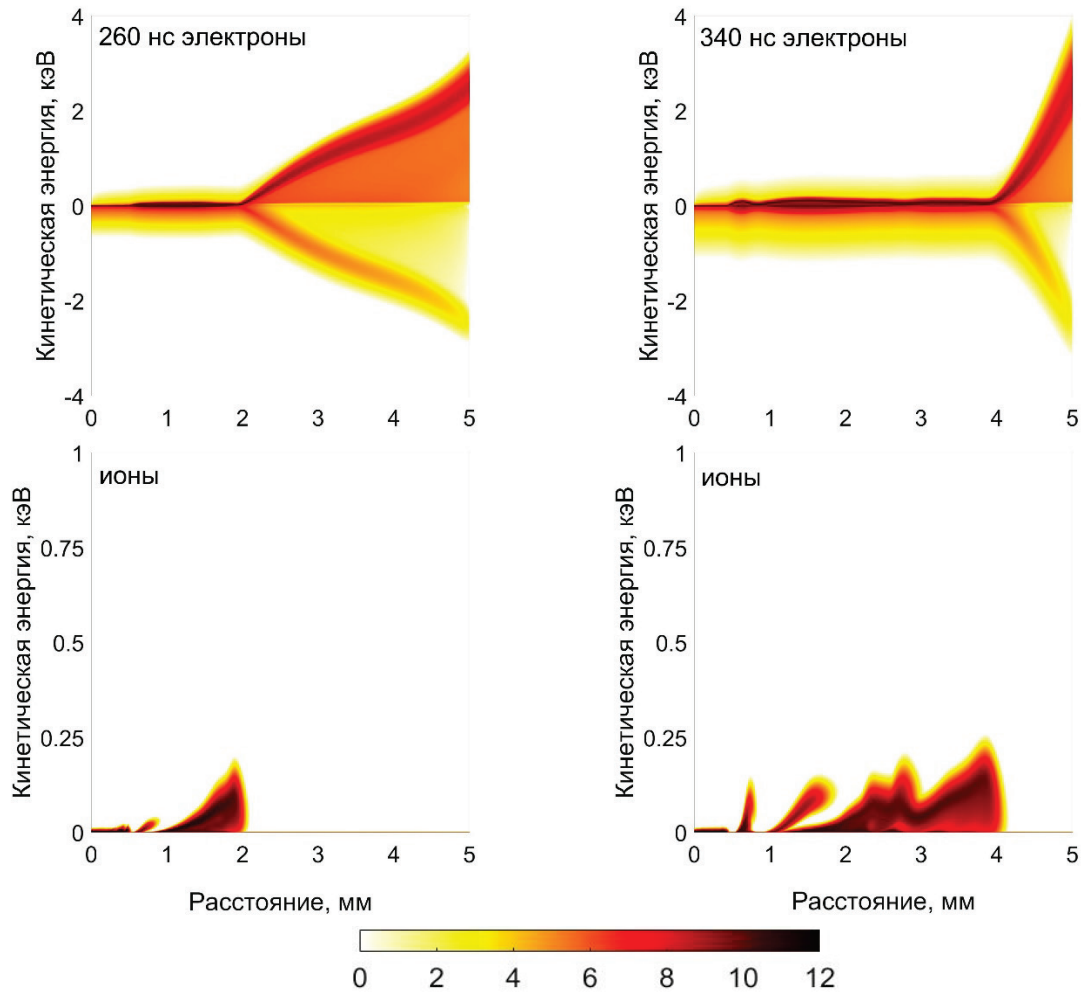


Рисунок 4.6 – Функции распределения электронов и ионов по энергиям для двух моментов времени (показаны в левом углу рисунков). Внизу показана легенда логарифмической шкалы (например, «8» означает 10^8 см $^{-3}$ эВ $^{-1}$). «Отрицательная» энергия означает, что частица движется к катоду

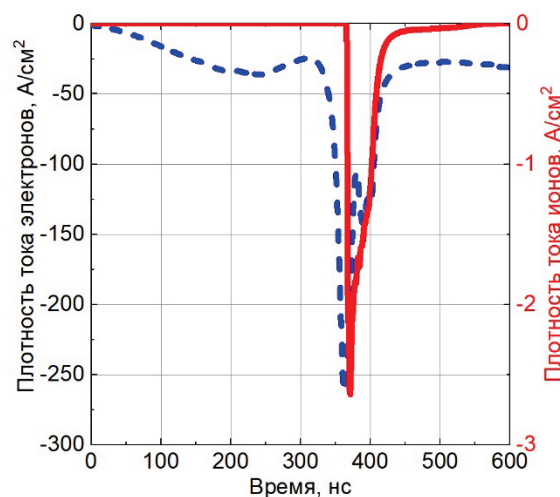


Рисунок 4.7 – Временной профиль плотности электронного (синяя пунктирная) и ионного (красная) токов на аноде. Электронный ток усреднен

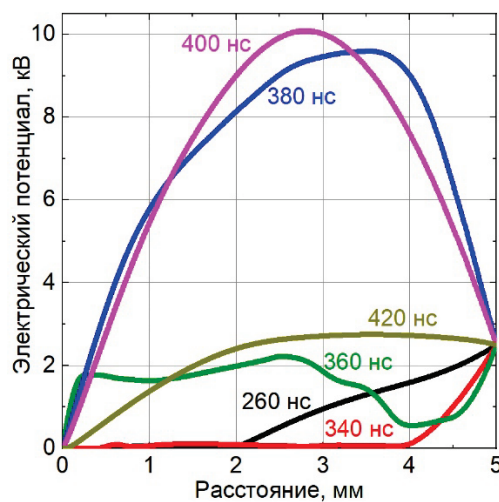


Рисунок 4.8 – Пространственное распределение электрического потенциала в зазоре. Моменты времени (нс) показаны рядом с кривыми

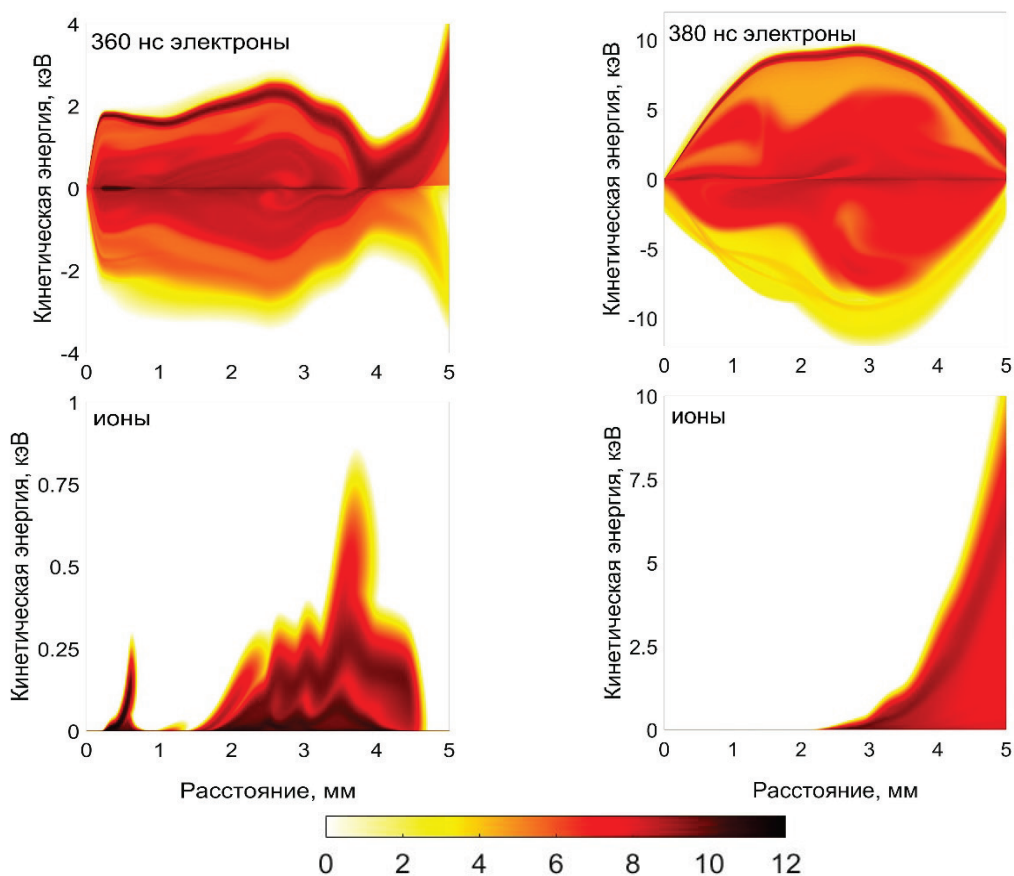


Рисунок 4.9 – Функции распределения электронов и ионов по энергиям для различных моментов времени.

Интегральный энергетический спектр одного импульса ионного тока показан на Рисунке 4.11. В спектре ионного импульса отчетливо видны две группы. Группа генерируемых низкоэнергетических ионов (энергия ниже 2 кэВ) еще не сформировала «глобальный горб».

Основная группа с максимумом при энергии 6.6 кэВ является исключительно продуктом глобального горба потенциала. Характерная кинетическая энергия этой группы отражает амплитуду скачка потенциала плазмы. Хотя этот скачок потенциала продолжается очень короткое время, ему удастся сформировать заметный поток ионов к аноду.

Рассмотрим, как влияет изменение параметров разряда на характеристики анодного тока ионов. На Рисунке 4.12 показана временная зависимость тока ионов на аноде для давлений 1 Па и 1.25 Па (при давлении 1.5 Па периодического режима не наблюдается) и напряжении 2.5 кВ. Видно, что увеличение давления приводит к уменьшению времени накопления заряда в промежутке с 310 до 240 нс, что, в свою очередь, связано с более интенсивной ионизацией частиц газа. Средний период следования импульсов тока для давления 1 Па – 353 нс, для 1.25 Па – 307 нс. Увеличение давления также приводит к увеличению длительности импульса тока ионов с 40 до 110 нс и его амплитуды с 2.6 до 4 А/см².

Уменьшение напряжения на аноде с 2.5 кВ до 1 кВ тоже заметно меняет картину (Рисунок 4.13). Импульс тока ионной компоненты плазмы, оставаясь в прежних амплитудных значениях, удлиняется с 40 до 110 нс, период также увеличивается в 1.6 раза с 368 до 607 нс. Первый импульс тока формируется раньше. Причинами таких изменений, являются, во-первых, увеличение числа электронов вблизи максимума сечения ионизации азота (100 эВ) при понижении напряжения на промежутке, а, во-вторых, более медленная «разрядка» плазмы.

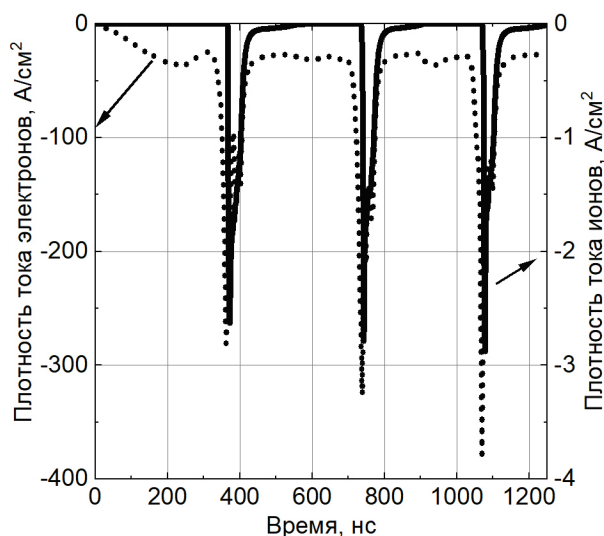


Рисунок 4.10 – Временной профиль плотности электронного (пунктирная линия) и ионного (сплошная) токов на аноде

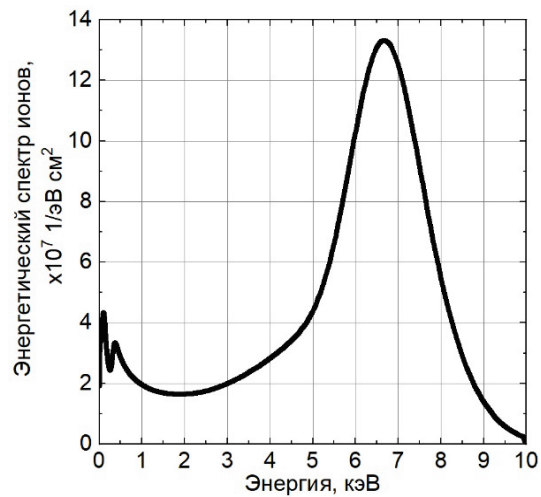


Рисунок 4.11 – Энергетический спектр ионов в первом импульсе тока.
Полная плотность ионов $4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

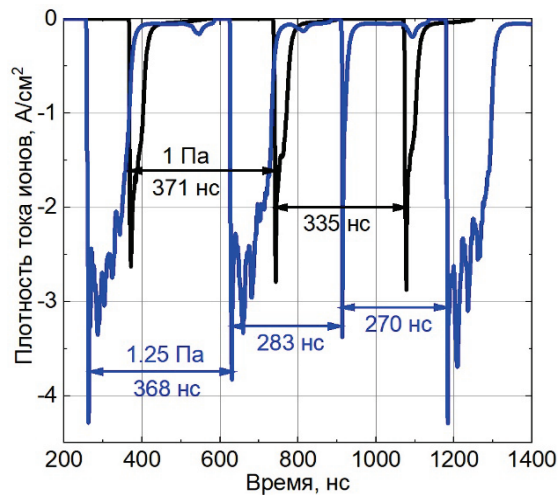


Рисунок 4.12 – Временная зависимость тока ионов на аноде для различных давлений (1 Па – черная линия, 1.25 Па - синяя), напряжение 2.5 кВ

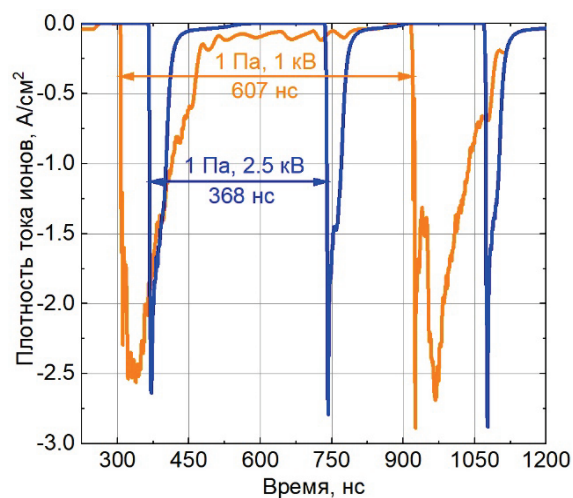


Рисунок 4.13 – Временная зависимость тока ионов на аноде для различных напряжений (1 кВ – оранжевая линия, 2.5 Па - синяя), давление 1 Па

Выводы к Главе 4

На основе самосогласованного кинетического описания электронов и ионов в нестационарном и неоднородном электрическом поле детально исследован электрополевой механизм генерации анодонаправленного потока быстрых ионов при инициировании разряда в газе низкого давления. Продемонстрировано, что даже в плоском диоде в процессе развития пробоя может формироваться короткая ярко выраженная стадия «горба потенциала», инициирующая ускорение положительных ионов к аноду, средняя энергия которых в несколько раз превышает уровень, соответствующий приложенному к промежутку напряжению.

«Горб» потенциала возникает из-за несбалансированности процессов генерации и ухода заряженных частиц из плазменного столба. Некомпенсированные колебания объемного заряда электронов и ионов, вызванные дисбалансом эмиссии и ухода заряженных частиц на электроды, создают скачки потенциала, амплитуда которых может значительно превышать приложенное напряжение. Кроме того, моделирование показало, что процессы образования «горбов» высоко чувствительны к параметрам задачи (давление, длина зазора, сорт газа, параметры тока инжекции).

Проведенные исследования могут послужить основой для последующего развития теории вакуумного разряда, где конкурируют две основные гипотезы о механизмах ускорения ионов из катодного пятна в сторону анода (гипотеза электронного ветра и гипотеза горба потенциала) [5, 6]. Для этого надо распространить представленные кинетические модели, по крайней мере, на сферическую геометрию, при этом найти эффективный способ для описания рассеивающих столкновений, включить в кинетику ионов передачу импульса от электронного потока токонесущей плазмы и т.п. На сегодняшний день имеются подходы к этой задаче на основе PIC-MCC метода [143].

Заключение

В диссертационной работе построена гибридная модель газового разряда, в рамках которой показано, что в плоском промежутке основное число убегających электронов генерируются до стадии коммутации промежутка в столбе разряда. На стадии коммутации, когда напряжение в столбе разряда падает, убегające электроны формируются только в прикатодной области в узком временном интервале. При этом энергия электронов незначительна. В целом, плоский промежуток как источник убегających электронов неэффективен.

С использованием названной модели было выполнено сравнительное исследование пробоя промежутка с цилиндрической геометрией. Отмечено, что при больших отношениях радиусов электродов в промежутке распространяется волна ионизации, на фронте которой генерируются убегające электроны. Таким образом, электроны генерируются во всем промежутке по мере продвижения волны ионизации к аноду. Однако наиболее значимые участки для формирования группы убегających электронов – это прикатодная область, где электрическое поле усилено из-за кривизны катода, а также прианодная область в момент приближения волны ионизации к аноду, так как плазма вытесняет электрическое поле в эту область и позволяет электронам набрать высокую энергию на малом участке пути. За счет такой “компрессии” электрического поля впереди волны ионизации, и движения электронов в постоянно нарастающем электрическом поле энергия последних может превосходить величину, соответствующую напряжению на промежутке.

Показано, что важную роль при пробое промежутка играет предиионизация. Если не учитывать влияние убегających электронов на предиионизацию промежутка, то именно характер внешней предиионизации определяет, насколько быстро пробьется промежуток, какое напряжение будет на фронте волны ионизации и, соответственно, каковы число и энергия убегających электронов.

Учет предиионизации убегającими электронами стал возможен только в полностью кинетической модели разряда, основанной на решении уравнения Больцмана с модельной правой частью. Она позволяет рассчитать как динамику падения напряжения на промежутке в процессе развития разряда, так и основные характеристики

ансамбля убегающих электронов (энергетический спектр, временной профиль текущее и общее количество убегающих электронов). Выяснено, что упругие столкновения в разряде, хотя и практически не изменяют энергию электронов, сильно влияют динамику разряда, замедляя распространение волны ионизации, позволяя реализовать на промежутке большее напряжение, а также максвеллизуют функцию распределения электронов, стабилизируя плазму.

На основе кинетической модели разряда проведено исследование влияния геометрических параметров, давления и фронта напряжения на динамику разряда. Показано, что фронт импульса напряжения играет определяющую роль при генерации убегающих электронов, его укорочение приводит к росту числа электронов на порядки и значительному росту средней энергии убегающих электронов вплоть до “аномальных” энергий.

Объяснена двухпиковая структура тока убегающих электронов: первый максимум формируется электронами, сгенерированными у катода, второй – при приближении волны ионизации к аноду.

Исследовано влияние давления на поток убегающих электронов. Показано, что при уменьшении давления число электронов растет, однако их энергия падает и при использовании фольговых фильтров все большая часть электронов не может попасть на коллектор. При увеличении давления число электронов экспоненциально падает до малых величин, уже не регистрируемых приборами.

Выявлено неоднозначное влияние кривизны катода. Так, роль играет не только напряженность электрического у катода, от которой во многом зависит число убегающих электронов, но и напряжение, реализуемое на промежутке, которое в определенной области обратно пропорционально кривизне катода и влияет на энергию электронов. Существует оптимум, при котором можно получить максимальное число электронов с максимально возможной энергией.

На основе самосогласованного кинетического описания электронов и ионов в нестационарном и неоднородном электрическом поле детально исследован электрополевой механизм генерации анодонаправленного потока быстрых ионов при инициировании разряда в газе низкого давления. Продемонстрировано, что даже в плоском диоде в процессе развития пробоя может формироваться короткая ярко выраженная стадия «горба потенциала», инициирующая ускорение положительных ионов к аноду, средняя энергия которых в несколько раз превышает приложенное к промежутку напряжение.

Список литературы

1. Boxman, R. L. Handbook of Vacuum Arc Science and Technology / R. L. Boxman, D. M. Sanders, P. J. Martin. – New York, USA: Park Ridge, Noye, 1996. – 773 p.
2. Anders, A. Cathodic Arcs. From Fractal Spots to Energetic Condensation / A. Anders. – New York, USA: Springer Inc., 2008. – 544 p.
3. Yushkov, G. Y. Ion velocities in vacuum arc plasmas / G. Y. Yushkov, A. Anders, E. M. Oks, I. G. Brown // Journal of Applied Physics. – 2000. – V. 88. – No. 10. – P. 5618–5622.
4. Davis, W. D. Analysis of the Electrode Products Emitted by dc Arcs in a Vacuum Ambient / W. D. Davis, H. C. Miller // Journal of Applied Physics. – 1969. – V. 40. – No. 5. – P. 2212–2221.
5. Bolotov, A. A physical model of the low-current-density vacuum arc / A. Bolotov, A. Kozyrev, Y. Korolev // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1995. – V. 23. – No. 6. – P. 884–892.
6. Krinberg, I. A. Formation and expansion of the plasma column under electron beam–metal interaction / I. A. Krinberg, G. M. Mladenov // Vacuum. – 2005. – V. 77. – No. 4. – P. 407–411.
7. Eddington, A. S. The Source of Stellar Energy / A. S. Eddington // Nature. – 1926. – V. 117. – No. 2948. – P. 25–32.
8. Бохан, П. А. Накачка газовых лазеров убегаящими электронами, генерируемыми в открытом разряде // В сб. Газовые и плазменные лазеры / Под ред. С. И. Яковленко. М.: Наука, 2005. С. 316–330. Сер. «Энциклопедия низкотемпературной плазмы» / Под ред. В.Е. Фортова.
9. Бураченко, А. Г. Люминесценция кристаллов Ga_2O_3 при возбуждении пучком убегаящих электронов / А. Г. Бураченко, Д. В. Белоплов, И. А. Прудаев, Д. А. Сорокин, В. Ф. Тарасенко, О. П. Толбанов // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 123. – № 6. – С. 861–865.
10. Тарасова, Л. В. Рентгеновское излучение при импульсных разрядах в воздухе / Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова // ЖТФ. – 1969. – Т. 39. – № 8. – С. 1530–1533.

11. * Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / Под редакцией В. Ф. Тарасенко. – Томск: STT, 2015. – 568с
12. Versteeg, H. K. An Introduction to computational fluid dynamics: The finite volume methods / H. K. Versteeg, W. Malalasekera. – New York: Longman Scientific & Technical, 1996. – 257 p.
13. Liu, X.-D. Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes / X.-D. Liu, S. Osher, T. Chan // Journal of Computational Physics. – 1994. – V. 115. – No. 1. – P. 200–212.
14. Vande Wouwer, A. Adaptive Method of Lines / A. Vande Wouwer, P. Saucez, W. Schiesser. – New York: Chapman and Hall/CRC, 2001. – 432 p.
15. Strang, G. On the Construction and Comparison of Difference Schemes / G. Strang // SIAM Journal on Numerical Analysis. – 1968. – V. 5. – No. 3. – P. 506–517.
16. Капцов, Н. А. Электрические явления в газах и вакууме / Н. А. Капцов. – Москва-Ленинград, ОГИЗ: Государственное издание технико-теоретической литературы, 1947821 с.
17. Райзер, Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. – Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2009. – 736 с.
18. Королев, Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц. – М.: Наука, 1991. – 224 с.
19. Мик, Д. Электрический пробой в газах / Д. Мик, Д. Крэгс. – М.: ИЛ, 1960. – 600 с.
20. Newman, M. Short Time Lag of Spark Breakdown / M. Newman // Physical Review. – 1937. – V. 52. – No. 6. – P. 652–654.
21. Месяц, Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов / Г. А. Месяц. – М.: Советское радио, 1974. – 256 с.
22. Рётер, Г. Электронные лавины и пробой в газах / Г. Рётер– М.: Мир, 1968. – 390с.
23. Лозанский, Д. Э. Развитие электронных лавин и стримеров / Д. Э. Лозанский // УФН. – 1975. – Т. 117. – С. 493–521.
24. Бабич, Л. П. Высоковольтный наносекундный разряд в плотных газах при больших перенапряжениях, развивающийся в режиме убегания электронов / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман // УФН. – 1990. – Т. 160. – № 7. – С. 49–82.
25. Dreicer, H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I / H. Dreicer // Physical Review. – 1959. – V. 115. – No. 2. – P. 238–249.

26. Gurevich, A. V. On the theory of runaway electrons / A. V. Gurevich // JETP. – 1961. – V. 39. – No. 5. – P. 904–912.
27. Гуревич, А. В. Пробой на убегающих электронах и электрические разряды во время грозы / А. В. Гуревич, К. П. Зыбин // Успехи физических наук. — 2001. – Т. 171. – № 11. – С. 1177–1199.
28. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика: [Учебное пособие для физических специальностей университетов]: В 10 т. Т. 10 / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц; Под ред. Л. П. Питаевского. - 2-е изд., испр.. - М. : Физматлит, 2001. – 535 с.
29. Тарасенко, В. Ф. Убегающие электроны и генерация мощных субнаносекундных пучков электронов в плотных газах / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. – 2007. – Т. 63. – С. 7–63.
30. Гуревич, А. В. К теории эффекта убегающих электронов / А. В. Гуревич // ЖЭТФ. – 1960. – Т.39. – В.5(11). – С.1296–1307.
31. Тарасенко, В. Ф. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных наносекундных электронных пучков / В. Ф. Тарасенко, С. И. Яковленко // УФН. – 2004. – Т.174. – №9. – С. 955–971.
32. Тарасова, Л. В. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов в газах при давлениях 0,1–760 Тор / Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова, Т. В. Лойко и др. // ЖТФ. – 1974. – Т. 44. – № 3. – С. 564–568.
33. Станкевич, Ю. Л. Начальная стадия электрического разряда в плотных газах / Ю. Л. Станкевич // Журнал Технической Физики. – 1970. – Т. XL. – № 7. – С. 1476–1485.
34. Бабич, Л. П. Распределение электронов по скоростям в слабоионизированном газе с сильным электрическим полем / Л. П. Бабич, Ю. В. Петров // Физика плазмы. – 1977. – Т. 3. – № 4. – С. 832–840.
35. Сизых, С. В. Частота убегания электронов в газовом разряде / С. В. Сизых // Теплофизика Высоких Температур. – 1993. – Т. 31. – № 1. – С. 1–7.
36. Ткачев, А. Н. Механизм убегания электронов в газе и критерий зажигания самостоятельного разряда / А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – № 16. – С. 54–62.
37. Ткачев, А. Н. О механизме убегания электронов в газе. Верхняя ветвь кривой зажигания самостоятельного разряда / А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77. – № 5. – С. 264–269.

38. Бойченко, А. М. Коэффициент Таунсенда и убегание электронов в электроотрицательном газе / А. М. Бойченко, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 78. – № 11. – С. 1223–1227.
39. Ткачев, А. Н. Коэффициент Таунсенда и характеристики убегания электронов в азоте / А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30. – № 7. – С. 14–24.
40. Бойченко, А. М. Граница раздела областей дрейфа и убегания электронов вне границы области существования таунсендовского разряда / А. М. Бойченко, А. Н. Ткачев // ЖТФ. – 2014. – Т. 84. – № 9. – С. 74–77.
41. Kunhardt, E. E. Development of overvoltage breakdown at high gas pressure / E. E. Kunhardt, W. W. Byszewski // Physical Review A. – 1980. – V. 21. – No. 6. – P. 2069–2077.
42. Козырев, А. В. Генерация мягкого рентгеновского излучения и его роль в развитии пробоя воздушного промежутка при повышенных давлениях / А. В. Козырев, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, Ю. В. Шутько // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37. – № 22. – С. 26–33.
43. Бабич, Л. П. Критерий перехода от стримерного механизма газового разряда к непрерывному ускорению электронов / Л. П. Бабич, Ю. Л. Станкевич // ЖТФ. – 1972. – Т. XLII. – № 8. – С. 1669–1673.
44. Gurevich, A. V. Runaway electron mechanism of air breakdown and preconditioning during a thunderstorm / A. V. Gurevich, G. M. Milikh, R. Roussel-Dupre // Physics Letters A. – 1992. – V. 165. – No. 5–6. – P. 463–468.
45. Roussel-Dupré, R. On runaway breakdown and upward propagating discharges / R. Roussel-Dupré, A. V. Gurevich // Journal of Geophysical Research: Space Physics. – 1996. – V. 101. – No. A2. – P. 2297–2311.
46. Бабич, Л. П. Бистабильность ансамбля электронов, взаимодействующих с плотным газом нейтральных частиц в электрическом поле. Приложение к полю грозовых облаков / Л. П. Бабич // ТВТ. – 1995. – Т. 33. – № 5. – С. 659–662.
47. Wilson, C. T. R. The Acceleration of β -particles in Strong Electric Fields such as those of Thunderclouds / C. T. R. Wilson // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. – 1925. – V. 22. – No. 4. – P. 534.

48. Станкевич, Ю.Л. Быстрые электроны и рентгеновское излучение в начальной стадии развития импульсного искрового разряда в воздухе / Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин // ДАН СССР. – 1967. – Т.177. – № 1. – С. 72–73.
49. Noggle, R. C. A Search for X Rays from Helium and Air Discharges at Atmospheric Pressure / R. C. Noggle, E. P. Krider, J. R. Wayland // Journal of Applied Physics. – 1968. – V. 39. – No. 10. – P. 4746–4748.
50. Тарасова, Л. В. Быстрые электроны и рентгеновское излучение наносекундных импульсных разрядов в газах при давлениях 0.1–760 Торр / Л. В. Тарасова, Л. Н. Худякова, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман // ЖТФ. – 1974. – Т. 44. – № 3. – С. 564–568.
51. Тарасенко, В. Ф. Сверхкороткий электронный пучок и объемный сильноточный разряд в воздухе при атмосферном давлении / В. Ф. Тарасенко, С. Б. Алексеев, В. М. Орловский, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – № 8. – С. 30–34.
52. Тарасенко, В. Ф. О распределении по энергиям электронов пучка при объемном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления / В. Ф. Тарасенко, И. Д. Костыря, В. К. Петин, С. В. Шляхтун // ЖТФ. – 2006. – № 12. – С. 37–46.
53. Бакшт, Е. Х. Спектры электронов и рентгеновских квантов при диффузном наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления / Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, А. В. Козырев, И. Д. Костыря, М. И. Ломаев, В. К. Петин, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, С. В. Шляхтун // ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – № 1. – С. 51–59.
54. Алексеев, С. Б. О режиме формирования электронного пучка в газовом диоде при высоком давлении / С. Б. Алексеев, В. М. Орловский, В. Ф. Тарасенко, А. Н. Ткачев, С. И. Яковленко // ЖТФ. – 2005. – Т. 75. – № 12. – С. 89–93.
55. Бакшт, Е. Х. О формировании субнаносекундных импульсов тока пучка большой плотности в газовом диоде при низких давлениях / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. – 32. – № 21. – С. 69–75.
56. Бакшт, Е. Х. Ток разряда и ток сверхкороткого лавинного пучка электронов при объемном наносекундном разряде в неоднородном электрическом поле / Е. Х. Бакшт, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Письма в ЖТФ. – 2007. – Т. 33. – № 5. – С. 71–78.

57. Месяц, Г. А. О динамике формирования субнаносекундного электронного пучка в газовом и вакуумном диоде / Г. А. Месяц, С. Д. Коровин, К. А. Шарыпов, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – № 1. – С. 35–44.
58. Месяц, Г. А. Источник электронов и режим ускорения пикосекундного пучка в газовом диоде с неоднородным полем / Г. А. Месяц, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – № 4. – С. 71–80.
59. Костыря, И. Д. О пространственном распределении потока электронов при генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка в газовом диоде / И. Д. Костыря, М. И. Ломаев, В. Ф. Тарасенко, Д. В. Рыбка, Е. Х. Бакшт // Известия Томского Политехнического университета. – 2008. – Т. 312. – № 2. – С. 129–133.
60. Костыря, И. Д. Генерация субнаносекундных пучков электронов в воздухе атмосферного давления / И. Д. Костыря, В. Ф. Тарасенко, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35. – № 21. – С. 79–87.
61. Бойченко, А. М. О влиянии фронта импульса напряжения и геометрии катода на генерацию сверхкороткого лавинного электронного пучка / А. М. Бойченко, А. Г. Бураченко, И. Д. Костыря, В. Ф. Тарасенко, А. Н. Ткачев // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – № 8. – С. 142–149.
62. Тарасенко, В. Ф. Параметры сверхкороткого лавинного электронного пучка, генерируемого в воздухе атмосферного давления и их измерение / В. Ф. Тарасенко // Физика Плазмы. – 2011. – Т. 37. – №5. – С. 444–457.
63. Костыря, И. Д. Амплитуда и длительность импульса тока сверхкороткого лавинного электронного пучка при разряде в воздухе атмосферного давления / И. Д. Костыря, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко // Приборы и техника эксперимента. – 2012. – №1. – С. 80–85
64. Рыбка, Д. В. Временная структура пучка убегających электронов, генерируемого в воздухе атмосферного давления / Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, А. Г. Бураченко, Е. В. Балзовский // Письма в ЖТФ. – 2012. – Т. 38. – № 14. – С. 32–40.
65. Тарасенко, В. Ф. Двухкомпонентная структура импульса тока пучка убегających электронов, генерируемого при пробое азота повышенного давления /

- В. Ф. Тарасенко, М. В. Ерофеев, М. И. Ломаев, Д. А. Сорокин, Д. В. Рыбка // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – №11. – С. 1001–1008.
66. Месяц, Г. А. Пикосекундные пучки убегающих электронов в воздухе / Г. А. Месяц, М. И. Яланин, А. Г. Реутова, К. А. Шарыпов, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов // Физика плазмы. – 2012. – Т. 38. – №1. – С. 34–51.
 67. Бабич, Л. П. Энергетические спектры и временные параметры убегающих электронов при наносекундном пробое плотных газов / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко // ЖТФ. – 1985. – Т. 55. – № 5. – С. 956–958.
 68. Бабич, Л. П. Субнаносекундные импульсы убегающих электронов, генерируемые в атмосфере импульсами высокого напряжения микросекундной длительности / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко // Доклады Академии Наук. – 2009. – Т. 429. – № 1. – С. 35–39.
 69. Бабич, Л. П. Излучение Вавилова-Черенкова субнаносекундного импульса убегающих электронов, генерируемого разрядом в открытой атмосфере / Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, А. В. Родигин // Доклады Академии Наук. – 2014. – Т. 457. – № 6. – С. 646–649.
 70. Beloplotov D. V. Experimental Determination of the Generation Moment of Runaway Electrons / D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, M. I. Lomaev, D. A. Sorokin // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2019. – Vol. 47. – No. 10. – P. 4521-4524, 2019.
 71. Beloplotov D. V. Measurement of the duration of runaway current pulses using measuring equipment with bandwidths up to 50 GHz / D. V. Beloplotov, V. F. Tarasenko, D. A. Sorokin, V. S. Ripenko, S. B. Leshchinskaia // Journal of Physics: Conference Series. – 2021. – Vol. 2064. – 012009.
 72. Коваль, Н. Н. Развитие кнудсендовской дуги с катодным пятном / Н. Н. Коваль, Ю. И. Крейндель, Е. А. Литвинов и др. // ДАН СССР. – 1988. – Т. 300. – С. 1108.
 73. Kozyrev, A. V. Processes in the prebreakdown stage of a low - pressure discharge and the mechanism of discharge initiation in pseudospark switches / A. V. Kozyrev, Y. D. Korolev, V. G. Rabotkin, I. A. Shemyakin // Journal of Applied Physics. – 1993. – Vol. 74. – No. 9. – P. 5366–5371.
 74. Romanov, I. V. Energy distributions of highly charged ions escaping from a plasma via a low-voltage laser induced discharge / I. V. Romanov, A. A. Rupasov, A. S. Shikanov, V. L. Paperny, A. Moorti, R. K. Bhat, P. A. Naik and P. D. Gupta // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Vol. 43. – P. 465202.

75. Koval, T. V. Numerical simulation of high-intensity metal ion beam generation / T. V. Koval, A. I. Ryabchikov, T. M. K. An, A. R. Shevelev, D. O. Sivin, A. I. Ivanova, D. M. Paltsev // In Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1115. – No. 3. – P. 032007.
76. Koval, T. V. Numerical simulation of discharge plasma generation and nitriding the metals and alloys / T. V. Koval, R. A. Manakov, H. Nguyen Bao, K. A. Tran My // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2017. – P. 012044.
77. Levko, D. Effect of explosive emission on runaway electron generation / D. Levko, S. Yatom, V. Vekselman, J. Z. Gleizer, V. T. Gurovich, Y. E. Krasik // Journal of Applied Physics. – 2012. – Vol. 111. – No. 1. – P. 013304.
78. Levko, D. Influence of field emission on the propagation of cylindrical fast ionization wave in atmospheric-pressure nitrogen / D. Levko, L. L. Raja // Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 119. – No. 15. – P. 153301.
79. Беломытцев, С. Я. Численное исследование двух механизмов формирования пучков убегающих электронов / С. Я. Беломытцев, В. В. Рыжов, В. А. Шкляев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 5/2. – С. 24–28.
80. Гришков, А. А. Исследование формирования пучка быстрых электронов в коаксиальном газовом диоде в модели неограниченной эмиссии / А. А. Гришков, К. П. Артёмов, С. Я. Беломытцев, В. В. Рыжов, И. Ю. Турчановский, В. А. Шкляев // Физика плазмы. – 2009. – Том. 35. – №9. – С. 846–851.
81. Бабич, Л. П. Численное моделирование наносекундного разряда в гелии при атмосферном давлении, развивающегося в режиме убегания электронов / Л. П. Бабич, И. М. Куцык // Теплофизика высоких температур. – 1995. – Т. 33. – № 2. – 191–199.
82. Бабич, Л. П. Методика упрощенного кинетического уравнения для численного моделирования кинетики электронов в плотных газах в сильных электрических полях / Л. П. Бабич, К.И. Бахов, И. М. Куцык, Б. Н. Шамраев // Физика плазмы. – 2006. – Т. 32. – № 10. – С. 883–892.
83. Бабич, Л. П. Детерминистические методики численного моделирования лавин убегающих электронов высоких энергий / Л. П. Бабич, Е. И. Бочков // ЖЭТФ. – 2011. – Т. 139. – №. 3. –С. 568–578.
84. Babaeva, N. Y. Fluid and hybrid modeling of nanosecond surface discharges: effect of polarity and secondary electrons emission / N. Y. Babaeva, D. V. Tereshonok, and

- G. V. Naidis // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2016. – Vol. 25. – No. 4. – P. 044008.
85. Babaeva, N. Y. The role of fast electrons in diffuse discharge formation: Monte Carlo simulation / N. Y. Babaeva, C. Zhang, J. Qiu, X. Hou, V. F. Tarasenko, T. Shao // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2017. – Vol. 26. – No. 8. – P. 085008.
 86. Zubarev, N. M. Experimental and theoretical investigations of the conditions for the generation of runaway electrons in a gas diode with a strongly nonuniform electric field / N. M. Zubarev, M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, S. A. Barengolts, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, O. V. Zubareva // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2018. – Vol. 51. – No. 28. – P. 284003.
 87. * Mamontov, Y. Influence of Inhomogeneous Electric Field Geometry Factors on Runaway Electrons Generation Conditions / Y. Mamontov, I. Uimanov, A. Kozyrev, N. Zubarev, N. Semeniuk // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). – 2020.
 88. * Кожевников, В. Ю. Численное моделирование процесса формирования газового разряда высокого давления / В. Ю. Кожевников, А. В. Козырев, Н. С. Семенюк // *Известия высших учебных заведений. Физика*. – 2014. – Т. 57. – № 3-2. – С. 134–137.
 89. * Kozhevnikov, V. Yu. Simulation of Initial Stage of Nanosecond Volume High Pressure Gas Discharge / V. Yu. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semenyuk // *Plasma Physics and Technology*. – 2014. – Vol. 1. – No. 2. – P. 64–66.
 90. * Semeniuk, N. S. Hybrid model of runaway electrons generation process in nanosecond high pressure gas discharge / N. S. Semeniuk, V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev // 2015 IEEE International Conference on Plasma Sciences (ICOPS). – 2015.
 91. * Kozhevnikov, V. Y. 1D simulation of runaway electrons generation in pulsed high-pressure gas discharge / V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // *EPL (Europhysics Letters)*. – 2015. – Vol. 112. – No. 1. – P. 15001.
 92. * Tarasenko, V. Current and spectra of runaway electron beams in SF₆, nitrogen and air / V. Tarasenko, Ch. Zhang, A. Kozyrev, E. Baksht, A. Burachenko, T. Shao, M. Lomaev, P. Yan, V. Kozhevnikov, N. Semeniuk // *Russian Physics Journal*. – 2016. – V. 59. – No. 9-2. – P. 119–122.

93. * Кожевников, В. Ю. Влияние способа предварительной ионизации газа на параметры пучка убегающих электронов в разрядах высокого давления / В. Ю. Кожевников, А. В. Козырев, Н. С. Семенюк // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2016. – Т. 59. – № 12. – С. 3–10.
94. * Kozyrev, A. Theoretical simulation of the picosecond runaway-electron beam in coaxial diode filled with SF₆ at atmospheric pressure / A. Kozyrev, V. Kozhevnikov, M. Lomaev, D. Sorokin, N. Semeniuk, V. Tarasenko // EPL (Europhysics Letters) . – 2016. – Vol. 114. – No. 4. – P. 45001.
95. * Kozyrev, A. V. Theoretical simulation of high-voltage discharge with runaway electrons in sulfur hexafluoride at atmospheric pressure / A. V. Kozyrev, V. Y. Kozhevnikov, N. S. Semeniuk // Matter and Radiation at Extremes. – 2016. – Vol. 1. – No. 5. – P. 264–268.
96. * Kozyrev, A. V. Variation of the beam parameters of runaway electrons in a gas discharge under the conditions of nonuniform preliminary ionization / A. V. Kozyrev, E. M. Baranova, V. Y. Kozhevnikov, N. S. Semenyuk // Technical Physics Letters. – 2017. – Vol. 43. – No. 9. – P. 804–807.
97. * Kozhevnikov, V. Y. The Effect of the Mode of Gas Preionization on the Parameters of Runaway Electrons in High-Pressure Discharges / V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // Russian Physics Journal. – 2017. – Vol. 59. – No. 12. – P. 1981–1988.
98. * Tarasenko, V. F. Review of supershort avalanche electron beam during nanosecond-pulse discharges in some gases / V. F. Tarasenko, C. Zhang, E. K. Baksht, A. G. Burachenko, T. Shao, D. V. Beloplotov, M. I. Lomaev, P. Yan, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // Matter and Radiation at Extremes. – 2017. – Vol. 2. – No. 3. – P. 105–116.
99. * Kozhevnikov, V. Y. Hybrid kinetic-liquid model of the nanosecond discharge initiated by runaway electrons / V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC). – 2017.
100. * Tarasenko, V. F. Influence of electrode spacing and gas pressure on parameters of a runaway electron beam generating during the nanosecond breakdown in SF₆ and nitrogen / V. F. Tarasenko, C. Zhang, A. V. Kozyrev, D. A. Sorokin, X. Hou, N. S. Semeniuk, A. G. Burachenko, P. Yan, V. Y. Kozhevnikov, E. K. Baksht, M. I. Lomaev, T. Shao // High Voltage. – 2017. – Vol. 2. – No. 2. – P. 49–55.

101. * Kozhevnikov, V. Y. Physical Kinetics of Electrons in a High-Voltage Pulsed High-Pressure Discharge with Cylindrical Geometry / V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // Russian Physics Journal. – 2017. – Vol. 60. – No. 8. – P. 1425–1436.
102. * Kozhevnikov, V. Numerical simulation of fast atmospheric pressure discharge in gas diode with plane-grid cathode system / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev, N. Semeniuk, A. Kokovin // MATEC Web of Conferences. – 2018. – Vol. 240. – P. 05040.
103. * Kozhevnikov, V. Simulation of the Subnanosecond Runaway Electron Source for Low-Dose Industrial Radiography / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev, A. Kokovin, N. Semeniuk, V. Tarasenko, E. Baksht, M. Lomaev, A. Burachenko, D. Sorokin, D. Beloplotov // 2018 International Conference of Electrical and Electronic Technologies for Automotive. – 2018.
104. * Kokovin, A. Theoretical Modelling of Fast Atmospheric Pressure Discharge in Gas Diode with Plane-Grid Cathode System / A. Kokovin, N. Semeniuk, V. Kozhevnikov, V. Goliak, A. Kozyrev // 2018 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE). – 2018.
105. * Kozhevnikov, V. Hybrid Numerical Simulation of the Nanosecond Discharge in Gas-Filled Diode with Plane-Grid Cathode / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev, N. Semeniuk, A. Kokovin // 2018 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). – 2018.
106. * Kozhevnikov, V. Y. Theoretical Simulation of Nanosecond High Pressure Gas Discharge in the Pin-to-Plate Gap / V. Y. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk, and A. O. Kokovin // 2018 26th Telecommunications Forum (TELFOR). – 2018.
107. Itikawa, Y. Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules / Y. Itikawa // Journal of Physical and Chemical Reference Data. – 2006. – Vol. 35. – No. 1. – P. 31–53.
108. Bethe, H. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie / H. Bethe // Annalen der Physik. – 1930. – V. 397. – No. 3. – P. 325–400.
109. Tabata, N. A generalized empirical equation for the transmission coefficient of electrons / N. Tabata, R. Ito // Nucl. Instrum. and Methods. – 1975. – Vol. 127. – P. 429–434.
110. * Kozyrev, A. V. Zero-Dimensional Theoretical Model of Subnanosecond High-Pressure Gas Discharge / A. V. Kozyrev, V. Y. Kozhevnikov, N. S. Semeniuk // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2015. – Vol. 43. – No. 12. – P. 4077–4080.

111. Levko, D. Conductivity of nanosecond discharges in nitrogen and sulfur hexafluoride studied by particle-in-cell simulations / D. Levko, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik // *Journal Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – P. 123303.
112. Dhali, S. K. Numerical simulation of streamers in SF₆ / S. K. Dhali, A. K. Pal // *Journal of Applied Physics.* – 1988. – Vol. 63. – No. 5. – P. 1355–1362.
113. Бакшт, Е. Х. Генерация электронного пучка в азоте и гелии при низком напряжении на газовом диоде / Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. И. Ломаев, Д. В. Рыбка, В. Ф. Тарасенко, Е. А. Хрущ // *Известия вузов. Физика.* – 2007. – № 5. – С. 94–96.
114. Tarasenko, V. F. Backward runaway electrons in a subnanosecond air discharge at atmospheric pressure / V. F. Tarasenko, I. D. Kostyrya, D. V. Beloplotov // *Laser and Particle Beams.* – 2015. – Vol. 34. – No. 1. – P. 23–30.
115. Gogolides, E. Continuum modeling of radio-frequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases / E. Gogolides, H. H. Sawin // *Journal of Applied Physics.* – 1992. – Vol. 72. – No. 9. – P. 3971–3987.
116. Tarasenko, V. F. Runaway Electrons Preionized Diffuse Discharges / V. F. Tarasenko et al. – Nova Science Publishers Inc.: UK, 2014. – 614 p.
117. Lozansky, E. D. Theory of the initial stage of streamer propagation / E. D. Lozansky, O. B. Firsov // *Journal of Physics D: Applied Physics.* – 1973. – Vol. 6. – No. 8. – P. 976–981.
118. Ландау, Л. Д. Теоретическая физика в десяти томах. Том III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. / Л. Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва: Наука, 1969. – 767 с.
119. Райзер, Ю.П. Упрощенное кинетическое уравнение для электронов в неоднородных полях произвольной силы и катодный слой тлеющего разряда / Ю. П. Райзер, М. Н. Шнейдер // *Физика плазмы.* – 1989. – Т. 15. – № 3. – С. 318–325.
120. Козырев, А. В. Автоэмиссионные процессы и переход от тлеющего разряда к дуговому / А. В. Козырев, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц // *ЖТФ.* – 1987. – том 57. – №1. – С. 58–64.
121. * Zubarev, N. M. Mechanism and dynamics of picosecond radial breakdown of a gas-filled coaxial line / N. M. Zubarev, V. Y. Kozhevnikov, A. Kozyrev, G. A. Mesyats,

- N. S. Semeniuk, K. Sharypov, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2020. – Vol. 29. – No. 12. – P. 125008.
122. Месяц, Г. А. О динамике формирования субнаносекундного электронного пучка в газовом и вакуумном диоде / Г. А. Месяц, С. Д. Коровин, К. А. Шарыпов, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин // *Письма в ЖТФ*. – 2006. – том. 32. – № 1. – С. 35–44.
 123. Проскуровский, Д. И. Эмиссионная электроника: учеб. пособие для вузов. / Д. И. Проскуровский. – Томск: Томский государственный университет, 2010. – 272с.
 124. Королев, Ю. Д. Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц. – Москва: Наука, 1991. – 224 с.
 125. Deutsch, W. Über die dichtevertelung unipolarer io-nenströme / W. Deutsch // *Annalen der Physik*. – 1933. – Vol. 408. – No. 5. – P. 588–612.
 126. Gurevich, A. V. On the theory of runaway electrons / A. V. Gurevich // *Sov. Phys. JETP*. – 1961. – Vol. 39. – No. 12. – P. 904.
 127. Belomyttsev, S. Y. Initial stage of gas discharge in an inhomo-geneous electric field / S. Y. Belomyttsev, I. V. Romanchenko, V. V. Ryzhov, V. A. Shklyayev // *Technical Physics Letters*. – 2008. – Vol. 34. – No. 5. – P. 367–369.
 128. Levko, D. Numerical simulations of runaway electron generation in pressurized gases / D. Levko, S. Yatom, V. Vekselman, J. Z. Gleizer, V. T. Gurovich, Y. E. Krasik // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 111. – No. 1. – p. 013303.
 129. Shklyayev, V. A. Simulation of the formation of a runaway electron beam in an overvolted gas gap breakdown / V. A. Shklyayev, S. Y. Belomyttsev, V. V. Ryzhov // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – Vol. 112. – No. 11. – P. 113303, Dec. 2012.
 130. Levko, D. Particle-in-cell modeling of the nanosecond field emission driven discharge in pressurized hydrogen / D. Levko, S. Yatom, Y. E. Krasik // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123. – No. 8. – P. 083303.
 131. * Mesyats, G. A. How short is the runaway electron flow in an air electrode gap? / G. A. Mesyats, M. I. Yalandin, N. M. Zubarev, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, O. V. Zubareva, A. V. Kozyrev, N. S. Semeniuk // *Applied Physics Letters*. – 2020. – Vol. 116. – No. 6. – P. 063501.

132. Shklyaev, V. A. Effect of cathode emissivity on runaway electron beam formation in gas-filled diode with inhomogeneous electric field / V. A. Shklyaev, V. V. Ryzhov // *Technical Physics Letters*. – 2011. – Vol. 37. – No. 1. – P. 72–74.
133. Yalandin, M. I. Limitation of runaway electron beam duration in air-filled gap with inhomogeneous field / M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, A. G. Reutova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, and S. A. Shunailov // *Technical Physics Letters*. – 2011. – Vol. 37. – No. 4. – P. 371–375.
134. Reutova, A. G. The stability of runaway electron beam characteristics in gas diode with non-uniform electric field / A. G. Reutova, G. A. Mesyats, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin // *In Proc. 16th Int. Symp. High Current Electronics (Tomsk, Russia)*. – 2010. – P. 102–105.
135. Mesyats, G. A. Observation of micropoint regeneration and polishing of cathode at nanosecond pulses of explosion emission current / G. A. Mesyats, D. I. Proskurovskii, E. B. Yankelevich, V. F. Tregubov // *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. – 1976. – Vol. 227. – P. 1335.
136. Кремнев, В. В. Исследование рентгеновского излучения из газового разряда в высоких электрических полях / В. В. Кремнев, Ю. А. Курбатов // *ЖТФ*. – 1972. – Т. 42. – В. 4. – С. 795–799.
137. Козырев, А. В. Модель непрерывного ускорения электронов в газовом разряде / А. В. Козырев, Ю. Д. Королев, Г. А. Месяц, Ю. Н. Новоселов // *Труды 6-ой Всесоюзн. Конф. по физике низкотемпературной плазмы, Ленинград*. – 1983. – Т. 2. – С. 228–230.
138. * Kozyrev, A. Physical Kinetics of a Gas Breakdown at Left Branch of Paschen Curve / A. Kozyrev, Y. Korolev, N. Semeniuk, and A. Kokovin // *2018 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*. – 2018.
139. * Козырев, А. В. Кинетическая модель формирования объемного разряда на левой ветви кривой Пашена с катодным инициированием пробоя / А. В. Козырев, Ю. Д. Королев, Н. С. Семенюк // *Известия РАН. Серия Физическая*. – 2019. – том 83. – № 11. – С. 1505–1508.
140. * Kozyrev, A. Kinetic theory of high-voltage low-pressure gas discharge with electron initiation on a cathode in a planar gap / A. Kozyrev, V. Kozhevnikov, and N. Semeniuk // *Plasma Sources Science and Technology*. – 2020. – Vol. 29. – No. 12. – p. 125023.

141. Kozyrev, A. V. Processes in the prebreakdown stage of a low - pressure discharge and the mechanism of discharge initiation in pseudospark switches / A. V. Kozyrev, Y. D. Korolev, V. G. Rabotkin, I. A. Shemyakin // Journal of Applied Physics. – 1993. – Vol. 74. – No. 9. – P. 5366–5371.
142. Smirnov, B. M. Transport Phenomena in Gaseous Systems / B. M. Smirnov // Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. – 2018. – P. 161–182.
143. Shmelev, D. L. Numerical Simulation of Plasma Expansion at Different Rates of Current Rise in the Spark Stage of a Vacuum Arc / D. L. Shmelev, S. A. Barengolts, M. M. Tsventoukh // XXVIIth Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum – Suzhou. – 2016. – P. 309–312.