

ФАНО России
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
(ИСЭ СО РАН)
Отдел образовательной деятельности

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД
об основных результатах научно-квалификационной работы на тему:
**Теоретическое моделирование импульсного наносекундного разряда высокого
давления с убегающими электронами**

Направление подготовки: 11.06.01 Электроника, радиотехника и системы связи
Профиль подготовки (специальность): 05.27.02 – вакуумная и плазменная
электроника

Аспирант


(подпись)

Семенюк Наталья Степановна

Научный руководитель:
Козырев Андрей Владимирович,
доктор физ.-мат. наук, профессор,
зав. лаб. теоретической физики
ИСЭ СО РАН

Томск – 2018

Актуальность избранной темы и степень её разработанности

В 1925 году 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 на единице длины пути кинетическую энергию направленного движения от электрического поля большую, чем ту, которую они расходуют при столкновениях. В результате эти электроны переходят в режим непрерывного ускорения.

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 лазерах и возбуждения люминесценции в кристаллах. Одним из важных аспектов изучения убегающих электронов является рентгеновское излучение, возникающее при торможении убегающих электронов в веществе. Поскольку ток убегающих электронов генерируется в коротком временном промежутке в момент пробоя, то при торможении электронов будет сформирован короткий рентгеновский импульс. Это открывает возможность диагностического применения убегающих электронов.

Еще одна важная область газоразрядной физики, где возможно появление убегающих электронов, это стратосферные разряды. Масштабные разряды типа «голубая струя» (blue jet) образуют класс явлений, зарождающихся на поверхности грозовых облаков, которые направлены восходящим образом к нижним слоям ионосферы Земли. В настоящее время, получены убедительные данные о существовании однозначной связи между возникновением мощных вспышек рентгеновского излучения в атмосфере и предшествующим им формированием «голубых струй» [Dwyer et. al., (2010) J. Geophys. Res., 115, D09206; Fishman et. al. (1994) Science, vol. 264, iss. 5163, pp.1313-1316]. Такие всплески рентгеновского излучения представляют серьезную опасность для пассажиров, экипажа и бортовой аппаратуры авиалайнеров. Поскольку при разрядах в стратосфере образуется большое количество частиц с высокой энергией в результате воздействия космических ливней, изучение убегающих электронов может пролить свет на данную ситуацию.

За последние 20 лет теоретические и экспериментальные исследования быстрых электронов в газовом разряде высокого давления активно проводятся несколькими группами, в частности, в России в Институте сильноточной электроники (г.Томск),

Институте электрофизики (г. Екатеринбург), Институте общей физики (г. Москва), ВНИИЭФ (г. Саров). Количество научных публикаций по убегающим электронам уже превышает сотню. В монографии [Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления // Под редакцией В.Ф. Тарасенко, Томск, ООО «СТТ», 2015, с. 568] собран и обобщен современный массив экспериментальных и теоретических результатов разных исследовательских групп в данной области. Но в целом, исследования данной тематики еще очень далеки от завершения.

Сложность экспериментального изучения данного явления связана с трудностью регистрации параметров разряда и пучка убегающих электронов из-за их малой длительности и крутых фронтов импульсов высокого напряжения. Помимо этого, существующая аппаратура пока не способна однозначно ответить на такие ключевые вопросы явления, как место возникновения убегающих электронов, их роль в формировании разряда, исходный 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. В настоящее время, как правило, для моделирования применяется метод «частиц в ячейках» и Монте-Карло. Несмотря на большую популярность такого описания у него есть ряд ограничений связанных с числом «частиц». Ввиду того что убежание электронов это статистически маловероятный процесс, то формирование статистически значимого ансамбля быстрых электронов при атмосферных давлениях представляет сравнительно сложную задачу в рамках данного метода описания.

Таким образом, развитие альтернативных подходов в теоретическом моделировании газового разряда с убегающими электронами, а именно, в рамках кинетической, гидродинамической и гибридной моделей описания высоковольтного пробоя газоразрядного промежутка является актуальной физической задачей.

Цель научного исследования

Целью настоящей работы является разработка и математическая реализация современных теоретических моделей основных физических процессов, протекающих в плазме высоковольтного газового разряда высокого давления и приводящих к генерации потока убегающих электронов.

Основные задачи научного исследования

Теоретические исследования механизмов высоковольтного пробоя газонаполненного разрядного промежутка можно сформулировать в виде следующих частных задач:

1. Выбор методов адекватного математического описания физических процессов, протекающих в межэлектродном промежутке при электрическом пробое газа высокого давления. В частности, выбор гидродинамического или кинетического подхода в описании динамики заряженных частиц, геометрии разрядной системы.

2. Выбор и апробация эффективных методов решения уравнений, достоверно описывающих динамику электрического поля и электрон-ионных компонент плазмы, с учетом граничных и начальных условий исследуемой задачи.

3. Детальное пространственно-временное описание процесса развития пробоя газоразрядного промежутка с учетом адекватных граничных и начальных условий, параметров элементарных процессов, и возможным выбором внешних параметров задачи, таких как параметры импульса источника питания, электрическая цепь разряда, давление и сорт газа, эмиссионные свойства электродов и т.п.

4. Моделирование процесса формирования потока убегающих электронов на фоне пространственно-временной эволюции плазмы и электрического поля в промежутке. Расчет параметров пучка, допускающих сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными.

5. Разработка самосогласованных моделей разрядных процессов, в которых бы адекватно учитывались эффекты влияния убегающих электронов на процесс формирования разряда. Расчет параметров разряда и пучка убегающих электронов на базе самосогласованной модели разряда.

6. Систематическое исследование влияния внешних параметров задачи на динамику разряда и характеристики убегающих электронов. Количественные расчеты характеристик пучка убегающих электронов и выявление зависимости этих характеристик от геометрии электродов, давления и сорта газа, параметров импульса напряжения питания, условий предварительной ионизации газа.

Содержание выполненного исследования с описанием использованных методов, и его основные результаты (по разделам, соответствующим основным задачам исследования)

Раздел 1. Для теоретического моделирования было выбрано компромиссное ограничение одномерной пространственной геометрией ввиду технических возможностей компьютерных ресурсов и возможностью описания пространственно-неоднородной геометрии разряда

Данный раздел посвящен описанию одномерной гибридной модели, которая позволяет отслеживать динамику разряда, а также эволюцию числа и энергий убегающих электронов. Мы предполагаем, что доля электронов с высокой энергией незначительна и они не влияют на токовую и полевую динамику разряда. Это позволяет описывать поведение электрон-ионных компонент низкотемпературной плазмы разряда в дрейфово-диффузионном приближении. 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.

Объектом исследования является одномерный газонаполненный промежуток с некоторым уровнем начальной предионизации при атмосферном давлении. Геометрия промежутка может быть различна: плоская линейная или же цилиндрическая. Промежуток последовательно включен в цепь с источником напряжения $U(t)$ через балластное сопротивление R_b . На источнике подавался импульс напряжения с крутым передним фронтом наносекундной длительности и амплитудой, превышающей статическое пробивное напряжение.

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

Первым этапом работы было построение гидродинамической модели плазмы, позволяющей описывать процессы, протекающие в газоразрядном промежутке. Для описания пространственно-временной эволюции плазмы использовалось уравнение

непрерывности для электронной компоненты плазмы. Так, для разряда в электроотрицательном газе уравнение непрерывности было следующим

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \Gamma_e + (\alpha - \eta) w_e n_e, \quad (1)$$

Одномерный дрейфово-диффузионный поток электронов имеет следующий вид

$$\Gamma_e = -w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r}, \quad (2)$$

где n_e – плотность электронов; $\alpha(E)$, $\eta(E)$, $w_e(E)$ – коэффициент ионизации Таунсенда, коэффициент прилипания (для электроотрицательных газов) и скорость дрейфа плазменных электронов соответственно как известные функции локальной напряженности поля E ; D_e – коэффициент электронной диффузии; e – элементарный заряд; ε_0 – электрическая постоянная.

Коэффициент Таунсенда обычно рассчитывался по эмпирической формуле

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{B}{E/P}\right), \quad (3)$$

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

Уравнение сохранения плотности тока следует из системы уравнений Максвелла. Его использование для вычисления напряженности электрического поля E удобно с точки зрения численного моделирования

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{J(t)}{S(r)} + e \left(w_e n_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} \right), \quad (4)$$

где S – площадь сечения. Плотность ионов можно найти, используя уравнение Пуассона

$$n_i = n_e + \frac{\varepsilon_0}{q} \nabla \cdot E. \quad (5)$$

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

$$\begin{aligned} \Gamma_e(0, t) &= -\gamma \Gamma_i(0, t), \\ \Gamma_i(0, t) &= \mu_i n_i(0, t) E(0, t). \end{aligned} \quad (6)$$

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

$$\begin{aligned}\Gamma_e(d,t) &= -\mu_e n_e(d,t) E(d,t), \\ \Gamma_i(d,t) &= 0.\end{aligned}\tag{7}$$

Следующим этапом работы было создание кинетической модели, которая позволяет проследить процесс формирования функции распределения быстрых электронов, доходящих до анода. Предполагалось, что электрон, родившийся за счет ионизационных процессов в разрядном промежутке, потенциально является быстрым. В электрическом поле он 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. Поскольку убегающие электроны способны набирать очень высокую кинетическую энергию, было решено сразу формулировать релятивистскую постановку задачи.

Расчет неоднородной и нестационарной функции распределения убегающих электронов по координатам и импульсам $f(x,p,t)$, например, для плоской геометрии производился следующим способом. На каждом шаге по времени, Δt , решалось релятивистское уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}} \frac{\partial f}{\partial \chi} + \varepsilon \frac{\partial f}{\partial \rho} = \frac{d}{\gamma c} (G - V).\tag{8}$$

Здесь введены следующие безразмерные величины $\chi = x/d$, $\rho = p/mc$, $\tau = ct/d$, $\varepsilon = -(eEd/mc^2)$, где импульс электрона $p = m\gamma v$, релятивистский фактор выражается как $\gamma = \sqrt{1+(p/mc)^2}$, 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.

Скорость генерации электронов, $\partial n/\partial t$, как и распределение напряженности поля в промежутке в расчетные моменты времени, берется из расчета 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

$$\frac{d}{\gamma c} V(\chi, \rho, \tau) = \frac{2\rho}{1+\rho^2} N_a \sigma(\varepsilon) d \cdot f(\chi, \rho, \tau) \quad (9)$$

После описания процессов в промежутке, модель дополнялась описанием электрической цепи разряда. На рисунке 1 показан частный пример разрядной цепи для цилиндрического диода. Хотя разработанная модель без особых сложностей могла быть адаптирована к плоской или сферической геометрии диода.

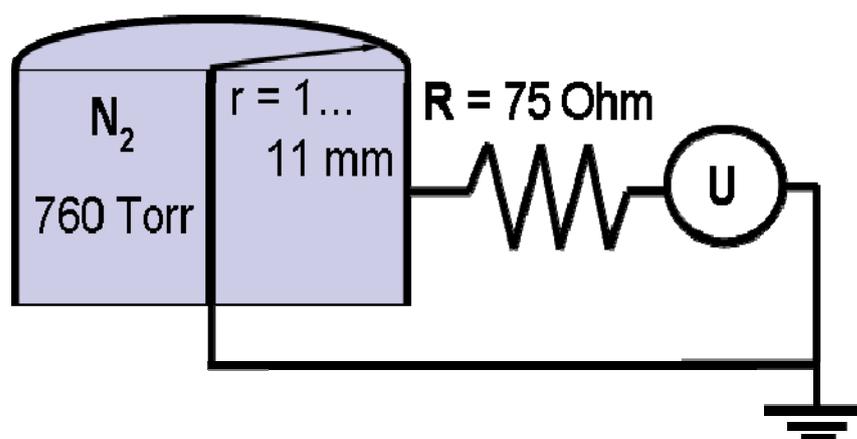


Рисунок 1 – Схема электрической цепи и геометрии разрядного промежутка

Полный ток протекающий в цепи записывается из уравнения Кирхгофа. Так как рассматривается вариант последовательно подключения разрядного промежутка к источнику напряжения через балластное сопротивление, то ток

$$J(t) = \frac{1}{R} \left(U_0(t) - \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right). \quad (10)$$

Выбор той или иной геометрии разрядного промежутка был обусловлен как соображениями математической рациональности, так и экспериментальной ситуацией, для которой предназначалось моделирование.

В целом, комбинация жидкостного описания плазмы разряда и кинетическое описание убегających электронов получила название гибридной модели.

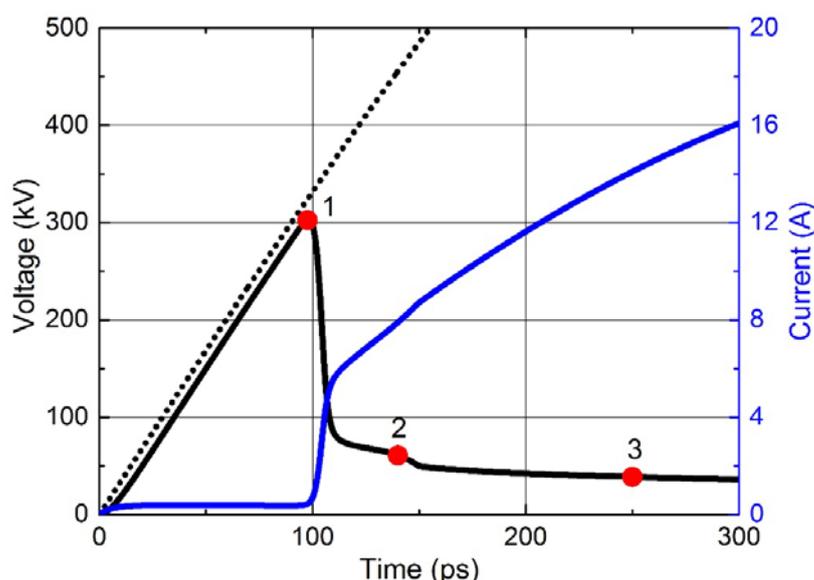
Раздел 2. Автором создано программное обеспечение в среде Matlab. Построение программного обеспечения основано на гидродинамическом описании низкотемпературной плазмы совместно с решением уравнения непрерывности тока в газоразрядном промежутке. Численное решение связано с использованием процедуры дискретизации. Целью данного метода является перевод системы дифференциальных уравнений в частных производных в систему алгебраических уравнений. Результат решения полученных алгебраических уравнений – точное решение системы в заданных точках пространственно-временной сетки. Для дискретизации уравнений применяется метод конечных объемов (Finite-Volume Method). Каждый из потоков конструируется согласно схеме WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) третьего порядка точности. Частная производная заменяется алгебраической аппроксимацией согласно Методу линий (Method of Lines).

При кинетическом описании плазмы мы опирались на метод непосредственного решения уравнения Больцмана в фазовом пространстве на однородной регулярной сетке. Численное решение начинается с декомпозиции кинетического уравнения, в результате чего уравнение Больцмана распадается на систему дифференциальных уравнений переноса, которые решаются последовательно на малом временном шаге, благодаря чему, в частности, достигается сокращение размерностей операторов в фазовом пространстве. Используемая декомпозиция аналогична методу Странга [Strang G., // SIAM J. Numer. Anal. – 1968. – V. 5, No. 3. – P. 506–517.] для уравнения Власова, она обеспечивает второй порядок точности по временной переменной. Каждое из полученных в результате декомпозиции уравнений, в фиксированный момент времени, имеет точное общее решение типа бегущей волны с постоянной скоростью. Для получения численного значения функции распределения на каждом шаге алгоритма декомпозиции нужно использовать интерполяцию достаточно высокого порядка, чтобы получить новое значение функции по его значениям в узлах сетки. Здесь в качестве основного инструмента расчёта был использован метод Ченга-Кнорра [Cheng C. and Knorr G.// Journal of Computational Physics. – 1976. – V. 22. – No. 3. – P. 330–351], а также метод Накамуры-Ябе [Nakamura T. and Yabe T.// Computer Physics Communications. – 1999. – V. 120. – No. 2–3. – P. 122–154] для верификации полученных функций распределения.

Раздел 3. В качестве первого примера применения модели возьмем плоскую одномерную геометрию диода. Промежуток (зазор 16 мм, площадь 2 см²), заполненный азотом (давление 3·10⁴ Па), последовательно включен в цепь с балластным сопротивлением, 50 Ом, и напряжением. На источнике подается импульс напряжения амплитудой 970 кВ. Форма импульса задается формулой

$$U_0(t) = U_0 \sin^2(\pi t / T), \quad 0 \leq t \leq T. \quad (11)$$

Длительность принималась равной $T = 900$ пс. Характерные параметры для азота $A = 9 \text{ (м·Па)}^{-1}$, $B = 257 \text{ В(м·Па)}^{-1}$, $\mu = 5320 \text{ Па·м}^2\text{(В·с)}^{-1}$. Коэффициент вторичной эмиссии принят 0.1. На рисунке 2 приведена временная зависимость тока и напряжения на промежутке.

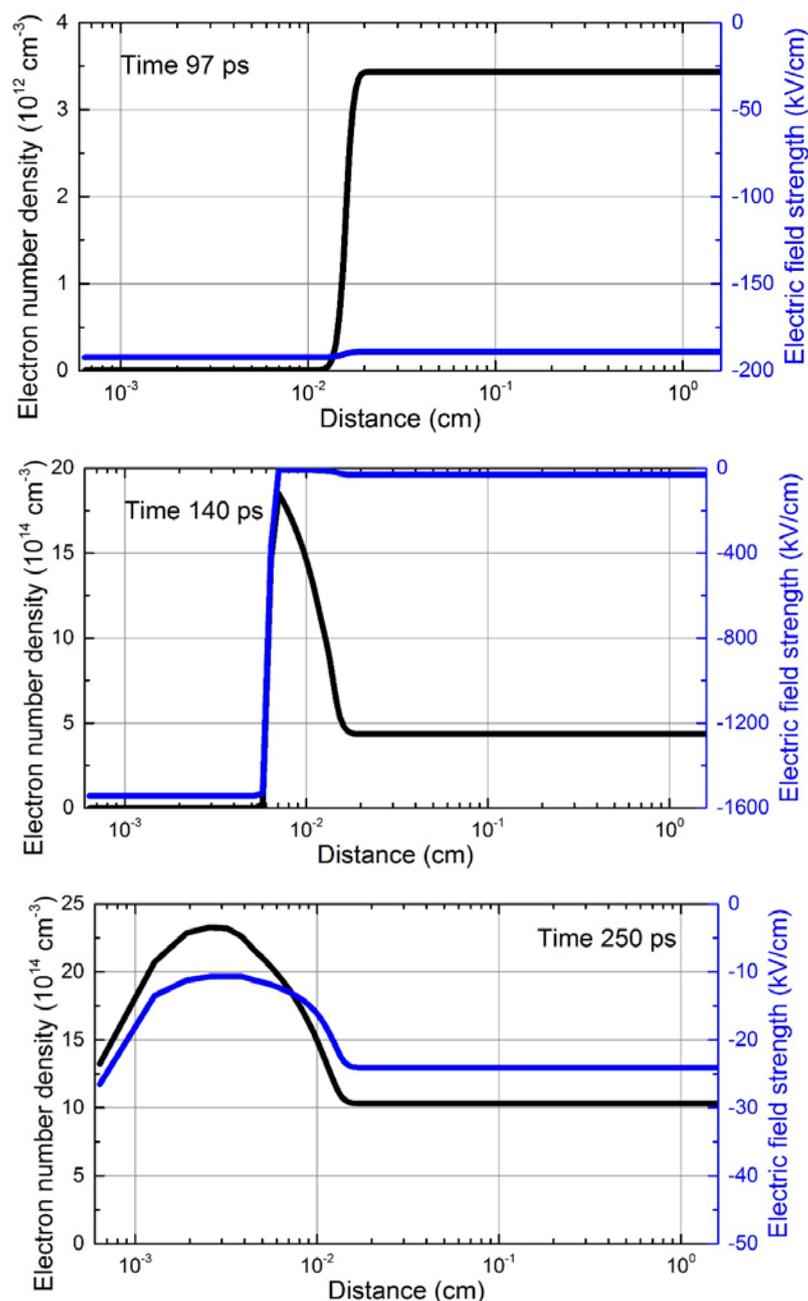


Точки соответствуют графикам на рисунке 3

Рисунок 2 – Временные зависимости напряжения на источнике (пунктирная линия), напряжения на промежутке (черная) и тока в цепи (синяя).

Рассмотрим детально структуру разряда в моменты времени, отмеченные на графике. Для каждого из них приведены концентрации электронов и напряженности электрических полей на рисунке 3.

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



1 – 97 пс, 2 – 140 пс, 3 – 250 пс

Рисунок 3 – Концентрации электронов (черные линии) и напряженности электрического поля (синие) в различные моменты времени, соответствующие цифрам на рисунке 2.

В дальнейшем происходит пробой промежутка, напряжение падает, напряженность поля в столбе разряда снижается до 30 кВ/см и значительно усиливается в прикатодной области (1540 кВ/см), область ионизации продвигается к катоду. При перемыкании промежутка напряженность поля в прикатодной области падает, формируется стационарная форма горения разряда.

Рассмотренный случай позволяет детально проследить процесс формирования разряда, оценить длину прикатодного слоя. Главную же информацию несут временные

зависимости тока и напряжения на промежутке. Однако данная геометрия труднореализуема в экспериментальных установках.

Подобная методика описания разряда была представлена в публикациях [11-13].

Следующим этапом изучения разряда была геометрия с резко неоднородным распределением поля, в качестве которой мы рассмотрим цилиндрическую (коаксиальную) геометрию диода. Отметим, что в приведенном расчете нам было не важно распределение поля и концентрации в прикатодной области, поэтому мы заменили граничные условия на условие непрерывности первой производной от потока, что соответствует неограниченной эмиссии с катода.

В коаксиальном газонаполненном диоде (радиус катода, $r_c = 1$ мм, анода, $r_a = 11$ мм, погонная длина $L = 1$ см) развивается разряд в азоте при давлении 760 Тор. Импульс напряжения амплитудой 200 кВ с длительностью переднего фронта 0,3 нс поступал на диод, последовательно с которым включено балластное сопротивление $R = 75$ Ом. Характерные параметры для азота $A = 9$ (м·Па)⁻¹, $B = 257$ В(м·Па)⁻¹, $\mu = 5320$ Па·м²(В·с)⁻¹.

Ниже подробно рассмотрены два сценария развития разряда при разных начальных условиях. Сценарий А реализовывался заданием равномерной объемной предионизацией промежутка на уровне $n_e(r,0) = 10^3$ см⁻³. Сценарий В реализовывался заданием экспоненциально спадающей функцией начальной концентрации

$$n_0(r) = n(0) \left(-\beta r^2 / r_a^2 \right). \quad (12)$$

Коэффициент β регулирует «прижатость» электронов к катоду, при этом сохраняется их полное число в промежутке. В рассматриваемом расчете коэффициент $\beta = 100$, так, что уже к середине промежутка начальная концентрация практически равнялась нулю. Сценарий В моделировал слабую эмиссию электронов с катода в отсутствие объемной предионизации газа. На рисунке 4 показаны одни и те же расчетные зависимости для двух вариантов предварительной ионизации.

Как и следовало ожидать, пробой по сценарию А протекает заметно быстрее, чем по сценарию В, так как в первом случае хорошо проводящая плазма формируется сразу по всей длине разрядного промежутка.

В обоих сценариях хорошо виден начальный этап протекания емкостного тока зарядки межэлектродной емкости, который завершается к моменту времени $\sim 0,12$ нс. В сценарии А после этого сразу начинается быстрый рост тока проводимости, завершающийся фазой коммутации, когда напряжение на промежутке начинает спадать.

Тогда как в сценарии В наблюдается затянутая фаза квазистационарного тока, когда вблизи катода он переносится в плазме, а вблизи анода сохраняется емкостной характер тока смещения. Различия динамики развития разряда в двух сценариях хорошо видны на рис. 1.4, где показаны полученные в расчете пространственные распределения напряженности электрического поля через равные промежутки времени.

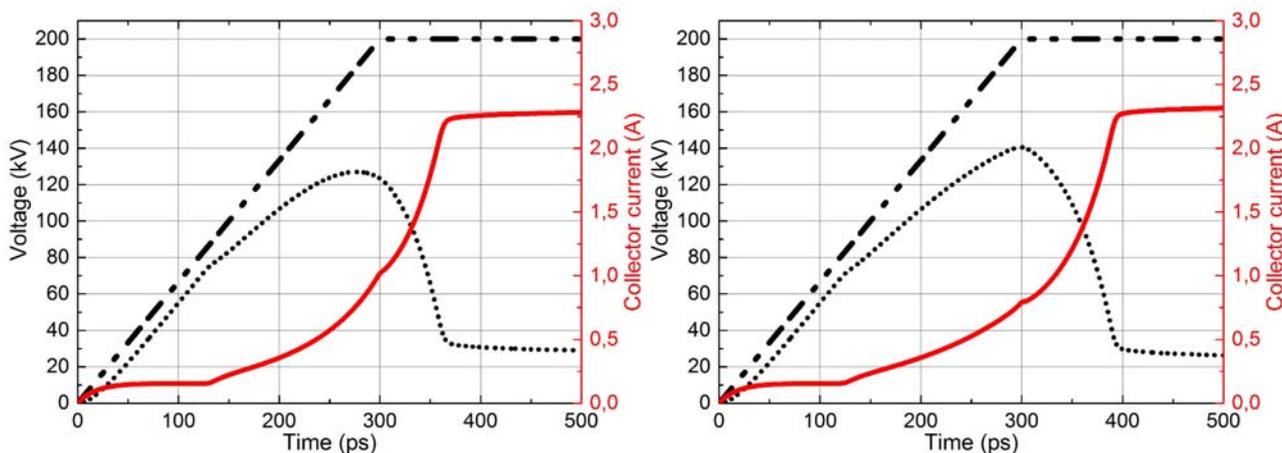


Рисунок 4 – Временные зависимости тока и напряжения для однородной (левый) и неоднородной (правый) начальной ионизации промежутка: штрих-пунктирная линия – напряжение на источнике, пунктирная – напряжение на промежутке, сплошная – ток в цепи.

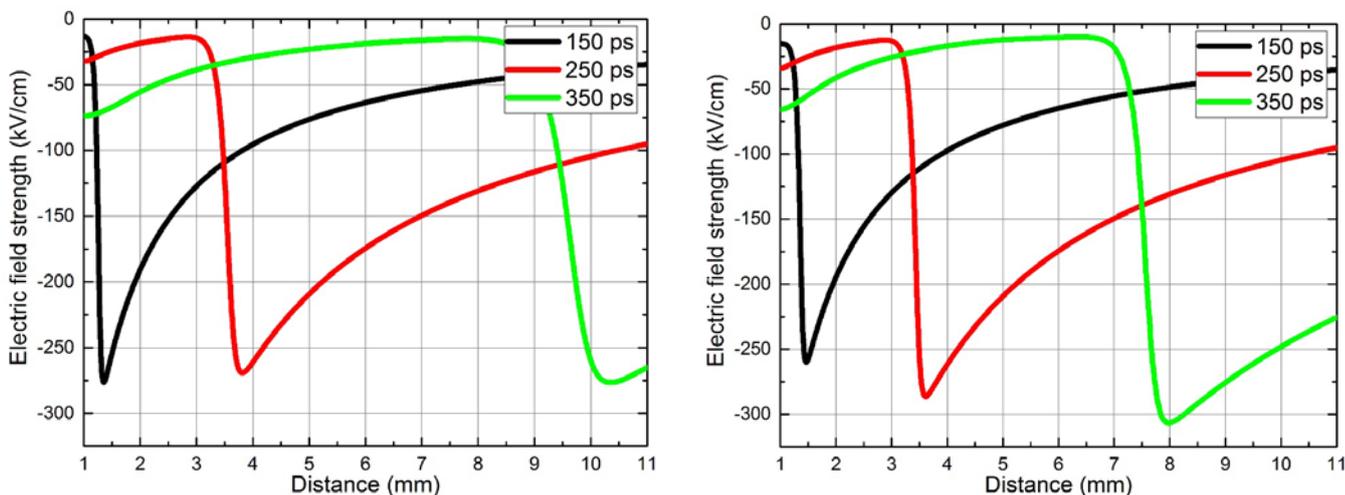


Рисунок 5 – Распределения напряженности электрического поля в разряде для сценария А (левый) и сценария В (правый) в различные моменты времени.

Основной особенностью разряда с неравномерной предионизацией является замедленное, относительно разряда с равномерной предионизацией, движение фронта волны ионизации к аноду. Отсутствие заряженных частиц в промежутке между анодом и

фронтом плотной плазмы в сценарии В заметно влияет на абсолютную величину напряженности электрического поля на заключительной фазе коммутации. Несмотря на падение полного напряжения на промежутке к этому моменту, напряженность поля у анода в сценарии В постепенно возрастает, в отличие от сценария А.

Раздел 4. Расчет проводился для азота, транспортное сечение $\sigma(\varepsilon)$ бралось из работы [Y. Itikawa, “Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules,” Journal of Physical and Chemical Reference Data, vol. 35, no. 1, pp. 31–53, 2006] и экстраполировалось в области высоких энергий асимптотической формулой Бетте [Bethe H. // Annalen der Physik. –1930. – V. 397. – No. 3. – P. 325–400]. График данного сечения приведен на рисунке 6 черной линией. Сплошная линия – данные из статьи, пунктирная – экстраполяция.

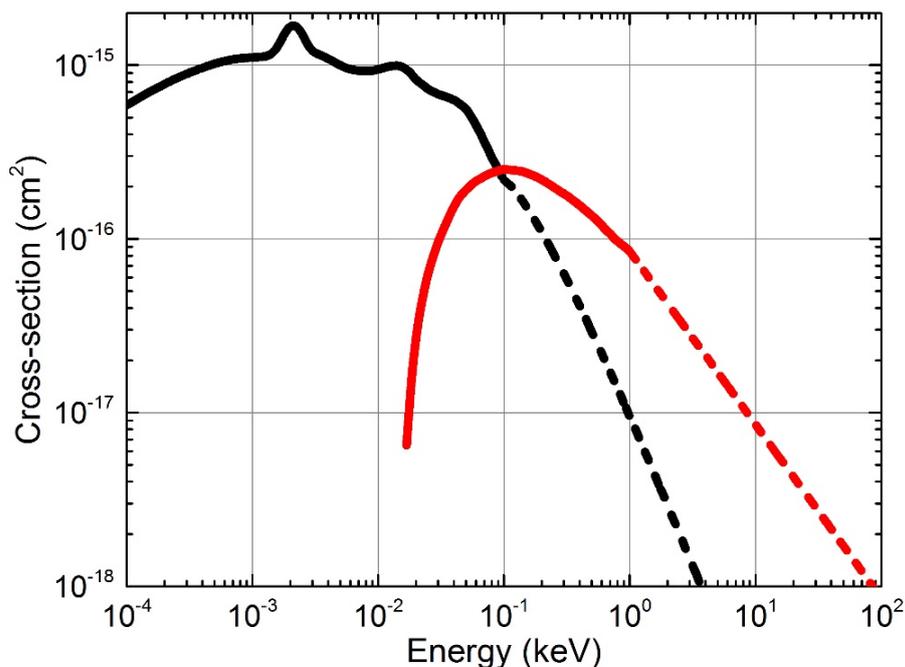


Рисунок 6 – Транспортное сечение столкновений (черная линия) и сечение ионизационных столкновений (красная) для азота. Пунктиром отмечена экстраполяция данных.

Целью расчета функции распределения электронов по импульсам является нахождение тока убегающих электронов и их энергетический спектр. Это позволяет сравнить полученные данные с экспериментальными работами. Поскольку в технике пучок электронов как правило фильтруется тонкой фольгой мы использовали аналогичный фильтр, отсекающий плазменные низкоэнергетичные электроны, приходящие на анод из столба разряда. В расчетах это значит умножение на коэффициент ослабления $Tao(d, \varepsilon)$,

взятый из работы [Tabata N., Ito R. 1975. “A generalized empirical equation for the transmission coefficient of electrons.” *Nucl. Instrum. and Methods* 127: 429–434]. Тогда плотность тока убегающих высокоэнергитичных электронов

$$f'(\tau, \chi, \rho) = f(\tau, \chi, \rho) T_{ao}(d, \rho),$$

$$J = qc \int f'(\tau, \chi, \rho) \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}} d\rho. \quad (13)$$

Энергетический спектр этих электронов запишется следующим образом

$$N(T_k) = \frac{d}{mc^2} \int f'(\tau, T_k) d\tau. \quad (14)$$

Описанный подход позволяет получить наиболее важные характеристики разряда (временные зависимости тока и напряжения), проследить динамику формирования убегающих электронов, их количество и энергию.

Вновь обратимся к расчетам в рамках гидродинамического приближения и, используя данные о распределении напряженности поля и скорости генерации частиц, найдем функцию распределения убегающих электронов для двух сценариев. А – равномерная предиионизация промежутка, В – резко неоднородная, с максимумов вблизи катода. Прежде всего рассмотрим временную зависимость тока убегающих электронов, представленную на рисунке 7.

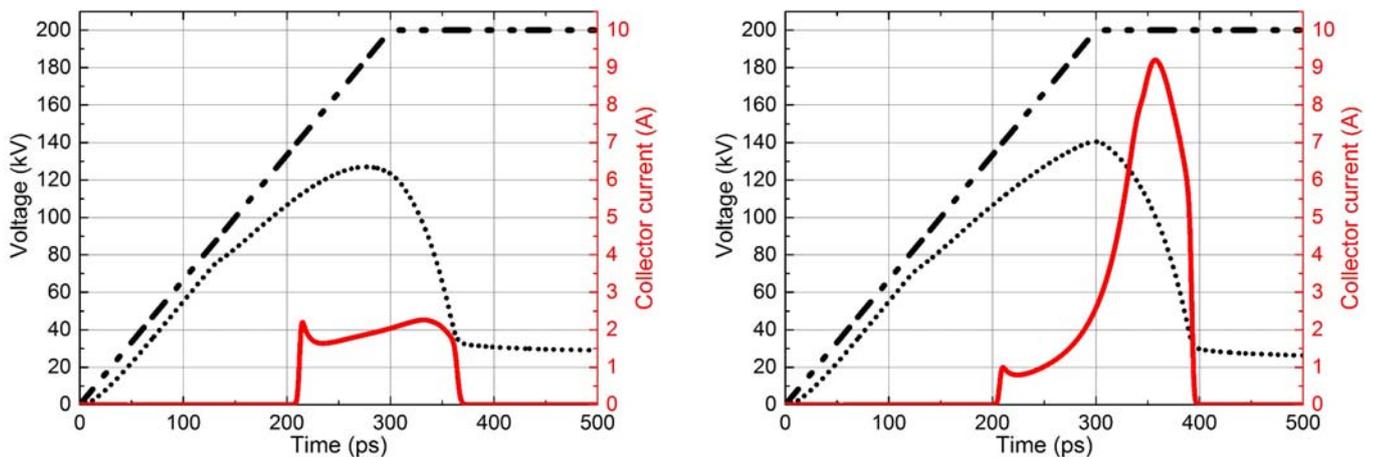
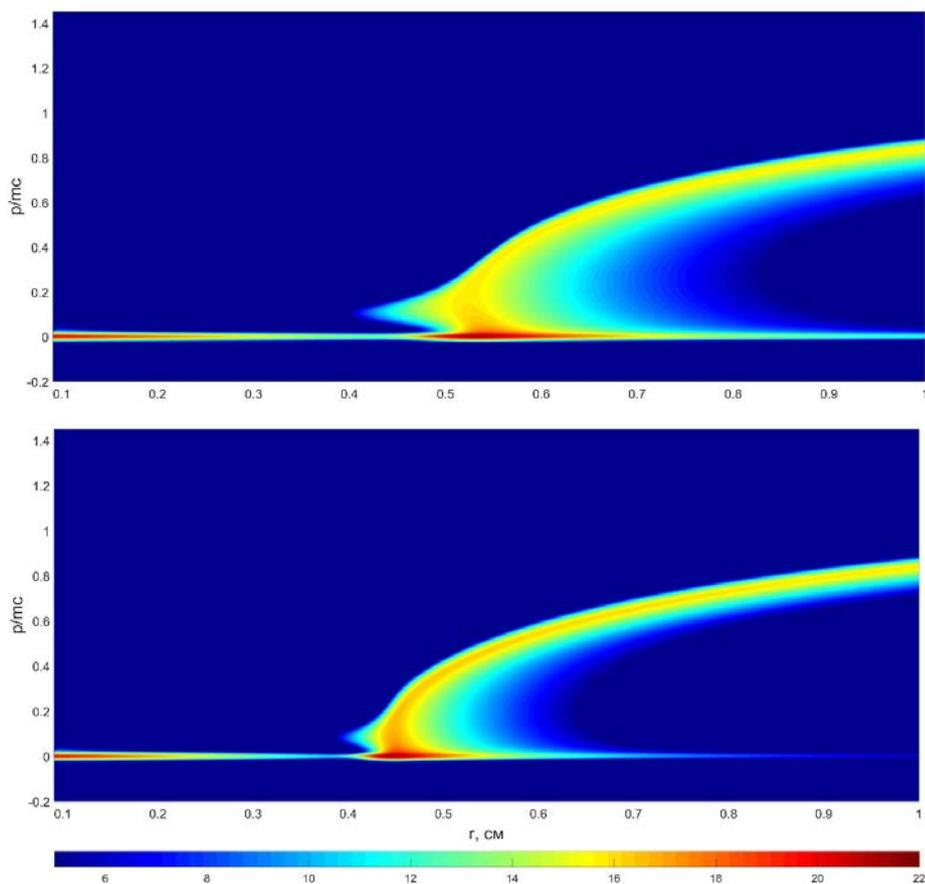


Рисунок 7 – Временные зависимости тока убегающих электронов (красная линия), напряжения на источнике питания (штрих-пунктирная), напряжение на промежутке (сплошная черная) для случая с равномерной предиионизацией (левый график) и неоднородной (правый)

Как видно, в сценарии В импульс тока быстрых электронов имеет на порядок большую амплитуду, и время прихода основного импульса приходится на стадию спада

диодного напряжения. Тогда как в сценарии А импульс тока короче, и имеет прямоугольную форму. Для того чтобы понять причину столь больших различий параметров потока убегающих электронов, надо посмотреть в деталях на процесс их зарождения и ускорения до больших скоростей.

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 сценариев хорошо отображаются на фазовом портрете, показанном на рисунке 8.

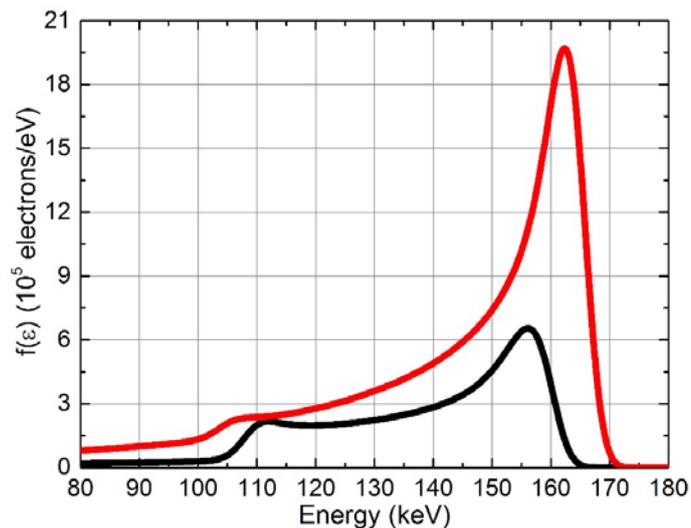


Цвет на легенде снизу рисунков отражает значение функции в единицах $\lg(n \text{ м}^{-3})$

Рисунок 8 – Функции распределения электронов в промежутке в момент времени 300 пс для случая с равномерной (верхний) и неоднородной (нижний) предиионизацией.

По цветовой шкале видно, что концентрация убегающих электронов в сценарии В выше, чем в сценарии А. Момент времени, для которого представлены эти фазовые

портреты, один и тот же, но скорость продвижения волны ионизации в случае равномерной предионизации выше. Если обратиться к рисунку 5, на котором изображены напряженности электрических полей в различные моменты времени, то можно обнаружить еще одну особенность развития пробоя при резко неоднородной предионизации промежутка. А именно, убегающие электроны, которые генерируются на фронте волны ионизации распространяются в промежуток с более высоким полем, при этом стадия движения волны ионизации затянута – генерируется большее число убегающих электронов. Результат демонстрируется рисунком 9, на котором изображен энергетический спектр.



Черная линия – равномерная предионизация, красная – неравномерная

Рисунок 9 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм.

Указанные особенности пробоя при неравномерной ионизации приводят к значительному увеличению количества убегающих электронов, а также их энергии, так большее число убегающих электронов в сценарии А имеют энергию 155 кэВ, так как для второго это уже 162 кэВ. Для экспериментаторов важно отметить, что наличие предварительной ионизации промежутка может приводить к снижению количества быстрых электронов в разряде. При использовании других рабочих газов различия могут быть кардинальными, что отмечено в работах [3, 5-7].

Раздел 5. Несмотря на многие достоинства вышеописанной модели у гибридного подхода к описанию динамики разряда есть один важный недостаток – не учитывается предионизация газа высокоэнергичными электронами.

Была разработана принципиально иная, полностью кинетическая модель, которая способна дать не только физически прозрачный ответ на поставленные вопросы, но и позволила бы рассчитывать основные параметры разряда и пучка убегающих электронов в широком диапазоне заданных условий.

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

$$\gamma \left(\frac{\partial f(r, p, t)}{\partial t} + \frac{p}{m\gamma} \frac{\partial f(r, p, t)}{\partial r} - eE(r, t) \frac{\partial f(r, p, t)}{\partial p} \right) = -Q_- + Q_+^f + Q_+^s + S_{ec}, \quad (15)$$

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

Рассмотрим правую часть уравнения Больцмана. Как известно, ее обычно записывают в форме интеграла столкновений, однако это требует больших вычислительных ресурсов, поэтому мы значительно упростили вычисления, используя модельные приближения. При этом мы рассматривали только два процесса: ионизацию и рассеивание при упругих столкновениях. Это связано с тем, что для быстрых электронов ионизация атомов из основного состояния — это основной канал потерь энергии [Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в десяти томах. Том III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. // Москва «Наука». – 1969. – С. 767.]

Первое слагаемое, Q_- , отвечает за «гибель» электрона в элементе фазового объема в результате неупругого, ионизационного столкновения.

$$Q_- = v^* f(x, p, t). \quad (16)$$

Значение данного члена определяется с использованием экспериментальных данных о сечении ионизации [Y. Itikawa, “Cross Sections for Electron Collisions with Nitrogen Molecules,” *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 35, no. 1, pp. 31–53, 2006.]. Данные (свыше 1 кэВ) экстраполированы формулой [Bethe H. // *Annalen der Physik*. –1930. – V. 397. – No. 3. – P. 325–400]. Сечение ионизации приведено на рисунке 6.

Опираясь на теорию ионизационных столкновений Бете, мы полагаем, что электрон с энергией ε сталкиваясь с атомом, порождает два электрона: быстрый с

энергией $\varepsilon_{fast} = \varepsilon - I(1 + \ln \varepsilon/I)$ и медленный с энергией: $\varepsilon_{slow} = I \ln(\varepsilon/I)$. где I – пороговая энергия ионизации. Данное упрощение, не учитывающее вероятностный разброс в энергиях вторичных электронов, все же позволяет верно описывать перераспределение кинетической энергии электрона во всем диапазоне 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» [Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. – 1989. – Т. 15. – No. 3. – С. 318.]. Тогда слагаемое можно записать в форме

$$S_{sc} = -n_g \nu \sigma^*(p)(f(r, p, t) - f(r, -p, t)), \quad (17)$$

где n_g – концентрация атомов газа, $\sigma^*(p)$ – транспортное сечение упругих столкновений, $\nu = p/m\gamma$ – скорость электронов.

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

Для решения уравнения Больцмана требуются начальные условия. Так, в нулевой момент времени функция распределения электронов в промежутке максвелловская. Граничные условия на катоде формулировались с учетом автоэмиссии. Использовалась следующая формула для плотности тока [Козырев А.В., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные процессы и переход от тлеющего разряда к дуговому // Журн. техн. физ.– 1987.– Т.57, В.1.– С.58–64.]. Также предполагалось, что эмиссионный ток имеет максвелловское распределение по скоростям, со средней энергией 5 эВ.

Для решения кинетического уравнения Больцмана необходимо определить напряженность электрического поля в промежутке. Для этого мы дополняем уравнение (15) уравнением сохранения плотности тока.

$$J_{tot}(r, t) = \varepsilon_0 \frac{\partial E(r, t)}{\partial t} + J_e(r, t), \quad (18)$$

где $J_e(r, t)$ - плотность тока проводимости. Мы полагаем, что в рассматриваемых нами случаях ток переносится только электронной компонентой плазмы, и его можно вычислить интегрированием:

$$J_e(r, t) = -e \int_{-\infty}^{\infty} f(r, p, t) \frac{p}{m\gamma} dp. \quad (19)$$

Полный ток в цепи находится из уравнения Кирхгофа. Мы рассматриваем электрическую цепь, включающую в себя последовательно включенные разрядный промежуток, балластное сопротивление и источник питания.

$$J_{tot}(r, t) = -\frac{1}{S(r)R} \left(U_0(t) + \int_{r_c}^{r_a} E(r, t) dr \right). \quad (20)$$

где $S(r)$ - площадь сечения. Для цилиндрической геометрии $S(r) = 2\pi rL$, где r – радиус сечения цилиндра, L – длина цилиндра.

Модель позволяет получить такие характеристики разряда как напряжение на промежутке, полный ток в цепи, ток убегаящих электронов и их энергетический спектр.

Энергетический спектр быстрых электронов за фольгой запишется следующим образом

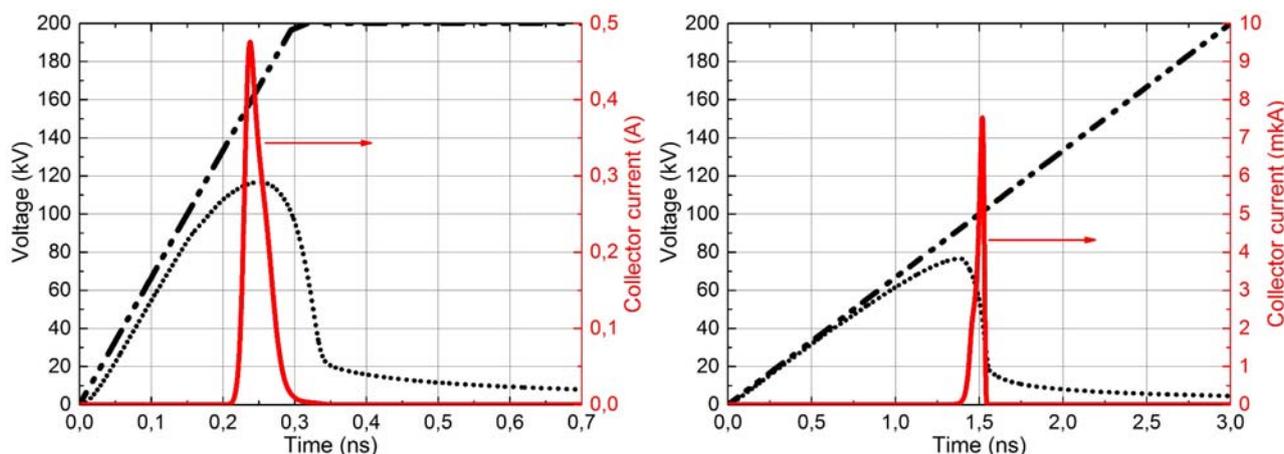
$$N(\varepsilon/q) = q \int T_{ao}(d, \varepsilon) \cdot f(t, p(\varepsilon/q)) d(\varepsilon/q) dt \quad (21)$$

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 убегаящих электронов.

Раздел 6. Рассмотрим цилиндрическую геометрию разряда. Катод – проволока, радиусом 1мм, анод – цилиндр, радиусом 11 мм. Рабочий газ – азот, при давлении 760 Торр. Разрядный промежуток включен последовательно с цепь с балластным сопротивлением 75 Ом и источником напряжения. Подается трапециевидный импульс напряжения амплитудой 200 кВ с фронтом 3 нс или 0,3 нс.

В зависимости от скорости роста напряжения пробой наступает при различных напряжениях, что влияет не только на динамику разряда, но и на число убегаящих электронов. На рисунке 10 представлены временные зависимости тока убегаящих электронов и напряжения на промежутке при длительности фронта 3 нс и 0.3 нс.

Для случая подачи напряжения с затянутым фронтом пробой происходит через 1.5 нс с момента подачи импульса, напряжение достигает 78 кВ. Стоит отметить, то что максимум тока убегающих электронов не только значительно ниже чем для разряда с коротким фронтом импульса напряжения (7,5 мкА и 470 мА соответственно), 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.



длительность фронта 0.3 нс (левый график) и 3 нс (правый)

Рисунок 10 – Временные зависимости напряжения на источнике (штрих-пунктирная линия), напряжения на промежутке (пунктирная) и тока убегающих электронов (сплошная) для различных фронтов импульса напряжения,

Данную ситуацию проясняют графики распределения концентраций электронов и напряженностей электрических полей (рисунок 11), а также функций распределений электронов (рисунок 12). Для иллюстрации были выбраны моменты времени, когда волна ионизации достигает середины промежутка. Для затянутого фронта это 1.3 нс, для коротко 280 пс.

Очевидно, что малый ток убегающих электронов при длительном фронте связан с низкой напряженностью поля в промежутке. Волна ионизации медленно движется в промежутке, слабый уровень генерации электронов и их медленный набор энергии от поля приводит к тому, что они не могут пройти максимум сечений столкновений и в частых столкновениях теряют набранную от поля энергию. Лишь незначительная часть достигает энергий 80 кэВ. В то время как при коротком фронте напряжения в промежутке удастся реализовать поле высокой напряженности, электроны быстро набирают энергию, преодолевая область с высокой частотой столкновений, и двигаются впереди волны

ионизации, при этом постоянно ускоряясь в сильном поле. Это позволяет им набрать «аномальную» энергию до 160 кэВ, т.е. энергию превышающую qU_{\max} , где U_{\max} - максимальное напряжение на промежутке. Это хорошо видно на графике энергетического спектра для обоих случаев.

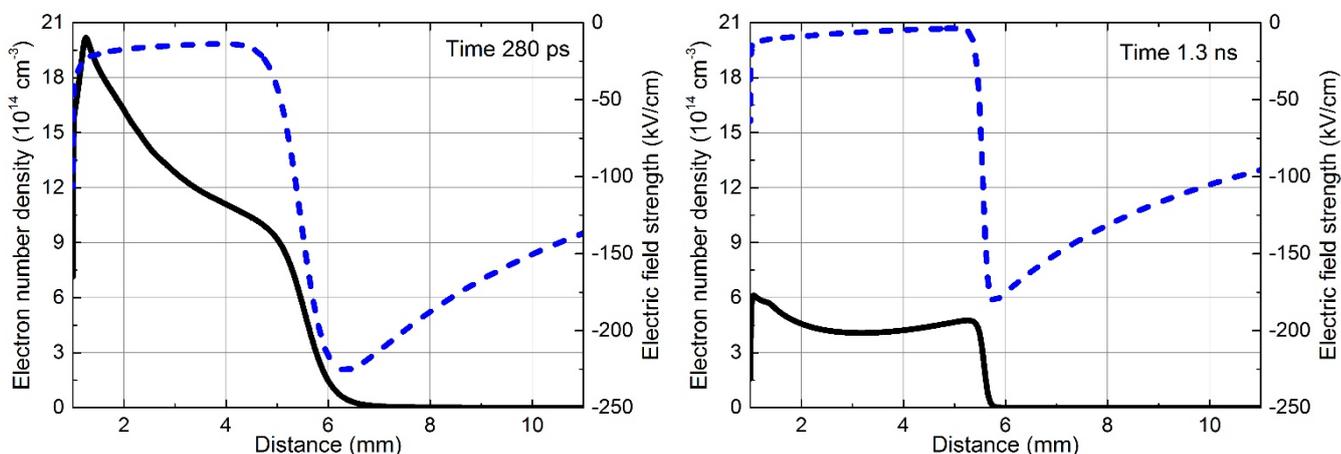
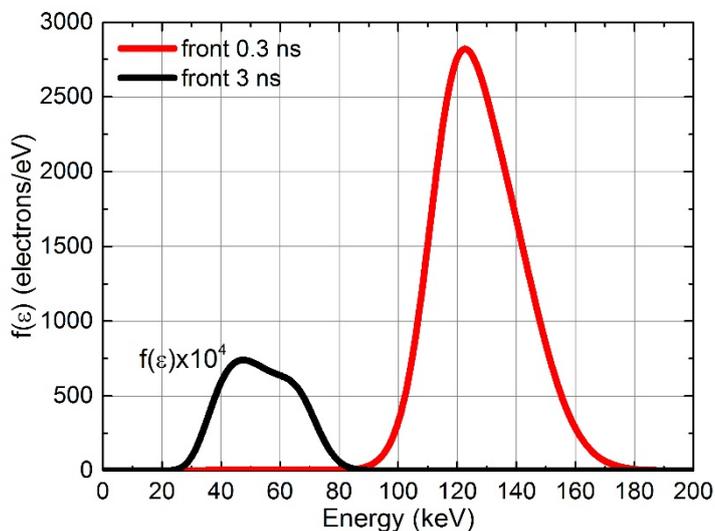


Рисунок 11 – Распределения концентраций электронов и напряженностей электрических полей в разрядном промежутке в случае подачи напряжения с фронтом 0.3 нс ($t = 280$ пс, левый график) и фронтом 3 нс ($t = 1.3$ нс правый)



Черная линия – длительность фронта импульса напряжения 3 нс, красная – 300 пс

Рисунок 12 – Энергетический спектр убегающих электронов, прошедших через алюминиевую фольгу толщиной 10 мкм.

Таким образом, скорость роста напряжения на источнике является одним из главных факторов, влияющих не только на ток убегающих электронов, но и их энергетический спектр.

Научные положения, сформулированные на основе результатов исследований

В результате проведенных исследований предлагается принципиально новый подход к теоретическому моделированию явления убегающих электронов в газовых разрядах. Ключевым моментом этого подхода является описание убегающих электронов на основе кинетического уравнения Больцмана. Это описание может быть совмещено с гидродинамическим описанием разряда, а может быть распространено на всю электронную подсистему плазмы.

В исследованиях были апробированы различные конфигурации разрядного промежутка, описаны разряды в азоте и гексафториде серы различных давлений, исследованы разные параметры импульса питающего напряжения и разные условия предварительной ионизации. Во всех случаях удалось получить детальные картины развития разряда и формирования энергетического спектра убегающих электронов, которые дают возможность рассчитать все необходимые параметры распределения плазмы и пучка электронов в любой момент времени.

Показано, что генерация убегающих электронов в плоской геометрии берет начало как в столбе разряда, так и в его прикатодной области. Отмечено, что основной вклад в ток убегающих электронов вносят электроны, генерируемые вблизи катода, показана задержка тока убегающих относительно периода коммутации промежутка. Расчеты убедительно показали, что в плоской геометрии спектр электронов пучка ограничен сверху максимальным напряжением на промежутке.

Получены результаты моделирования для цилиндрической геометрии разряда, иллюстрирующие особенности пробоя, а именно, генерацию убегающих электронов на фронте волны ионизации, влияние на параметры тока уровня предварительной ионизации и фронта импульса напряжения. Отмечено, что низкий уровень начальной ионизации рабочего газа приводит к затягиванию пробоя, формированию волны ионизации с высокой напряженностью электрического поля перед ней и, как следствие, росту тока убегающих электронов и их энергий. Показано, что низкая скорость роста напряжения на промежутке приводит к значительному снижению энергий убегающих электронов. Показано, что синхронный процесс движения локальной области усиленного поля и непрерывного ускорения электронов неизбежно приводит к появлению электронов с так называемыми «аномальными» энергиями в спектре.

Обоснование достоверности полученных результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена апробацией вычислительных алгоритмов на устойчивость к размеру пространственного и временного шага расчетной сетки, проведением тестовых расчетов с известными аналитическими решениями, вариацией начальных данных в широком диапазоне параметров. Но основным критерием достоверности является полученное хорошее согласие наших прогнозов с имеющимися экспериментальными данными других исследовательских групп.

Обоснование новизны и научной ценности результатов исследования и научных положений

Впервые реализована гибридная модель разряда, позволяющая не только детально изучить пробой газонаполненного промежутка, но и рассчитать ток и энергетический спектр электронов, основываясь на фундаментальных принципах кинетики. Этот подход позволил функционально разделить моделирование плазмы разряда и моделирование генерации убегающих электронов в нем. Представленный метод позволяет оценивать плотность тока убегающих электронов и их энергетический спектр в двух- и трехмерных геометриях разрядного промежутка, например, при моделировании в среде Comsol.

Впервые реализован полностью кинетический подход к описанию электронной компоненты в быстрых разрядах субнаносекундной длительности, основанный на первых принципах физической кинетики. При этом не накладывається ограничение на количество частиц или давление, так как в моделях непосредственно находится функция распределения электронов. Этот подход естественным образом учитывает самосогласованное влияние потока убегающих электронов на протекание процесса развития разряда.

Впервые получен правильный порядок теоретической величины тока и спектра убегающих электронов при разряде в гексафториде серы без использования в расчете каких-либо произвольных параметров.

Основная научная ценность проведенных исследований состоит в том, что удастся глубоко понять основные процессы в быстропротекающем явлении высоковольтного пробоя на основе надежно установленных физических принципов. При этом наблюдается хорошее согласие с широким массивом имеющихся экспериментальных данных, полученных в многочисленных исследовательских группах. Этот уровень понимания и

наличие апробированных методов расчета позволяет прогнозировать работу различных технических устройств, использующих газовый разряд высокого давления.

Сведения об опубликовании результатов исследования в рецензируемых научных журналах

По результатам исследования было опубликовано 20 научных работ. Из них 9 индексируются в международной базе данных Web of Science [1-6, 9-11], 13 работ индексируются в базах SCOPUS [1-4, 6, 9-11, 14-16, 18, 20]. Опубликована глава в научной монографии [14], в сборниках трудов конференций опубликованы 6 докладов [15-20].

Научные публикации по материалам проведенных исследований

1. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С., Коковин А.О. — Теория высоковольтного импульсного разряда в газе высокого давления: гидродинамический и кинетический. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2018. — Т. 61, № 4, с. 3-10. (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
2. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С. — Физическая кинетика электронов в высоковольтном импульсном разряде высокого давления с цилиндрической геометрией. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2017. — Т. 60, № 8, с. 148-158.

В переводе V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, N.S. Semeniuk — Physical kinetics of electrons in a high-voltage pulsed high-pressure discharge with cylindrical geometry. // Russian physics journal 2017 1-12 (DOI: 10.1007/s11182-017-1232-2) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)

3. А.В. Козырев, Е.М. Баранова, В.Ю. Кожевников, Н.С. Семенюк. — Вариации параметров пучка убегающих электронов в газовом разряде в условиях неоднородной предварительной ионизации. // Письма в «Журнал технической физики». 2017. Т. 43, № 17. С. 56-63.

В переводе Kozyrev A.V., Baranova E.M., Kozhevnikov V.Y., Semenyuk N.S. — Variation of the beam parameters of runaway electrons in a gas discharge under the conditions of nonuniform preliminary ionization. // Technical physics letters 2017 43 №9 804-807 (DOI: 10.21883/PJTF.2017.17.44947.16848) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)

4. V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, and N.S. Semeniuk — Modeling of Space Charge Effects in Intense Electron Beams: Kinetic Equation Method vs PIC-method. // IEEE Transactions on Plasma Science, 2017, Vol. 45, Issue 10, pp. 2762–2766. (DOI: 10.1109/TPS.2017.2726501) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
5. V. Tarasenko, C. Zhang, A. Kozyrev, D. Sorokin, X. Hou, N. Semeniuk, A. Burachenko, P. Yan, V. Kozhevnikov, E. Baksht, M. Lomaev, T. Shao – Influence of the interelectrode distance and the gas pressure on parameters of a runaway electron beam generating during the nanosecond breakdown in SF6 and nitrogen. // High Voltage, v. 2, no. 2, pp. 49-55, 2017 (DOI: 10.1049/hve.2017.0014) (Web of Science)

6. Кожевников В. Ю., Козырев А. В., Семенюк Н. С. — Влияние способа предварительной ионизации газа на параметры пучка убегающих электронов в разрядах высокого давления. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. — Т. 59, № 12. с. 3-10 (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
7. Tarasenko V., Zhang Ch., Kozyrev A., Baksht E., Burachenko A., Shao T., Lomaev M., Yan P., Kozhevnikov V., Semeniuk N. — Current and spectra of runaway electron beams in SF6, nitrogen and air. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2016. — Т. 59, № 9/2. с. 119-122 (РИНЦ)
8. A.V. Kozyrev, V.Yu. Kozhevnikov, and N.S. Semeniuk. — Theoretical simulation of high-voltage discharge with runaway electrons in sulfur hexafluoride at atmospheric pressure. // Matter and Radiation at Extremes, vol. 1, no. 5, pp. 264-268 (DOI: 10.1016/j.mre.2016.10.001)
9. V. Kozyrev, V. Yu. Kozhevnikov, M. I. Lomaev, D. S. Sorokin, N. S. Semeniuk, and V. F. Tarasenko — Theoretical simulation of the picosecond runaway-electron beam in coaxial diode filled with SF6 at atmospheric pressure. // EPL (Europhysics Letters), vol. 114, no. 4, p. 45001, May 2016 (DOI: 10.1209/0295-5075/114/45001) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
10. V. Kozyrev, V. Y. Kozhevnikov, and N. S. Semeniuk — Zero-Dimensional Theoretical Model of Subnanosecond High-Pressure Gas Discharge. // IEEE Transactions on Plasma Science, 2015, Vol. 43, Issue 12, pp. 4077–4080. (DOI: 10.1109/TPS.2015.2496218) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
11. V. Yu. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, and N. S. Semeniuk — 1D simulation of runaway electrons generation in pulsed high-pressure gas discharge. // EPL (Europhysics Letters), vol. 112, no. 1, p. 15001, Oct. 2015 (DOI: 10.1209/0295-5075/112/15001) (РИНЦ, SCOPUS, Web of Science)
12. Kozhevnikov V.Yu., Kozyrev A.V., Semenyuk N.S. — Simulation of Initial Stage of Nanosecond Volume High Pressure Gas Discharge. // Plasma Physics and Technology Vol. 1, No 2, 2014, pp. 64-66.
13. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С. — Численное моделирование процесса формирования газового разряда высокого давления. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2014. — Т. 57, No 3/2. с. 134-137. (РИНЦ)

Глава в монографии

14. Глава 12. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Семенюк Н.С. Теоретическое моделирование явления генерации убегающих электронов с импульсным газовым разряде высокого давления.

Монография: Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления. // Под редакцией В.Ф. Тарасенко, Томск, ООО «СТТ», 2015, с. 568

В переводе Theoretical estimate of runaway electrons characteristics in high-pressure pulsed discharges generation of runaway electron beams and x-rays in high pressure gases, volume 2: processes and applications 2016 nova science publishers, inc. (РИНЦ, SCOPUS)

Публикации в трудах конференций

15. Kozyrev, V. Kozhevnikov, and N. Semeniuk. — Why do Electrons with ‘Anomalous Energies’ appear in High-Pressure Gas Discharges? // EPJ Web of Conferences, vol. 167, p. 01005 (DOI: 10.1051/epjconf/201816701005) (SCOPUS)
16. V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, and N. S. Semeniuk. — The Electromagnetic Nature of «Anomalous» Runaway Electrons in Fast Gas Discharges. // 25th Telecommunications forum TELFOR 2017, 21-22 November 2017, Belgrade, Serbia, pp. 399-402 (DOI: 10.1109/TELFOR.2017.8249370) (SCOPUS)
17. V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, and N.S. Semeniuk — Hybrid kinetic-liquid model of the nanosecond discharge initiated by runaway electrons. // IEEE 21st International Conference on Pulsed Power, 2017, pp. 1-4. (DOI: 10.1109/ppc.2017.8291095)
18. V.Y. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, N.S. Semeniuk, E.M. Baranova, E.Kh. Baksht, V.F. Tarasenko, M.I. Lomaev, D.A. Sorokin, A.G. Burachenko — The physical nature of electrons with “anomalous” energies in fast atmospheric discharges. // 2017 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Verona, Italy, 11-15 of September, 2017, pp. 489-492. (DOI: 10.1109/ICEAA.2017.8065286) (РИНЦ, SCOPUS)
19. V.Yu. Kozhevnikov, A.V. Kozyrev, N.S. Semeniuk and E.M. Baranova — The Physical Nature of Electrons with «Anomalous» Energies in Fast Atmospheric Discharges. // 8th Plasma Physics by Laser and Applications Conference, Messina, Italy, 5-7 of July, 2017
20. A.V. Kozyrev, V.Yu. Kozhevnikov, and N.S. Semenyuk — Theoretical simulation of a low pressure gas breakdown in the gap with combined metal-dielectric electrodes. // XXVI International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, (ISDEIV), 28 September — 3 October 2014, Mumbai, India, pp. 29-32. (DOI: 10.1109/DEIV.2014.6961611) (РИНЦ, SCOPUS)

Сведения о представлении результатов исследования на международных и всероссийских научных конференциях;

Результаты работы были доложены и обсуждались на 11 международных конференциях

1. 42nd Conference of the Middle-European Cooperation in Statistical Physics (2017).
2. International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (2017)
3. IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (2017)
4. The 19th Conference on Plasma and its Applications (2017)
5. 8th Plasma Physics by Laser and Applications Conference (2017)
6. International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (2016)
7. 25th Telecommunications forum TELFOR 2017 (2017)
8. 66th Yearly Meeting of the Austrian Physical Society (2016)
9. IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) (2015)
10. XXVI Int. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, (2014)
11. 26th Symposium on Plasma Physics and Technology (2014)

Сведения о личном вкладе аспиранта в получение результатов научного исследования.

Совместно с научным руководителем работы профессором А.В. Козыревым был намечен план научных исследований, обсуждались задачи исследований и анализировались результаты.

Совместно со старшим научным сотрудником лаборатории теоретической физики ИСЭ СО РАН, кандидатом физико-математических наук, В.Ю. Кожевниковым выполнялась разработка программного обеспечения и его апробация.

Автором лично выполнялись численные расчеты, обрабатывались и анализировались полученные данные, готовились материалы для публикаций. Формулировка научных результатов проводилась совместно с научным руководителем.