

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



На правах рукописи  
УДК 537.523

Коковин Александр Олегович

**ДИНАМИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ГАЗАХ  
ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ  
ВЫСОКОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ  
НЕОДНОРОДНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

Специальность 1.3.13.

Электрофизика, электрофизические установки

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.-мат. наук, профессор  
Козырев Андрей Владимирович

Томск — 2023

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>Глава 1. Электрические разряды и методы их теоретического описания</b> . . . . .	<b>10</b>
1.1 Электрический пробой в газах высокого давления . . . . .	10
1.2 Слаботочные разряды высокого давления с резко неоднородным электрическим полем . . . . .	13
1.3 Методы теоретического описания плазмы . . . . .	17
<b>Глава 2. Теоретическая модель плазмы газового разряда повышенного давления</b> . . . . .	<b>22</b>
2.1 Дрейфово–диффузионная модель электронного газа . . . . .	22
2.2 Многокомпонентная диффузионная модель тяжёлых частиц . . . . .	26
2.3 Электростатическая модель газоразрядного промежутка . . . . .	32
2.4 Кинетика низкотемпературной плазмы . . . . .	33
2.5 Численные методы решения гидродинамической модели плазмы . . . . .	39
2.6 Апробация теоретической модели . . . . .	46
2.6.1 Субмикросекундный стример в геометрии «острие–плоскость» . . . . .	47
2.6.2 Субнаносекундный пробой в тройной системе электродов . . . . .	52
Выводы к Главе 2 . . . . .	55
<b>Глава 3. Коронный разряд высокого давления с ионной проводимостью плазменного столба</b> . . . . .	<b>57</b>
3.1 Постановка задачи . . . . .	57
3.2 «Полуторамерная» модель коронного разряда . . . . .	58
3.3 Двумерная модель коронного разряда . . . . .	63
Выводы к Главе 3 . . . . .	65
<b>Глава 4. Режимы горения слаботочного коронно–стримерного разряда</b> . . . . .	<b>67</b>
4.1 Импульсно–периодический режим горения коронного разряда . . . . .	68
4.2 Переход к стационарному режиму протекания тока . . . . .	75

4.3	Смена режима формирования коронного разряда при высоких скоростях роста напряжения . . . . .	80
	Выводы к Главе 4 . . . . .	84
<b>Глава 5. Плазменный филамент в открытом разряде . . . . .</b>		<b>86</b>
5.1	Постановка задачи . . . . .	86
5.2	Механизм формирования плазменного филамента . . . . .	90
5.3	Режим формирования множественных филаментов . . . . .	94
	Выводы к Главе 5 . . . . .	97
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>98</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>100</b>
<b>Публикации автора по теме диссертации . . . . .</b>		<b>116</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>		<b>120</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>		<b>123</b>
<b>Приложение А. Кинетические схемы плазмохимических реакций в различных газах . . . . .</b>		<b>124</b>
<b>Приложение Б. Пространственная структура стационарного коронного разряда . . . . .</b>		<b>126</b>
<b>Приложение В. Формирование тонкого плазменного филамента . . . . .</b>		<b>129</b>

## Введение

### **Актуальность темы исследования и степень её разработанности.**

Одним из важнейших инструментов изучения окружающей действительности является построение теоретических моделей различных процессов. К современным направлениям теоретического исследования можно отнести моделирование сложных многокомпонентных систем, таких как плазма. Теоретические модели, описывающие широкий круг плазмохимических процессов в газоразрядной плазме, позволяют не только предсказать характер протекания того или иного процесса, но и делать общие выводы о физическом явлении в целом. Это оказывается очень полезным, так как экспериментальные исследования часто ограничены в выборе методик измерения параметров газовых разрядов и газоразрядной плазмы, что приводит к недостаточности экспериментальных данных.

Теоретические модели в большинстве случаев не имеют аналитического решения из-за высокой математической сложности, однако развитие полуаналитических и численных методов позволило существенно расширить область применения теоретического описания. Газоразрядной плазме присуща высокая нелинейность и нестационарность процессов, что часто приводит к невозможности сформулировать строгую математическую модель. Поэтому часто прибегают к упрощённым теоретическим моделям. Несмотря на существенные упрощения, они обладают конструктивной простотой и позволяют проводить необходимые уточнения и обобщения газоразрядных явлений.

На сегодняшний день наиболее распространённым методом описания неравновесной газоразрядной плазмы высокого давления является гидродинамический подход. Данный подход основан на континуальном описании плазмы и оперирует усреднёнными макроскопическими параметрами плазмы (концентрациями и потоками заряженных частиц и их средними энергиями). Гидродинамический подход позволяет описать широкий класс газоразрядных явлений в неравновесной плазме и обладает вычислительной эффективностью и устойчивостью численных алгоритмов.

**Целью** данной работы является выявление ключевых закономерностей электрического пробоя в газовых диодах на базе континуального описания многожидкостной электродинамики заряженных частиц.

Для достижения цели были сформулированы следующие **задачи**:

1. Разработать численную модель самосогласованного описания кинетики заряженных частиц и электрического поля на основе двухмоментного дрейфово–диффузионного приближения уравнений переноса электронов, многокомпонентной диффузионной модели тяжёлых частиц и уравнений для электрического поля с учетом внешней цепи.
2. Оптимизировать кинетическую схему плазмохимических реакций и получить минимально достаточный набор элементарных процессов, позволяющий рассчитывать внутренние (пространственно–временные распределения заряженных частиц и электрического поля) и внешние (ток и напряжение во внешней цепи разряда) характеристики нестационарных процессов.
3. Протестировать и оптимизировать вычислительные алгоритмы на простых задачах зажигания газового разряда.
4. Исследовать режимы горения коронного разряда в неоднородной конфигурации газоразрядного промежутка.
5. Исследовать формирование и распространение тонкого плазменного филамента и выявить причины его ветвления.

**Научная новизна.** В диссертационной работе получены следующие новые научные результаты:

1. Создана оригинальная физико–математическая модель газоразрядной плазмы, в рамках которой были проведены исследования слабых режимов горения разряда высокого давления с резко неоднородным распределением электрического поля. Модель позволяет рассчитать пространственно–временную динамику газоразрядной плазмы и самосогласованного электрического поля и выяснить ключевые закономерности различных режимов.
2. Теоретически обосновано, что при увеличении скорости роста напряжения на промежутке «острие–плоскость» происходит смена механизма формирования коронного разряда с лавинного на стримерный. Это выражается в генерации биполярного импульса тока разряда с положительным всплеском субнаносекундной длительности на переднем фронте.

- Доказан стримерный механизм зарождения тонкого светящегося филамента на изгибе плазменного канала (апокампического разряда), допускающий рост множественных стримерных каналов.

**Теоретическая и практическая значимость.** Развитая модель позволяет детально исследовать режимы зажигания слаботочных газовых разрядов и рассмотреть их пространственно–временную структуру при вариации условий задачи: давление и сорт газа, геометрия промежутка, приложенное напряжение и т. п. Проведённые исследования дают теоретически обоснованные ответы на многие вопросы, возникающие в технической и экспериментальной практике данных разрядов (коммутационные характеристики разряда, плазмохимический состав, пространственная структура разряда). Полученные результаты могут быть полезны при разработке и усовершенствовании технических устройств на основе коронного разряда.

**Методология и методы исследования.** При построении теоретической модели использовался гидродинамический метод описания плазменных и газоразрядных явлений, реализованный в среде коммерческого лицензионного пакета COMSOL Multiphysics™. Эволюция электронной компоненты описывается в рамках дрейфово–диффузионного подхода с применением двухмоментного приближения. Описание тяжёлых частиц проводится в рамках диффузии многокомпонентной смеси. Линеаризация уравнений проводится методом конечных элементов, применяющий слабую конечно–разностную формулировку метода Галеркина совместно с методами дифференцирования назад.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

- Сформирована и протестирована оптимальная схема плазмохимических реакций для искусственного воздуха ( $N_2 : O_2 = 4 : 1$ ), которая содержит 25 элементарных реакций с электронами и 8–ю сортами тяжёлых заряженных и нейтральных частиц ( $N_2, O_2, N, O, N_2^+, O_2^+, O_4^+, O_2^-$ ). Она позволяет адекватно описать пространственно–временную динамику разряда в воздухе в широком диапазоне давлений без включения в расчеты колебательно–вращательной кинетики молекулярных частиц. Эта схема обладает свойством минимальной полноты, так как удаление любой реакции из схемы приводит к ошибочным прогнозам проводимости и скорости ионизации воздушной плазмы.

2. На базе нестационарной кинетики многокомпонентной плазмы проведен цикл теоретических исследований пространственно–временной эволюции коронного разряда в воздухе высокого давления. В этих исследованиях варьировалась пространственная геометрия задачи (коаксиальная одномерная задача, двумерная плоская задача «лезвие–плоскость», осесимметричная двумерная задача «круглая кромка–цилиндр»), что позволило оптимизировать работу реального разрядника высокого давления ( $pd = 9,2 \text{ атм} \cdot \text{см}$ ), работающего в режиме самопробоя. Показано, что подобные разрядники могут стабильно работать в диапазоне скорости нарастания напряжения от 2 до  $10 \text{ кВ} \cdot \text{мкс}^{-1}$ .
3. В рамках одной многожидкостной модели, включающей схему плазмохимических реакций и уравнения электродинамики заряженных частиц, детально описаны последовательные стадии горения коронно–стримерного разряда: инициирование плотной плазмы в области локального усиления электрического поля, нестационарный режим импульсов Тричела и его затухание, повторный пробой и формирование стационарного тлеющего разряда. Физической причиной перехода от импульсного режима к повторному пробоя является формирование протяжённого плазменного столба между электродами.
4. На основе плоской несимметричной модели разряда в электроотрицательных газах построена нестационарная теория инициирования и формирования тонкого плазменного филамента, растущего от изгиба плазменного канала в среде кислорода и хлора. Теоретически доказан стримерный механизм формирования длинных плазменных филаментов. Полученные в расчетах пороговые напряжённости поля (ниже 10 % от напряженности статического пробоя) и скорости прорастания стримерных каналов (десятки  $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$ ) согласуются с экспериментами.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается использованием апробированных численных алгоритмов решения математических уравнений и согласием результатов расчётов с экспериментальными данными и согласованностью теоретических тенденций при изменении условий задач, в том числе с экспериментами и расчётами других авторов.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы представлялись на следующих международных конференциях:

1. 26<sup>th</sup> и 27<sup>th</sup> Telecommunications Forum (TELFOR) (2018, 2019), Belgrade, Serbia,
2. 4<sup>th</sup> International Conference on Modern Approaches in Science, Technology & Engineering (STECOF) (2019), Berlin, Germany,
3. 28<sup>th</sup> International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV) (2018), Greifswald, Germany,
4. XI International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer (ICCHMT 2018), Cracow, Poland,
5. 2018 International Conference of Electrical and Electronic Technologies for Automotive, Milano, Italy,
6. 20<sup>th</sup> International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE) (2018), Tomsk, Russia,
7. 7<sup>th</sup> и 8<sup>th</sup> International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE) (2020, 2022), Tomsk, Russia.

Работа выполнялась при частичной поддержке грантами РФФИ № 17–08–00932, 18–52–53003 и 19–08–00286 и РНФ № 22–29–00137.

**Личный вклад.** Автором лично подготовлены и протестированы все представленные в диссертации вычислительные программы, проведены компьютерные расчёты, проанализированы полученные результаты, подготовлены материалы для научных публикаций. Им лично написан текст диссертации и сформулированы основные выводы. Вычислительные алгоритмы для решения уравнений непрерывности отрабатывались и корректировались с участием д.ф.–м.н. В. Ю. Кожевникова. В рамках «гибридного» подхода решение гидродинамических уравнений осуществлялось автором, а решение кинетического уравнения Больцмана — к.ф.–м.н. Н. С. Семенюк.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 21 печатном издании, в том числе 7 изданы в авторитетных рецензируемых журналах, включённых в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёных степеней кандидата и доктора наук, 18 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 12 — в трудах конференций.

**Объём и структура работы.** Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы, списка публикаций автора, списка рисунков и таблиц и 3 приложений. Полный объём диссертации составляет 130 страниц,



включая 54 рисунка и 7 таблиц. Список литературы содержит 179 наименований.

**Благодарности.** Автор выражает глубокую благодарность и признательность научному руководителю д.ф.–м.н. 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. Виктора Федотовича Тарасенко и авторов шаблона [Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template](#) за помощь в оформлении диссертации.

## Глава 1. Электрические разряды и методы их теоретического описания

Физика неравновесной плазмы газового разряда в настоящее время является одной из перспективных и развивающихся областей современной науки. Неравновесная низкотемпературная плазма широко используется в различных газоразрядных приборах и технологических процессах: возбуждение активной среды газовых лазеров, модификация различных поверхностей и нанесение покрытий, плазмохимическое травление и очистка материалов и т. д. Также в последние годы сформировалось междисциплинарное направление в биомедицине, заключающееся в плазменной обработке живых тканей. Таким образом можно считать, что плазменные технологии играют важную роль в современной науке и технике.

### 1.1 Электрический пробой в газах высокого давления

В современной науке под газовым разрядом понимается процесс протекания электрического тока в ионизированном газе [1; 2]. Впервые в лабораторных условиях газовый разряд наблюдался в 1802 году в виде электрической дуги между угольными электродами [3]. В литературе различают два механизма *электрического пробоя* газоразрядных промежутков: таунсендовский и стримерный. Однако общим элементом в этих механизмах является *электронная лавина* — процесс размножения электронов в результате ионизации фонового газа электронным ударом. Под действием внешнего электрического поля присутствующие в газе свободные электроны (которые всегда есть вследствие космического излучения и естественной радиации [4]) приобретают энергию, достаточную для процесса ионизации фонового газа (т. н. потенциал ионизации), и выбивают второй электрон из молекул, теряя при этом энергию. Дальнейшее ускорение электронов и последующая ионизация газа приводят к *лавинообразному* росту плотности плазмы в газоразрядном промежутке и формированию электронной лавины (рисунок 1.1).

Электроны в лавине продвигаются к аноду, оставляя за собой «хвост» из малоподвижных ионов, образуя в итоге собственное электрическое поле из-за пространственного разделения зарядов. При таунсендовском механизме пробоя

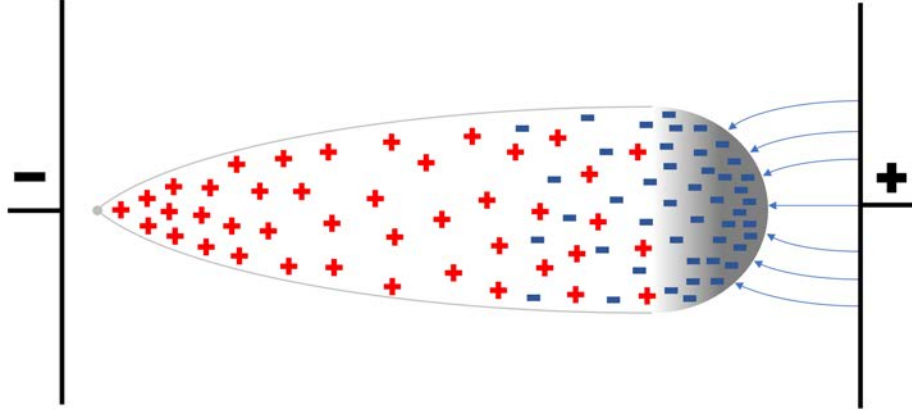


Рисунок 1.1 — Структура электронной лавины [5]

плотность зарядов в лавине достаточно низка, чтобы создаваемые ими электрические поля были сравнимы с внешним электрическим полем. Плотность плазмы в лавине растёт согласно экспоненциальному закону [2; 6]

$$n_e(x, r, t) = (4\pi D_e t)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[ -\frac{(x - v_d t) + r^2}{4D_e t} + (\alpha - \eta) v_d t \right], \quad (1.1)$$

$$n_i(x, r) = \frac{\alpha}{\pi [r_D(x)]^2} \exp \left[ \alpha x - \left( \frac{r}{r_D(x)} \right)^2 \right], \quad (1.2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент ударной ионизации,  $\eta$  — коэффициент прилипания,  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов,  $v_d$  — скорость дрейфа электронов,  $r_D(x) = \sqrt{4D_e x / v_d}$  — характерный размер головки.

Вклад в ток электронов, протекающий через газоразрядный промежуток, также вносят и  $\gamma$ -процессы. В результате бомбардировки катода ионами возникает дополнительный поток вторичных электронов, с учётом которого ток в промежутке определяется как [6–8]

$$i = i_0 \frac{\frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta) d}}{1 - \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} [e^{(\alpha - \eta) d} - 1]}, \quad (1.3)$$

где  $i_0$  — ток эмиссии электронов с катода,  $d$  — длина промежутка, а критерий самостоятельности разряда имеет следующий вид

$$\mu = \gamma \frac{\alpha}{\alpha - \eta} \left( e^{(\alpha - \eta) d} - 1 \right) \geq 1. \quad (1.4)$$

Таким образом, если в первичной лавине образуется достаточное количество ионов, которые компенсируют уход электронов на анод за счёт бомбардировки

катода положительными ионами (т. е. при  $\mu \geq 1$ ), то такой разряд становится самостоятельным и не нуждается в поддержании начальным током  $i_0$ .

Электрический пробой газа представляет собой пороговое явление, так как даже небольшое перенапряжение промежутка  $k = (U_{br} - U_{st}) / U_{st}$  (превышение напряжения разряда над напряжением статического пробоя  $U_{st}$ ) приводит к быстрой ионизации газа и последующему зарождению электронной лавины. Зная зависимости  $\alpha$  и  $\gamma$  от напряжённости электрического поля и давления, можно определить пробивные напряжения как функцию от произведения давления газа  $p$  и межэлектродного зазора  $d$   $U_{st} = f(pd)$  из критерия (1.4), которые известны как кривые Пашена [9; 10]. Однако необходимо отметить, что эти зависимости справедливы при плавном росте напряжения в промежутке, тогда как при импульсном пробое газа разряд зажигается при напряжениях, превышающих пашеновские значения, т. е. при некотором перенапряжении  $k$  [11; 12].

Так как первый коэффициент Таунсенда  $\alpha$  обладает сильной зависимостью от напряжённости электрического поля, то при высоких перенапряжениях  $k$  плотность плазмы может стать достаточно высокой, чтобы напряжённость электрического поля лавины стала сравнимой с напряжённостью внешнего поля. Из-за разнонаправленности внешних и внутренних электрических полей внутри лавины электрическое поле уменьшается, а на «головке» и «хвосте» лавины увеличивается. Это приводит к образованию узкого проводящего плазменного канала — стримера, распространяющегося со скоростью выше скорости дрейфа. Важную роль в формировании стримера играют процессы ионизации и фотоионизации. Скорость распространения стримера составляет  $\sim 10^8$  см  $\cdot$  с $^{-1}$ , а при образовании плазменного канала скорость распространения волны ионизации вдоль канала составляет  $\sim 10^9$  см  $\cdot$  с $^{-1}$  [8].

При высоких перенапряжениях может также произойти переход электронной лавины в стример. В этом случае превышение критической плотности зарядов происходит ещё до момента перемыкания лавиной промежутка. На рисунке 1.2 показана зависимость коэффициента перенапряжения  $k$  от параметра  $pd$ , которая разделяет таунсендовский и стримерный механизмы пробоя.

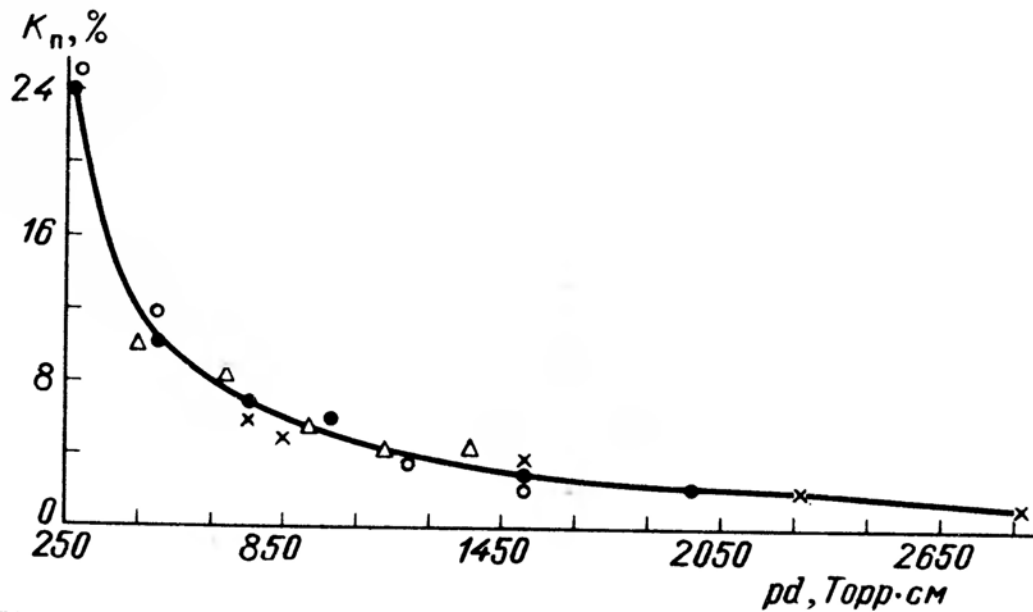


Рисунок 1.2 — Кривая, разделяющая таунсендовский (ниже кривой) и стримерный (выше кривой) механизм пробоя [8]

## 1.2 Слаботочные разряды высокого давления с резко неоднородным электрическим полем

В настоящее время классификация газовых разрядов, генерирующих низкотемпературную плазму атмосферного и высокого давлений, достаточно обширная и включает в себя различные типы разрядов, такие как, например, дуговой, коронный, тлеющий и искровой разряды [2]. Поведение разрядов зависит от многих факторов: температуры, давления и химического состава газа, геометрической конфигурации электродов и их положения и размера, приложенного напряжения, плотности тока и т. д. В работах [13; 14] самостоятельные газовые разряды постоянного тока были разделены на три группы, определяемые режимами зажигания:

1. **Таунсендовский разряд.** Малая плотность пространственного заряда слабо искажает лапласовое электрическое поле в промежутке. Приложенное напряжение много больше потенциала ионизации газа. Прикатодные процессы определяются фотонами, положительными ионами и возбуждёнными частицами газа.
2. **Тлеющий разряд.** Распределение электрического поля определяется преимущественно объёмным зарядом положительных ионов. Приложенное напряжение на порядок выше потенциала ионизации газа. При-

катодные процессы определяются фотонами, положительными ионами и возбуждёнными частицами газа.

3. **Дуговой разряд.** Распределение электрического поля определяется объёмным зарядом положительных ионов. Приложенное напряжение сравнимо с потенциалом ионизации газа. Прикатодные процессы определяются процессами термо- и автоэлектронной эмиссии.

В данном обзоре будет уделено внимание коронному разряду как нестационарному разряду в резко неоднородных электрических полях.

Коронный разряд представляет собой самостоятельный газовый разряд, в котором ионизационные процессы сосредоточены в области высокого лапласового электрического поля вблизи катода [13]. Такого резко неоднородного распределения электрического поля можно достичь при помощи одного или нескольких электродов с малым радиусом кривизны  $r_{curv}$  (игла, тонкая проволока, лезвие), вблизи которых напряжённость лапласового поля много больше среднего значения в промежутке. В зависимости от частоты приложенного напряжения коронный разряд можно отнести к разрядам постоянного и переменного тока (DC и AC соответственно), высокочастотным разрядам или комбинации вышеперечисленных типов.

DC коронный разряд можно также поделить на положительный и отрицательный в зависимости от полярности приложенного напряжения на потенциальном электроде. Прикатодные процессы также определяются полярностью напряжения. Так, в отрицательной короне область ионизации находится непосредственно у катода, что обеспечивает эмиссию электронов за счёт  $\gamma$ -процессов. Для положительной короны между катодом и областью ионизации расположена область дрейфа, в которой эмитированные электроны и фотоны поглощаются в газе за счёт прилипания и тушения соответственно. Таким образом, в положительной короне существенную роль играют процессы фотоионизации газа [13; 15].

Отрицательная корона в воздухе может возникать в нескольких формах (в зависимости от приложенного напряжения и конфигурации электродов): отрицательное свечение, частотно-импульсный режим, положительный или отрицательный стример и искровой пробой [16–19]. На рисунке 1.3 представлена  $I-U$  характеристика отрицательного коронного разряда в воздухе атмосферного давления. При плавном увеличении постоянного напряжения наблюдаются малые случайные импульсы тока, обусловленные естественной радиацией [20].

Фоновый ток обладает стадией насыщения, так как при малых напряжениях электрическое поле в промежутке слишком мало для начала ионизационных процессов. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к ионизации в режиме Таунсенда и увеличению среднего тока, что определяет неравномерный режим импульсов Тричела, за которым следуют стадия равномерных импульсов [21–23]. Если газоразрядный промежуток достаточно длинный, то после режима импульсов Тричела происходит переход в тлеющий разряд. В этом режиме плотности отрицательных зарядов в положительном столбе достаточно для подавления ионизации, а в диоде протекает устойчивый ток, ограниченный пространственным зарядом. Дальнейшее повышение напряжения в длинных промежутках приводит к образованию светящихся отростков вблизи острия (*англ.* “negative feathers“ [20]), свечение которых накладывается на свечение в прикатодной области. Такие отростки могут достичь анода и образовать токопроводящий канал, что приводит к переходу в дуговой или искровой режим горения разряда в зависимости от внешней электрической цепи [20; 24]. В данной работе исследование ограничится импульсно–периодическим режимом протекания тока (импульсы Тричела) и его переходом в стационарный тлеющий разряд.

Впервые импульсы тока в отрицательном коронном разряде наблюдал Тричел в 1938 году в лаборатории Лёба [21]. Такой режим горения короны характеризуется довольно регулярной последовательностью импульсов, наблюдается в воздухе в ограниченном диапазоне напряжений и не зависит от материала катода и радиуса скругления острия. Дальнейшие исследования импульсно–периодического режима [26–28] прояснили важные моменты формирования импульсов Тричела: так, в работе [28] были зарегистрированы импульсы тока в молекулярном газе  $N_2$  при наличии малой ( $\sim 0,1\%$ ) примеси молекулярного кислорода  $O_2$ , что указывает на то, что механизм формирования импульсов Тричела определяется процессами прилипания электронов к молекулам кислорода.

Частота повторения импульсов Тричела пропорциональна среднему току разряда и увеличивается с нескольких кГц до нескольких МГц при атмосферном давлении. При увеличении тока длительность интервалов между импульсами (скважность) уменьшается, а фоновый ток возрастает. При малой скважности (когда импульсы идут почти друг за другом) последовательность импульсов может слиться в единое «плато» импульсов с отдельными импульса-

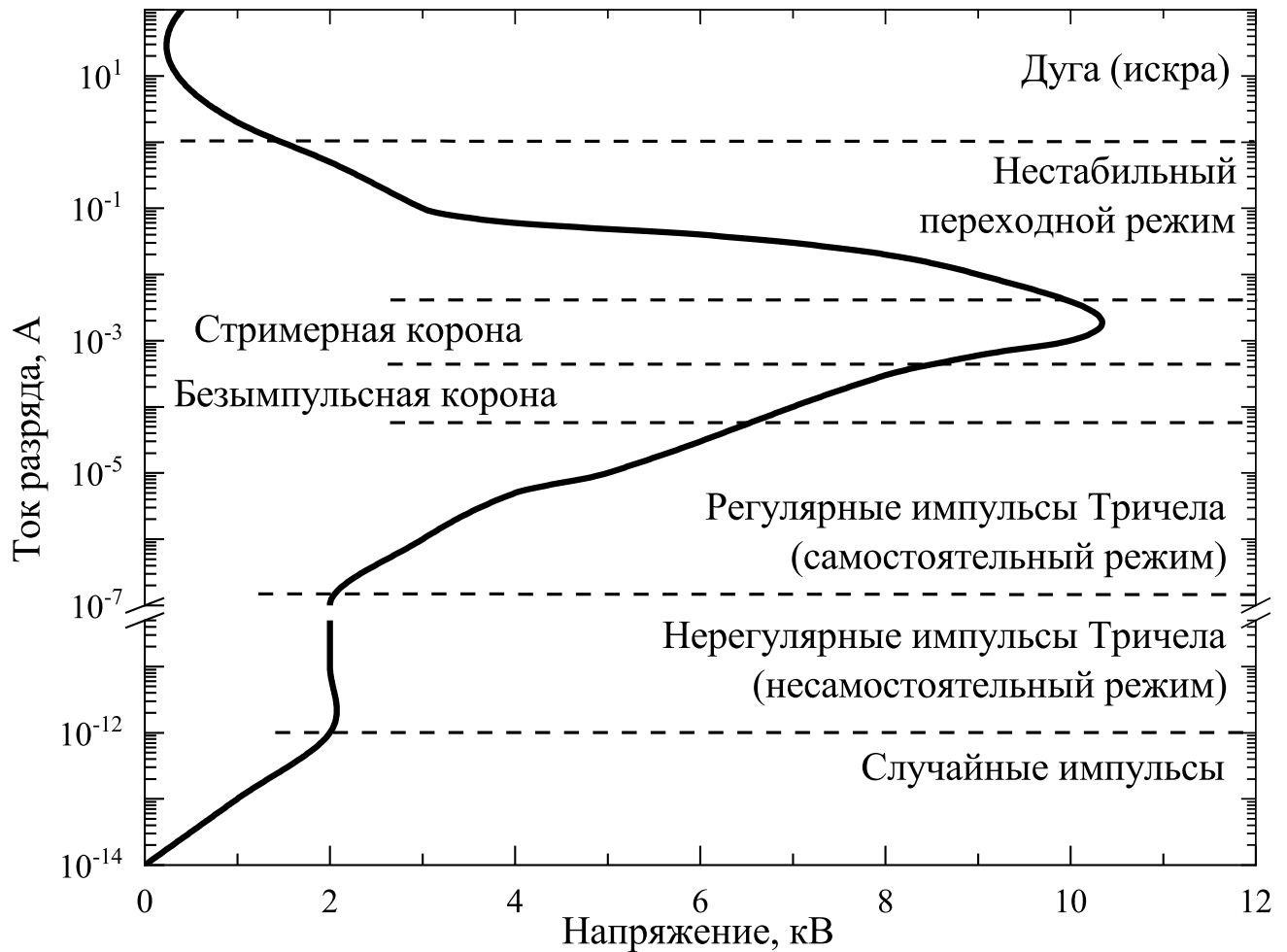


Рисунок 1.3 — Схематичная вольт-амперная характеристика отрицательно коронного разряда в воздухе атмосферного давления в конфигурации «остриё-плоскость» [25]

ми Тричела между ними [29]. Дальнейшее малое увеличение тока приводит к слиянию импульсов в единое «плато» — происходит переход в тлеющий разряд. Данный процесс сопровождается как ярким излучением, так и прекращением блуждания катодного пятна и фиксированием его в одной точке. Параметры такого коронного разряда (в литературе его называют безимпульсной короной) схожи с параметрами тлеющего разряда: имеется небольшое пятно яркого отрицательного свечения у острия, узкое, но чётко различимое фарадеевское тёмное пространство и положительный столб (рисунок 1.4) [29; 30]. Отрицательная безимпульсная корона считается разновидностью аномального тлеющего разряда [31].

Исследования формы профиля тока [32; 33] показали, что на профиле импульса тока вблизи максимума амплитуды тока образуется «ступенька», т. е. имеет место двухпиковая структура импульса. В работе [34] авторы предло-



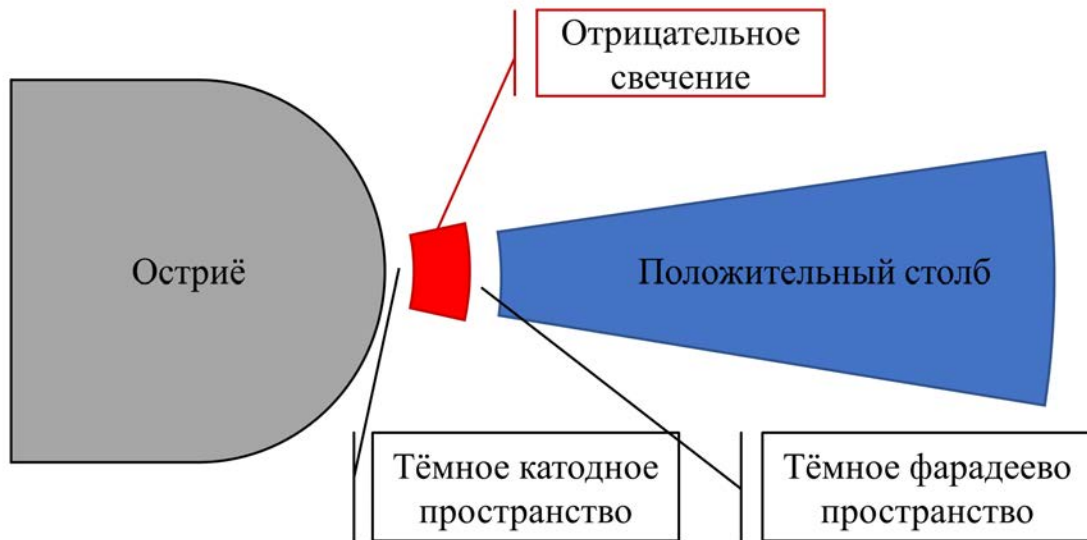


Рисунок 1.4 — Пространственная структура безимпульсной короны [29]

жили, что первый импульс тока соответствует фотоэлектронам, а второй — запоздавшим ионам, проходящим через катод. Дальнейшие исследования [35; 36] показали, что описанный в [34] механизм применим для разрядов низкого давления, а при высоком давлении двухпиковая структура импульса Тричелла вызвана катодонаправленным стримером. Экспериментальные исследования группы В. Ф. Тарасенко [37—44] демонстрируют развитие катодонаправленного стримера на фронте роста импульса тока со средней скоростью  $\sim 10^7 - 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  при атмосферном давлении.

### 1.3 Методы теоретического описания плазмы

При описании низкотемпературной неравновесной плазмы газового разряда важно корректно описывать поведение электронов. Это объясняется тем, что эффективная передача энергии электрического поля происходит посредством электронов, которые затем передают её тяжёлым частицам через процессы возбуждения колебательных и электронных уровней, ионизации и др. Описание переноса тяжёлых частиц при этом не является обязательным и зависит от постановки задачи (например, в задаче о распространении пучка высокоэнергетических электронов в газовых промежутках с высоким перенапряжением [45]).

В настоящее время сформировались три общих подхода к описанию газоразрядной плазмы:

1. кинетический метод;
2. гидродинамический метод;
3. гибридный метод.

При кинетическом подходе процессы переноса электронов и тяжёлых частиц описываются с помощью статистических функций распределения  $f$  для каждой компоненты плазмы, определённых в фазовом пространстве  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ , которые являются решением нестационарного кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{\text{coll}}, \quad (1.5)$$

где  $q$  — заряд частиц,  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  — самосогласованные электрические и магнитные поля, обычно определяемые через систему уравнений Максвелла:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.9)$$

где такие параметры плазмы, как плотность заряда  $\rho$  и плотность тока  $\mathbf{j}$  являются моментами функции распределения:

$$\rho(\mathbf{r}) = q \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}, \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}) = q \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}. \quad (1.10)$$

Кинетическое уравнение Больцмана представляет собой сложное интегро-дифференциальное уравнение, где искомая неизвестная определена в многомерном фазовом пространстве. Сложности математического описания правой части уравнения, называемой интегралом столкновений, также связаны с различными типами взаимодействий частиц плазмы, включающих в себя рассеяния частиц при упругих столкновениях, потери энергии на процессы ионизации, и т. д. Численная реализация таких моделей представляет собой сложную (а подчас и нереализуемую) вычислительную задачу, так как описание процессов формирования плазмы требует больших вычислительных ресурсов и мощностей, даже несмотря на современные достижения в области

микроэлектроники и компьютерной инженерии. Однако при различных упрощениях модели можно реализовать кинетическую модель, позволяющую провести моделирование плазменных процессов с помощью существующих численных методов и современных вычислительных мощностей. Так, в цикле работ [46—55], проведенные в Институте Сильноточной Электроники СО РАН А. В. Козыревым и В. Ю. Кожевниковым при участии автора данной диссертации, впервые был применён кинетический подход к описанию бесстолкновительной плазмы в вакуумных разрядах. Результаты моделирования ранней стадии расширения неравновесной многокомпонентной плазмы показали электродинамический механизм расширения в самосогласованном электрическом поле, а также объяснили появление ионов с «аномально» высокими энергиями (выше приложенного напряжения, умноженного на элементарный заряд).

К кинетическому подходу описания плазмы также относят метод «частиц–ячейках» (*англ.* Particle-in-Cell method или PIC). Для описания кинетики электронов используют либо уравнение Больцмана в двучленном приближении (*англ.* two-term approximation) [56—59], либо метод Монте–Карло (*англ.* Monte-Carlo collision method или MCC) [60—63]. В литературе последний метод называют численным решением кинетического уравнения Больцмана, хотя само уравнение Больцмана при этом не решается.

В основе кинетического метода описания частиц в ячейке лежит описание сплошной среды (плазмы, жидкости, газа) дискретной моделью — совокупностью «модельных» частиц (лагранжева сетка частиц), движущихся в непрерывном пространстве, дискретизованном неподвижной (эйлеровой) сеткой. В качестве «модельных» частиц выбираются ансамбли частиц, расположенных близко друг к другу в фазовом пространстве (реальные частицы, находящиеся в пространстве  $[\mathbf{r}; \mathbf{r} + d\mathbf{r}]$  и имеющие близкие скорости  $[\mathbf{v}; \mathbf{v} + d\mathbf{v}]$ , заменяются на «укрупнённые» частицы). Параметры самой жидкости (масса, энергия, скорость, заряд) определяются распределением частиц в фазовом пространстве, а полевые величины (плотность, температура, напряжённость э.-м. поля) определяются на эйлеровой сетке [64]. Движение частиц происходит в самосогласованных э.-м. полях, а алгоритм определения траекторий частиц показан на рисунке 1.5.

Двучленное приближение ФРЭ основано на разложении кинетического уравнения Больцмана на симметричную  $f_0$  и асимметричную  $f_1$  части ФРЭ, приводя к решению двух уравнений относительно  $f_0$  и  $f_1$  в локальном прибли-

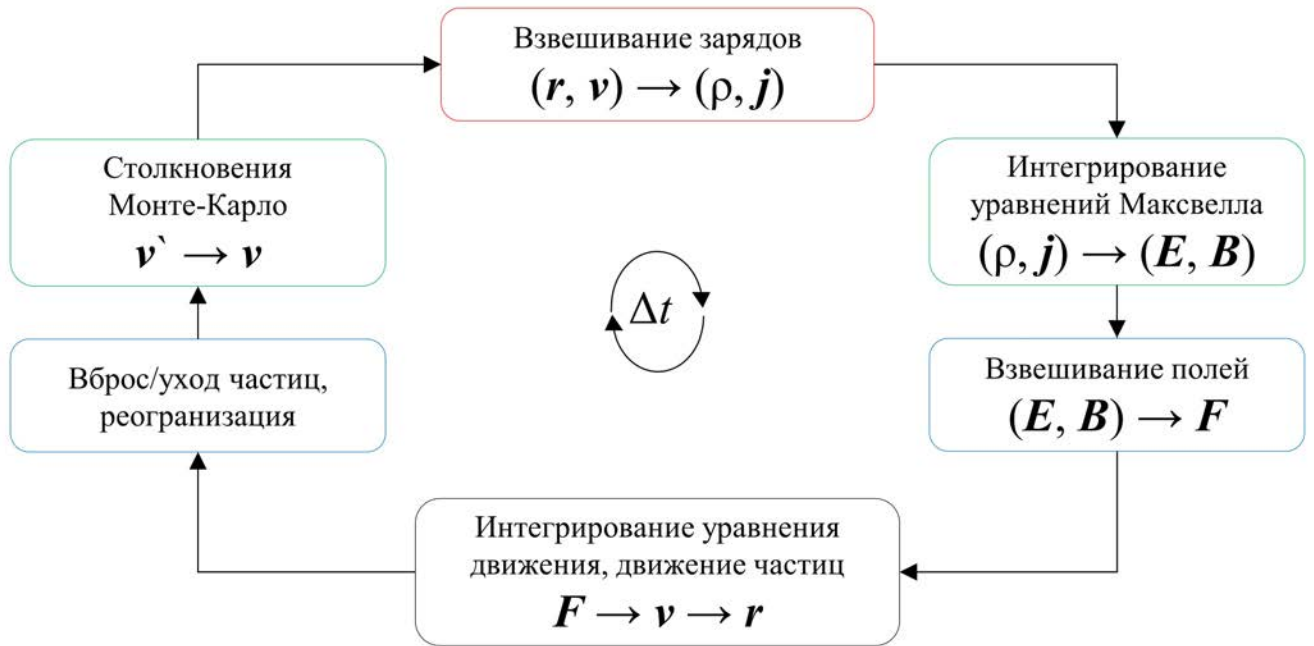


Рисунок 1.5 — Схема PIC–MCC алгоритма

жении, т. е. пренебрежении слагаемыми с градиентами и пространственными переменными [57]. Такой подход был реализован как для нульмерной геометрии [58; 59], так и в одномерной постановке [65].

Прямой метод статистических испытаний Монте–Карло позволяет наиболее корректно учитывать процессы межмолекулярного взаимодействия частиц в рамках дискретной модели частиц в ячейках. Процессы столкновения частиц описываются с помощью дифференциальных сечений столкновений. Для электронов как наиболее подвижной компоненты плазмы учитываются процессы как упругих, так и неупругих столкновений. При выборе пары взаимодействующих частиц часто не рассчитывается относительное расстояние, а выбираются любые частицы в пределах одной ячейки. Прямое моделирование межмолекулярных взаимодействий накладывает ограничения на численные схемы: шаг по времени должен быть меньше времени между столкновениями, размеры ячейки должны быть меньше средней длины свободного пробега [66; 67]. Однако главный недостаток PIC–MCC метода заключается в дискретности самого метода: наличие вычислительной неустойчивости из-за ограниченного количества частиц в ячейке. В случае плотных сред и наличии высоких градиентов полей это приводит к необходимости уменьшения размеров ячейки, шага по времени и увеличения количества частиц. Для плазмы газового разряда высокого давления такая вычислительная задача становится очень сложной из-за ограниченности вычислительных ресурсов.

Гидродинамический подход основан на непрерывном (континуальном) описании плазмы как совокупности потоков заряженной жидкости, взаимодействующих друг с другом. Он позволяет определить только усреднённые по всевозможным скоростям макроскопические параметры плазмы, такие как концентрация, средняя направленная скорость и средняя энергия. Исходные величины являются решением соответствующих уравнений баланса концентраций, импульса и энергии. Уравнения непрерывности можно получить из кинетического уравнения Больцмана как соответствующие моменты либо из общих феноменологических соображений.

Взаимодействие различных компонентов плазмы с электромагнитным полем и/или друг с другом в рамках многожидкостной электродинамики определяется транспортными коэффициентами, такими как подвижность, диффузия, вязкость и теплопроводность. Транспортные коэффициенты для электронов могут быть получены из функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), которая является решением кинетического уравнения Больцмана в двучленном приближении [57]. Транспортные коэффициенты тяжёлых частиц вычисляются в рамках кинетической теории газов и динамики межмолекулярного взаимодействия [68; 69] с использованием интегралов столкновения.

Гидродинамический подход является наиболее эффективным методом описания газоразрядной плазмы высокого давления, так как требует меньше вычислительных ресурсов, не теряя при этом в точности. Данным методом были описаны различные типы газовых разрядов [70–81]. Можно выделить из недавних теоретических исследований импульсно–периодического режима отрицательного коронного разряда работы [79; 81–86], где проводились комплексные исследования режимов формирования импульсов Тричела при различных входных параметрах.

Исследования, проведённые автором диссертации, затрагивают вопросы динамики пробоя газоразрядных промежутков с высокой неоднородностью электрического поля. На базе гидродинамического подхода предлагается физико–математическая модель многокомпонентной неравновесной плазмы, которая позволяет детально описать все стадии формирования слаботочных нестационарных газовых разрядов высокого давления.

## Глава 2. Теоретическая модель плазмы газового разряда повышенного давления

Как было написано ранее (Глава 1.3), для описания низкотемпературной плазмы газового разряда в настоящее время существует несколько подходов. В данной работе автором была применена гидродинамическая модель плазмы, так как она является наиболее эффективной для описания газоразрядной плазмы высокого давления. Другие же модели описания плазмы либо ограничены в области применения, либо слишком требовательны к вычислительным ресурсам. Данная глава посвящена подробному описанию гидродинамической модели плазмы нестационарного газового разряда высокого давления, которая позволяет в деталях описать пространственно-временную структуру разряда, плазмохимическую кинетику всех заряженных компонентов плазмы, а также эволюцию самосогласованного электрического поля.

### 2.1 Дрейфово–диффузионная модель электронного газа

В рамках гидродинамической модели электроны, как наиболее подвижные частицы в плазме, описываются отдельно от остальных, более *тяжёлых* (по сравнению с электронами), компонентов плазмы. Такое разделение было вызвано необходимостью учёта неупругих плазмохимических реакций электронов с тяжёлыми частицами (ионизация, диссоциация, прилипание и т. д.).

Гидродинамические уравнения для электронов представляют собой систему уравнений непрерывности, которую можно получить путём усреднения кинетического уравнения Больцмана (умножения уравнения на некоторую весовую функцию и последующего интегрирования по всему пространству скоростей) [87]:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f_e - \left( \frac{e\mathbf{E}}{m_e} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f_e = \frac{\delta f_e}{\delta t} \Big|_{coll}, \quad (2.1)$$

В качестве весовых функций выбираются такие, которые при усреднении функции распределения  $f_e$  давали бы усреднённые физические параметры электронного газа, такие как концентрация  $n_e$  (*среднее число электронов* в элементарном объёме  $d\mathbf{r}$  со всеми возможными скоростями), средний направленный

поток  $\mathbf{j}_e$  (концентрация  $\times$  средняя скорость электронов в элементарном объёме  $d\mathbf{r}$ ) и средняя плотность энергии  $n_\varepsilon$  (концентрация  $\times$  средняя энергия электронов в элементарном объёме  $d\mathbf{r}$ ), т. е.:

$$n_e(\mathbf{r}; t) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d\mathbf{v}, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{j}_e(\mathbf{r}; t) \equiv n_e(\mathbf{r}; t) \cdot \langle \mathbf{v}_e \rangle(\mathbf{r}; t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v} \cdot f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d\mathbf{v}, \quad (2.3)$$

$$n_\varepsilon(\mathbf{r}; t) \equiv n_e(\mathbf{r}; t) \cdot \varepsilon(\mathbf{r}; t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{m_e \mathbf{v}^2}{2} \cdot f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d\mathbf{v}, \quad (2.4)$$

В результате такого усреднения можно получить систему уравнений, которая описывает эволюцию усреднённых величин:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = r_e, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (m_e n_e \mathbf{u}_e) + \nabla \cdot (m_e n_e \mathbf{u}_e \otimes \mathbf{u}_e) = -m_e n_e \mathbf{u}_e \nu_m - \nabla \bullet \mathbf{p}_e - e \mathbf{E} n_e, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{j}_e + \mathbf{u}_e \bullet \mathbf{p}_e + \mathbf{q}_e) = r_\varepsilon - e \mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_e, \quad (2.7)$$

где  $r_e$  — функция источника, описывающая процессы генерации и потери электронов (ионизация, прилипание и т. д.),  $\mathbf{u}_e$  — средняя направленная скорость электронов, обусловленная электрическим полем и/или пространственными градиентами,  $\otimes$  — внешнее произведение векторов,  $\nu_m$  — эффективная частота столкновений,  $\mathbf{p}_e$  — тензор парциального давления электронного газа,  $\varepsilon = m_e \langle \mathbf{v}_e^2 \rangle / 2$  — средняя энергия электронов,  $\mathbf{q}_e = \nabla \cdot n_e m_e \langle \mathbf{v}_{e,th}^2 \mathbf{v}_{e,th} \rangle / 2$  — тензор теплопроводности электронного газа,  $\mathbf{v}_{e,th}$  — тепловая скорость электронов,  $r_\varepsilon$  — функция источника, описывающая изменение энергии электронов в результате неупругих столкновений (ионизация, диссоциация и т. д.). Функции источника определяются плазмохимической кинетикой и будут описаны в Главе 2.4.

Для упрощения полученной системы уравнений можно прибегнуть к следующим приближениям. Во-первых, рассмотрим электронный газ в качестве модели Лоренца, в которой энергия электронов перераспределяется преимущественно посредством столкновений с тяжёлыми нейтральными частицами. Это

приводит к скаляризации тензора парциального давления  $\mathbf{p}_e$ :

$$p_e = \text{tr } \mathbf{p}_e = n_e k_B T_e, \quad (2.8)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_e \equiv \frac{2}{3}\varepsilon = \frac{2}{3} \cdot \frac{n_\varepsilon}{n_e}$  — температура электронов.

Во-вторых, можно упростить тензор теплопроводности  $\mathbf{q}_e$  в случае, когда анизотропная часть функции распределения электронов мала, а изотропная часть близка к максвелловской:

$$\mathbf{q}_e = -\frac{5}{2}n_e D_e \nabla T_e, \quad (2.9)$$

где  $D_e$  — коэффициент диффузии электронов (в общем случае является тензором).

Следующее приближение заключается в упрощении уравнения непрерывности (2.6) для получения выражения для средней направленной скорости  $\mathbf{u}_e$ . Из модели газа Лоренца следует, что для слабоионизованной плазмы частота упругих столкновений электронов с нейтральными частицами будет заведомо много больше, чем частоты ионизации и прилипания. Также из этого следует, что средняя направленная скорость электронов будет много меньше средней тепловой скорости. С учётом вышесказанного получаем, что левая часть уравнения (2.6) пренебрежимо мала, и выражение для средней направленной скорости имеет следующий вид:

$$\mathbf{u}_e = -\mu_e \mathbf{E} - \frac{\nabla (n_e D_e)}{n_e}, \quad (2.10)$$

где  $\mu_e$  — коэффициент подвижности электронов (в общем случае является тензором). С учётом вышеописанных приближений, гидродинамические потоки массы и энергии имеют следующий вид:

$$\mathbf{j}_e = -\mu_e n_e \mathbf{E} - \nabla (n_e D_e), \quad (2.11)$$

$$\mathbf{j}_\varepsilon = -\mu_\varepsilon n_\varepsilon \mathbf{E} - \nabla (n_\varepsilon D_\varepsilon), \quad (2.12)$$

где транспортные коэффициенты подвижности и диффузии определяются соотношениями Эйнштейна:

$$\begin{aligned} \mu_e &= \frac{e}{m_e \nu_m}, & \mu_\varepsilon &= \frac{5}{3} \mu_e, \\ D_e &= \frac{k_B T_e}{m_e \nu_m}, & D_\varepsilon &= \frac{5}{3} D_e. \end{aligned} \quad (2.13)$$



Эти коэффициенты переноса применимы лишь для максвелловской функции распределения электронов, что, строго говоря, не всегда выполняется. Для описания нестационарной плазмы газового разряда с резко-неоднородной геометрией (и как следствие, с высокими значениями электрического поля) необходимо учитывать зависимость от средней температуры электронов. Для определения таких зависимостей  $\mu_e(T_e)$  и  $D_e(T_e)$  было проведено численное решение кинетического уравнения Больцмана с помощью программы BOLSIG+ [57], где в качестве входных данных использовалась база данных сечений реакций электронов с нейтральными молекулами IST-LISBON [88].

Полученные выше выражения получили название *дрейфово-диффузионное* приближение, так как первое слагаемое описывает дрейф электронов в неоднородном самосогласованном электрическом поле, а второе слагаемое определяет диффузию электронов в собственном газе. Такое приближение применимо для описания слабоионизованной плазмы при давлении газа выше  $\sim 1$  Па и невысоких приведённых полях (обычно менее 500 Тд) [89]. Также плазма должна быть столкновительной, т. е. средняя длина свободного пробега должна быть много меньше характерного размера рассматриваемой области.

В итоге, для описания электронов в плазме газового разряда высокого давления будем рассматривать *двухмоментную* систему уравнений непрерывности:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_e = r_e, \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j}_\varepsilon = r_\varepsilon - e\mathbf{E} \cdot \mathbf{j}_e, \quad (2.15)$$

Для решения системы уравнений (2.14, 2.15) необходимо задать корректные начальные и граничные условия. В качестве начальных условий задаются однородные распределения концентрации  $n_e$  и температуры  $T_e$  электронов, причём концентрация электронов выбирается достаточно малой ( $\sim 10^3$  см $^{-3}$ ), чтобы избежать развития пробоя из начального плазменного облака (отсутствии предыонизации). Начальная температура электронов полагалась равной температуре газа  $T_g$  и составляла  $\sim 300$  К. Однако для случая апокампиического разряда будут использованы неоднородные начальные распределения концентрации и температуры, что будет описано в Главе 5.1.

Для корректного описания приграничных эффектов были заданы соответствующие граничные условия для различных типов поверхностей. Для

однозначного решения системы (2.14, 2.15) необходимо определить входящие/исходящие гидродинамические потоки через границу рассматриваемой области. Так, для описания процессов, происходящих на поверхности электродов, определяются нормальные компоненты потока электронов  $\mathbf{j}_e$  и потока плотности энергии электронов  $\mathbf{j}_\varepsilon$ :

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_e = \frac{1 - r_e}{1 + r_e} \left( \frac{1}{2} n_e \mathbf{v}_{e,th} \right) - \sum_{k=1}^N \gamma_k (\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_k) - \frac{j_0}{e} \left( \beta \frac{|\mathbf{E}|}{B} \right)^{\frac{3}{4}} e^{-\sqrt{\frac{4}{\beta} \frac{B}{|\mathbf{E}|}}}, \quad (2.16)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_\varepsilon = \frac{1 - r_e}{1 + r_e} \left( \frac{5}{6} n_\varepsilon \mathbf{v}_{e,th} \right) - \sum_{k=1}^N \gamma_k \varepsilon_{k,sec} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_k), \quad (2.17)$$

где  $\mathbf{n}$  — внешний вектор нормали к границе поверхности электрода,  $r_e = 0$  — коэффициент отражения электронов,  $\gamma_k = 0,01$  — коэффициент вторичной эмиссии для ионов сорта  $k$ ,  $\mathbf{j}_k$  — гидродинамический поток ионов сорта  $k$ ,  $j_0 = 3,4 \cdot 10^{11} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $\beta = 10$  — коэффициент шероховатости,  $B = 6,54 \cdot 10^8 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $\varepsilon_{k,sec} = 0,026 \text{ эВ}$  — средняя энергия вторичных электронов. Граничные условия (2.16, 2.17) учитывают как потерю электронов вследствие падения потока из плазмы на поверхность электрода и из-за случайного движения электронов около стенки (порядка длины пробега), так и появление электронов в результате вторичной (при соударении электрона с положительным ионом) и автоэлектронной (из-за высокого электрического поля у поверхности электрода) эмиссии.

Для обеспечения гладкости решения на *открытой границе* области (условной границе, не препятствующей движению частиц) определяются нормальные компоненты диффузионных гидродинамических потоков  $\mathbf{j}_e$  и  $\mathbf{j}_\varepsilon$ :

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_e = 0 \quad \text{и} \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_\varepsilon = 0. \quad (2.18)$$

## 2.2 Многокомпонентная диффузионная модель тяжёлых частиц

Существуют различные формулировки уравнения массопереноса, начиная от уравнения конвекции–диффузии и заканчивая уравнениями Максвелла–Штефана [90; 91]. Главным преимуществом уравнений Максвелла–Штефана является то, что помимо сохранения полной массы в системе, оно удовлетворяет и другим, дополнительным, условиям. Основным недостатком уравнений являются высокие требования к вычислительным ресурсам.

Однако во многих случаях можно применить упрощённую форму уравнений Максвелла–Штефана, которая не только удовлетворяет законам многокомпонентной диффузии, но имеет более простое описание и требует меньше вычислительных ресурсов.

Теоретическое описание тяжёлых частиц плазмы (ионов, возбуждённых частиц и нейтральных атомов/молекул) сталкивается с определёнными трудностями. Обычно концентрация заряженных и возбуждённых частиц очень мала по сравнению с концентрацией нейтрального газа и их можно рассматривать в качестве примеси. Это верно для атомарных газов, где концентрация ионов и электронно-возбуждённых частиц много меньше концентрации атомов в основном состоянии. Молекулярные же газы могут распадаться на нейтральные фрагменты посредством диссоциации электронным ударом. Эти фрагменты могут иметь длительное время жизни и накапливаться в плазме. В этом случае описание тяжёлых частиц как нейтрального газа с примесями из ионов и возбуждённых частиц уже не действует и требуется более строгая формулировка.

Аналогично уравнениям непрерывности для электронов (2.5 – 2.7) можно получить уравнение переноса массы, усреднив кинетическое уравнение Больцмана для тяжёлых частиц:

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) f_k + \left( \frac{z_k e \mathbf{E}}{m_k} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right) f_k = \left. \frac{\delta f_k}{\delta t} \right|_{coll}, \quad k = 1, \dots, N, \quad (2.19)$$

где  $z_k$  — зарядовое число тяжёлых частиц сорта  $k$ ,  $m_k$  — масса тяжёлых частиц сорта  $k$ ,  $N$  — число тяжёлых компонентов плазмы. В теории газодинамики традиционно используют две формулировки: массовую, которая оперирует термином массовая доля  $w_k$ , и молярную, которая описывает через молярную долю  $x_k$ . Поэтому физические величины, такие как средняя плотность частиц в элементарном объёме  $d\mathbf{r}$  и средний массовый поток  $\mathbf{J}_k$  (*плотность*  $\times$  *средняя скорость* частиц в элементарном объёме  $d\mathbf{r}$ ), в массовой формулировке имеют следующий вид:

$$\rho w_k(\mathbf{r}; t) = \int_{-\infty}^{+\infty} m_k \cdot f_k(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d\mathbf{v}, \quad (2.20)$$

$$\mathbf{J}_k(\mathbf{r}; t) \equiv \rho w_k(\mathbf{r}; t) \cdot \langle \mathbf{v}_k \rangle(\mathbf{r}; t) = \int_{-\infty}^{+\infty} m_k \mathbf{v} \cdot f_k(\mathbf{r}, \mathbf{v}; t) d\mathbf{v}, \quad (2.21)$$

где  $\rho$  — плотность смеси,  $w_k$  — массовая доля тяжёлых частиц сорта  $k$ .

В результате усреднения (2.19) с использованием (2.20) получим уравнение переноса массы частиц сорта  $k$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho w_k + \nabla \cdot (\rho w_k \mathbf{u}) = r_k - \nabla \cdot \mathbf{j}_k, \quad k = 1, \dots, N, \quad (2.22)$$

где  $\mathbf{u} \equiv \sum_{k=1}^N w_k \langle \mathbf{v}_k \rangle$  — средневзвешенная скорость смеси (скорость центра масс смеси),  $\mathbf{j}_k \equiv \rho w_k \mathbf{V}_k$  — диффузионный массовый поток частиц сорта  $k$ ,  $\mathbf{V}_k$  — диффузионная скорость (относительно центра масс) частиц сорта  $k$ ,  $r_k$  — функция источника частиц сорта  $k$ .

Полученную систему уравнений можно дополнить уравнением переноса массы смеси, которое получается суммированием уравнений (2.22) по всем сортам частиц. Исходя из того, что в результате плазмохимических реакций полная масса частиц сохраняется, имеем  $\sum_{k=1}^N r_k = 0$ , а из определения средневзвешенной скорости смеси имеем замыкающее уравнение для диффузионных массовых потоков  $\sum_{k=1}^N \mathbf{j}_k = 0$ , получаем

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (2.23)$$

Усредняя (2.19) с использованием (2.21), а затем суммируя по всем сортам частиц, получим уравнение переноса импульса смеси:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \mathbf{u} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = \sum_{\substack{k,j=1 \\ k \neq j}}^N \mu_{kj} \nu_{kj} (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_j) - \nabla \cdot \mathbf{p} + \sum_{k=1}^N \frac{z_k e \mathbf{E}}{m_k} \rho w_k, \quad (2.24)$$

где  $\mu_{kj} = m_k m_j / (m_k + m_j)$  — приведённая масса,  $\nu_{kj}$  — частота столкновений частиц сорта  $k$  с частицами сорта  $j$ ,  $\mathbf{p}$  — тензор давления смеси. Первое слагаемое правой части уравнений описывает изменение импульса в результате упругого столкновения частиц разных сортов (объёмная сила трения), второе — градиент давления газа, последнее — объёмная электрическая сила.

Уравнение переноса импульса смеси (2.24) можно преобразовать с учётом того, что упругие столкновения тяжёлых частиц друг с другом определяются только их относительной скоростью  $\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_j$ ,  $k, j = 1, \dots, N$ , и получить многокомпонентные уравнения диффузии с учётом термодиффузии, называемые

обобщёнными уравнениями Штефана–Максвелла [91]:

$$\begin{aligned} \nabla x_k = & - \sum_{j=1}^N \frac{x_k x_j}{\mathcal{D}_{kj}} (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_j) + (w_k - x_k) \frac{\nabla p_g}{p_g} + \frac{\rho}{p_g} \sum_{j=1}^N w_k w_j \left[ \frac{z_k e \mathbf{E}}{m_k} - \frac{z_j e \mathbf{E}}{m_j} \right] + \\ & + \sum_{j=1}^N \frac{x_k x_j}{\rho \mathcal{D}_{kj}} \left[ \frac{\mathcal{D}_j^T}{w_j} - \frac{\mathcal{D}_k^T}{w_k} \right] \frac{\nabla T_g}{T_g}, \quad k = 1, \dots, N, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где  $\mathcal{D}_{kj}$  — коэффициент бинарной диффузии частиц сорта  $k$  и  $j$  в многокомпонентной смеси,  $\mathcal{D}_k^T$  — коэффициент термодиффузии,  $T_g$  — температура газа,  $p_g$  — давление газа.

Согласно современной кинетической теории газов [68; 69] все коэффициенты переноса, включая коэффициенты бинарной диффузии  $\mathcal{D}_{kj}$  и термодиффузии  $\mathcal{D}_j^T$ , можно выразить через *интегралы столкновений*  $\Omega^{(l,s)}$ , которые учитывают динамику столкновения молекулы и законы межмолекулярных сил. Вычисление транспортных интегралов является крайне сложной задачей, так как строгий расчёт сил межмолекулярного взаимодействия требует огромных вычислительных ресурсов. По этой причине для построения интегралов  $\Omega^{(l,s)}$  приходится конструировать различные *модельные потенциалы*, которые описывают свойства межмолекулярного взаимодействия и включают в себя несколько свободных параметров, которые подбираются из экспериментальных данных.

Описание переноса в молекулярных газах затрудняется ещё и тем, что молекулы многоатомных газов обладают внутренними степенями свободы, что приводит к асимметричности их потенциала взаимодействия. В случае, когда форма молекул слабо отличается от сферической, можно применить теорию одноатомных газов для расчётов коэффициентов диффузии многоатомных молекул. Так, например, в работе [92] на основе потенциала Леннарда–Джонса (12–6) были получены эмпирические выражения приведённых интегралов столкновений  $\Omega^{(l,s)*}(T^*)$  как функции от приведённой температуры вплоть до четвертого порядка аппроксимации Чепмен–Каулинга для коэффициентов диффузии в чистом газе (для коэффициентов бинарной диффузии в смеси можно ограничиться первым приближением  $\Omega^{(1,1)}$ ), а в [93] была приведена аппроксимация для случая полярных молекул:

$$\Omega_{kj}^{(l,s)*}(T_{kj}^*) = A (T_{kj}^*)^{-B} + C e^{-DT_{kj}^*} + E e^{-FT_{kj}^*} + G e^{-HT_{kj}^*} + \frac{0,19 \delta_{kj}^2}{T_{kj}^*}, \quad (2.26)$$

где  $A, B, C, D, E, F, G, H$  — табулированные калибровочные коэффициенты, описанные в [92],  $T_{kj}^* = k_B T_g / \varepsilon_{kj}$  — приведённая температура,  $\delta_{kj}$  — коэффициент полярности [94].

В первом приближении формула строгой кинетической теории для коэффициента диффузии бинарной смеси (в  $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ) частиц сортов  $k$  и  $j$  имеет вид

$$\mathcal{D}_{kj} = 2,628 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\sqrt{T_g^3 \frac{M_k + M_j}{2M_k M_j}}}{p_g \sigma_{kj}^2 \Omega_{kj}^{(1,1)*} (T_{kj}^*)} \quad (2.27)$$

где  $M_k$  — молекулярный вес. Силовые постоянные  $\sigma_{kj}$ ,  $\varepsilon_{kj}$  и  $\delta_{kj}$ , описывающие взаимодействие между двумя частицами сортов  $k$  и  $j$ , определяются через эмпирические «комбинационные правила», которые связывают силовые постоянные неодинаковых частиц с силовыми постоянными одинаковых частиц  $\sigma_k$  и  $\varepsilon_j$ :

$$\sigma_{kj} = \frac{1}{2} (\sigma_k + \sigma_j), \quad (2.28)$$

$$\varepsilon_{kj} = \sqrt{\varepsilon_k \varepsilon_j}, \quad (2.29)$$

$$\delta_{kj} = \sqrt{\delta_k \delta_j} \left( \frac{\sqrt{\sigma_k \sigma_j}}{\sigma_{kj}} \right)^3, \quad (2.30)$$

$$\delta_k = \frac{1}{2} \frac{\mu_k^2}{\varepsilon_k \sigma_k^3}, \quad (2.31)$$

где  $\sigma_k$  — характерная длина потенциала Леннарда–Джонса (расстояние, на котором энергия взаимодействия равна нулю),  $\varepsilon_k$  — глубина потенциальной ямы,  $\mu_k$  — дипольный момент частицы сорта  $k$ .

Решение уравнений диффузии (2.22) является наиболее точными методом вычисления диффузионных скоростей  $\mathbf{V}_k$ , который корректно учитывает диффузионный перенос массы, вызванный градиентами давления, мольной фракции и температуры. Однако при большом количестве рассматриваемых тяжёлых частиц метод требует огромных вычислительных ресурсов. В случае газового разряда, где число тяжёлых компонентов плазмы может быть более 10, применение данного метода затруднительно (а подчас и невозможно).

Компромиссом в данной ситуации может стать *усреднение по смеси*: приближение, в котором диффузионные скорости для каждой компоненты полагаются одинаковыми. Это позволяет избежать расчёта всех бинарных коэффициентов диффузии  $\mathcal{D}_{ki}$  для каждой пары газов (всего  $N \times (N - 1)$  коэффициентов) и вычислять только один усреднённый коэффициент  $\mathcal{D}_{k,m}$  для

всех компонент (всего  $N - 1$  коэффициентов). Данное приближение позволяет использовать закон Фика

$$x_k \mathbf{V}_k = -\mathcal{D}_{k,m} \cdot \nabla x_k, \quad k = 1, \dots, N, \quad (2.32)$$

и получить выражения для усреднённых коэффициентов:

$$\mathcal{D}_{k,m} = \frac{1 - x_k}{\sum_{\substack{j=1, \\ j \neq k}}^N \frac{x_j}{\mathcal{D}_{kj}}}, \quad k = 1, \dots, N - 1. \quad (2.33)$$

С учётом вышеописанного приближения аппроксимация диффузионного потока имеет следующий вид:

$$\mathbf{j}_k = -\rho \mathcal{D}_{k,m} \nabla w_k - w_k \mathcal{D}_{k,m} \nabla \rho + z_k \mu_{k,m} \rho w_k \mathbf{E} - \rho w_k \mathcal{D}_k^T \frac{\nabla T_g}{T_g}, \quad k = 1, \dots, N - 1, \quad (2.34)$$

где  $\mu_{k,m} = e \mathcal{D}_{k,m} / (k_B T_g)$  — усреднённый коэффициент подвижности частиц сорта  $k$ . Так как данное приближение определяет  $N - 1$  усреднённых коэффициентов диффузии, систему уравнений (2.34) дополняют замыкающими уравнениями

$$w_N = 1 - \sum_{k=1}^{N-1} w_k, \quad \mathbf{j}_N = - \sum_{k=1}^{N-1} \mathbf{j}_k. \quad (2.35)$$

Полученная система уравнений (2.22, 2.23, 2.34, 2.35) дополняется соответствующими начальными условиями, которые задают равные однородные распределения концентраций ионов  $n_k = \rho w_k / m_k$  для  $M - 1$  сортов ионов, где  $M < N$  — число ионов. Для оставшегося сорта ионов концентрация определяется из условия электронейтральности:

$$n_M = \frac{1}{z_M} \left( n_e - \sum_{k=1}^{M-1} z_k n_k \right). \quad (2.36)$$

Граничные условия для системы уравнений (2.22, 2.23, 2.34, 2.35) определяются плазмохимическими процессами, происходящими на поверхности электродов. Так, нормальная компонента диффузионного потока частиц сорта  $k$  определяется следующим выражением:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_k = r_k^{surf} + z_k \mu_{k,m} \rho w_k \begin{cases} \mathbf{n} \cdot \mathbf{E}, & \text{если } z_k (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) > 0 \\ 0, & \text{если } z_k (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \leq 0 \end{cases}, \quad (2.37)$$

где  $r_k^{surf}$  — поверхностная функция источника для частиц сорта  $k$ , определяемая кинетической схемой. Второе слагаемое определяет перенос ионов: если электрическое поле направлено к поверхности электрода (по внешней нормали), то возникает дополнительный поток положительных ионов из области (по внешней нормали). На открытой границе области определяется компонента диффузионного потока  $\mathbf{j}_k$ :

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{j}_k = 0. \quad (2.38)$$

### 2.3 Электростатическая модель газоразрядного промежутка

Для описания электромагнитных процессов в плазме традиционно используются уравнения Максвелла [95]. Однако в случае газового разряда высокого давления, где напряжённости магнитных полей, создаваемые нестационарными потоками заряженных частиц, много раз меньше напряжённости электрических, можно пренебречь магнитным полем и рассматривать только электрическую компоненту. Таким образом, будем рассматривать *безвихревое потенциальное* электрическое поле. При этом будем рассматривать *квазистатическое* приближение, т. е. мы пренебрегаем волновыми эффектами, связанными с конечностью скорости распространения электромагнитного поля. С учётом вышесказанного, для описания самосогласованного потенциального электрического поля можно воспользоваться уравнением Пуассона:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{e}{\varepsilon_0} \left( \sum_{k=1}^M z_k n_k - n_e \right), \quad \mathbf{E} = -\nabla \varphi, \quad (2.39)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная,  $e$  — элементарный заряд,  $\varphi$  — электростатический потенциал.

Для однозначного решения уравнения Пуассона необходимо задать корректные граничные условия, определяющие потенциал на электродах. Первое граничное условие определяет равным нулю потенциал на поверхности анода. Потенциал на поверхности катода определяется подключенной электрической цепью. Так, газоразрядный промежуток подключен к внешней электрической цепи, включающей в себя идеализированный источник напряжения  $U_{source}(t)$ , последовательно подключенное балластное сопротивление  $R_b$  и подключённое параллельно промежутку балластную ёмкость  $C_b$ . Напряжение на промежутке



$U_{diode}$  (разность потенциалов между катодом и анодом) определяется уравнением Кирхгофа для RC-цепи:

$$U_{diode}(t) = U_{source}(t) - \left( I_{diode}(t) + C_b \frac{dU_{diode}}{dt} \right) R_b, \quad (2.40)$$

где  $I_{diode}$  — полный ток, протекающий через промежуток, включает в себя как ток проводимости всех компонент плазмы, так и ток смещения Максвелла:

$$I_{diode}(t) = \int_{\Gamma} \mathbf{n} \cdot \left[ e \left( \sum_{k=1}^M z_k \mathbf{j}_k - \mathbf{j}_e \right) + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right] d\Gamma, \quad (2.41)$$

где интегрирование ведется по всей поверхности электродов  $\Gamma$ .

В дополнении к этому, на открытых границах определяется нормальная компонента электрического поля:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (2.42)$$

## 2.4 Кинетика низкотемпературной плазмы

Кинетика низкотемпературной плазмы газового разряда является важнейшей частью теоретической модели. Она определяется совокупностью большого числа разнообразных элементарных процессов, таких как, например, упругие/неупругие столкновения электронов с тяжёлыми частицами, процессы ударной/ступенчатой ионизации, ассоциативной/диссоциативной рекомбинации и многие другие. Такое многообразие элементарных процессов и компонентов плазмы (атомы и молекулы во всевозможных возбуждённых и ионизированных состояниях, различные метастабильные комплексы и нестабильные сложные соединения) представляет сложность для моделирования газового разряда. С одной стороны, сказывается ограниченность вычислительных ресурсов, что приводит к искусственному ограничению количества плазмохимических реакций и искажению результатов. С другой стороны, полная кинетическая схема в большинстве случаев оказывается избыточной и даже перегруженной, затрудняя анализ результатов расчёта.

Решением вышеописанных проблем является *оптимизация* кинетической схемы: определение наиболее важных компонент плазмы и элементарных реакций с их участием, которые корректно описывают динамику нестационарного газового разряда и соответствуют как современным теоретическим представлениям, так и существующим экспериментальным данным. В дополнении к этому,

оптимизированная кинетическая схема должна обладать свойством «минимальной полноты», т. е. иметь минимально возможное количество компонент плазмы и реакций. Это означает, что добавление любой дополнительной реакции лишь незначительно меняет результаты вычислений, а исключение из схемы любой реакции, наоборот, существенно влияет на результат.

В результате оптимизации была получена минимальная кинетическая схема искусственного воздуха (75%  $N_2$  – 25%  $O_2$ ), которая представлена в таблице 4 в приложении А. В схеме были учтены следующие частицы: нейтральные атомы и молекулы  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $O$ , электроны, положительные ионы  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O_4^+$  и отрицательные ионы  $O_2^-$ . Данная кинетическая схема включает в себя основные элементарные процессы, позволяющие детально описать временную эволюцию и пространственную структуру нестационарного разряда. При построении минимальной кинетической схемы были осознанно исключены как многие ионы (например,  $O_3^-$ ,  $O^-$ ,  $N_4^+$ ), так и возбуждённые атомы/молекулы и комплексы типа  $N_xO_y$ .

Одним из основных каналов потери энергии электронов в воздушной плазме является ударная ионизация молекул основного газа электронами (реакции **R1** в таблице 4). Скорость этих реакций очень чувствительна к энергетическому распределению электронов из-за высокой пороговой энергии электронов. Поэтому для корректного учёта основного канала размножения заряженных частиц, а также для улучшения стабильности численной схемы, первые коэффициенты Таунсенда  $\alpha_1(T_e)$  (совместно с транспортными коэффициентами  $\mu_e(T_e)$  и  $D_e(T_e)$ ) были получены из решения нульмерного кинетического уравнения Больцмана для электронов с помощью программы BOLSIG+ [57], где в качестве входных данных использовалась база данных сечений реакций электронов с нейтральными молекулами IST-LISBON [88]. Другие каналы ионизации, такие как ступенчатая, диссоциативная и т. п., не были учтены в модели. Другим важнейшим каналом потери энергии электронов является диссоциация молекул основного газа электронным ударом (реакция **R9** в таблице 4). Процессы диссоциации играют исключительно важную роль в формировании хвоста энергетического спектра свободных электронов, который и определяет все неупругие процессы с участием электронов. Апробация кинетической схемы показала, что константа скорости реакции диссоциации для азота, описанная в [96], оказалась сильно завышена. Из-за высокой пороговой энергии разрыва связи, близкой к потенциалу ионизации, рассчитанный коэффициент

Таунсенда  $\alpha$  для воздуха становится сильно завышенным по сравнению с известными данными. Уменьшение константы скорости реакции позволяет получить реальную величину коэффициента  $\alpha$ , что также положительно сказывается на сходимости численной схемы.

В кинетической схеме были также включены трёхчастичные реакции прилипания электронов (реакции **R6**, **R7** в таблице 4). Они являются основным каналом рождения отрицательных ионов  $O_2^-$ , а также являются важнейшим каналом потери электронов в низкотемпературной воздушной плазме в области ионизации. Скорости реакций обладают нетривиальной зависимостью от средней энергии электронов, однако их учёт позволяет правильно описать прикатодные плазменные процессы, что будет показано в Главе 2.6.

Отдельного внимания требует реакции конверсии ионов  $O_2^+$  в  $O_4^+$  (реакции **R8** в таблице 4). Положительные ионы  $O_4^+$  играют важную роль в механизме переноса тока в воздушной плазме высокого давления. Именно ионы  $O_4^+$  (а не  $O_2^+$ , как может показаться) определяют проводимость плазменного столба классического коронного разряда [97; 98].

Распространение быстрой волны ионизации обеспечивается затравочными электронами, и в случае, когда дрейф электронов в самосогласованном электрическом поле происходит против направления распространения фронта волны ионизации, необходим дополнительный внешний источник затравочных электронов. Главным источником затравочных электронов является ионизация молекул кислорода в результате излучения фотонов молекулами азота, которые были электронно возбуждены фронтом волны ионизации. Всю совокупность процессов можно ёмко выразить одной реакцией (реакции **R12** в таблице 4), скорость которой определяется следующим способом.

Процесс фотоионизации описывается интегральной моделью [99], где функция источника фотоионизации в данной точке  $\mathbf{r}$  определяется функциями излучения  $I(\mathbf{r}')$  и поглощения  $g(R)$  фотонов во всей рассматриваемой области:

$$S_{ph}(\mathbf{r}) = \int_{V'} \frac{I(\mathbf{r}') g(R)}{4\pi R^2} d\mathbf{r}', \quad (2.43)$$

где интегрирование ведётся по всему объёму  $V'$ ,  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  — расстояние между положением  $\mathbf{r}'$  излучающей частицы  $N_2$  и положением  $\mathbf{r}$  поглощающей частицы  $O_2$ . Функция излучения  $I(\mathbf{r}')$  предполагается пропорциональной функ-

ции источника ионизации  $S_i$  молекул  $N_2$  (реакция **R1** в таблице 4) и равна

$$I(\mathbf{r}') = \xi \frac{p_q}{p_g + p_q} S_i(\mathbf{r}'), \quad (2.44)$$

где  $p_q$  — параметр, возникающий, как обычно, при учёте тушения тяжёлыми частицами (для воздуха  $p_q = 30$  Торр),  $\xi$  — средняя эффективность фотоионизации. Предполагается, что основной вклад в фотоионизацию даёт излучение в спектральном диапазоне  $980 - 1025 \text{ \AA}$ , в котором поглощение излучения азотом пренебрежимо мало. Длина волны  $1025 \text{ \AA}$  является пороговым значением для фотоионизации молекулярного кислорода. При длинах волн ниже  $980 \text{ \AA}$  практически всё излучение поглощается азотом, что не даёт вклада в появление фотоэлектронов.

В работе [100] описано трёхчленное приближение интегральной модели фотоионизации, в которой исходная функции поглощения фотонов  $g(R)$  аппроксимируется серией экспоненциальных функций:

$$\frac{g(R)}{p_{O_2}} = p_{O_2} R \sum_{j=1}^3 A_j e^{-\lambda_j p_{O_2} R}, \quad (2.45)$$

где  $p_{O_2}$  — парциальное давление кислорода,  $A_j$  и  $\lambda_j$  — коэффициенты аппроксимации, представленные в таблице 1.

Таблица 1 — Коэффициенты аппроксимации функции поглощения фотонов [100]

#	$A_j, \text{ см}^{-2} \cdot \text{Торр}^{-2}$	$\lambda_j, \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$
$S_{ph}^1$	$1,986 \cdot 10^{-4}$	0,0553
$S_{ph}^2$	0,0051	0,1460
$S_{ph}^3$	0,4886	0,89

С учётом трёхчленной аппроксимации, функцию источника фотоионизации можно представить в виде суммы трёх (или более) слагаемых:

$$S_{ph}(\mathbf{r}) = S_{ph}^1 + S_{ph}^2 + S_{ph}^3, \quad (2.46)$$

где слагаемые имеют следующий вид:

$$S_{ph}^j(\mathbf{r}) = \xi \frac{p_q}{p_g + p_q} A_j p_{O_2}^2 \int_{V'} \frac{S_i(\mathbf{r}')}{4\pi R} e^{-\lambda_j p_{O_2} R} d\mathbf{r}', \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.47)$$

Последнее выражение представляет собой интегральное решение дифференциального уравнения Гельмгольца:

$$\nabla^2 S_{ph}^j - (\lambda_j p_{O_2})^2 S_{ph}^j = -\xi \frac{p_q}{p_g + p_q} A_j p_{O_2}^2 S_i(\mathbf{r}), \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.48)$$

Таким образом, скорость реакции фотоионизации **R12** равна

$$k_{12} = \frac{S_{ph}^1 + S_{ph}^2 + S_{ph}^3}{n_n}, \quad (2.49)$$

где  $n_n$  — концентрация нейтральных частиц.

Помимо объёмных плазмохимических реакций, протекающих внутри газоразрядного промежутка, были учтены также и поверхностные реакции, протекающие на поверхностях электродов. Так, были учтены реакции рекомбинации ионов (или вторичная ионно-электронная эмиссия), которые характеризуются коэффициентами прилипания (вторичной эмиссии)  $\gamma_k$ . Полный список поверхностных реакций в воздухе представлен в таблице 2.

Таблица 2 — Кинетическая схема поверхностных реакций в воздухе

#	Схема реакции	Коэффициент вторичной эмиссии $\gamma_k$
<b>S1</b>	$M_2^+ + surface \rightarrow e + M_2$	0,01
<b>S2</b>	$O_4^+ + surface \rightarrow e + 2O_2$	0,01
<b>S3</b>	$O_2^- + surface \rightarrow O_2$	0

**Примечание:** частицей M обозначены N и O.

Описанная выше минимальная кинетическая схема искусственного воздуха определяет функции источника  $r_e$  из (2.14),  $r_\varepsilon$  из (2.15),  $r_k$  из (2.22) и  $r_k^{surf}$  из (2.37). Так, функция источника  $r_e$ , описывающая процессы генерации и потери электронов, имеет следующий вид:

$$r_e = \sum_{j=1}^N \pm k_j(T_e) n_j n_e = \sum_{j=1}^N \pm \alpha_j(T_e) n_j |\mathbf{j}_e|, \quad (2.50)$$

где суммирование ведётся по всем реакциям с участием электронов, а знак каждого слагаемого определяется типом реакции,  $n_j$  — концентрации взаимодействующих частиц (для трёхчастичных реакций **R3** —  $n_j = n_{M_2^+} n_{M_2}$ ).

Функция источника  $r_\varepsilon$ , описывающая изменение энергии электронов в результате неупругих столкновений имеет следующий вид:

$$r_\varepsilon = \sum_{j=1}^P \pm \Delta\varepsilon_j k_j (T_e) n_j n_e = \sum_{j=1}^P \pm \Delta\varepsilon_j \alpha_j (T_e) n_j |\mathbf{j}_e|, \quad (2.51)$$

где суммирование ведётся по всем неупругим реакциям, а знак каждого слагаемого определяется типом изменением энергии,  $P$  — количество неупругих реакций,  $\Delta\varepsilon_j$  — изменение энергии электрона в результате реакции  $j$ .

Функция источника тяжёлых частиц  $r_k$  определяется стехиометрией кинетической схемы и в общем случае имеет вид:

$$r_k = \sum_{j=1}^N \vartheta_{kj} \left[ k_j^{forward} \prod_{k=1}^N n_k^{\vartheta_{kj}^{forward}} - k_j^{reverse} \prod_{k=1}^N n_k^{\vartheta_{kj}^{reverse}} \right], \quad (2.52)$$

где  $\vartheta_{kj}$  — полная стехиометрическая матрица,  $\vartheta_{kj}^{forward}$  — стехиометрическая матрица, соответствующая прямым реакциям,  $\vartheta_{kj}^{reverse}$  — стехиометрическая матрица, соответствующая обратным реакциям.

Аналогично задаётся поверхностная функция источника для тяжёлых частиц  $r_k^{surf}$ :

$$r_k^{surf} = \sum_{j=1}^S \tau_{kj} k_j \prod_{k=1}^S n_k^{\tau_{kj}}, \quad (2.53)$$

где  $\tau_{kj}$  — полная стехиометрическая матрица поверхностных реакций,  $S$  — количество поверхностных реакций,  $k_j$  — скорость вторичной эмиссии, имеющая вид [90]:

$$k_j = \left( \frac{\gamma_j}{1 - \frac{\gamma_j}{2}} \right) \frac{1}{\left| \sum_{k=1}^N \mathbf{j}_k \right|^m} \cdot \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT_g}{\pi M_k}}, \quad (2.54)$$

где  $m$  — сумма всех стехиометрических коэффициентов реакции  $j$ .

Для стабилизации концентрации  $n_e$  и плотности энергии электронов  $n_\varepsilon$ , а также для концентрации тяжёлых частиц  $n_k$  вводятся дополнительные слагаемые в соответствующие функции источников [89]:

$$r_e = r_e + N_A \exp(-\zeta \ln n_e), \quad (2.55)$$

$$r_\varepsilon = r_\varepsilon + N_A \exp(-\zeta \ln n_\varepsilon), \quad (2.56)$$

$$r_k = r_k + \exp(-\iota \ln n_k), \quad (2.57)$$

где  $\zeta$  и  $\iota$  — коэффициенты стабилизации. При малой концентрации в некоторой расчётной области они действуют как искусственные источники, которые предотвращают уменьшение концентрации до нуля, что положительно сказывается на сходимости. Для плотной плазмы искусственные источники пренебрежимо малы, таким образом стабилизация источников не влияет на динамику формирования плазмы газового разряда.

## 2.5 Численные методы решения гидродинамической модели плазмы

Высокая нелинейность уравнений непрерывности (2.14, 2.15, 2.22), описывающих нестационарные газоразрядные процессы, может привести к высоким пространственным градиентам плотности плазмы. Концентрация при этом может варьироваться на десятки порядков. Согласованные электрические поля при этом достигают огромных значений, в которых электроны могут приобретать существенные кинетические энергии. Таким образом, нелинейность задачи описания газоразрядной плазмы может приводить к искусственному завышению средней энергии электронов, которое будет искажать ионизационные процессы и изменять пространственную структуру разряда. Чтобы избежать этого, рассмотрим уравнения непрерывности через логарифмы концентрации  $n_e = e^{N_e}$ ,  $n_\varepsilon = e^{N_\varepsilon}$  и  $w_k = e^{W_k}$  [89]. Таким образом, уравнения непрерывности в логарифмической форме имеют следующий вид:

$$n_e \frac{\partial N_e}{\partial t} - \nabla \cdot n_e (\mu_e \mathbf{E} + \nabla (N_e D_e)) = r_e, \quad (2.58)$$

$$n_\varepsilon \frac{\partial N_\varepsilon}{\partial t} - \nabla \cdot n_\varepsilon (\mu_\varepsilon \mathbf{E} + \nabla (N_\varepsilon D_\varepsilon)) = r_\varepsilon - e \mathbf{E} \cdot n_e (\mu_e \mathbf{E} + \nabla (N_e D_e)), \quad (2.59)$$

$$\rho w_k \frac{\partial W_k}{\partial t} + \rho w_k \nabla \cdot (W_k \mathbf{u}) = r_k - \rho w_k \nabla \cdot (W_k \mathbf{V}_k), k = 1, \dots, N. \quad (2.60)$$

Вышеописанная система уравнений непрерывности представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных, которую можно записать в общем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[ \alpha(\mathbf{r}; t) \cdot \frac{\partial u}{\partial \mathbf{r}} + \beta(\mathbf{r}; t) \cdot u \right] = f(\mathbf{r}; t), \quad \mathbf{r} \in \Omega, \quad (2.61)$$

$$\alpha(\mathbf{r}; t) \cdot \frac{\partial u}{\partial \mathbf{r}} + \beta(\mathbf{r}; t) \cdot u = \gamma(\mathbf{r}; t), \quad \mathbf{r} \in \Gamma, \quad (2.62)$$

$$u(\mathbf{r}; t = 0) = \varphi(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \Omega. \quad (2.63)$$

где  $u(\mathbf{r}; t) = \{n_e; n_\varepsilon; \rho w_k\}$  — искомая неизвестная,  $\Omega$  — рассматриваемая область,  $\Gamma$  — граница области. Такая задача не имеет аналитического решения из-за своей сложности, однако с использованием численных методов математической физики можно получить (с определённой точностью) приближённое решение. Среди методов численного анализа широкое распространение получил *метод конечных элементов* (МКЭ, или англ. *finite element method*, FEM) [101]. МКЭ является универсальным методом и позволяет эффективно решать различные задачи гидро-, газо- и электродинамики, механики деформируемого тела, тепло- и массообмена, акустики и др. МКЭ обладает рядом преимуществ, например, дискретизацией области со сложной геометрией, которые и определяют популярность данного метода среди научного и инженерного сообществ.

В основе метода конечных элементов лежит то, что любая непрерывная величина аппроксимируется на множестве кусочно-непрерывных функций, определенных на конечном числе подобластей. Так, область  $\Sigma = \Omega + \Gamma$  разбивают на нумерованные конечные подобласти в количестве  $E$  штук, которые называют *конечными элементами* (рисунок 2.1). Искомая функция  $u$  определяется в узлах конечноэлементной сетки. Для двумерной расчетной области в качестве конечных элементов используются треугольные или четырехугольные элементы, причём треугольные элементы позволяют аппроксимировать искривлённую границу области с необходимой точностью [101].

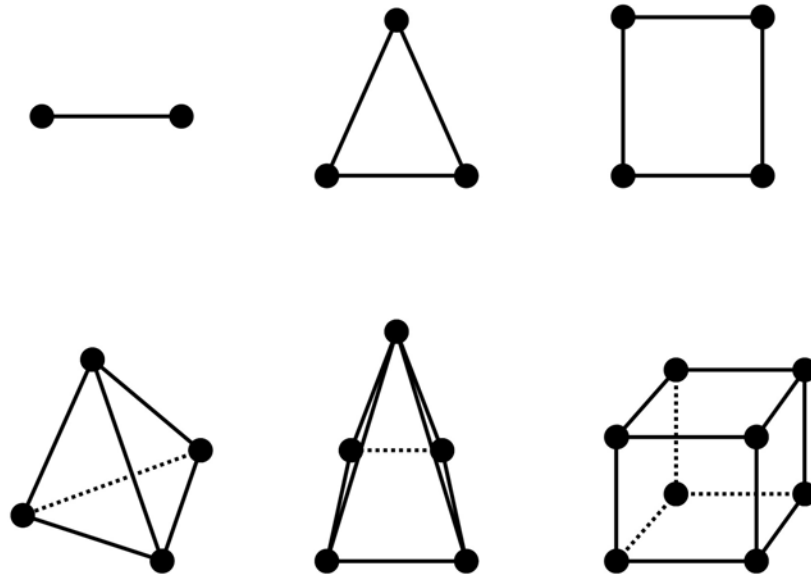


Рисунок 2.1 — Типы конечных элементов первого порядка



Отдельной проблемой является задача *триангуляции*, т.е. разбиении конечной области  $\Sigma$  треугольными конечными элементами. Среди многообразия всевозможных триангуляций выделяется *триангуляция Делоне* [102], обладающая рядом практически значимых свойств. Так, в [103] описаны важные прикладные свойства триангуляции Делоне: триангуляция Делоне является оптимальной в том смысле, что сумма длин всех рёбер минимальна среди всех возможных триангуляций, построенных на тех же исходных точках. Помимо этого она обладает важным геометрическим свойством: внутрь окружности, описанной вокруг любого построенного треугольника, не попадает ни одна из заданных точек триангуляции (рисунок 2.2). Кроме того, триангуляция Делоне обладает максимальной суммой минимальных углов всех своих треугольников и минимальной суммой радиусов окружностей, описанных около треугольников, среди всех возможных триангуляций. Все эти свойства делают алгоритмы построения данной триангуляции более эффективными, чем, например, «жадный» алгоритм построения триангуляции [103].

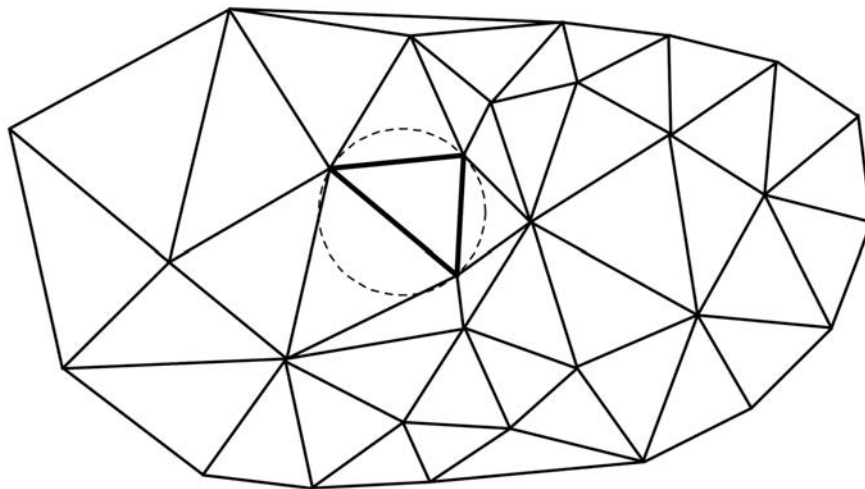
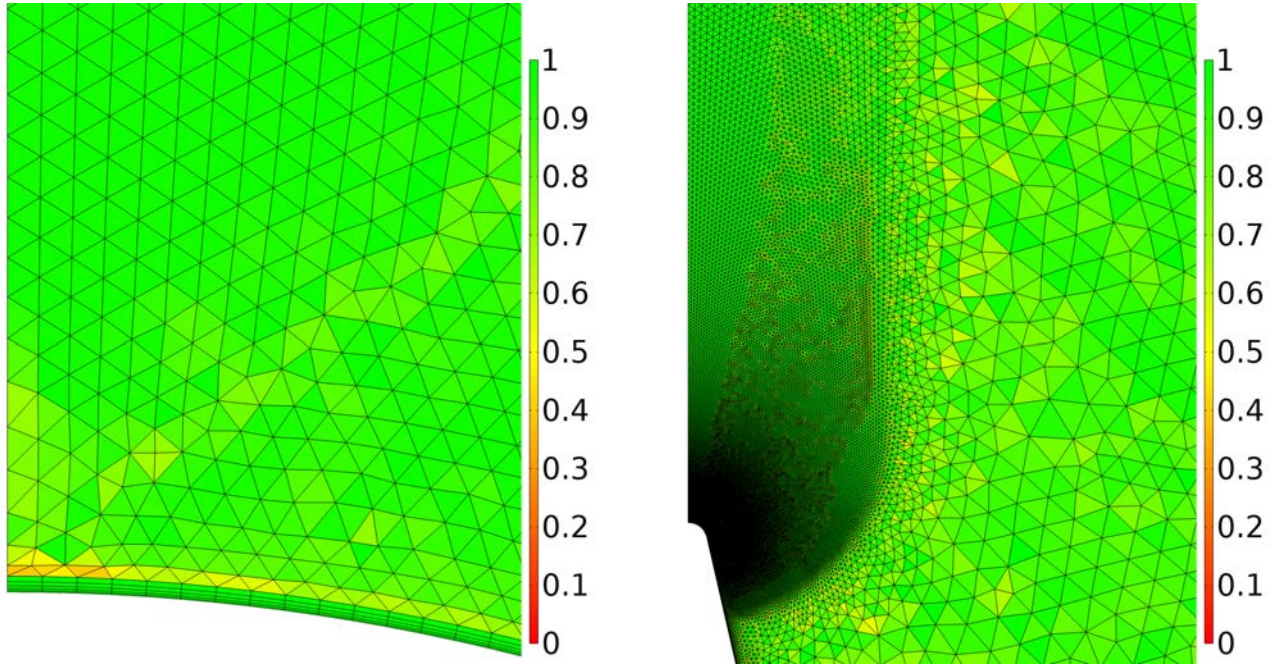


Рисунок 2.2 — Триангуляция Делоне [103]

Помимо алгоритма построения триангуляции важным параметром является *качество* конечных элементов. Под качеством понимается степень близости формы элемента к правильному треугольнику: так, при качестве 100% конечный элемент является правильным треугольником, а при 0% — вырожденным отрезком. Особенностью триангуляции Делоне проявляется также в том, что чем качественнее являются конечные элементы триангуляции, тем стабильнее будет численная схема [104]. Так, на рисунке 2.3 представлена типичная триангуляция расчётной области, представляющая собой нетривиальную геометрию с скруглёнными границами. Неоднородность триангуляции определяется как

неоднородной геометрией расчётной области, где радиусы скругления границы могут быть в сотни раз меньше характерного размера области, так и сильными пространственными градиентами искомой функции  $u$ . В таких условиях среднее (по элементам) качество может варьироваться от 80 % и выше, притом что минимальное качество элемента может быть менее 30 %. Такая разнородность конечных элементов неизбежна при триангуляции неоднородных областей, однако не приводит к расходимости решения.



а) Аппроксимация скруглённой границы расчётной области

б) Аппроксимация области сильных градиентов

Цветовая карта обозначает качество конечных элементов

Рисунок 2.3 — Триангуляция расчётной области с неоднородной геометрией

На основе полученной триангуляции рассматриваемой конечной области  $\Sigma$  определяется аппроксимация решения  $u(\mathbf{r}; t)$  [101]:

$$u(\mathbf{r}; t) \sim \tilde{u}(\mathbf{r}; t) = \sum_{m=1}^M u_m(t) n_m(\mathbf{r}), \quad (2.64)$$

где  $u_m(t)$  — значение исходной функции  $u(\mathbf{r}; t)$  в нумерованном узле  $m$ ,  $n_m(\mathbf{r})$  — некоторая базисная функция, соответствующая нумерованному узлу  $m$ . Базисная функция  $n_m(\mathbf{r})$  представляет собой единичную функцию элемента  $m$ , равную единице в этом узле, а в остальных узлах расчётной области равной нулю.

Так как аппроксимация искомой функции является лишь приближённым решением, то расхождение приближённого решения  $\tilde{u}(\mathbf{r}; t)$  от точного решения  $u(\mathbf{r}; t)$  определяется *функциональной невязкой*  $R_\Sigma = R_\Omega + R_\Gamma$ :

$$R_\Omega = \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left[ \alpha \cdot \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \mathbf{r}} + \beta \cdot \tilde{u} \right] - f \neq 0, \quad (2.65)$$

$$R_\Gamma = \alpha \cdot \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \mathbf{r}} + \beta \cdot \tilde{u} - \gamma \neq 0. \quad (2.66)$$

Для нахождения решения  $u_m(t)$ ,  $m = 1, \dots, M$  методом *взвешенных невязок* требуется ортогональность функциональной невязки  $R_\Sigma$  и специально подобранных весовых функций  $w_s$ ,  $s = 1, \dots, M$ :

$$(w_s \cdot R_\Sigma) = \int_{\Omega} w_s \cdot R_\Omega d\Omega + \int_{\Gamma} w'_s \cdot R_\Gamma d\Gamma = 0, \quad s = 1, \dots, M. \quad (2.67)$$

Метод взвешенных невязок накладывает ограничения к гладкости базисных функций  $n_m(\mathbf{r})$ , так как при интегрировании требуется непрерывность их второй производной. Ослабить такие ограничения можно с помощью формулы Остроградского–Гаусса (для некоторых достаточно число раз непрерывно дифференцируемых функций  $u(\mathbf{r})$  и  $v(\mathbf{r})$ ):

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left( v \cdot \frac{\partial u}{\partial \mathbf{r}} \right) d\Omega = \int_{\Gamma} \left( v \cdot \frac{\partial u}{\partial \mathbf{n}} \right) d\Gamma, \quad (2.68)$$

Если в качестве весовых функций взять базисные функции ( $w_s = n_s$ ,  $s = 1, \dots, M$ ), то можно получить *слабую формулировку метода Галеркина*:

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M \left[ \frac{du_m}{dt} \int_{\Omega} n_s n_m d\Omega + u_m(t) \left( \int_{\Omega} \frac{\partial \beta}{\partial \mathbf{r}} \cdot n_s n_m d\Omega + \int_{\Omega} \beta \cdot n_s \frac{\partial n_m}{\partial \mathbf{r}} d\Omega - \right. \right. \\ \left. \left. - \int_{\Omega} \alpha \cdot \frac{\partial n_s}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial n_m}{\partial \mathbf{r}} d\Omega + \int_{\Gamma} \beta n_s n_m d\Gamma \right) \right] = \int_{\Omega} f \cdot n_s d\Omega - \int_{\Gamma} \gamma \cdot n_s d\Gamma, \\ s = 1, \dots, M. \quad (2.69) \end{aligned}$$

Аппроксимация производной по времени можно определить через метод *формулы дифференцирования назад* (ФДН, или англ. *backward differentiation formula*, BDF) [105]. Методы ФДН отличаются стабильностью и пользуются популярностью, однако они могут иметь сильный демпфирующий эффект в

области высоких частот и сильных градиентов (особенно это выражено для методов низких порядков). Производная по времени была аппроксимирована с помощью метода ФДН второго порядка:

$$\frac{du_m}{dt} \sim \frac{\frac{3}{2}u_m^{k+1} - 2u_m^k + \frac{1}{2}u_m^{k-1}}{\Delta t}, \quad (2.70)$$

где  $\Delta t$  — шаг по времени.

С учётом вышеописанного система уравнений (2.69) представляет собой систему неоднородных линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которую можно кратко записать в векторно–матричной форме:

$$A\tilde{u} = F, \quad (2.71)$$

где  $A$  — глобальная матрица жёсткости,  $\tilde{u}$  — глобальный вектор решения,  $F$  — глобальный вектор правых частей. Глобальные матрицы определяются вкладом каждого конечного элемента. Для отдельного конечного элемента  $e$  с локальными номерами узлов  $i, j, k$  можно построить *локальную* СЛАУ [101]:

$$\begin{pmatrix} A_{i,i}^e & A_{i,j}^e & A_{i,k}^e \\ A_{j,i}^e & A_{j,j}^e & A_{j,k}^e \\ A_{k,i}^e & A_{k,j}^e & A_{k,k}^e \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u_i^e \\ u_j^e \\ u_k^e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} F_i^e \\ F_j^e \\ F_k^e \end{pmatrix}. \quad (2.72)$$

Элементы локальных матриц СЛАУ  $A^e$  и  $F^e$  содержат в себе поверхностные интегралы от коэффициентов дифференциального уравнения  $\alpha$  и  $\beta$  и базисных функций  $n$ , которые вычисляются, например, через теорему о среднем (см. [101]).

Глобальная матрица жёсткости  $A$  и вектор правых частей  $F$  находятся путём сопоставления локальных номеров узлов  $i, j, k$  для каждого элемента  $e$  и глобальных номеров узлов  $s, m = 1, \dots, M$ . Такой процесс объединения локальных СЛАУ для конечных элементов в глобальную СЛАУ называется *ансамблированием* конечных элементов [101]. Глобальная СЛАУ представляет собой разреженные матрицы, в которых положение ненулевых членов определяется глобальной нумерацией узлов. Если глобальную нумерацию узлов выбрать такую, что для каждого конечного элемента разница между минимальным и максимальным номером узла была как можно меньше, то ненулевые члены глобальной матрицы будут располагаться около главной диагонали с характерной полушириной ленты  $b$  (рисунок 2.4). Такая ленточная матрица обеспечивает устойчивость решения СЛАУ.

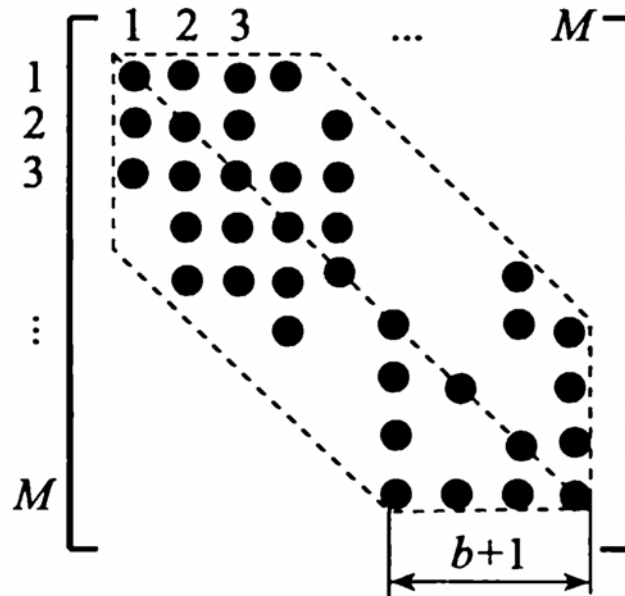


Рисунок 2.4 — Вид ленточной матрицы глобальной матрицы жёсткости [101]

Решение СЛАУ представляет собой актуальную задачу вычислительной математики. Существует множество методов решения СЛАУ (2.71), которые можно разделить на два фундаментальных класса: прямые и итерационные методы. К прямым методам относятся, например, метод Гаусса, метод прогонки, LU-разложение и др. [106]. Прямые методы обладают большей точностью по сравнению с итерационными методами, однако требуют большей оперативной памяти. В качестве метода решения СЛАУ было выбрано LU-разложение, в основе которого лежит тот факт, что любую матрицу  $A$ , которая имеет ненулевые главные миноры, можно представить в виде произведения нижней  $L$  и верхней  $U$  треугольной матриц. Причём такое разложение является единственным, если определены ненулевые элементы главной диагонали одной из матриц  $L$  или  $U$ . Используя разложение  $A = LU$ , можно ввести дополнительный вектор  $y$  и последовательно решать две системы с треугольными матрицами коэффициентов и вектором правых частей  $b$  для получения вектора неизвестных  $x$ :

$$Au = b \Leftrightarrow \begin{cases} Ly = b, \\ Ux = y, \end{cases} \quad (2.73)$$

Более сложным (и при этом универсальным) является алгоритм PARDISO [107]. Пакет PARDISO представляет собой высокопроизводительное программное обеспечение для решения больших разреженных симметричных или структурно-симметричных систем линейных уравнений на мультипроцессорах с

распределённой памятью. Его алгоритм можно представить компактно как:

$$PAP^T = QLUR \Leftrightarrow \begin{cases} QLy = Pb, \\ UR Px = y, \end{cases} \quad (2.74)$$

где  $Q$  и  $R$  — матрицы перестановок суперузлов. Дополнительную информацию по данному алгоритму можно найти в [107–110].

Вышеописанная гидродинамическая модель, МКЭ и методы решения СЛАУ обрели большую популярность из-за общности описания широкого класса явлений, а также из-за стабильности и устойчивости численных схем [111]. Они легли в основу современных специализированных высокопроизводительных программных обеспечений, таких как Ansys Fluent и COMSOL Multiphysics. Для решения задачи зажигания газового разряда автором было выбрано ПО COMSOL Multiphysics® [112]. Это программное обеспечение для «мультифизического» моделирования методом конечных элементов. К преимуществам COMSOL Multiphysics можно отнести основанные на физике пользовательские интерфейсы и связанные с ними системы дифференциальных уравнений в частных производных, а также интегрированную среду разработки и единое рабочее пространство для различных задач электродинамики, механики, тепло- и массопереноса, акустики и химии и др.

## 2.6 Апробация теоретической модели

С целью отработки численных схем, изучения особенностей среды разработки, а также оценки возможностей ПО COMSOL Multiphysics была проведена серия верификационных расчётов. Описанная выше теоретическая модель была проверена на нескольких тестовых задачах пробоя газоразрядного промежутка. Под тестовыми задачами здесь подразумеваются задачи о пробое газоразрядного промежутка с резко неоднородной геометрией в простейших (с точки зрения плазмохимической кинетики) газах. Особенность данных моделей заключается в том, что при описании динамики пробоя газоразрядного промежутка были использованы простейшие кинетические схемы. Однако несмотря на их простоту они позволяют корректно описать процессы генерации волны ионизации и её распространения. Для всех рассмотренных далее задач относительная точность алгоритма решения составляла  $10^{-3}$ – $10^{-6}$ .

Рассмотренные здесь тестовые задачи представляют собой формирование быстрых (субнаносекундных, наносекундных, субмикросекундных) стримеров в

газоразрядный промежутках с резко неоднородным распределением электрического поля. Такое распределение электрического поля можно достичь используя электроды с малым (по сравнению с межэлектродным расстоянием) радиусом кривизны. Экспериментальные исследования пробоя газа атмосферного давления короткими импульсами высокого напряжения представляют собой практическую значимость, поскольку при этих условиях также регистрируются рентгеновское излучение и пучки убегающих электронов [113–119]. Однако теоретические модели таких разрядов слабо развиты ввиду широкого диапазона входных параметров задач, таких как конфигурация газоразрядного промежутка, параметры рабочего газа, вложенная в плазму мощность и др. [120].

### 2.6.1 Субмикросекундный стример в геометрии «остриё–плоскость»

Первая тестовая задача представляет собой формирование быстрого (субмикросекундного) стримера в неоднородной геометрии типа «остриё–плоскость». Газоразрядные промежутки с геометрией «остриё–плоскость» лежат в основе газоразрядных переключателей [121], используемых для обработки поверхности плазмой газового разряда [122]. Данная задача призвана продемонстрировать применимость описанной выше теоретической модели в описании быстропротекающих процессов в плазме газового разряда атмосферного давления. Результаты были опубликованы в [159–161].

Симметричность геометрии позволяет отказаться от трёхмерной конфигурации промежутка и использовать двумерную осесимметричную постановку задачи [114]. Газоразрядный промежуток представляет собой острый катод с радиусом кривизны  $r_{curv} = 75$  мкм, расположенный на расстоянии  $d = 8,5$  мм от заземлённого плоского анода (рисунок 2.5). На катод подавался импульс напряжения отрицательной полярности с длительностью фронта  $t_{front} = 200$  нс и амплитудой  $U_0 = 30$  кВ. Для ограничения тока разряда в электрическую цепь было включено балластное сопротивление  $R_b = 100$  Ом.

В качестве рабочего газа рассматривается молекулярный азот  $N_2$  при различных давлениях  $p_g = 25, 50, 100$  кПа с небольшой примесью (2%) молекулярного кислорода  $O_2$ . С одной стороны, такая малая примесь слабо влияет на дрейфово–диффузионные характеристики плазменных электронов (коэффициенты подвижности  $\mu_e(T_e)$  и диффузии  $D_e(T_e)$ ), что позволяет не включать молекулярный кислород в кинетическую схему. С другой стороны, даже такая

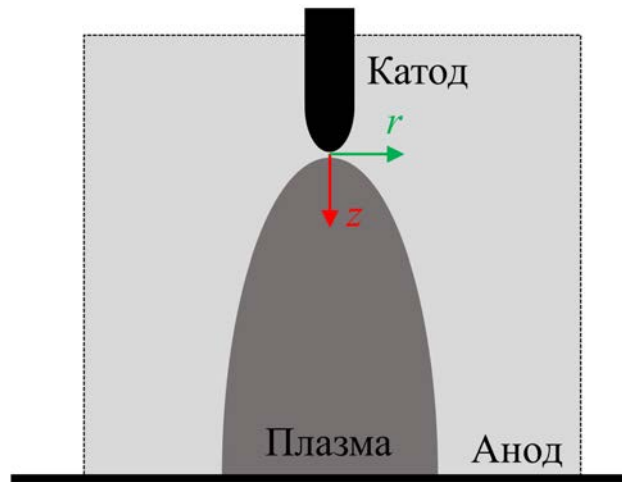


Рисунок 2.5 — Схема газоразрядного промежутка с неоднородной геометрией электродов типа «острие–плоскость»

малая добавка молекулярного кислорода обеспечивает адекватную скорость образования фотоэлектронов из-за увеличения характерной длины волны поглощения излучения. Для тестовой задачи была сформулирована простейшая кинетическая схема для чистого азота (таблица 5 в Приложении А), включающая в себя только реакции ударной ионизации и диссоциации, а также реакцию «синтетической» фотоионизации молекул азота  $N_2$ .

В результате моделирования (в течение всего фронта импульса напряжения) были получены коммутационные характеристики разряда при различных давлениях рабочего газа  $p_g$ , представленные на рисунке 2.6а. Так, например, чётко прослеживается зависимость напряжения пробоя  $U_{br}$  от давления рабочего газа, которая также наблюдается в эксперименте [114]. Рассчитанные значения  $U_{br}$  близки к экспериментальным: так, при давлении газа  $p_g = 100$  кПа в эксперименте  $U_{br} \sim 20$  кВ против  $U_{br} \sim 13$  кВ в расчёте. Такое расхождение объясняется как простотой кинетической схемы, так и сложной системой регистрации параметров разряда.

Помимо параметрического исследования с вариацией давления рабочего газа, была проведена оценка влияния фотоионизации на коммутационные характеристики разряда и пространственно–временную эволюцию стримера. Так, при отрицательной полярности импульса напряжения моделирование проводилось в двух режимах: без учёта фотоионизации (реакции **R3** в таблице 5) и с учётом всех реакций **R1–R3**. Полученные коммутационные характеристики (рисунок 2.6б) показывают, что при давлении газа  $p_g = 25$  кПа фотоионизация ускоряет пробой промежутка на  $\Delta t_{br} \sim 3$  нс и уменьшает напряжение пробоя



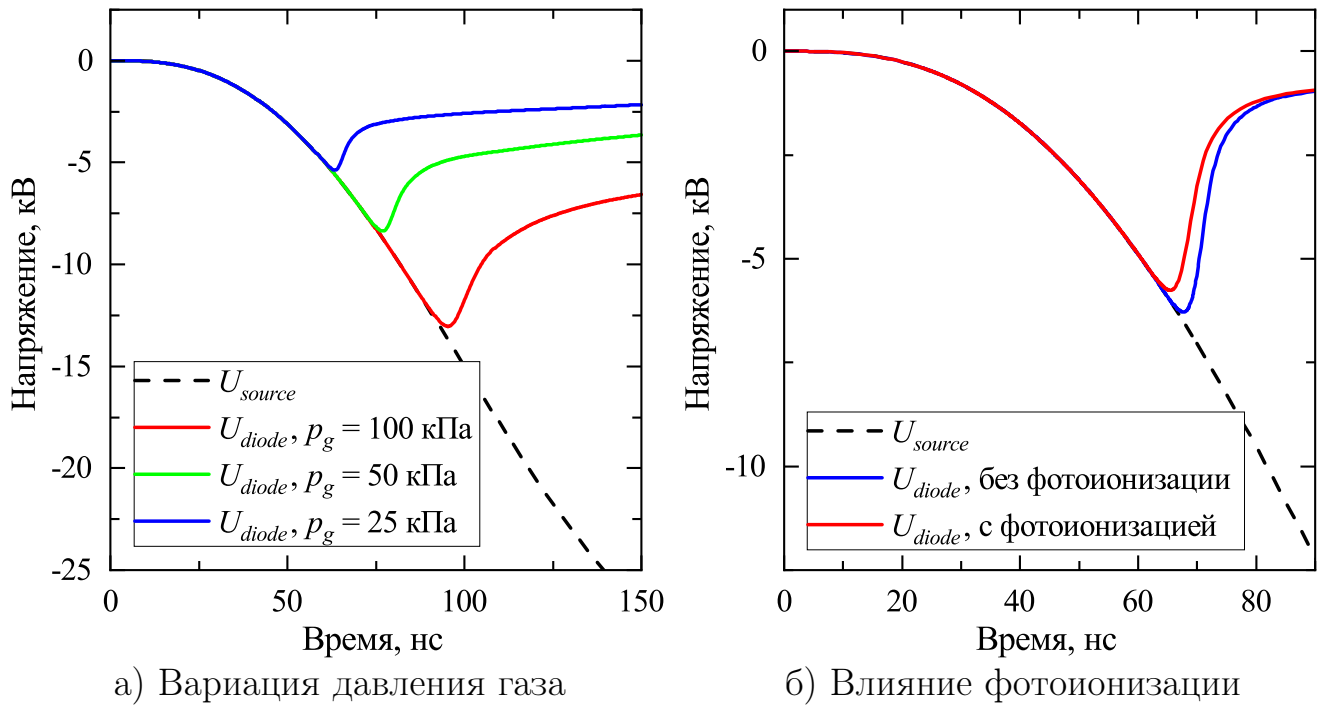
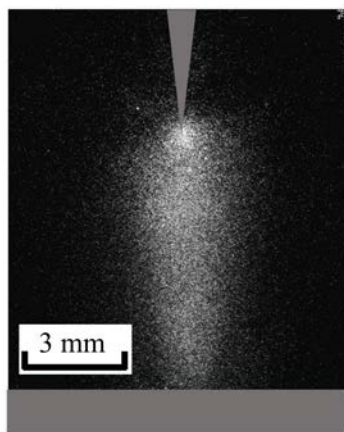
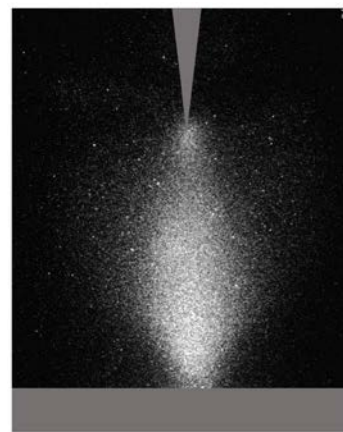
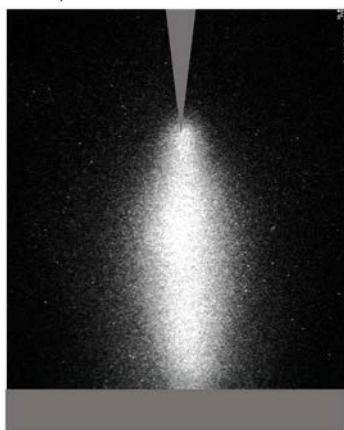
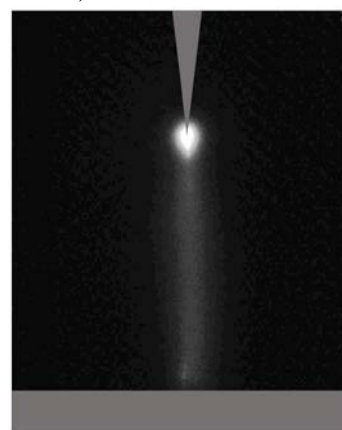


Рисунок 2.6 — Коммутационные характеристики субмикросекундного разряда

на  $\Delta U_{br} \sim 0,5$  кВ, а при увеличении давления эта разница становится ещё меньше. Однако такая разница мала, и можно утверждать, что коммутационные характеристики разряда идентичны.

Одной из целей данной задачи являлся расчёт структуры нестационарного субмикросекундного разряда атмосферного давления, так как её можно косвенно сравнить со свечением плазмы (рисунок 2.7). Рассмотрим поведение электронов как наиболее подвижной компоненты плазмы (рисунок 2.8). Специально подобранные начальные условия обеспечивают развитие разряда из пустого промежутка, что приводит к запаздыванию пробоя. Так, ионизационные процессы вблизи острия катода начинаются с момента времени  $t \sim 30$  нс. При росте напряжения на промежутке происходит симметричное расширение плазмы из области высокого электрического поля. Концентрация плазмы вблизи острия при этом достигает  $\sim 10^{12}$  см $^{-3}$  и плавно растёт с ростом напряжения. Однако из-за несимметричности электрического поля в радиальном направлении, обусловленной геометрией промежутка (на фронте плазменного облака напряжённость поля у оси выше, чем на периферии), плазменные электроны дрейфуют преимущественно вдоль оси симметрии, что в итоге приводит к образованию стримера.

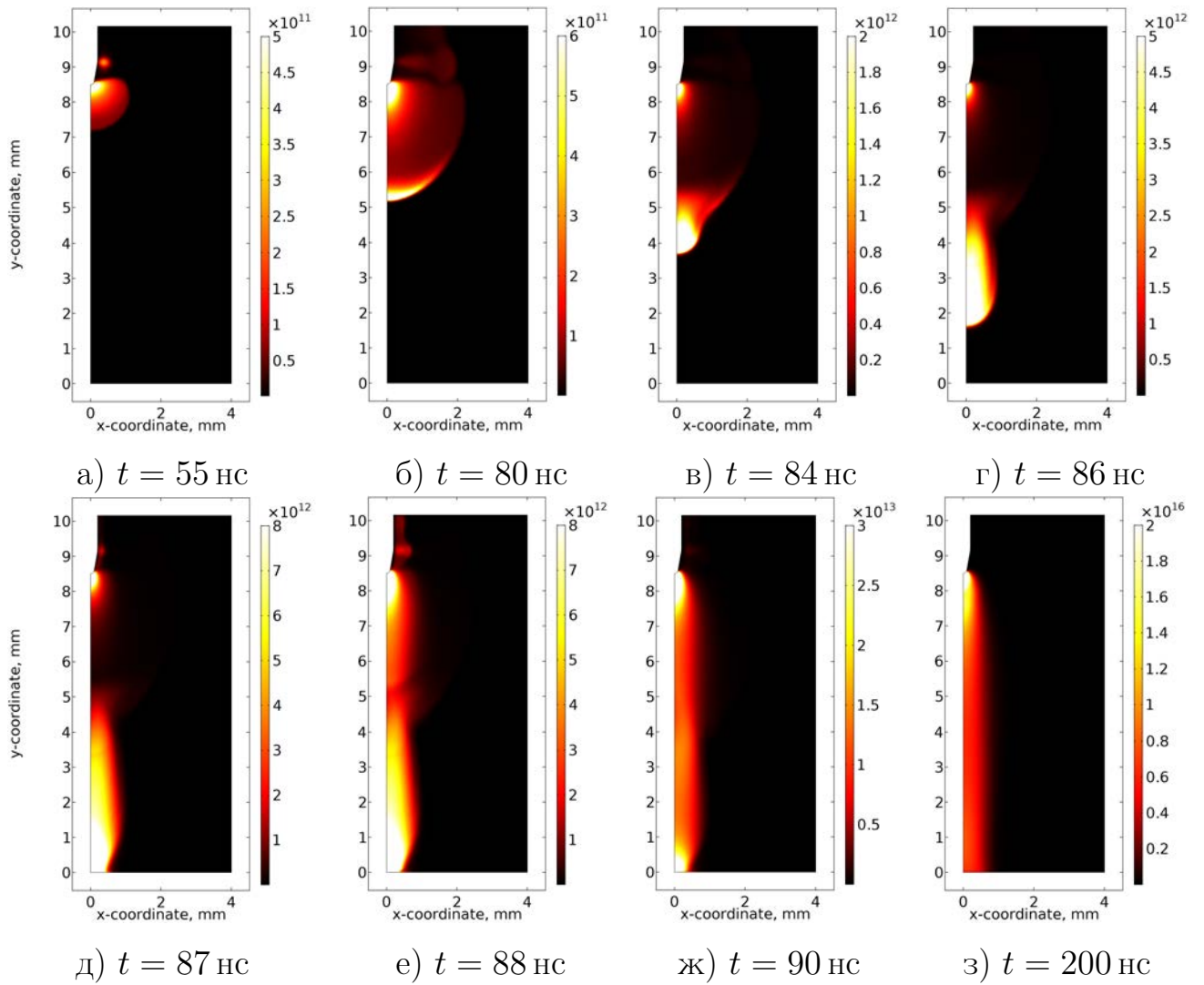
Напряжённость электрического поля на фронте, обусловленная смещением электронного и ионного объёмного зарядов, становится достаточно большим

а)  $t \sim 76 - 79$  нсб)  $t \sim 82 - 85$  нсв)  $t \sim 88 - 91$  нсг)  $t \sim 77 - 97$  нс

Давление рабочего газа  $p_g = 100$  кПа. Серым цветом обозначены электроды  
 Рисунок 2.7 — Интегральные фотографии свечения в разрядном промежутке, сделанные ICCD-камерой в различные временные промежутки [114]

для продвижения плазмы за счёт предварительной ионизации на фронте волны ионизации. При этом, за счёт диссоциации стримерный механизм реализуется не с острия катода, а с фронта плазменного облака. Внутри плазмы (между областью ионизации у острия катода и фронта волны ионизации) объёмные заряды нескомпенсированы, и электрическое поле неоднородно. Это вызвано тем, что вторичные плазменные электроны не успевают набрать энергию, достаточную для повторной ионизации, а теряют её в результате диссоциации электронным ударом. В результате этого, к моменту времени 80 нс образуется нетривиальная структура разряда вдоль оси симметрии: область ионизации у острия катода, зона дрейфа и область ионизации на фронте плазмы.

Дальнейшее продвижение стримера происходит за очень короткое время ( $\sim 7$  нс), причём скорость движения растёт при приближении к аноду. При переключении газоразрядного промежутка происходит очень быстрое ( $\sim 3$  нс)



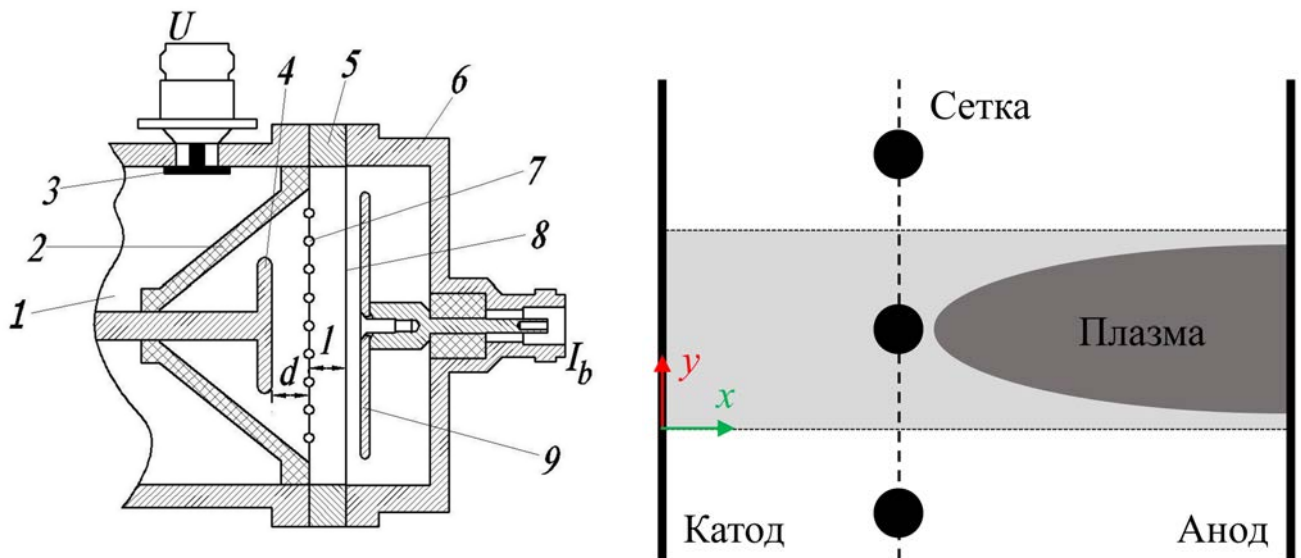
Распределения концентрации электронов в  $\text{см}^{-3}$

Рисунок 2.8 — Пространственно–временная эволюция субмикросекундного стримера в азоте атмосферного давления

перераспределение электрического поля в зоне дрейфа, что приводит к образованию вторичной волны ионизации и второму пробою. Отметим, что к моменту времени  $t_{br} \sim 95$  нс, когда напряжение на промежутке достигло своего минимума, вторичная волна ионизации уже достигла равновесной плазмы, оставшейся после прохождения стримера, и образовала плазменный канал, обеспечивающий высокую электронную проводимость промежутка и резкий рост тока, протекающего через промежуток. Таким образом, задержка между моментом переключения канала и минимумом спада напряжения определяется процессами зарождения и распространения вторичных волн ионизации в промежутке.

## 2.6.2 Субнаносекундный пробой в тройной системе электродов

Вторая тестовая задача представляет собой субнаносекундный пробой в тройной системе электродов (рисунок 2.9). В данной системе на плоский анод 4 подавался импульс напряжения положительной полярности с длительностью фронта  $t_{front} = 0,3$  нс и амплитудой  $U_0 = 140$  кВ. Катодом выступала система из плоского катода 8 и сетчатого электрода 7, сделанного из тонких ( $r_{curv} = 100$  мкм) металлических проволок. Для ограничения тока разряда в электрическую цепь было включено балластное сопротивление  $R_b = 100$  Ом.



а) Схема газоразрядного промежутка: коаксиальная передающая линия 1, изолятор 2, ёмкостной делитель напряжения 3, анод 4, металлические кольца 5, стенки коллектора 6, сетка 7, фольга 8, коллектор тока убегающих электронов 9 [116]

б) Двумерная квазипериодическая расчётная область, представляющая собой одну ячейку сетки

Рисунок 2.9 — Конфигурация газоразрядного промежутка с сетчатым катодом

В качестве рабочего газа рассматривается азот высокого давления, а кинетическая схема аналогична рассмотренной ранее (таблица 5 в Приложении А). Для данной задачи был применён «гибридный» подход: формирование и распространение стримера описываются гидродинамической моделью плазмы газового разряда, а формирование пучка убегающих электронов — посредством решения кинетического уравнения Больцмана (кинетическое описание убегающих электронов подробно представлено в [123; 124]). Так как доля убегающих электронов в разряде атмосферного давления мала (несколько процентов), то их влияние

на дрейфово-диффузионные характеристики пренебрежимо мало. Результаты представлены в [162–166].

Моделирование проводилось при разных давлениях газа  $p_g$  и межэлектродных расстояниях  $d$ , таких, что величина  $p_g d$  оставалась постоянной:

1.  $p_g = 760$  Торр,  $d = 4$  мм,
2.  $p_g = 300$  Торр,  $d = 10$  мм,
3.  $p_g = 190$  Торр,  $d = 16$  мм,
4.  $p_g = 150$  Торр,  $d = 20$  мм.

Расстояние между плоским и сетчатым катодами полагалось  $l = 3$  мм, а период сетки составлял  $D = 4$  мм. Для данных режимов были получены коммутационные характеристики разряда (рисунок 2.10). Из-за высокого приложенного напряжения пробой газоразрядного промежутка происходит на переднем фронте импульса напряжения. Сильноточная стадия начинается, когда волна ионизации, движущаяся от сетчатого катода к плоскому аноду, переключает промежуток, а напряжение разряда резко понижается.

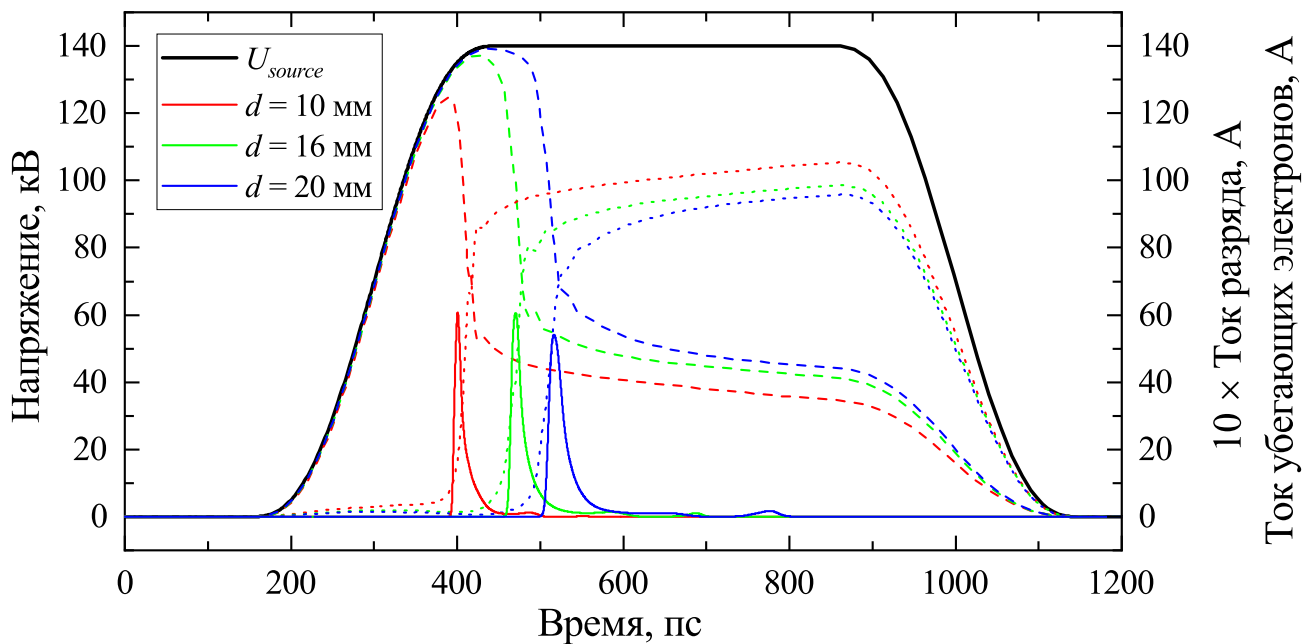
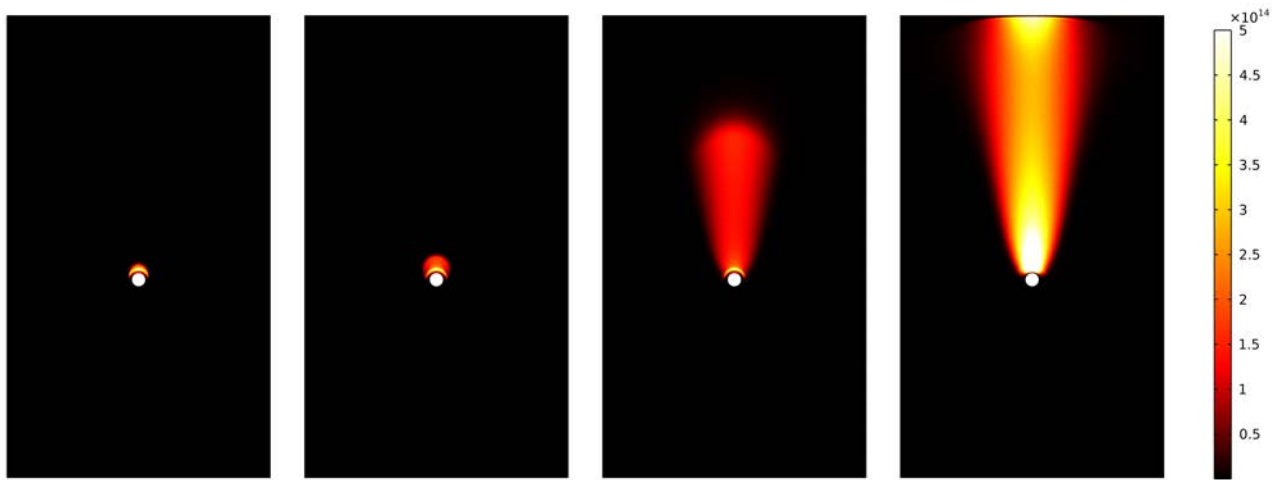


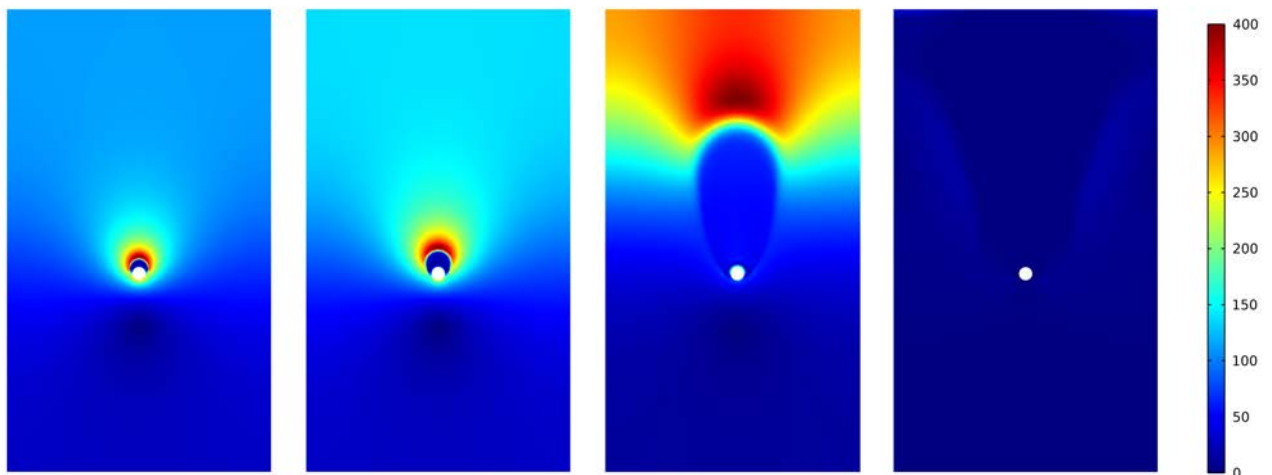
Рисунок 2.10 — Временные профили напряжения на источнике (чёрная кривая), напряжения разряда (пунктирные кривые), тока разряда (точечные кривые) и импульса тока убегающих электронов (сплошные кривые)

Развитие разряда можно проследить по распределениям электронной компоненты плазмы и самосогласованного электрического поля (рисунок 2.11). Ионизационные процессы начинаются в момент времени  $\sim 200$  пс, в результате

которых вблизи поверхности сетчатого катода в зоне усиленного электрического поля образуется плазменный сгусток с концентрацией  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Из-за высоких значений электрического поля ( $\sim 400 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ , что выше в 10 – 15 раз значения напряжения статического пробоя) волна ионизации быстро распространяется в неионизированный газ между сетчатым катодом и анодом, оставляя за собой хвост из неравновесной плазмы. Такая картина ярко демонстрирует механизм продвижения классического отрицательного стримера. Скорость продвижения стримера возрастает пропорционально его длине, что соответствует критерию Лозанского–Фирсова [125].



а) Распределение плазмы



б) Распределение электрического поля

Распределения получены при давлении газа  $p_g = 760 \text{ Торр}$  и межэлектродном расстоянии  $d = 4 \text{ мм}$

Рисунок 2.11 — Пространственно–временная эволюция субнаносекундного стримера в плоском промежутке с сетчатым катодом

За время  $\sim 500$  пс волна ионизации достигает анода, что приводит к образованию токопроводящего канала. В итоге плотная плазма полностью заполняет область между сетчатым катодом и анодом, а на поверхность анода направляется однородный поток квазинейтральной плазмы. В пространство между сетчатым и плоским катодом плазма не проникает, но из-за высокого электрического поля вблизи сетчатого катода ионизационные процессы имеют место и в эквипотенциальной области. Однако концентрация плазмы в этой области мала ( $\sim 10^{10}$  см $^{-3}$ ), и дальнейшего продвижения в направлении плоского катода не происходит.

## Выводы к Главе 2

В данной главе сформулирована физико-математическая модель низкотемпературной плазмы электрического разряда в газах высокого давления в условиях высокой пространственной неоднородности электрического поля. В рамках гидродинамического подхода дано описание дрейфа электронов в самосогласованном электрическом поле и диффузии электронов в собственном газе. В рамках кинетической теории газов и механики сплошных сред сформулирована задача диффузии многокомпонентной смеси тяжёлых компонент плазмы.

На базе современных представлений физической кинетики об элементарных процессах в многокомпонентной плазме была сформулирована оригинальная схема плазмохимических реакций в воздухе высокого давления. Показана обоснованность данной кинетической схемы для описания нестационарного газового разряда с высокой неоднородностью электрического поля.

Были описаны вычислительные методы решения системы эллиптических дифференциальных уравнений массопереноса. Линеаризация дифференциальных уравнений осуществлялась методом конечных элементов. Описана оптимальная дискретизация пространства, представляющая собой триангуляцию Делоне. Приведена конечно-разностная формулировка метода Галеркина и аппроксимация по времени ФДН-методами. Описаны методы решения СЛАУ через LU-факторизацию.

Была проведена серия верификационных расчётов, демонстрирующих применимость физико-математической модели к описанию быстропротекающих процессов в плазме газового разряда атмосферного давления. Показано,

что при использовании простейшей схемы плазмохимических реакций молекулярного азота модель правильно описывает процессы генерации и распространения волны ионизации.

На примере задачи о формировании и динамики субмикросекундного стримера в неоднородной геометрии «острие–плоскость» были получены коммутационные характеристики разряда при разных давлениях рабочего газа. Также была получена картина формирования и распространения стримера. Показано, что в данной конфигурации электродов образуется нетривиальная структура разряда, состоящая из двух областей ионизации и расположенной между ними области дрейфа. Такая структура обеспечивает появление вторичных волн ионизации, которые приводят к задержке между переключением канала и минимумом спада напряжения, наблюдаемой в эксперименте.

В рамках «гибридного» подхода был рассмотрен процесс субнаносекундного пробоя в газоразрядном промежутке с сетчатым катодом. Были получены временные профили напряжения и тока разряда, свидетельствующие о том, что коммутация происходит на переднем фронте импульса напряжения. Также была рассмотрена динамика формирования разряда, иллюстрирующая механизм продвижения классического стримера. Скорость продвижения стримера пропорциональная его длине, что соответствует критерию Лозанского–Фирсова.



## Глава 3. Коронный разряд высокого давления с ионной проводимостью плазменного столба

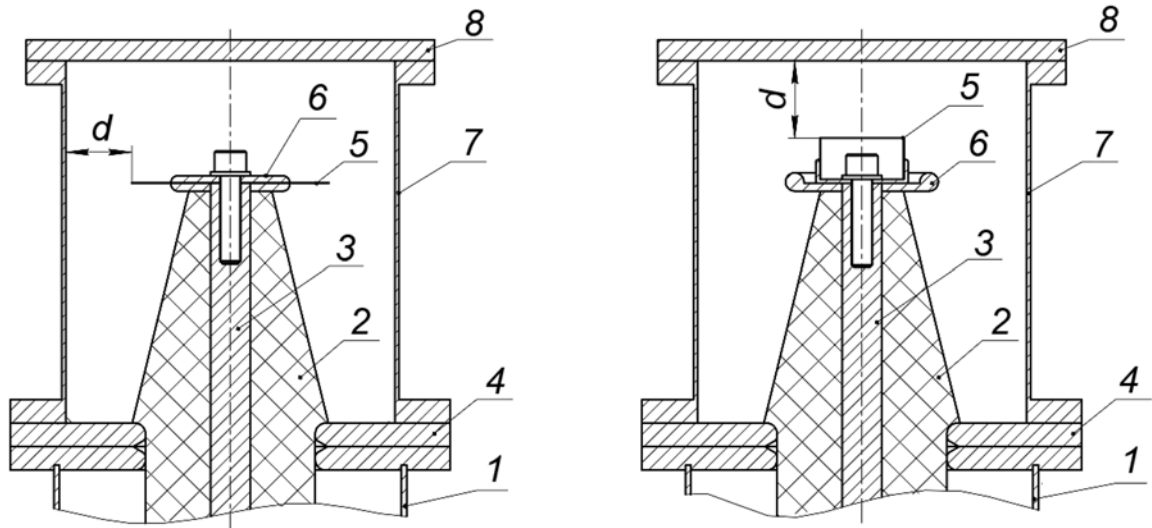
### 3.1 Постановка задачи

Рассмотрим задачу о пробое высоковольтного искрового разрядника в воздухе высокого давления. Такие разрядники широко используются в сильноточных высоковольтных импульсно–периодических генераторах. Такие генераторы с большой коммутируемой энергией представляют практический интерес в различных технологических установках (например, при удалении поверхностного слоя бетона [126] и дроблении каменных пород [127; 128]). Основной проблемой для разрядников является обеспечение стабильного срабатывания по напряжению на уровне, близкому к значению напряжения зарядки на накопителе. Основными факторами, влияющими на нестабильность срабатывания искрового разрядника в режимах с высокой частотой следования импульсов, являются наличие остаточной плазмы в промежутке, изменение химического состава газа, а также эрозия поверхности катода.

Одним из способов стабилизации напряжения пробоя является зажигание специально создаваемого коронного разряда на электроде с малым радиусом кривизны с отрицательным потенциалом [129–131]. При зажигании коронного разряда прикатодная плазма экранирует кромку электрода, в результате чего локальные эмиссионные центры, обусловленные локальной неоднородностью поверхности (кромки микрократеров, плёнки окислов, участки с пониженной работой выхода), не появляются. В этих условиях не происходит развитие плазменного канала и перехода в искровую стадию при низких напряжениях на промежутке.

В работе [132] авторы исследовали стабильность срабатывания искрового газового разрядника высокого давления с резко неоднородным электрическим полем у электрода с отрицательным потенциалом. Конфигурации разрядника представлены на рисунке 3.1. Межэлектродный промежуток образован стенкой цилиндрической камеры 7 (анод) с внутренним диаметром  $r_{anode} = 250$  мм и тонким лезвием 5 (катод) из медной фольги (радиус скругления кромки  $r_{curv} = 125$  мкм). На катод подавался высоковольтный импульс напряжения отрицательной полярности с длительностью фронта  $t_{front} = 125$  мкс и амплитудой

$U_0 = 220$  кВ. За счёт изменения диаметра дискового электрода межэлектродное расстояние составляло  $d = 2 - 5$  см.



а) Конфигурация с дисковым электродом

б) Конфигурация с цилиндрическим электродом

Обозначения: 1 — стенка камеры, заполненной маслом; 2 — проходной изолятор разрядника; 3 — держатель электрода разрядника; 4 — фланец проходного изолятора; 5 — потенциальный электрод разрядника; 6 — экранирующий электрод; 7 — камера газового объёма разрядника; 8 — торцевой фланец

Рисунок 3.1 — Конструкция искрового разрядника высокого давления [132]

В качестве рабочего газа разрядника рассматривался сухой воздух при давлении  $p_g = 1-5$  атм. Система плазмохимических реакций в воздухе высокого давления подробно описана в Главе 2.4. Моделирование зажигания коронного разряда в разряднике проводилось в различных пространственных геометриях задачи. Результаты представлены в работах [167; 168].

### 3.2 «Полуторамерная» модель коронного разряда

Для описания процесса формирования коронного разряда высокого давления с резко неоднородным распределением электрического поля без учёта геометрических особенностей газового диода была рассмотрена простейшая конфигурация искрового разрядника. Так, осевая симметрия разрядника с дисковым электродом позволила рассмотреть «полуторамерную» (1.5D) постановку задачи. Данная постановка задачи позволяет существенно сократить вычислительные ресурсы и получить информацию о структуре коронного разряда вдоль оси, не учитывая при этом поперечную структуру. Хотя 1.5D задача

является простейшей, полученные результаты позволяют корректно описать формирование коронного разряда с ионной проводимостью ионного столба в режиме самоограничения тока.

Рассмотрим цилиндрический диод, где катод представляет собой центральную тонкую нить с радиусом скругления  $r_{curv}$ , а анод — коаксиальный цилиндр с радиусом  $r_{curv} + d$ . Импульс напряжения, подаваемый на катод через балластное сопротивление  $R_b = 1$  Ом, в точности соответствовал экспериментальному импульсу из [132]. Межэлектродное расстояние составляло  $d = 2$  см, а давление рабочего газа —  $p_g = 4,6$  атм.

Моделирование коронного разряда проводилось в течение всего импульса напряжения (от 0 до 100 мкс). Рассмотрим динамику формирования коронного разряда, представленную на рисунке 3.2. К моменту  $t = 30$  мкс усиление электрического поля вблизи острия приводит к образованию плазменного сгустка с концентрацией  $\sim 10^{11}$  см $^{-3}$ . Плазма в этом сгустке представляет собой объёмный заряд положительных ионов  $O_4^+$ , сосредоточенный вблизи катода, и отрицательных ионов  $O_2^-$ , распределённый поодаль. Такое распределение плазмы обусловлена резко неоднородным внешним электрическим полем, в котором осуществляется дрейф отрицательных частиц в газонаполненный промежуток.

При плавном повышении напряжения со средней скоростью  $dU/dt \sim 2$  кВ  $\cdot$  мкс $^{-1}$  из зоны ионизации в газовый промежуток прорастает остов из отрицательных ионов. Скорость продвижения остова составляет  $\sim 400$  м  $\cdot$  с $^{-1}$ . Продвижение плазмы к аноду обусловлено дрейфом отрицательных ионов, образованных в области ионизации за счёт механизмов прилипания (реакции **R6** в таблице 4), которые обеспечивают постоянный поток отрицательных ионов в область переноса, где происходит постоянное ускорение в согласованном электрическом поле. Интересно, что электроны, которые наиболее подвижны, практически отсутствуют в промежутке и не переносят сколь заметный ток. Это объясняется следующим: хоть электроны, как и отрицательные ионы, генерируются в области ионизации и дрейфуют в ускоряющем электрическом поле в зону переноса, они практически сразу прилипают к молекулам кислорода, образуя в результате отрицательные ионы. Такой баланс механизмов переноса–генерации и определяет механизм ионной проводимости воздушной плазмы в зоне переноса.

При переключении плазмой промежутка образуется стационарная структура, состоящая из области ионизации, состоящей из положительных ионов  $O_4^+$

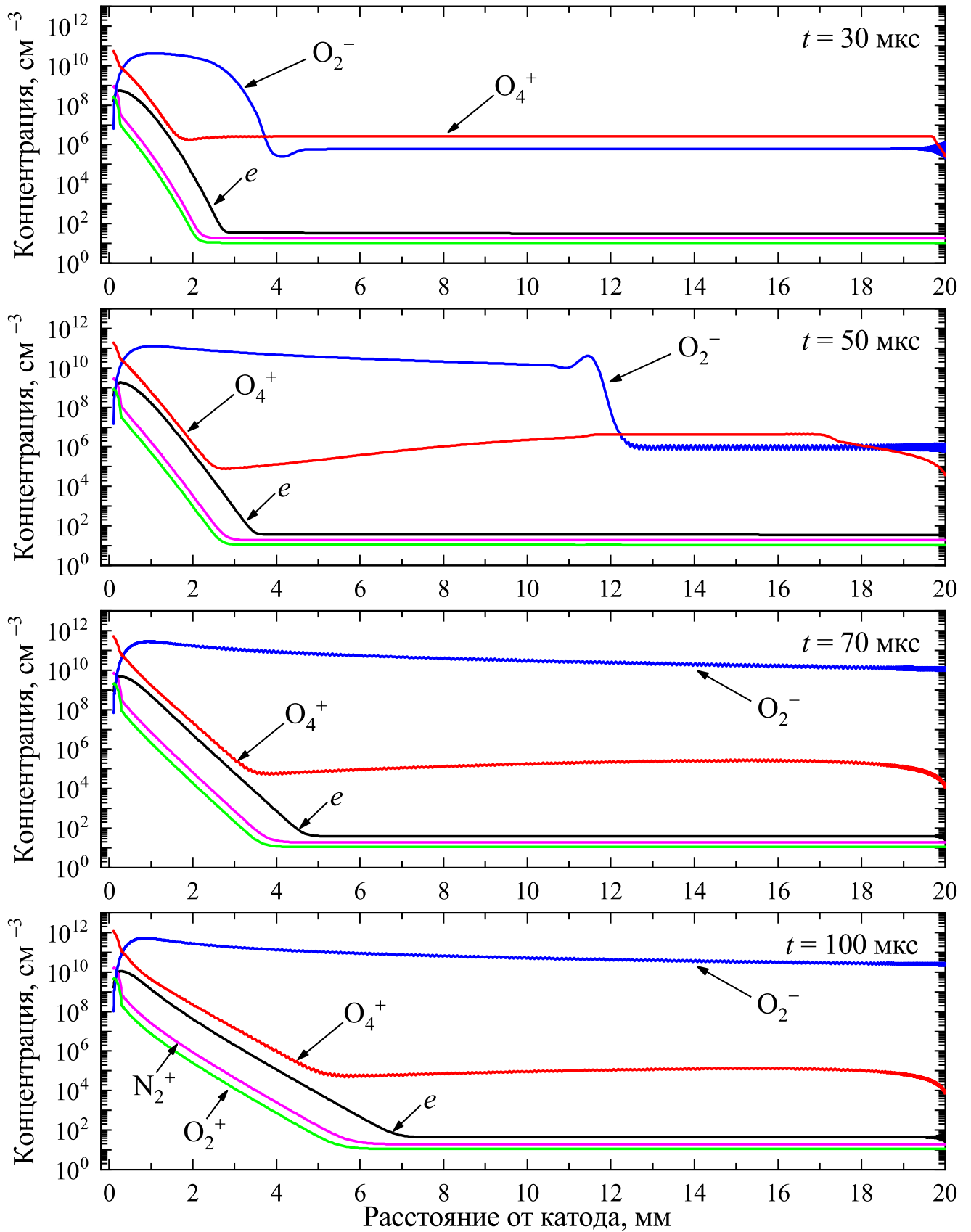


Рисунок 3.2 — 1.5D пространственно-временная эволюция коронного разряда вдоль оси разряда

и зоны переноса, состоящей из отрицательных ионов  $O_2^-$ . Концентрация в этих зонах примерно одинакова ( $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). В зоне переноса электрическое поле практически однородно. Такая структура представляет собой классический коронный разряд.

В результате моделирования были также получены временные профили напряжения и тока разряда, представленные на рисунке 3.3. Напряжение разряда полностью повторяет входной импульс напряжения, что говорит об самоограничении тока разряда. При изменении балластного сопротивления  $R_b$  в широких пределах (от единиц Ом до нескольких МОм) не наблюдались никакие изменения ни в токе разряда, ни в напряжении на промежутке. На профилях точками отмечены основные стадии формирования коронного разряда: так, начало ионизации обусловлено превышением напряжённости радиального электрического поля на поверхности катода критического значения (при  $p_g d = 9,2 \text{ атм} \cdot \text{см}$  величина критического поля  $E_{cr} = 280 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ ) в момент  $t_{cr} = 21 \text{ мкс}$ .

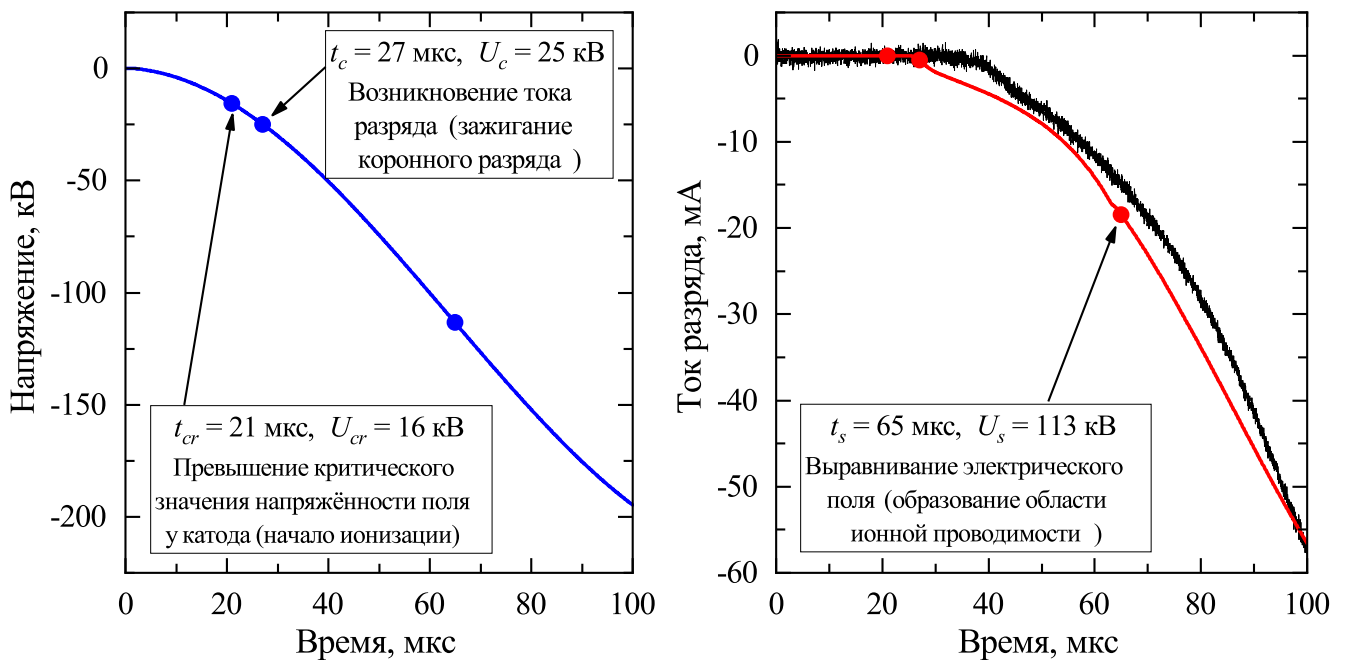


Рисунок 3.3 — Коммутационные характеристики субмикросекундного разряда

В течение нескольких микросекунд вблизи катода формируется плазменный сгусток с достаточной плотностью, приводящей к росту тока смещения и проводимости положительных ионов  $O_4^+$  на катоде (рисунок 3.4). При достижении плазмы анода (момент времени  $t_s = 65 \text{ мкс}$ ) основной вклад в ток разряда вносят токи проводимости отрицательных ионов  $O_2^-$  (на аноде) и положительных ионов  $O_4^+$  (на катоде). Момент перемиркания промежутка и выравнивания

электрического поля  $t_s = 65$  мкс характеризует «выбросы» тока смещения и проводимости отрицательных ионов.

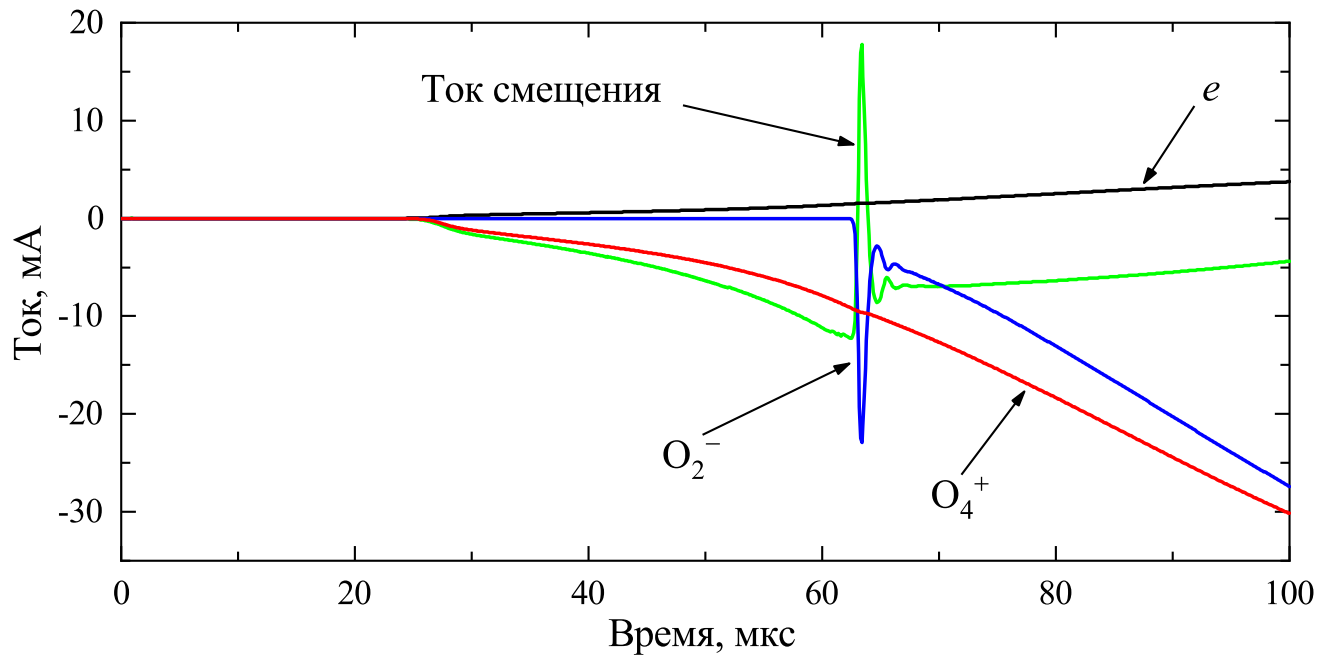


Рисунок 3.4 — Временная развёртка парциальных токов, протекающих через газоразрядный промежуток

Также было проведено исследование возможности зажигания коронного разряда при разных скоростях роста напряжения. В данном случае варьировалась длительность фронта импульса напряжения  $t_{front}$  в пределах 10 — 100 мкс. Амплитуда напряжения оставалась неизменной,  $U_0 = 200$  кВ. В ходе параметрического исследования были получены профили тока разряда, показанные на рисунке 3.5. На графиках также отмечены основные моменты времени, характеризующие формирование коронного разряда: начало ионизационных процессов  $t_{cr}$ , зажигание коронного разряда  $t_c$  и выравнивание электрического поля в области ионной проводимости  $t_s$ .

При малых скоростях роста напряжения  $dU/dt \lesssim 4$  кВ · мкс<sup>-1</sup> профиль тока разряда сохраняет свою форму, а характерные времена формирования коронного разряда пропорциональны длительности фронта импульса напряжения. При больших скоростях роста ионизационные процессы очень быстро образуют прикатодную плазму, что приводит к искажению профиля тока разряда за счёт «выброса» тока смещения. В этих условиях коронный разряд остаётся стабильным, несмотря на искажения тока разряда. Дальнейшее увеличение скорости роста напряжения  $dU/dt \gtrsim 10$  кВ · мкс<sup>-1</sup> приводит к смене режима разряда: происходит искровой пробой промежутка.

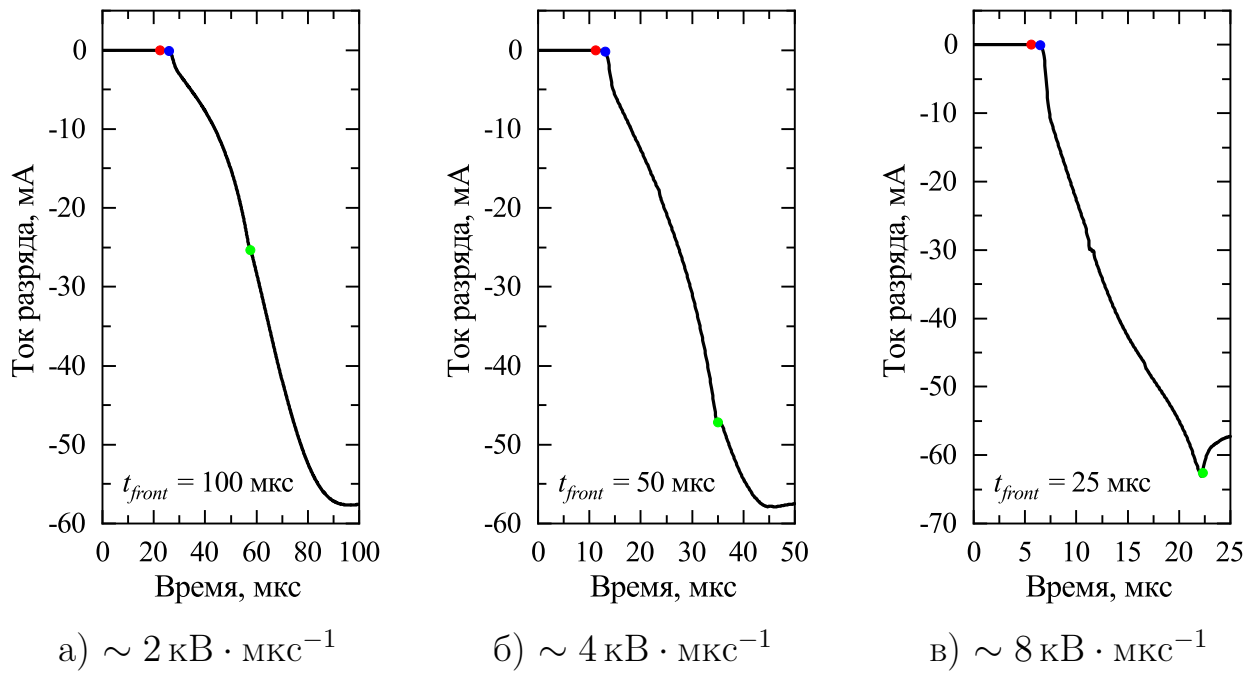


Рисунок 3.5 — Временные профили тока коронного разряда при различных скоростях роста напряжения  $dU/dt$

### 3.3 Двумерная модель коронного разряда

Хотя одномерная модель продемонстрировала важные результаты и согласие с экспериментальными данными, одномерная постановка задачи не может учесть геометрические особенности разрядника и связанные с ними искажения лапласового электрического поля и ионизационных коэффициентов. Следующим шагом к исследованию горения коронного разряда стало построение двумерной модели искрового разрядника. Реальные трёхмерные конфигурации разрядников были упрощены, а осевая симметрия позволяет ограничиться двумерной осесимметричной (или 2.5D) постановкой задачи. На рисунке 3.6 представлены схемы расчётных газоразрядных промежутков.

Для дискового электрода (рисунок 3.6а) рассматривается область у кромки катода, так как радиус диска достаточно большой, чтобы пренебречь искажением лапласового поля из-за наличия изолятора 2, фиксирующего болта, фланца 4 и экранирующего электрода 6 (рисунок 3.1). Однако в случае с цилиндрическим электродом необходим учёт экранирующего электрода 6, так как без него в эксперименте (как и в расчёте) наблюдаются побочные искровые пробои с торца цилиндрического электрода (рисунок 3.6б). Входные параметры модели аналогичны одномерному случаю.

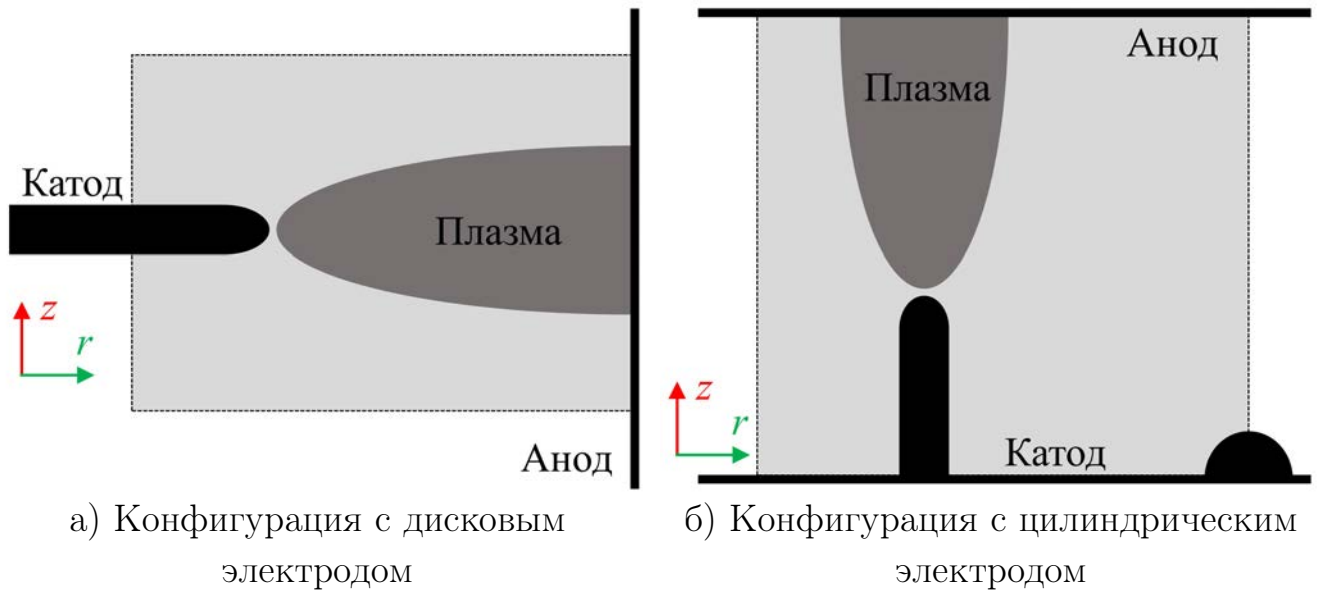


Рисунок 3.6 — Упрощённые схемы газоразрядного промежутка искрового разрядника высокого давления [132]. Расчётная область ограничена пунктиром

Рассмотрим профили тока, рассчитанные для данных конфигураций (рисунок 3.7). Профиль тока разряда, полученный в конфигурации с дисковым электродом (рисунок 3.7а) заметно отличается от профиля в «полуторамерной» задаче (рисунок 3.3). Во-первых, начало ионизационных процессов, определяемое по критическому значению электрического поля, наступает почти в два раза медленнее. Это прямое следствие упрощения геометрии: в одномерной постановке полагалось, что центр скругления дискового катода находится на оси симметрии. Это и определяло завышенное лапласовое поле в промежутке и в особенности вблизи катода, где величина напряжённости электрического поля играет ключевую роль в формировании коронного разряда. Для конфигурации с цилиндрическим электродом (рисунок 3.7б) также имеет место запаздывание зажигания короны, однако профиль тока разряда ближе по форме к экспериментальному току.

Другое немаловажное отличие заключается в форме профиля тока разряда. В режиме самоограничения тока разряда профили напряжения и тока определяются соотношением  $I(t) \sim U^2(t)$ , что выполняется в одномерном случае. Для двумерной задачи такое соотношение не выполняется, так как электрическое поле в зоне проводимости неоднородное. Это является прямым следствием геометрии задачи.

На рисунке Б.1 в Приложении Б представлена пространственная структура области ионной проводимости для двух конфигураций разрядника. Ос-



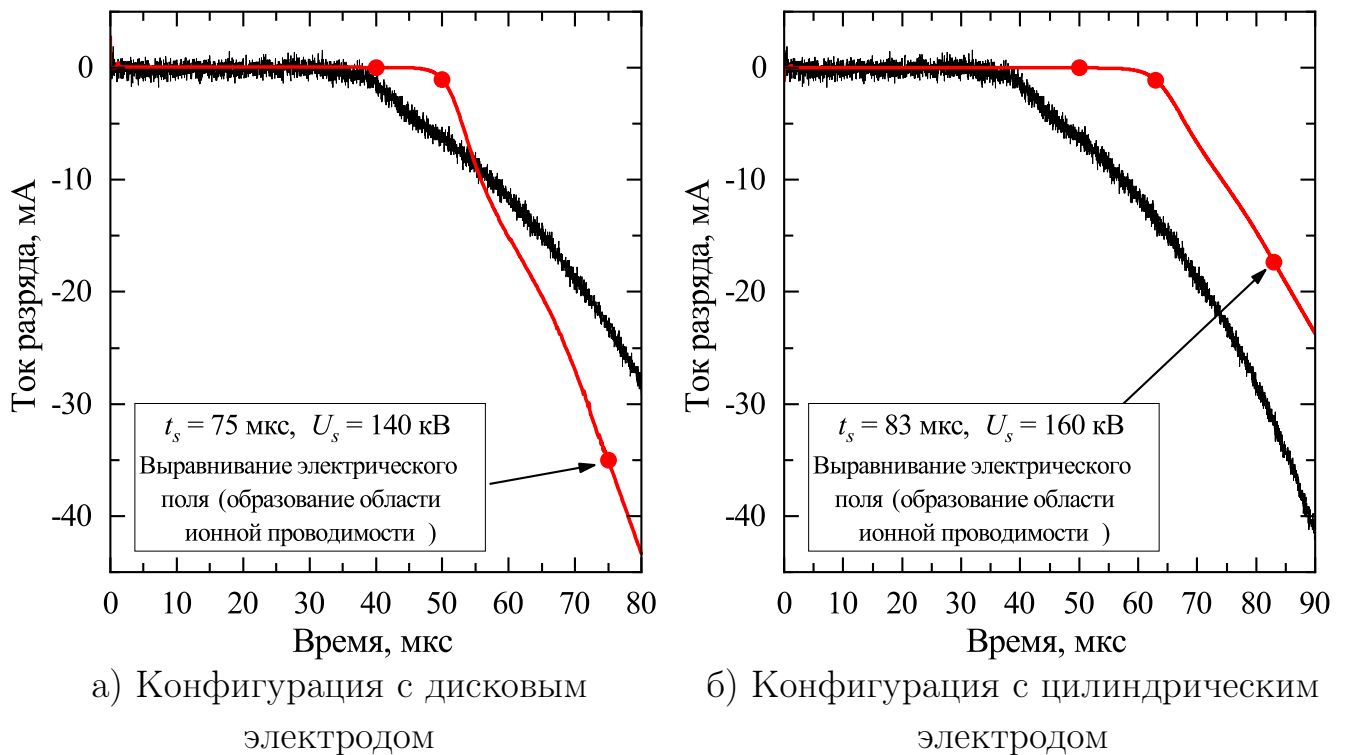


Рисунок 3.7 — Коммутационные характеристики коронного разряда для двумерной конфигурации разрядника

новными частицами, переносящими ток в области малого электрического поля, являются отрицательные ионы  $O_2^-$ . В случае с дисковым электродом область проводимости симметрична относительно оси диска, так как электрическое поле, в котором осуществляют дрейф отрицательные ионы, также симметрично. Для цилиндрического электрода такой оси симметрии нет, к тому же искажения лапласового поля вносит экранирующий электрод, что приводит к смещению зоны проводимости к экранирующему электроду.

На рисунке Б.2 и Б.3 в Приложении Б представлены распределения заряженных компонент плазмы вблизи коронирующего электрода. Так, стационарная корона состоит преимущественно из положительных ионов  $O_4^+$  с максимальной концентрацией вблизи катода  $\sim 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Характерные размеры корональной области примерно соответствуют радиусу скругления катода  $\sim 2r_{curv}$ . Для двух конфигураций разрядника распределения плазмы в стационарной короне идентичны.

### Выводы к Главе 3

В рамках задачи о пробое высоковольтного искрового разрядника в воздухе высокого давления было рассмотрено зажигание и формирование ста-

ционарного коронного разряда в различных конфигурациях газонаполненного диода. Моделирование проводилось в различных пространственных геометриях задачи. Результаты показали, что в неоднородной конфигурации электрического поля реализуется структура классического коронного разряда, состоящая из области ионизации вблизи потенциального электрода с высокими значениями электрического поля и характерными размерами  $\sim 2r_{curv}$ , где  $r_{curv}$  — радиус скругления электрода, и области дрейфа в остальной промежутке, ширина которой в  $\sim 50$  раз больше области ионизации. Воздушная плазма стационарного коронного разряда состоит из положительных ионов  $O_4^+$  и отрицательных ионов  $O_2^-$ , а протекание тока в плазме обеспечивается ионами. Профиль тока разряда подчиняется соотношению  $I(t) \sim U^2(t)$ , что говорит о самоограничении тока.

Исследование возможности зажигания стационарного коронного разряда при вариации скорости роста напряжения на промежутке показало, что при скорости роста  $dU/dt \sim 2 - 10 \text{ кВ} \cdot \text{мкс}^{-1}$  электрическое поле в зоне проводимости успевает выровняться, что говорит о формировании стационарного коронного разряда, а при скорости роста  $dU/dt \geq 10 \text{ кВ} \cdot \text{мкс}^{-1}$  происходит искровой пробой промежутка.

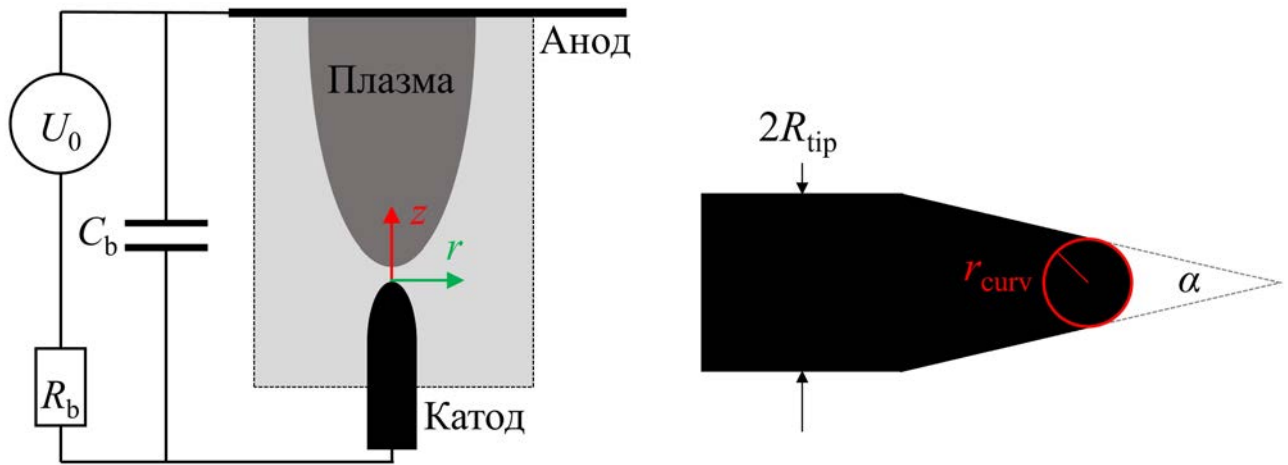
## Глава 4. Режимы горения слаботочного коронно–стримерного разряда

Помимо стационарной короны существует импульсно–периодический режим функционирования, впервые зарегистрированный Тричелом в лаборатории Лёба [21]. Этот режим коронного разряда характеризуется регулярной последовательностью импульсов и наблюдается в воздухе в ограниченном диапазоне напряжений на диоде. Практическое использование такого управляемого режима может дать определённое преимущество над неуправляемыми режимами функционирования коронного разряда [133–135].

Рассмотрим газоразрядный диод в конфигурации «остриё–плоскость» на рисунке 4.1. Параметры разрядной цепи и геометрические характеристики диода являются типичными для технических приложений короны. Катод представляет собой игольчатый электрод с малым радиусом кривизны (рисунок 4.16). Были рассмотрены несколько конфигураций катода с разными радиусами кривизны  $r_{curv}$ , углами раствора  $\alpha$  и толщинами  $R_{tip}$ , описанные в таблице 3. Длина промежутка от вершины острия до плоского анода равна  $d = 10$  мм. На катод подавалось постоянное напряжение  $U_{source}$  отрицательной полярности в широком диапазоне значений (от 5 до 100 кВ). Для ограничения тока разряда в электрическую цепь подключалось последовательно диоду балластное сопротивление  $R_b = 1$  МОм. В электрическую цепь также включена параллельно диоду балластная ёмкость  $C_b = 100$  пФ, так как в реальных диодах неизбежно присутствует межэлектродная ёмкость диода и паразитные ёмкости, которые могут быть реализованы в технических устройствах в виде отдельного конденсатора. В качестве рабочего газа выступал воздух атмосферного давления, плазмохимическая схема которого описана в таблице 4 в Приложении А.

Таблица 3 — Геометрические параметры игольчатого электрода

#	Радиус скругления $r_{curv}$ , МКМ	Полуширина иглы $R_{tip}$ , мм	Угол раствора $\alpha$ , град
<b>T1</b>	100	0.50	26
<b>T2</b>	30	0.30	20
<b>T3</b>	10	0.16	12



а) Схема газоразрядного промежутка б) Схема игольчатого коронирующего электрода

Рисунок 4.1 — Схематическое изображение газоразрядного диода

Рассмотрим основные закономерности эволюции коронного разряда, демонстрирующие общие свойства короны. Результаты опубликованы в [169–175].

#### 4.1 Импульсно–периодический режим горения коронного разряда

Для данного режима рассматривалась отрицательная полярность напряжения  $U_{source}$ , величина которого варьировалась от  $-5$  до  $-100$  кВ, а геометрические параметры игольчатого катода соответствовали **T1** (из таблицы 3). Рассмотрим профили напряжения и тока разряда при различных приложенных напряжениях на рисунке 4.2. На осциллограммах можно отметить несколько ярко выраженных стадий формирования короны.

Так, *предпробойная стадия* характеризуется плавным ростом напряжения на промежутке с нуля до  $U_1 \sim 1,4$  кВ. Благодаря большой балластной ёмкости и сопротивлению, при которых характерной время зарядки составляет  $t_{RC} = 100$  мкс, напряжение на промежутке медленно увеличивается. Ионизационные процессы начинаются с  $t_{cr} \sim 8,5$  мкс, когда величина электрического поля вблизи катода превышает критическое значение  $E_{cr} = 30$  кВ  $\cdot$  см $^{-1}$ . За это время (от  $\sim 8,5$  мкс до первого импульса тока  $\sim 18,5$  мкс) формируется нескомпенсированный пространственный заряд с концентрацией  $\sim 10^9$  см $^{-3}$  (рисунок 4.3а). Отрицательный заряд обеспечивает преимущественно отрицательные ионы  $O_2^-$ , в то время как положительный заряд у катода — исключительно положительные ионы  $O_4^+$ . Длительность предпробойной стадии (или время запаздывания пробоя)  $t_1$  можно оценить из выражения  $U_1 = U_{source} (t_1/t_{RC})$ .

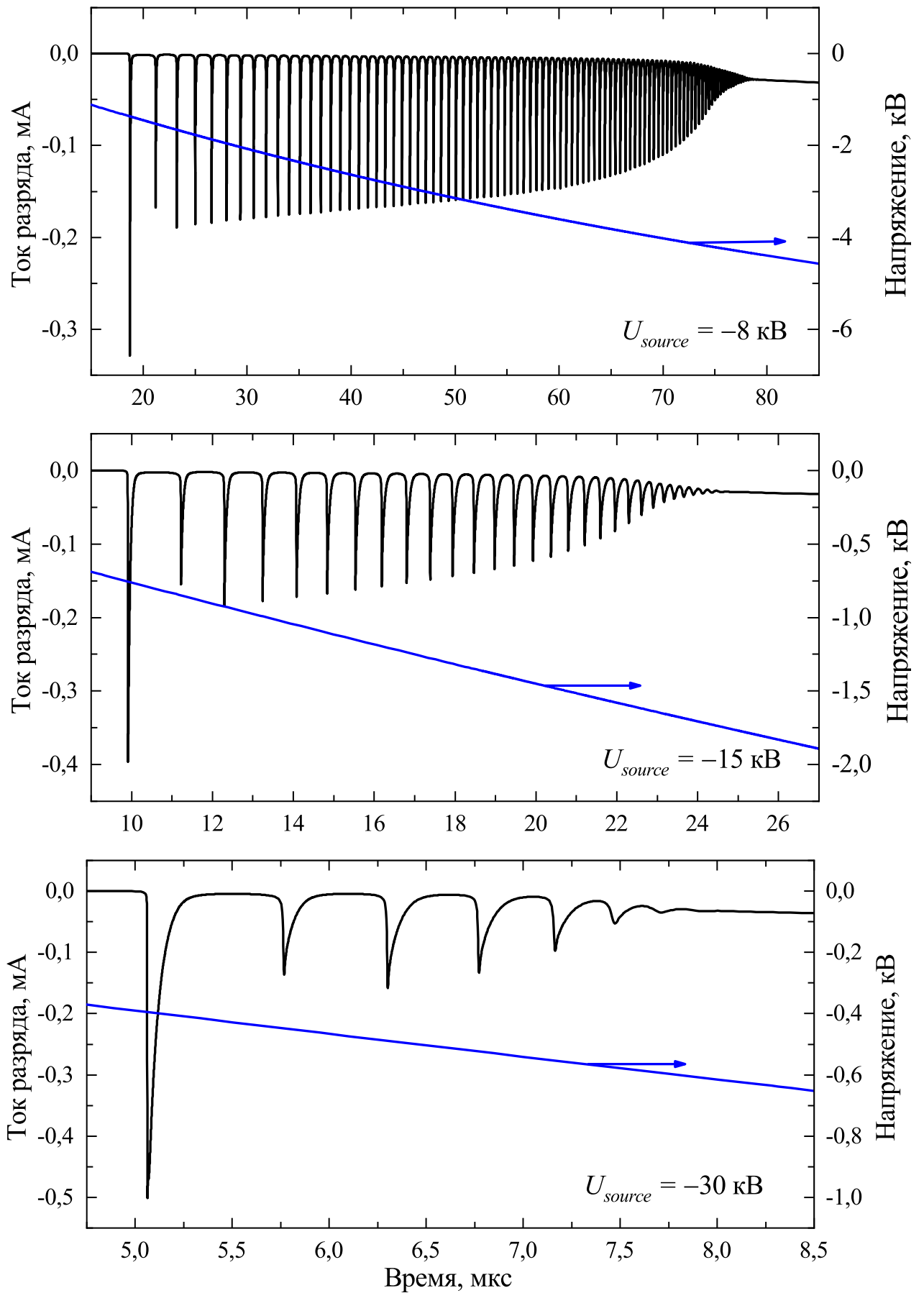


Рисунок 4.2 — Коммутационные характеристики импульсно–периодического режима горения коронного разряда

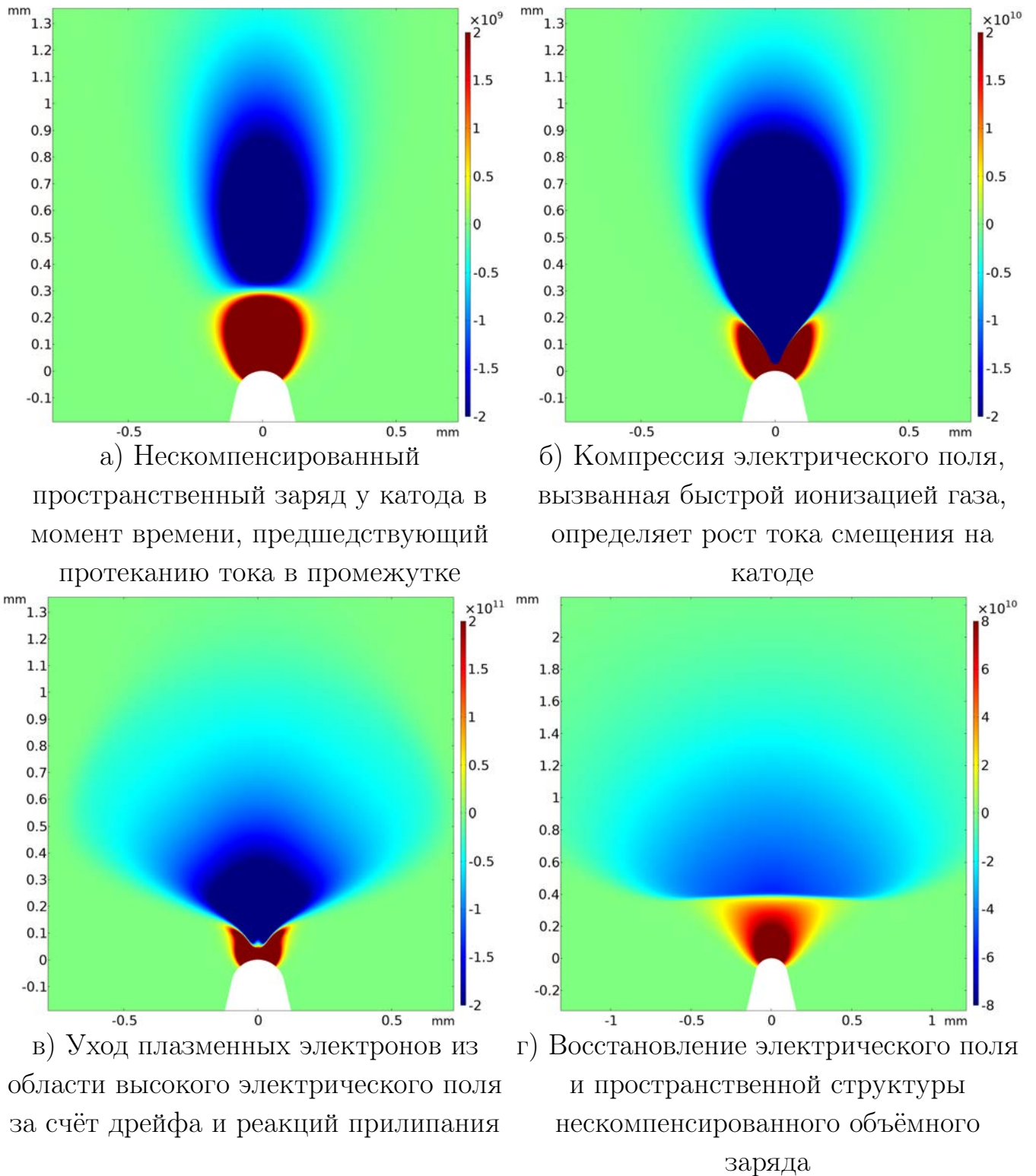


Рисунок 4.3 — Распределение пространственного заряда вблизи острия

*Вторая стадия* определяется быстрым ростом плотности плазмы вблизи острейного электрода и формированием первого импульса тока, за которым следует частотно-импульсная последовательность импульсов Тричела. При дальнейшем росте напряжения на промежутке концентрация плазмы у катода становится достаточно высокой, чтобы пространственный заряд начал

искажать электрическое поле вблизи острия. Это приводит к резкому росту скорости ионизации **R1** (таблица 4) в области усиленного поля, что способствует дальнейшему искажению электрического поля в области ионизации. В итоге наблюдается «компрессия» электрического поля вблизи острия с характерной шириной области  $\sim 100$  мкм. Она определяет фазу роста импульса тока смещения на катоде. Во время этой фазы в результате локальной ионизации образуется отрицательный пространственный заряд электронов, концентрация которого за несколько наносекунд возрастает с  $\sim 10^{11}$  см $^{-3}$  до  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$ . Далее эти плазменные электроны уходят из области ионизации как за счёт дрейфа, так и за счёт прилипания за характерные времена  $\sim 200$  нс.

На рисунке 4.4 представлены временные профили токов проводимости компонент плазмы и тока смещения, протекающие через поверхность острийного катода с привязкой к профилю импульса тока разряда. Фронт роста импульса формирует ток смещения, вызванный резким ростом плотности плазмы и последующей «компрессии» электрического поля вблизи скругления острийного катода. При достижении высокой плотности плазмы ток разряда обеспечивается положительными ионами  $O_4^+$ , в то время как ток смещения претерпевает скачкообразное переполяривание. Это происходит из-за «декомпрессии» электрического поля вблизи острия: электроны и отрицательные ионы  $O_2^-$  уходят из области высокого поля, положительные ионы с высокой плотностью начинают продвигаться вглубь промежутка, а электрическое поле начинает восстанавливаться. Этому процессу соответствует характерный «выступ» профиля тока в максимуме.

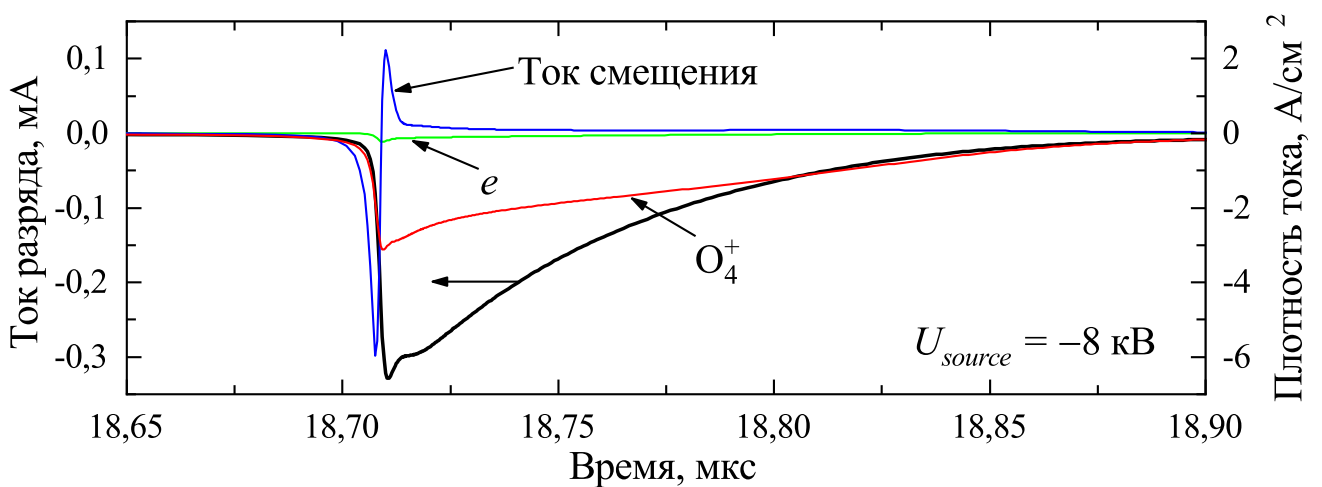


Рисунок 4.4 — Временная развёртка парциальных плотностей токов, формирующих импульсы Тричела

Рассмотрим внутренние характеристики режима импульсов Тричела на рисунке 4.5. Так, характеристики импульсов практически не меняются от величины приложенного напряжения на источнике  $U_{source}$ . При плавном росте напряжения на промежутке длительности межимпульсных интервалов плавно уменьшаются, а длительности импульсов растут. Частота следования импульсов Тричела также дрейфует от 0,7 — 1,0 МГц в начале до 4,0 МГц к концу второй стадии.

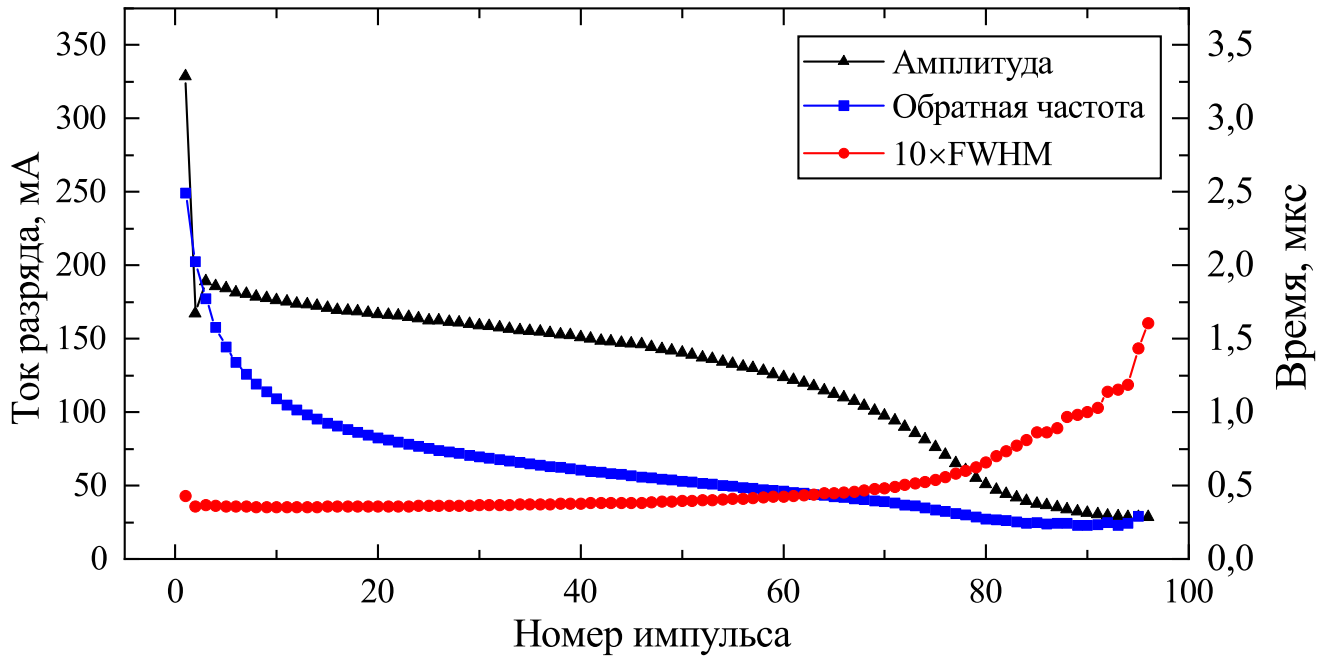


Рисунок 4.5 — Дрейф амплитуд, длительностей на полувысоте и межимпульсных интервалов в режиме импульсов Тричела в зависимости от номера импульса в последовательности

Для первых двух импульсов характерны отличные от последующих импульсов амплитуды, которые также наблюдаются в различных экспериментах [23; 136]. Это объясняется установлением периодического режима, так как между импульсами среднее электрическое поле на катоде ограничено пространственным зарядом (рисунок 4.6). Для первого импульса критическая напряжённость электрического поля на острие катода, при котором формируется импульс тока, составляет  $\sim 60 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ , в то время как для последующих импульсов она составляет  $\sim 55 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ . При росте напряжения на промежутке напряжённость поля между импульсами медленно увеличивается, что приводит к уменьшению тока смещения, формирующего фронт роста импульса тока, а в фазе затухания частотно-импульсного режима его величина становится равной  $\sim 120 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ .



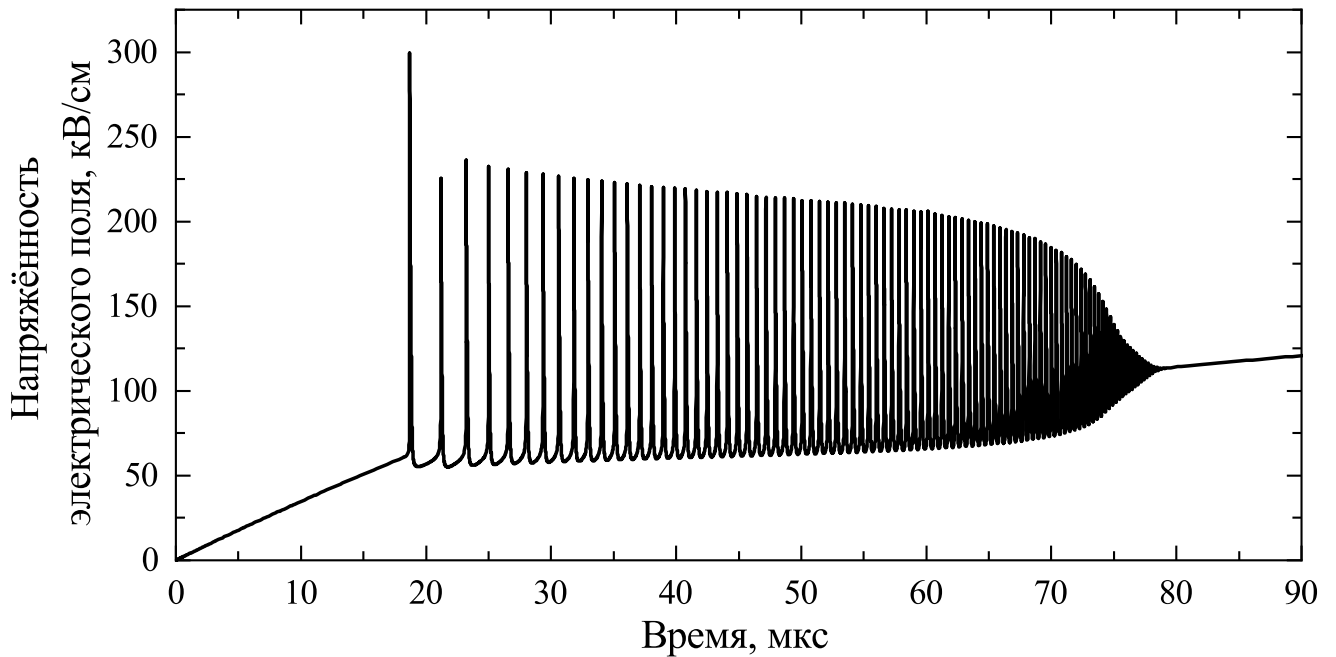


Рисунок 4.6 — Временная развёртка напряжённости электрического поля на поверхности катода

Также были проведены расчёты первых импульсов Тричела при различных конфигурациях игольчатого электрода (рисунок 4.7) Для этих расчётов напряжение на источнике  $U_{source} = -3,9$  кВ, а геометрические параметры острейного электрода описаны в таблице 3. Так, при уменьшении радиуса скругления острия ионизационные процессы наступают быстрее из-за большего усиления электрического поля вблизи острия, что приводит к более быстрому формированию импульса тока. Однако из-за меньшей площади поверхности острия амплитуда импульса уменьшается. Интересно, что длительности импульсов на полувысоте при разных конфигурациях острий остаются примерно на уровне  $\sim 50$  нс. Длительность импульсов определяется скоростью ухода избыточного отрицательного заряда из области усиленного электрического поля, т. е. процессами прилипания электронов молекулами фонового газа. Таким образом, конфигурация острийного электрода слабо влияет на профиль импульса тока. С уменьшением радиуса кривизны острия  $r_{curv}$  частота следования импульсов уменьшается, как и их амплитуда.

Частотно-импульсная последовательность импульсов Тричела имеет ограниченную длительность из-за плавного роста напряжения на промежутке. При протекании импульсов тока Тричела плазма постепенно продвигается к аноду, причём чем ближе плазма к аноду, тем меньше амплитуды импульсов тока. В итоге, импульсно-периодический режим протекания тока прекращается и пере-

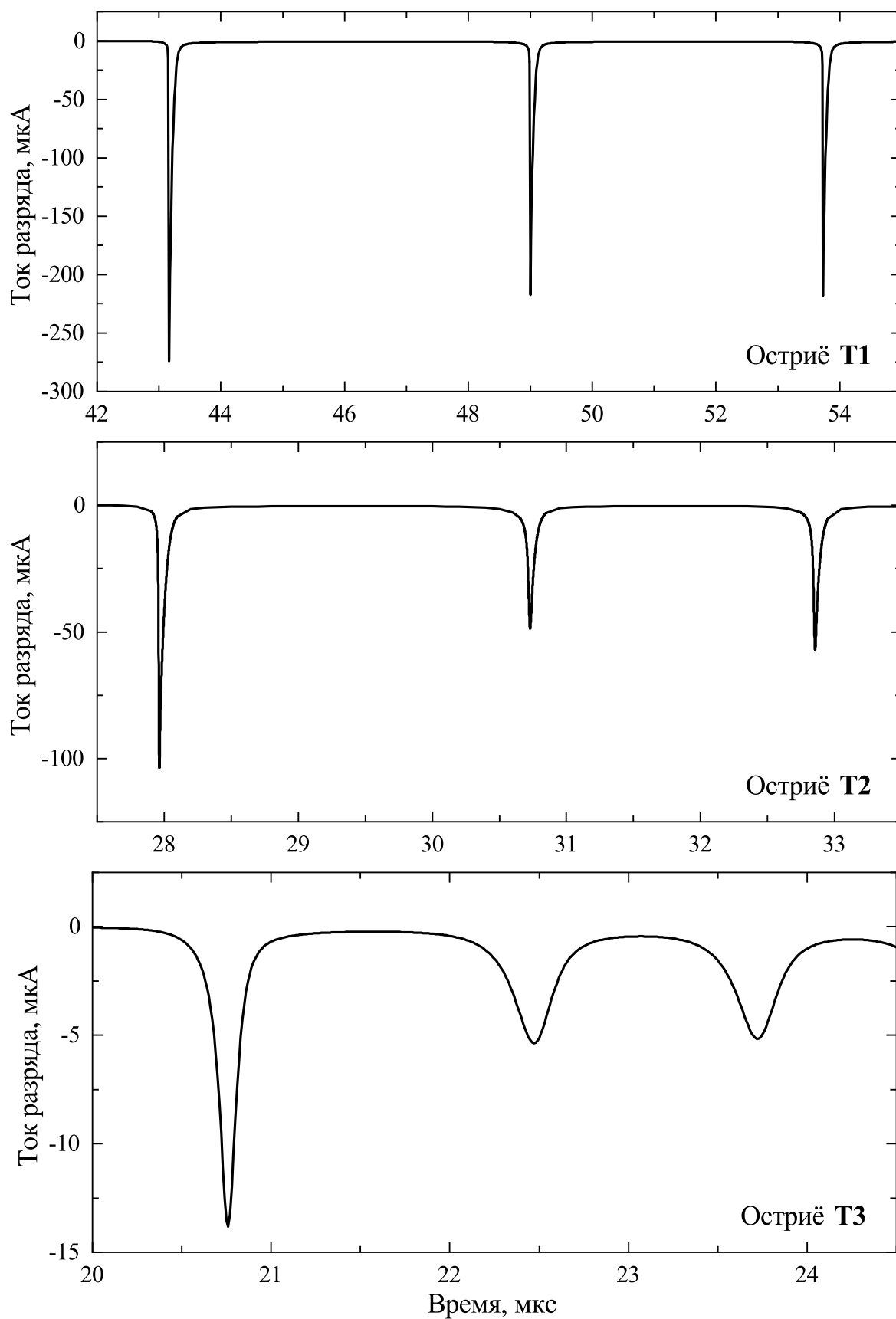


Рисунок 4.7 — Влияние конфигурации острейного электрода на формирование первых импульсов Тричела

ходит в фазу стационарного протекания тока (рисунок 4.8). Причём ток разряда в конце режима импульсов Тричела не зависит от напряжения на источнике  $U_{source}$  и составляет 27 — 29 мкА, хотя напряжение на промежутке при этом составляет 4,35 кВ и 3,3 кВ при  $U_{source} = -8$  кВ и  $U_{source} = -15$  кВ соответственно.

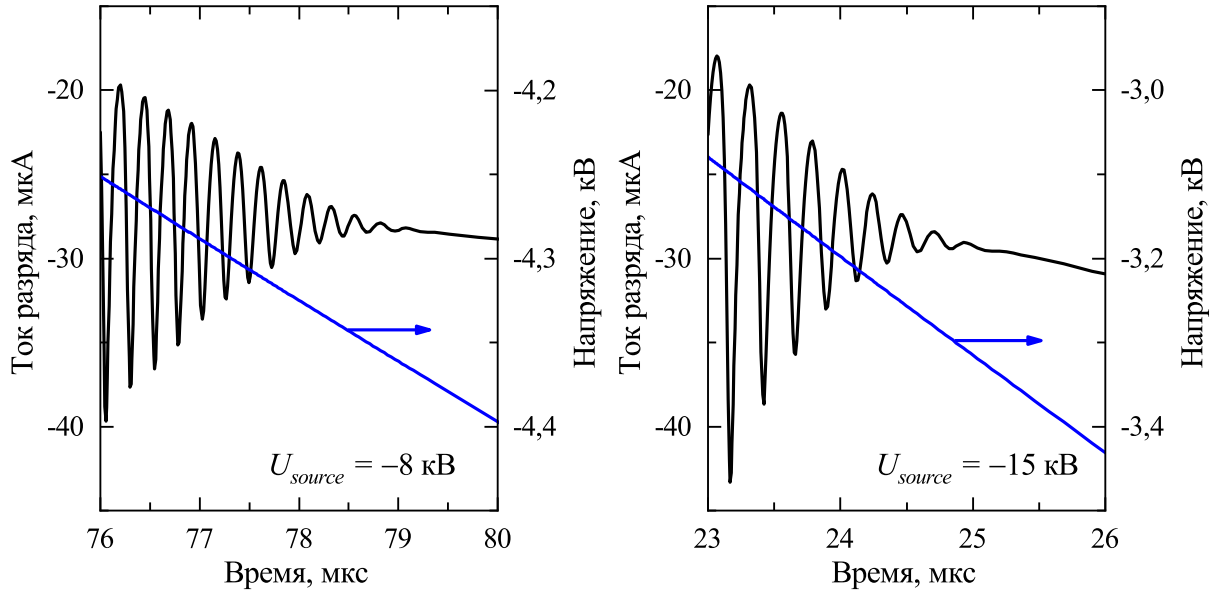


Рисунок 4.8 — Затухание частотно-импульсного режима протекания тока

## 4.2 Переход к стационарному режиму протекания тока

При достижении плазмы анода происходит затухание импульсного режима и переход в *третью стадию*. Данная стадия характеризуется монотонным ростом тока разряда (рисунок 4.9). Характерная скорость роста тока разряда в этой стадии пропорциональна приложенному напряжению на источнике  $U_{source}$  и составляет  $dI_{diode}/dt \sim 1,5$  мкА · мкс<sup>-1</sup> и  $dI_{diode}/dt \sim 3$  мкА · мкс<sup>-1</sup> при  $U_{source} = -8$  кВ и  $U_{source} = -15$  кВ соответственно.

В промежуточной стадии плазма в промежутке имеет структуру, показанную на рисунке 4.10. После затухания импульсно-периодического режима протекания тока плазма в промежутке сугубо нескомпенсированная. Вблизи катода сосредоточен положительный пространственный заряд из положительных ионов  $O_4^+$  с концентрацией  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, а в остальном промежутке — отрицательные ионы  $O_2^-$  с концентрацией  $\sim 10^{11} - 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, а электрическое поле в промежутке — неоднородно. Такое распределение плазмы схоже со структурой стационарного коронного разряда (см. рисунок 3.2).

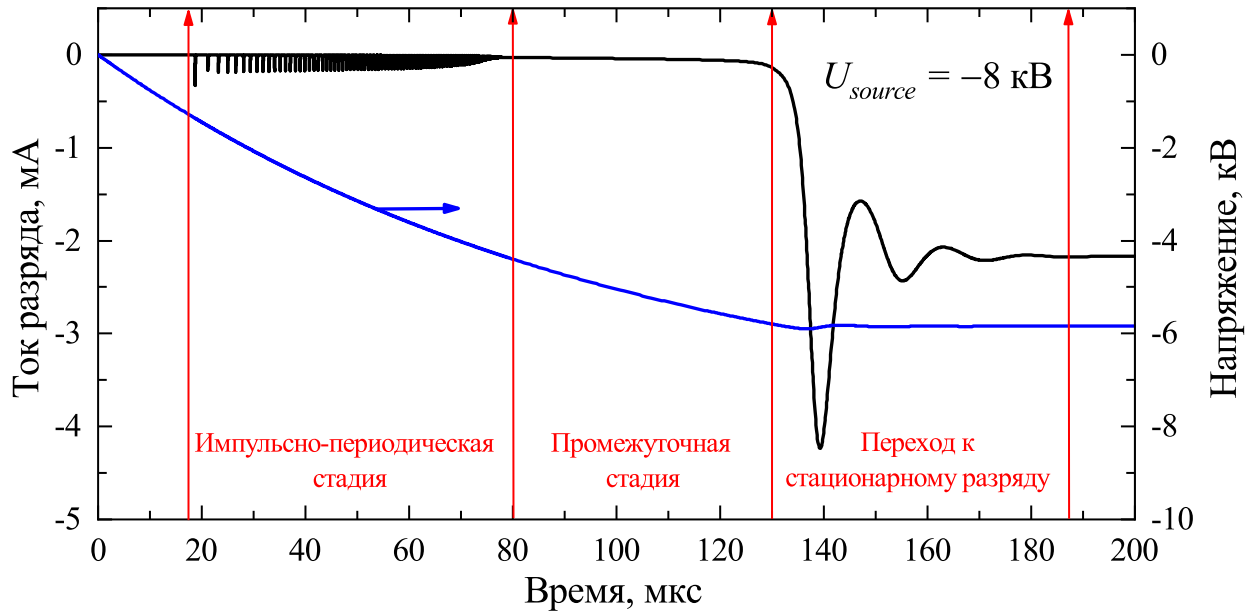


Рисунок 4.9 — Коммутационные характеристики перехода к сильноточному режиму горения коронного разряда

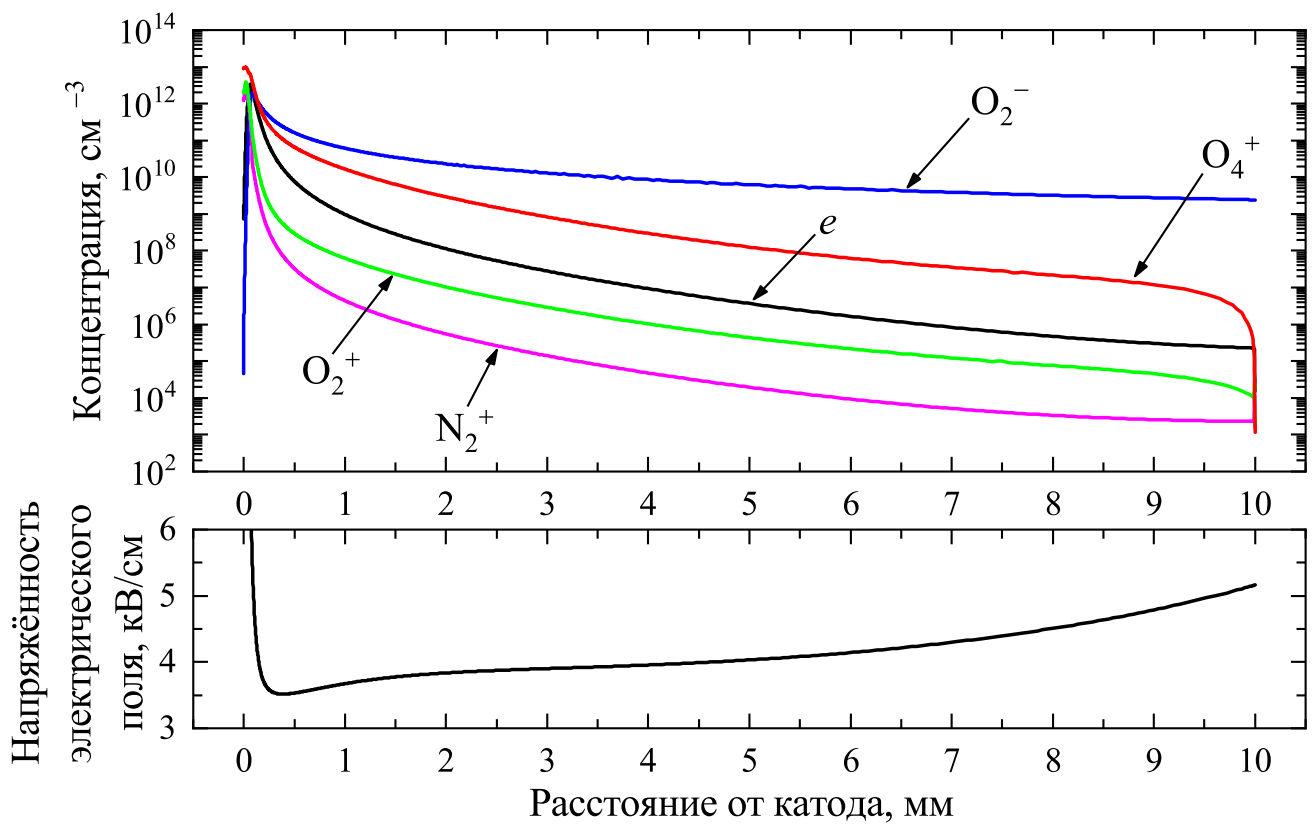
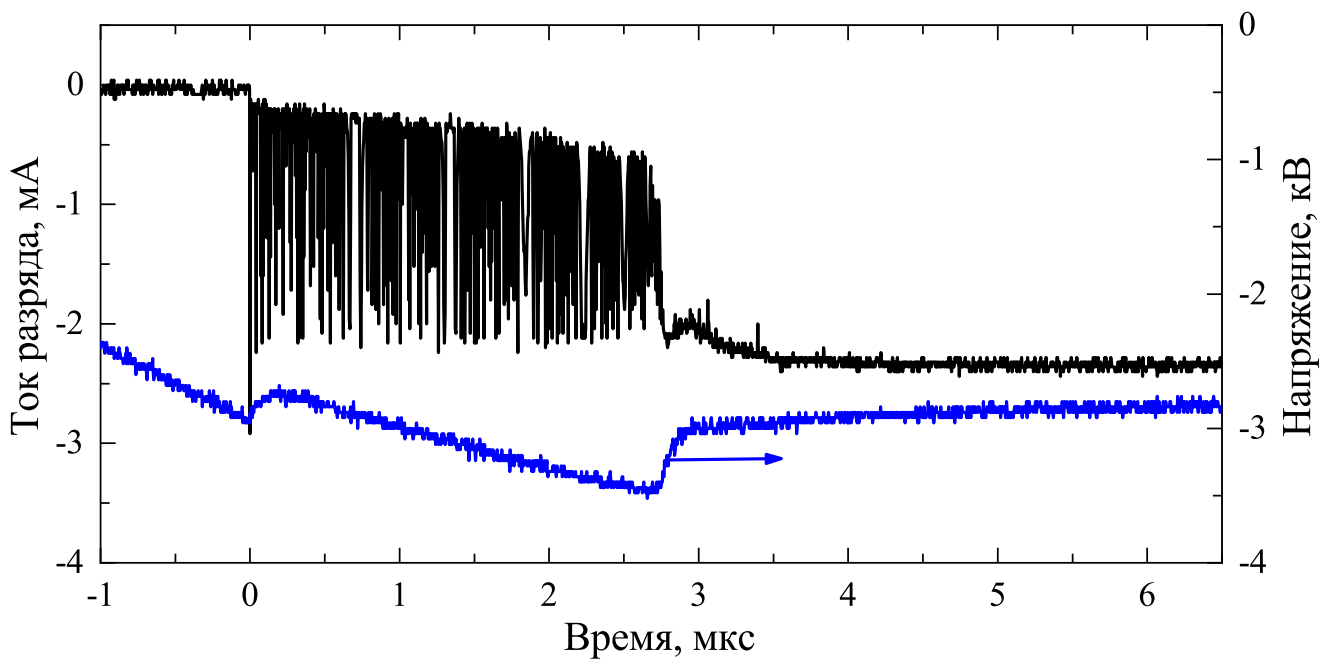


Рисунок 4.10 — Распределение плазмы и электрического поля вдоль оси симметрии после затухания частотно-импульсного режима

Промежуточная стадия продолжается до тех пор, пока напряжение на промежутке не достигнет значения  $U_2 \sim 5,9$  кВ. Такое значение напряжения соответствует среднему значению электрического поля в промежутке  $E_{average} = U_2/d \sim 6$  кВ · см<sup>-1</sup>. Для поддержания стационарной плазмы по всей длине промежутка в положительном столбе тлеющего разряда требуется уровень напряжённости электрического поля  $\sim 5$  кВ · см<sup>-1</sup> · атм<sup>-1</sup> [2], что в итоге выполняется из-за постоянного роста напряжения на промежутке. Если напряжение на промежутке создаёт среднее поле существенно выше этого уровня, то промежуточная стадия перехода от частотно-импульсного режима к стационарному разряду может быть достаточно короткой или даже вообще отсутствовать. Этот режим можно наблюдать на рисунке 4.11, где показаны экспериментальные осциллограммы тока и напряжения разряда. Данный режим представляет собой «компромиссный» вариант, так как из-за большой разницы в уровне токов на разных стадиях развития коронного разряда в эксперименте не удастся одновременно зафиксировать все четыре стадии, как это показано на рисунке 4.9.



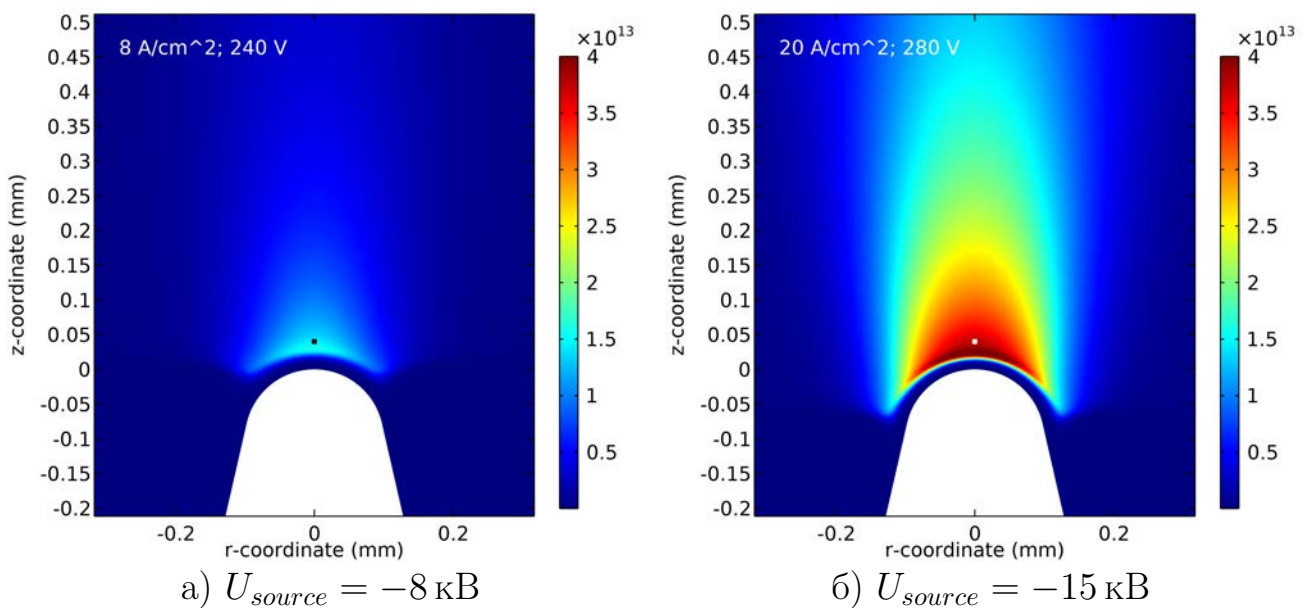
Полоса пропускания осциллографа 1 ГГц

Рисунок 4.11 — Экспериментальные профили тока коронного разряда и напряжения на промежутке с параметрами, близкими к расчетной модели [175]

При достижении достаточной напряжённости электрического поля в промежутке происходит переход к сильноточному режиму (рисунок 4.9). Он характеризуется резким ростом тока разряда на несколько порядков величины

с микроамперного уровня в промежуточной стадии. Такой переход носит характер релаксационных затухающих колебаний. Механизм перехода очень похож на таунсендовский пробой. Так, при превышении порогового значения напряжённости электрического поля в промежутке происходит лавинообразный рост плотности свободных электронов. Их пространственный заряд быстро перераспределяет электрическое поле в промежутке и приводит к его «компрессии» вблизи острейшего электрода. Таким образом, такой процесс перехода можно назвать «повторным пробоем» газоразрядного промежутка.

В результате «повторного пробоя» разряд переходит в *четвёртую стадию*, в которой реализуется структура классического тлеющего разряда, хотя геометрия промежутка сильно отличается от плоской (рисунок 4.12). Распределение электронов остаётся сильно неоднородным, что характерно для короны. Наблюдается также прикатодный слой объёмного заряда с характерной шириной  $\sim 20$  мкм, прикатодным падением напряжения  $\sim 240 - 280$  В и плотностью тока на оси вблизи вершины  $\sim 8 - 20$  А  $\cdot$  см $^{-2}$ . Для нормального тлеющего разряда в воздухе атмосферного давления характерны толщина слоя  $\sim 6$  мкм, плотность тока ( $\sim 200$  А  $\cdot$  см $^{-2}$ ) и среднее падение напряжения  $\sim 270$  В [2]. Таким образом, прикатодный слой в стационарном коронном разряде проявляет признаки особого (нестандартного) режима функционирования, явно обусловленного сильно неоднородной геометрией.



Концентрация плазмы в см $^{-3}$ . Вверху слева указаны локальная плотность тока и электрический потенциал (относительно катода) в точке  $z = 50$  мкм

Рисунок 4.12 — Структура прикатодного слоя тлеющего разряда

На рисунке 4.13 представлено распределение всех компонент плазмы и электрического поля вдоль оси разряда стационарного тлеющего разряда. Структура положительного столба представляет собой квазинейтральную плазму из положительных ионов  $O_4^+$  с концентрацией  $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и отрицательных ионов  $O_2^-$  и электронов. Электрическое поле в плазменном столбе однородно, а его величина составляет  $\sim 5,5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ .

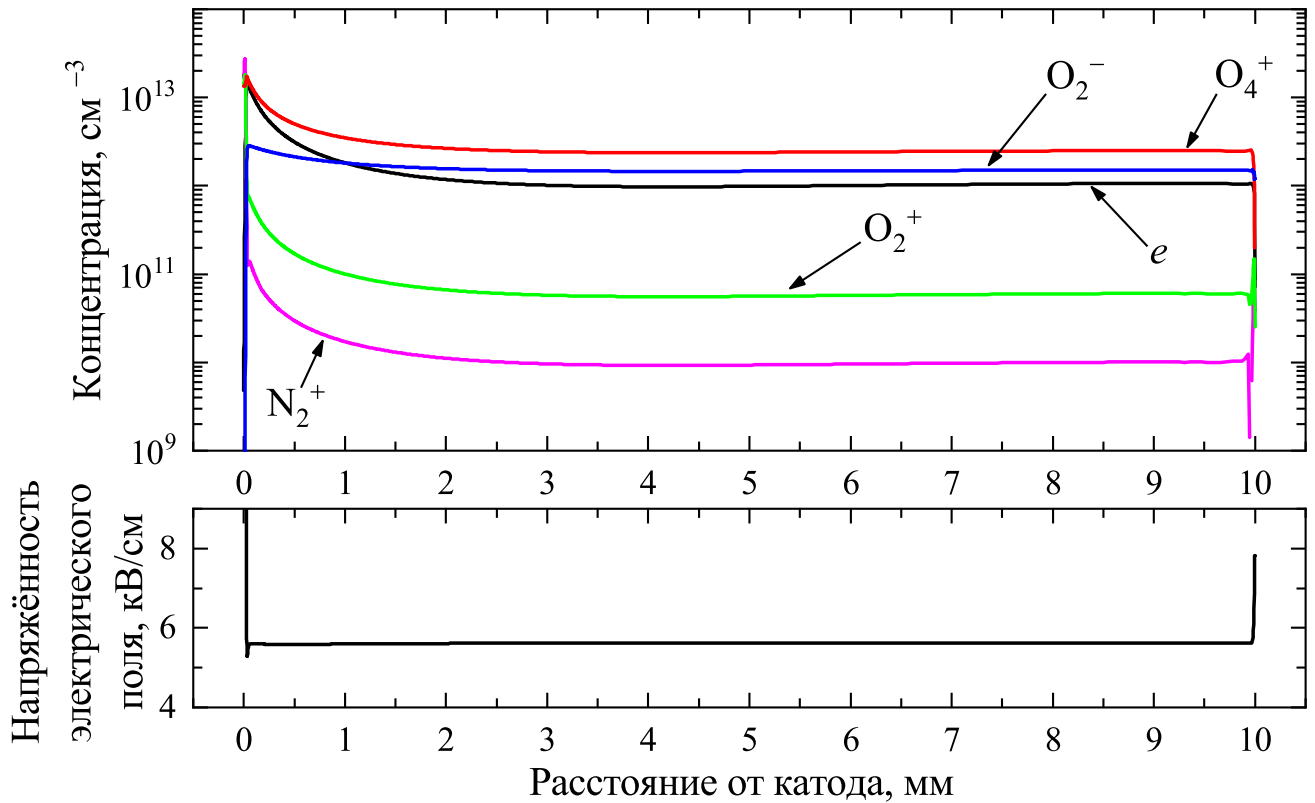


Рисунок 4.13 — Структура положительного столба стационарного тлеющего разряда

Стационарный тлеющий разряд характеризуется постоянным напряжением горения  $U_2 \sim 5,9 \text{ кВ}$ , независимым от напряжения на источнике  $U_{source}$ . Хотя электрическое поле однородно вдоль оси разряда, плотность тока разряда сильно уменьшается из-за уменьшения плотности плазмы при удалении от острия. Тот факт, что постоянное напряжение горения наблюдается при большой вариации тока разряда, говорит о том, что плотность тока разряда определяется процессами в прикатодной области, а положительный столб играет пассивную роль проводника, проводимость которого поддерживается одним и тем же напряжением.

На рисунке 4.14 показана локальная динамика токов в плазмы вблизи острейного катода. Так, в стационарной стадии суммарная плотность тока

ионов составляет  $\sim 70 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ , а плотность тока свободных электронов —  $\sim 5 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ , что приблизительно в 70 раз выше. Это означает, что концентрация свободных электронов в плазме в несколько раз ниже концентрации ионов, но проводимость плазмы по-прежнему является электронной. Такая ситуация типична для воздушной плазмы [17; 137], когда её квазинейтральность поддерживается балансом положительных и отрицательных ионов, а перенос тока обеспечивается электронами.

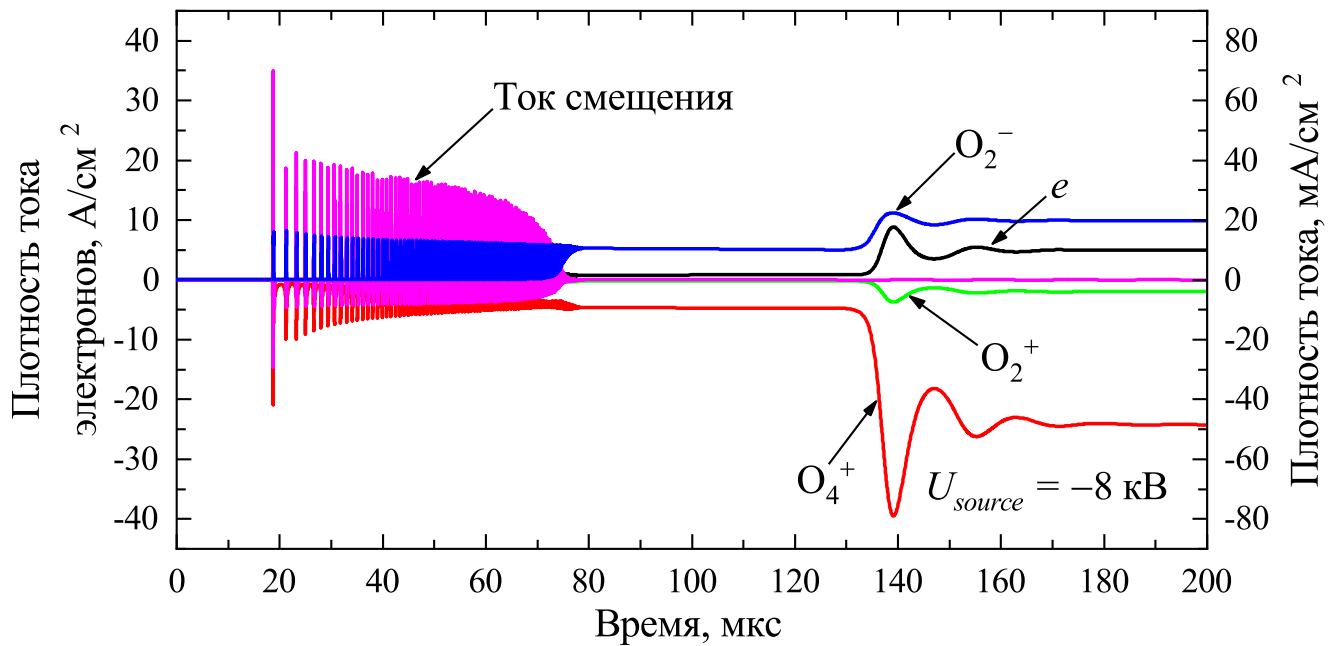


Рисунок 4.14 — Временная развёртка парциальных плотностей токов в точке, удалённой на 100 мкм от вершины острия

### 4.3 Смена режима формирования коронного разряда при высоких скоростях роста напряжения

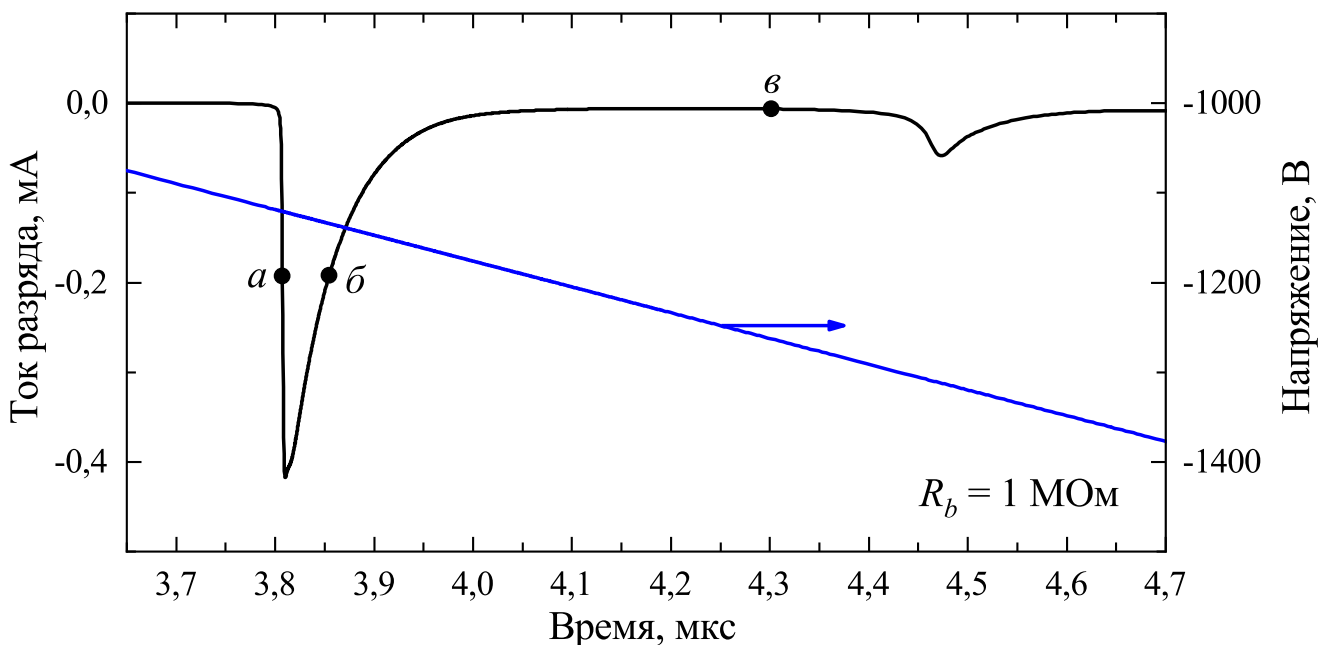
Описанные ранее частотно-импульсный режим и последующий переход в стационарный тлеющий разряд обеспечивались плавным ростом напряжения на промежутке. Было показано, что при медленной скорости роста напряжения  $dU/dt \sim U_{source}/R_b C_b$  на промежутке «острие-плоскость» ( $\sim 0,16 \text{ V} \cdot \text{нс}^{-1}$ ) механизм генерации импульсов Тричела определяется развитием катодонаправленного стримера вблизи острия. При высоких скоростях роста наблюдается развитие стримеров шаровой формы, которые не успевают переключиться весь промежуток и формируют единичный импульс тока, который уже нельзя называть импульсом Тричела [17; 25; 138]. Рассмотрим переход от частотно-импульсного



режима горения коронного разряда к одноимпульсному режиму пробоя промежутка «острие–плоскость».

Рассмотрим конфигурацию диода (рисунок 4.1) со следующими геометрическими параметрами: межэлектродное расстояние  $d = 8,5$  мм, радиус кругления острейного катода  $r_{curv} = 75$  мкм, амплитуда напряжения на источнике  $U_{source} = -30$  кВ, балластная ёмкость  $C_b = 100$  пФ. Вариация скорости роста напряжения на промежутке определялась изменением балластного сопротивления  $R_b$  в диапазоне от 100 кОм до 20 МОм.

При скорости роста напряжения на промежутке  $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$  (и соответствующем балластном сопротивлении  $R_b = 1 \text{ МОм}$ ) наблюдаются характерные изменения импульсно–периодического режима протекания тока (рисунок 4.15). Так, амплитуда первого импульса Тричела примерно десять раз выше амплитуды второго и последующих импульсов в последовательности. Время запаздывания пробоя уменьшилось в  $\sim 15$  раз (при скорости  $\sim 0,16 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$  оно составляло  $\sim 60$  мкс), а амплитуда увеличилась в  $\sim 3$  раза. Как и при меньших скоростях роста напряжения, протекание тока не влияет на профиль напряжения на промежутке из-за малого переноса заряда за время импульса.



Точки на профиле тока обозначают моменты времени, для которых отображены распределения плазмы в промежутке на рисунке 4.16

Рисунок 4.15 — Коммутационные характеристики коронного разряда при скорости роста напряжения  $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$

Рассмотрим распределения плазмы в промежутке в течение первого импульса тока (рисунок 4.16). Перед началом импульса тока концентрация плазмы составляла  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , которая быстро (за десятки наносекунд) возрастает до  $\sim 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в фазе роста импульса тока. К концу первого импульса тока отрицательные ионы  $\text{O}_2^-$  и электроны продвинулись почти на половину газоразрядного промежутка. Таким образом, при скорости роста напряжения на промежутке  $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$  коронный разряд всё ещё функционирует в режиме импульсов Тричела, однако уже проявляются признаки режима одноимпульсного пробоя газоразрядного промежутка.

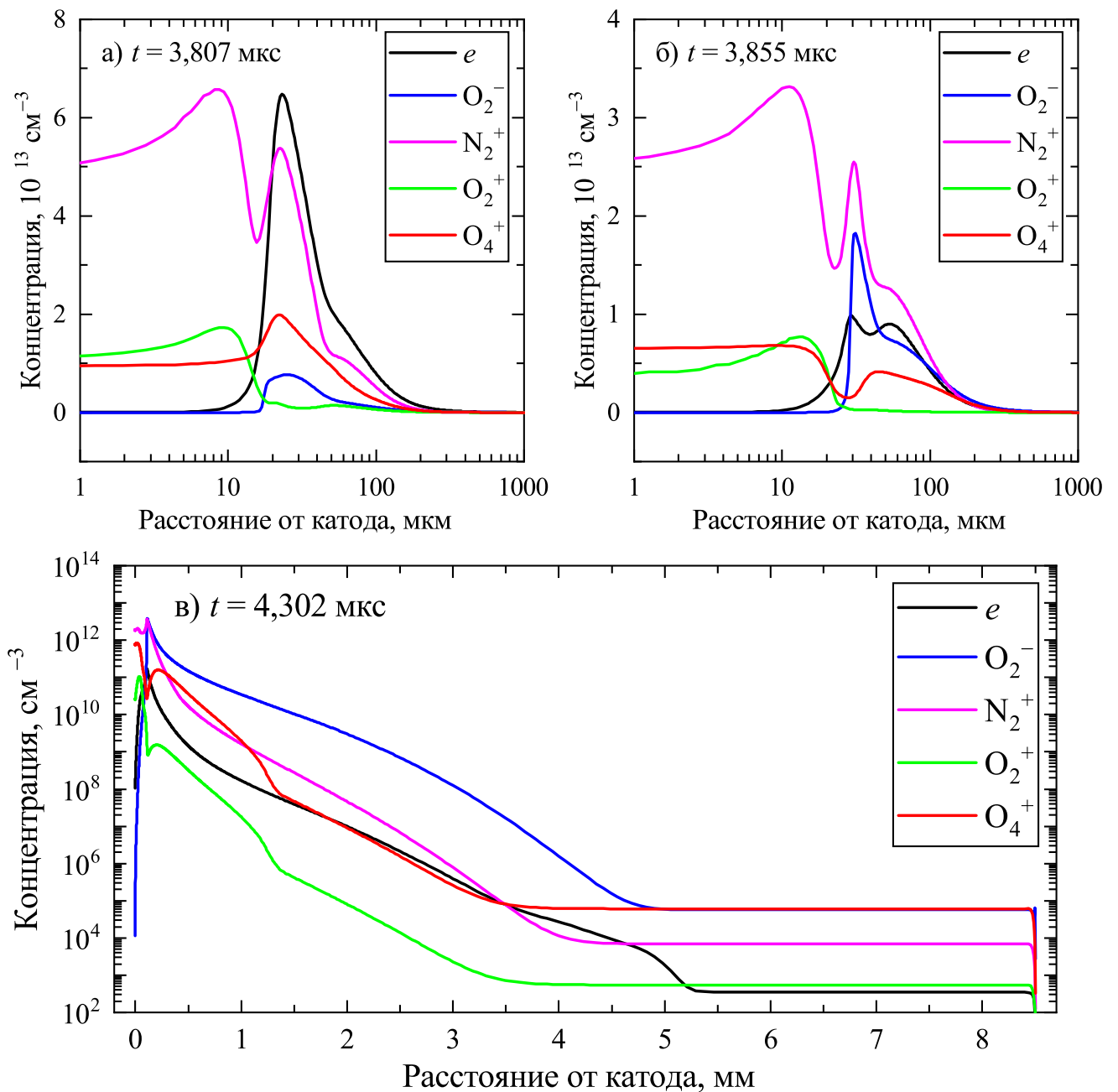


Рисунок 4.16 — Пространственно–временная эволюция плазмы в течение первого импульса тока при скорости роста напряжения  $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$

Увеличение скорости роста напряжения до  $\sim 3,0 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$  (и соответствующем балластном сопротивлении  $R_b = 100 \text{ кОм}$ ) приводит к уменьшению времени запаздывания пробоя до  $\sim 0,5 \text{ мкс}$  и смене режима формирования коронного разряда (рисунок 4.17). Так, профиль тока первого импульса существенно изменяется: имеется очень короткий (субнаносекундный) положительный выброс тока с амплитудой в два раза выше амплитуды основного импульса. Такой положительный выброс тока можно интерпретировать как катодонаправленный стример. Основными составляющими положительного выброса являются ток проводимости электронов и смещения Максвелла, протекающие через поверхность острейного катода. Такой высокий ток электронов обеспечивается плотностью тока на уровне  $\sim 10^3 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$  (и с максимумом  $\sim 6 \cdot 10^5 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$  на оси разряда), протекающий через малую площадь поверхности острия катода  $S_{curv} = 2\pi r_{curv}^2 \sim 3,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ .

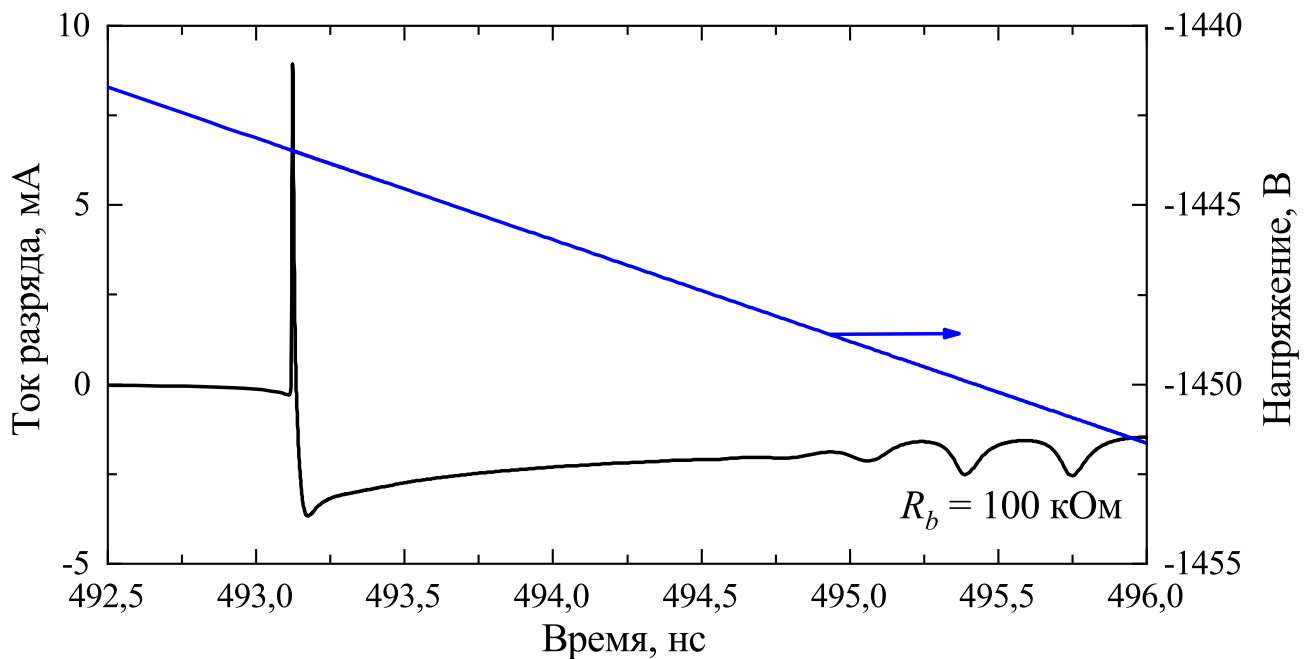


Рисунок 4.17 — Коммутационные характеристики коронного разряда при скорости роста напряжения  $\sim 3,0 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$

Рассмотрим механизм формирования положительного выброса тока. Из-за высокой скорости роста напряжения на промежутке время запаздывания пробоя уменьшается до  $\sim 0,5 \text{ мкс}$  и ионизационные процессы приводят к резкому росту плотности плазмы вблизи катода до уровня  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Увеличение нескомпенсированного объёмного заряда приводит к «компрессии» электрического поля у катода, что в свою очередь приводит к ещё большему

усилению поля. В отличие от механизма формирования импульсов Тричела, при котором процесс «компрессии» поля останавливается около острия на характерном расстоянии 100 мкм, в данном режиме плотность плазмы, обусловленная быстрой ионизацией в области усиленного поля, настолько высока ( $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), что «сжатое» электрическое поле не может остановить продвижение отрицательного заряда к катоду, что приводит к достижению плазмой поверхности катода и протеканию тока обратной (положительной) полярности. Такой режим протекания тока свидетельствует о формировании катодонаправленного стримера.

Достижение плазмой катода и протекание тока через его поверхность, а также дрейф в сильном электрическом поле по направлению к аноду и прилипание электронов к молекулам рабочего газа приводит к уменьшению плотности отрицательного пространственного заряда вблизи катода. Этот процесс характеризуется спадом положительного тока разряда. Максимум плотности электронов смещается к плоскому аноду, происходит «декомпрессия» электрического поля, что приводит к переполяриванию тока и формированию отрицательного импульса. Движение плазменной границы к аноду, сопровождающийся отрицательным выбросом тока, можно интерпретировать как анодонаправленный стример.

#### Выводы к Главе 4

Исследование импульсно–периодического режима коронного разряда в газоразрядном промежутке с неоднородной геометрией типа «острие–плоскость» показало, что при плавном росте напряжения на промежутке, которое обеспечивается включением в электрическую схему малой балластной ёмкости, отчётливо наблюдается несколько последовательных стадий: *предпробойная стадия* (запаздывание пробоя), которая характеризуется плавным ростом напряжения на промежутке и формированием нескомпенсированного пространственного заряда; стадия *частотно–импульсного режима протекания тока*, в котором реализуется механизм импульсов Тричела. Длительность данной стадии определяется скоростью роста напряжения на промежутке, а характеристики импульсов Тричела претерпевают дрейф в течение одной последовательности вплоть до их прекращения. При изменении напряжения на источнике характеристики импульсов Тричела практически не изменяются.

При достижении плазмы анода происходит затухание импульсного режима и переход в *промежуточную стадию*. Данная стадия характеризуется плавным ростом тока разряда, в течение которого происходит перераспределение плазмы в промежутке и формировании структуры, схожей со структурой стационарного коронного разряда. При достижении определённого напряжения на промежутке, независимом от величины приложенного напряжения, происходит резкий переход к сильноточному режиму, в результате которого образуется структура *классического тлеющего разряда*. Прикатодный слой в стационарном коронном разряде проявляет признаки особого (нестандартного) режима функционирования, который явно обусловлен сильно неоднородной геометрией.

Увеличение скорости роста напряжения на промежутке приводит к росту тока коронного разряда и резко изменяет механизм формирования плазмы у острия с лавинного на стримерный. При скорости роста  $\sim 3,0 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$  в коронном разряде может реализоваться режим с образованием двух последовательных разнонаправленных стримеров. При формировании первого катодонаправленного стримера происходит образование положительного выброса тока субнаносекундной длительности, за которым следует отрицательный выброс тока, характеризующий анодонаправленный стример.

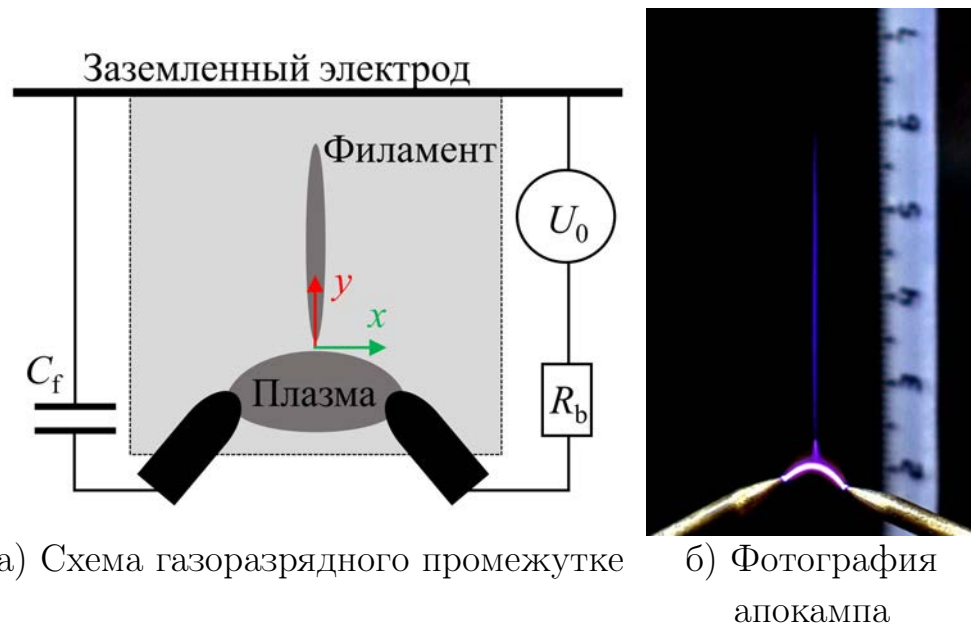
## Глава 5. Плазменный филамент в открытом разряде

Феномен формирования тонкого плазменного филамента на изгибе плазменного канала, названный *апокампиическим* разрядом, был открыт относительно недавно (в 2016 году) [139]. Дальнейшее изучение этого явления позволило выяснить его природу, режимы функционирования, а также условия существования такого вида разряда [140–144]. Так, было показано, что филамент представляет собой не непрерывно горящую струю плазмы, а является частотно–импульсным наложением быстро движущихся «плазменных пульс». В работах [140; 141] было выдвинуто предположение, что апокампиический разряд представляет собой последовательность коротких стримерных разрядов, распространяющихся вдоль протяжённой области ионизованного газа, которая сохраняется от импульса к импульсу. Однако доподлинно механизм формирования плазменного филамента был неизвестен, так как отсутствовали теоретические модели апокампиического разряда. В данном разделе представлены результаты теоретического исследования механизма формирования апокампиического разряда в различных электроотрицательных газах, часть которых были опубликованы в работах [176–179].

### 5.1 Постановка задачи

Рассмотрим трёхэлектродную конфигурацию диода, показанную на рисунке 5.1. Конфигурация представляет собой два острийных электрода с диаметром 4 мм, радиусом скругления 70 мкм и углом при вершине 150°. Они расположены под углом 140° друг к другу на расстоянии  $d = 6,3$  мм друг от друга. На один из острийных электродов подаются высоковольтные импульсы напряжения положительной полярности с амплитудой от 6 до 8 кВ и частотой следования 55 кГц. Второй электрод подключен к «земле» через ёмкостную нагрузку  $C_f$ , то есть находится под плавающим потенциалом. Анод представляет собой плоский диск диаметром 3–10 см, расстояние от которого до острийных электродов  $h$  варьировалось.

Реальная трёхмерная конфигурация газоразрядного диода, используемая в экспериментальных исследованиях, представляет трудности для моделирования. Конфигурация лапласового электрического поля, как и пространственная



а) Схема газоразрядного промежутке б) Фотография апокампа  
Рисунок 5.1 — Конфигурация газоразрядного промежутка

структура плазменного филамента сугубо несимметричная. Поэтому в модели рассматривается двумерная плоская геометрия диода (2D конфигурация), в котором круглые электроды замещены электродами в виде протяжённых лезвий с параллельными кромками. Высоковольтный электрод был подключён к балластному сопротивлению  $R_b = 10$  кОм, а электрод под плавающим потенциалом — через ёмкость  $C_f = 3$  пФ. Амплитуда импульса напряжения на источнике полагалась равным  $U_0 = 15$  кВ, так как коэффициент усиления электрического поля вблизи тонких лезвий заметно ниже, чем в трёхмерной геометрии [145]. Расчёт внешней электрической цепи проводился с помощью алгоритма SPICE (англ. *Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis*), подробную информацию об алгоритме можно найти в [146–148].

В качестве рабочего газа рассматривается чистый молекулярный кислород и хлор атмосферного давления. Для данных газов были сформулированы простейшие кинетические схемы, описанные в таблицах 6 и 7 в Приложении А. В данных схемах были учтены процессы диссоциации электронным ударом (реакции **R4** в таблице 6 и **R3** в таблице 7), так как без их учёта в модели средняя энергия электронов становится слишком высокой, что приводит к завышенной скорости реакции ионизации **R1**. Добавление реакции диссоциации с относительно малой пороговой энергией делает схему более реалистичной и обеспечивает корректное моделирование формирования плазменного филамента.

Так как плазменный филамент наблюдается только при положительной полярности импульса напряжения, в кинетической схеме необходимо также учитывать дополнительный источник свободных электронов в промежутке. По этой причине в модель была добавлена реакция фотоионизации (реакции **R5** в таблице 6 и **R7** в таблице 7), описанная в рамках трёхчленного приближения интегральной модели [100; 149] в Главе 2.4.

Так как рассматриваемые газы являются показательными примерами электроотрицательных газов, были также учтены процессы генерации отрицательных ионов  $O_2^-$  и  $Cl^-$  (реакции **R2** в таблице 6 и **R4** в таблице 7). Так как отрицательные ионы играют важную роль в формировании плазмы, на что указывает то, что апокампиический разряд наблюдается только в электроотрицательных газах, то для данных реакций были взяты более сложные зависимости от температуры электронов  $T_e$ .

Моделирование формирования плазменного филамента проводилось в течение одного импульса напряжения, так как эксперименты указывают на то, что плазменный филамент представляет собой последовательные быстро движущиеся «плазменные пули», то есть положительные стримеры, движущиеся в плазме, созданной за предыдущие импульсы [140]. Так, в течение первых 100–200 импульсов напряжения, следующих с частотой  $\sim 25 - 50$  кГц, между остриями электродами зажигается искровой разряд, который приводит к нагреванию газа в области между электродами до температур выше 1100–1300 °С, образованию светящегося гало и изгибу разрядного канала. С учётом этого, в качестве начальных условий, описывающих начальную фотоионизацию и нагрев газа, были выбраны симметричные гауссовы распределения концентрации плазмы и температуры газа:

$$n_i(x, y) \sim n_e(x, y) = n_{background} + n_{max} \exp \left[ - \left( \frac{x}{\sigma_{n_x}} \right)^2 - \left( \frac{y}{\sigma_{n_y}} \right)^2 \right], \quad (5.1)$$

$$T_g(x, y) = T_{ambient} + (T_{max} - T_{ambient}) \exp \left[ - \left( \frac{x}{\sigma_{T_x}} \right)^2 - \left( \frac{y - y_0}{\sigma_{T_y}} \right)^2 \right], \quad (5.2)$$

где  $n_{background} \sim 10^3 \text{ см}^{-3}$  — фоновая концентрация плазмы,  $n_{max} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  — максимальная концентрация плазмы, типичная для разрядов атмосферного давления,  $T_{ambient} = 300 \text{ К}$  — фоновая температура газа,  $T_{max} = 1100 - 1300 \text{ °С}$  — максимальная температура разрядного канала,  $\sigma$  — характерные



размеры «гауссова пятна». Чтобы приблизить распределения к реальным распределениям плазмы и температуры, формирующимся в течение большого числа импульсов напряжения, профиль концентрации плазмы был сжат в вертикальном направлении, а максимум расположен точно посередине межэлектродного промежутка, в то время как температурный профиль был вытянут в вертикальном направлении из-за конвекции газа (рисунок 5.2).

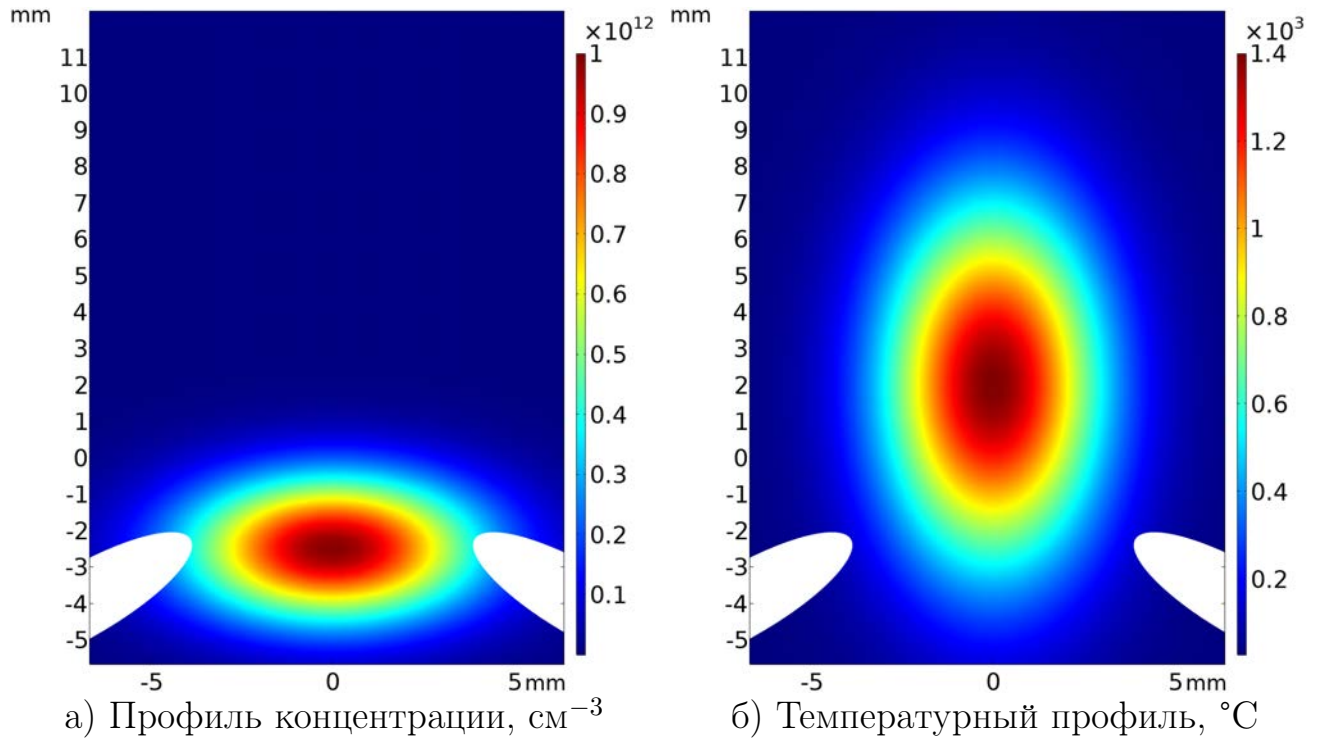


Рисунок 5.2 — Начальные гауссовские распределения плазмы

Необходимо отметить, что в модели не рассматриваются процессы нагрева и не рассчитывается температура газа, а используется заданное постоянное во времени температурное поле. Такое упрощение позволяет проследить за формированием плазменного филамента в течение одного импульса напряжения. Для проверки применимости такого упрощения были также проведены расчёты, объединяющие в себе моделирование газоразрядной плазмы совместно с расчётом динамики температурного поля. Однако результаты показали, что рассчитанное температурное поле близко к заданному гауссовскому распределению. Заданное распределение температуры соотносится с экспериментальными измерениями температуры в плазменном канале [140]. Более точное определение температуры в области прорастания плазменного филамента излишне, так как экспериментальные данные указывают на то, что филамент почти не нагревается, в отличие от области формирования плазменного канала.

## 5.2 Механизм формирования плазменного филамента

Представим результаты моделирования апокампического разряда в кислороде атмосферного давления в открытой двухэлектродной системе. Данная система моделирует экспериментальные условия открытого атмосферного разряда и учитывает только потенциальные электроды. На рисунке 5.3 представлены временные профили тока разряда и напряжения на электродах. Первое зажигание разряда происходит на фронте роста напряжения. При достижении напряжения на высоковольтном электроде  $\sim 2,7$  кВ происходит зажигание искрового разряда. Это приводит к зарядке плавающей ёмкости  $C_f$ , подключённой ко второму электроду. После того, как плавающая ёмкость зарядилась до потенциала, близкому к потенциалу на высоковольтном электроде, протекание тока прекращается и разряд затухает. Повторное зажигание происходит на фронте спада напряжения, когда падение напряжения на промежутке достигает пробивного значения. В конце импульса напряжения на канале квазистационарного разряда поддерживается падение напряжения на уровне  $\sim 1$  кВ.

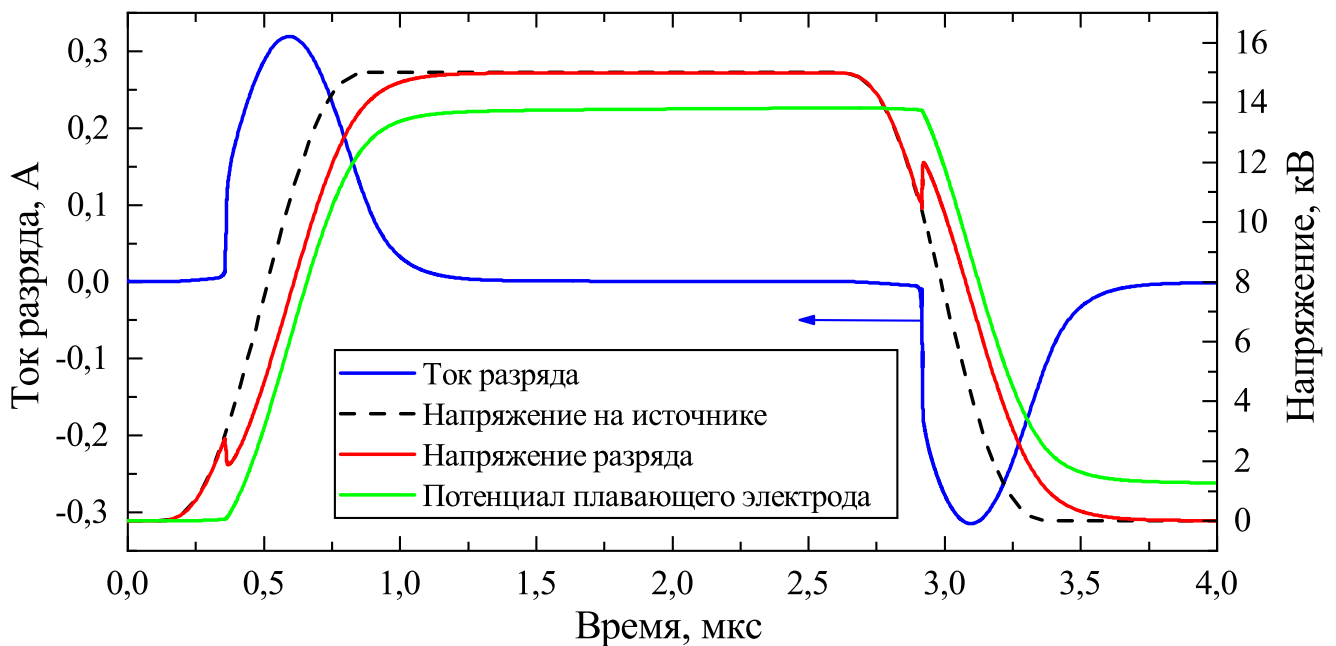


Рисунок 5.3 — Коммутационные характеристики апокампического разряда

На рисунке 5.4 представлена структура плазменного канала, сформированного после одного импульса напряжения. Она представляет собой искривлённый плазменный канал и окружающее его плазменное гало, схожие с экспериментальными фотографиями (рисунок 5.16). Отметим, что в случае

двухэлектродной системы формирование плазменных отростков с изгиба канала не наблюдается. Такое распределение плазмы в межэлектродной области остаётся неизменным в течение нескольких сотен импульсов напряжения.



Рисунок 5.4 — Квазистационарная структура плазменного канала

Экспериментальные исследования апокампиического разряда ясно указывают на то, что природа данного феномена не связана с конвекцией газа [140]. Становится ясно, что для формирования плазменного филамента необходимо внешнее электрическое поле, направленное перпендикулярно разрядному каналу. Для учёта слабого внешнего поперечного электрического поля на верхней границе расчётной области устанавливается нулевое граничное условие для потенциала, таким образом моделируя трёхэлектродную систему с плоским анодом (рисунок 5.1a). Расстояние между плоским анодом и потенциальными электродами составляет  $h = 60$  мм, таким образом разность потенциалов приблизительно в десятки раз меньше пробойного напряжения для этого промежутка. Таким образом, наличие плоского электрода, удалённого от потенциальных электродов на расстоянии  $h$ , обеспечивает слабое поперечное электрическое поле и рост плазменного филамента. Средняя величина электрического поля  $E_{mean} \sim U_0/h = 2,5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  соответствует известным минимальным значениям электрических полей для формирования положительного стримера [150].

На рисунке 5.5 представлена последовательность кадров, иллюстрирующая продвижение тонкого плазменного филамента от изгиба плазменного канала. Рост апокампа происходит в течение одного импульса напряжения, а начало формирования отростка начинается через  $\sim 600$  нс после зажигания

разряда. Концентрация плазмы в отростке около плазменного канала составляет  $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Отросток формируется в области между условной границей плазменного гало и неионизованного газа, где величина электрического поля превышает среднее значение  $E_{mean}$ . Дальнейшее продвижение апокампа обусловлено процессами фотоионизации молекул кислорода, что характерно для положительных стримеров [15; 150]. Плазменный филамент состоит из положительных и отрицательных ионов с концентрацией  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

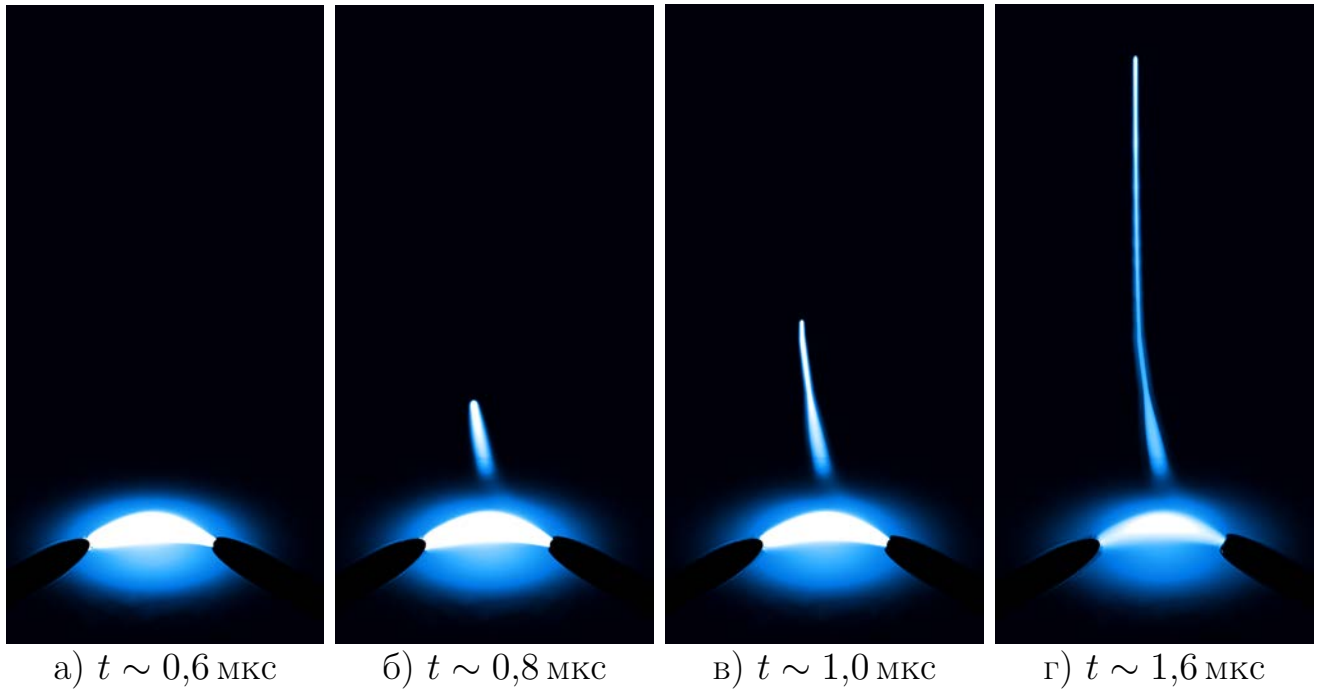


Рисунок 5.5 — Прорастание плазменного филамента с изгиба канала

На рисунке 5.6 представлены мгновенные распределения свободных электронов, отрицательных ионов  $O_2^-$  и электрического поля в момент  $t \sim 1 \text{ мкс}$ . Из-за высокой концентрации ион-ионной плазмы в филаменте высокий потенциал разрядного канала выносится на головку стримера. Внутри филамента электрическое поле близко к нулю, а на его головке — высокое значение на уровне  $\sim 2,5 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ . Такого значения достаточно для интенсивной ионизации, которое обеспечивает продвижение головки апокампа по направлению к плоскому аноду. Максимум плотности электронов наблюдается на головке апокампа, так как процессы прилипания электронов (реакция **R2** в таблице 6) приводят к образованию ион-ионной плазмы в филаменте.

В данной модели не были учтены возбуждённые состояния атомов и молекул и излучательные характеристики плазмы. Однако высокая плотность электронов на головке апокампа способствует возбуждению атомарных уровней

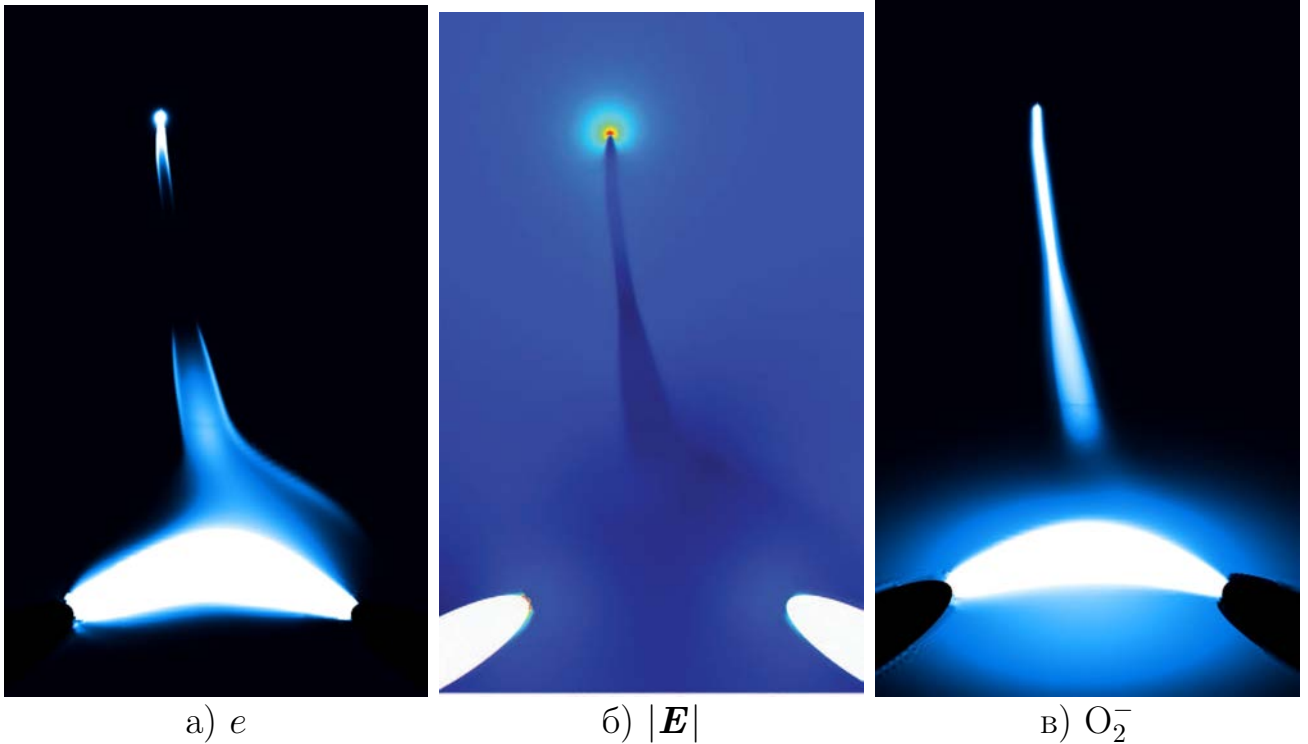


Рисунок 5.6 — Пространственная структура остова плазменного филамента

и локализованному свечению этой области. На высокоскоростных фотографиях эти области выглядят как «плазменные пули» (рисунок 5.7), которые экспериментально наблюдаются в работах [140; 151]. В нашей модели скорость продвижения плазменного филамента составляет  $\sim 35 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ , что согласуется с экспериментальными данными, учитывая простоту теоретической модели.

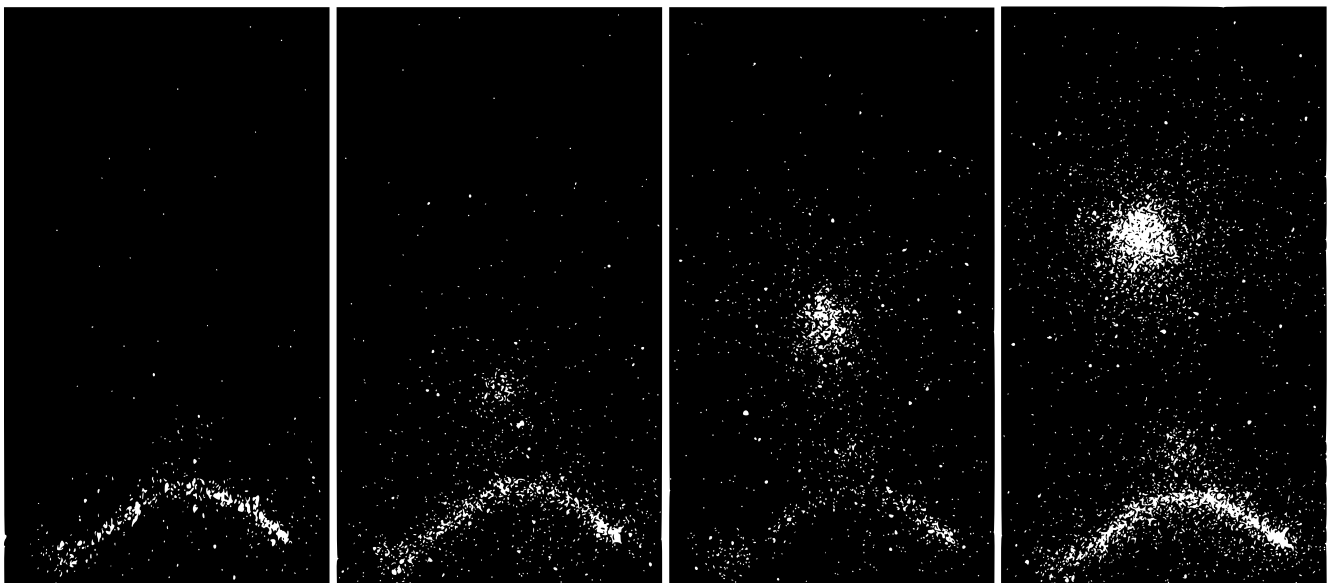
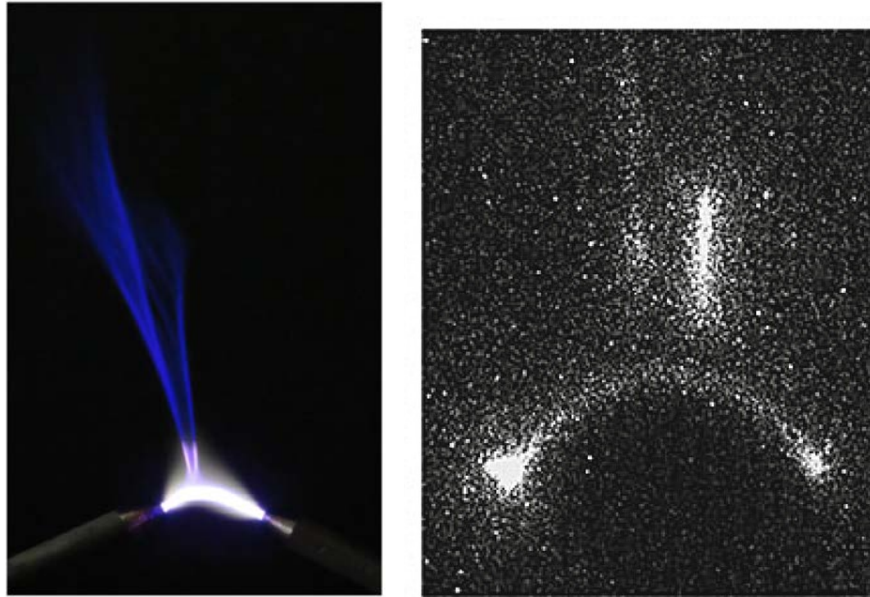


Рисунок 5.7 — Высокоскоростная съёмка формирования и распространения «плазменных пуль» [151]

### 5.3 Режим формирования множественных филаментов

Помимо одиночных апокампов в эксперименте также наблюдались и множественные апокампы (рисунок 5.8). Экспериментальные исследования в работе [139] показывают, что при увеличении амплитуды напряжения на электродах и/или частоты следования импульсов наблюдалось появление нескольких изгибов плазменного канала, которые приводят к формированию в местах максимальной кривизны не одного, а нескольких апокампов.



а) Фотография

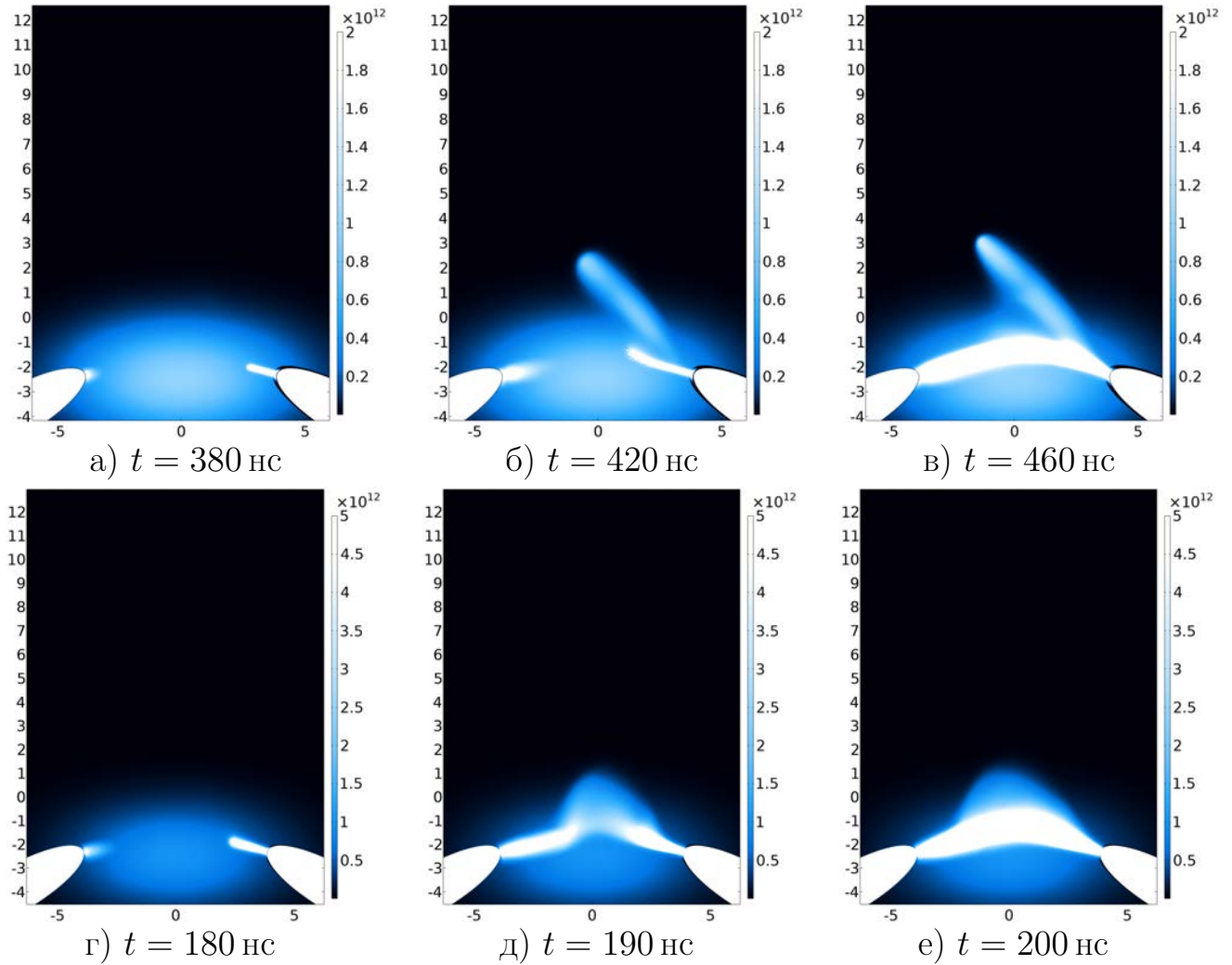
б) ICCD-изображение

Рисунок 5.8 — Структура двойного апокампа [140]

Рассмотрим в рамках детерминистической гидродинамической модели условия формирования множественных плазменных филаментов. Так как процесс формирования тонкого филамента в чистом кислороде определяется также механизмами прилипания электронов к молекулам кислорода (реакция **R2** в таблице 6 в Приложении А), то можно предположить, что апокампический разряд возникает только в электроотрицательных газах. Рассмотрим в качестве рабочего газа наиболее «сильный» электроотрицательный газ хлор, кинетическая схема которого показана в таблице 7 в Приложении А. Остальные параметры модели, такие как геометрия газоразрядного промежутка и начальные условия, остаются неизменными.

При моделировании формирования множественных плазменных филаментов амплитуда напряжения на источнике варьировалась в пределах 10–50 кВ.

Рассмотрим процесс формирования плазменного канала. На рисунке 5.9 показаны мгновенные распределения плазмы при различных амплитудах напряжения  $U_0$ . При увеличении амплитуды напряжения время задержки искрового разряда уменьшается в два раза, а время формирования плазменного канала уменьшается с  $\sim 110$  нс до  $\sim 40$  нс. Плотность плазмы при этом в обоих случаях практически одинакова и равна  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$ .



Верхняя строка:  $U_0 = 10$  кВ, нижняя —  $U_0 = 50$  кВ. Шкала в см $^{-3}$

Рисунок 5.9 — Формирование плазменного канала в хлоре

Особенности электроотрицательного газа (сильные реакции прилипания **R4** и ионизации **R1** в таблице 7), а также высокое напряжение на промежутке приводят к тому, что уже на стадии формирования плазменного канала формируются неоднородности плазменной границы. Это приводит к тому, что после формирования плазменного канала образуются области усиленного электрического поля у плазменной границы с максимальной кривизной. При напряжении  $U_0 = 10$  кВ такая область образуется ещё до замыкания плазменного канала,

так как электрическое поле вблизи границы неоднородности плазмы превысило среднее критическое значение. В результате этого происходит «прорастание» первого плазменного филамента от потенциального электрода, так как около него электрическое поле выше, чем около второго острейшего электрода.

Отличие в пространственной структуре плазменного гало на момент установления квазистационарного плазменного канала обуславливается внешним приложенным напряжением на промежутке: при малых напряжениях достаточное усиление электрического поля происходит только на головке первого отростка, в то время как при больших напряжениях электрическое поле превышает критическое значение до момента перемыкания канала между электродами, что приводит к формированию плазменного гало вблизи канала.

Дальнейшая эволюция апокампа в хлоре при амплитуде напряжения  $U_0 = 10$  кВ представлена на рисунке В.1 в Приложении В. Несимметрия стартового филамента приводит к асимметрии электрического поля на плазменной границе, что со временем даёт старт новым отросткам. Так как потенциал плазмы выносится на фронт положительного стримера, то при продвижении отростка к плоскому аноду электрическое поле на головке усиливается. Вместе с этим происходит усиление электрического поля у плазменной границы, обладающей кривизной в направлении анода. При достижении критического значения поля вблизи искривлённой границы начинается интенсивная ионизация газа, что приводит к формированию второго отростка. Плотность плазмы в этом отростке на порядок меньше плотности в стартовом филаменте  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

Схожая картина наблюдается и при больших напряжениях (рисунок В.2 в Приложении В). При высоких напряжениях превышение критического значения электрического поля и интенсивная ионизация происходят сразу в нескольких областях около неоднородной плазменной границы. В этом случае образуется структура множественных отростков, стремящихся к плоскому аноду. Наличие нескольких отростков, расположенных близко друг к другу, приводит к их взаимному отталкиванию. Скорость продвижения отростков неодинакова: большая скорость присуща тем отросткам, направление движения которых перпендикулярно плоскому аноду. При более высоком напряжении на промежутке наблюдается увеличение средней скорости продвижения апокампа в несколько раз.



## Выводы к Главе 5

Моделирование апокампического разряда в электроотрицательных газах атмосферного давления показало, что тонкий филамент на изгибе плазменного канала представляет собой положительный стример, растущий от неоднородности плазменной границы, вблизи которой электрическое поле превышает пробивные значения. Пороговый уровень напряжённости поля для начала роста апокампа примерно равен  $\sim 2 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$ , что с учетом разницы геометрий задачи соответствует экспериментам. Асимметрия апокампа обусловлена не геометрией электродов, а несимметрией электрического поля: начало филамента всегда растёт с потенциального электрода (что также наблюдается в эксперименте). Несимметрия стартового филамента, как следствие, порождает асимметрию распределения электрического поля на плазменной границе, что со временем дает старт новым отросткам. Скорость роста плазменного канала сильно зависит от приложенного напряжения, поэтому с ростом амплитуды напряжения количество ветвей, успевающих вырасти за один импульс, также будет расти.

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы обобщаются в виде следующих выводов:

1. В диссертационной работе представлена физико–математическая модель нестационарного слаботочного газового разряда в условиях сильно неоднородных электрических полей. В рамках гидродинамического подхода к описанию неравновесной многокомпонентной газоразрядной плазмы удалось описать эволюцию быстроразвивающихся стримерных разрядов в неоднородных геометриях промежутка, последовательные режимы горения коронного разряда в воздухе повышенного давления, а также формирование и распространение тонких плазменных струй из плазменного канала дугового разряда.
2. На базе современных представлений физической кинетики об элементарных процессах в многокомпонентной плазме была сформулирована оптимальная схема плазмохимических реакций в воздухе высокого давления. Показана обоснованность данной кинетической схемы для описания нестационарного газового разряда с высокой неоднородностью электрического поля. Для реакции диссоциации электронным ударом была скорректирована константа скорости.
3. Моделирование динамики быстроразвивающегося стримера в неоднородной геометрии «острие–плоскость» показало, что задержка между переключением канала и минимумом спада напряжения и появление вторичных волн ионизации обуславливается неоднородной пространственной структурой разряда.
4. Моделирование пробоя искрового разрядника в воздухе высокого давления с неоднородным электрическим полем у потенциального электрода продемонстрировало формирование структуры классического стационарного коронного разряда. Данный режим характеризуется самоограничением тока разряда и ионной проводимостью плазмы в зоне дрейфа. Показано, что данный разрядник может работать в ограниченном диапазоне скорости роста напряжения на промежутке.
5. При плавном росте напряжения на промежутке, обеспечиваемом малой балластной ёмкостью, формирование отрицательного коронного раз-

- ряда проходит через четыре последовательные стадии: запаздывание пробоя, режим импульсов Тричела, переходная стадия и формирование стационарного тлеющего разряда. Длительность импульсно–периодического режима определяется скоростью роста напряжения в промежутке, переход в тлеющий разряд происходит при достижении критической средней напряжённости поля в промежутке, достаточной для поддержания стационарной плазмы по всей длине промежутка.
6. Увеличение скорости роста напряжения на промежутке приводит к росту тока коронного разряда и резко изменяет механизм формирования плазмы у острия с лавинного на стримерный. В коронном разряде реализуется режим с образованием двух последовательных разнонаправленных стримеров. При формировании первого катодонаправленного стримера происходит образование положительного выброса тока субнаносекундной длительности, за которым следует отрицательный выброс тока, характеризующий анодонаправленный стример.
  7. Моделирование апокампического разряда в электроотрицательных газах атмосферного давления доказывает стримерный механизм формирования тонкой плазменной струи на изгибе плазменного канала. Рост филамента происходит от неоднородности плазменной границы, вблизи которой электрическое поле превышает пороговые значения. Асимметрия апокампа обусловлена не геометрией электродов, а несимметрией электрического поля: начало «струи» всегда растёт с потенциально-го электрода (что также наблюдается в эксперименте). Несимметрия стартовой струи, как следствие, порождает асимметрию распределения электрического поля на плазменной границе, что со временем даёт старт новым отросткам. Скорость роста плазменного канала сильно зависит от приложенного напряжения, поэтому с ростом амплитуды напряжения количество ветвей, успевающих вырасти за один импульс, также будет расти.

Результаты проведённых исследований могут найти применение в разработке и конструировании электротехнических приборов на основе коронного разряда. Дальнейшая разработка темы может быть связана с исследованием динамики разряда в различных условиях (сорт газа, приложенное напряжение, геометрия промежутка), а также с исследованием других режимов зажигания нестационарного газового разряда высокого давления.

## Список литературы

1. *Франк-Каменецкий, Д. А.* Лекции по физике плазмы / Д. А. Франк-Каменецкий. — 2-е изд. — М. : Атомиздат, 1968. — С. 286.
2. *Райзер, Ю. П.* Физика газового разряда. Научное издание / Ю. П. Райзер. — 3-е изд. перераб. и доп. — Долгопрудный : Издательский дом Интеллект, 2009. — 736 с.
3. Избранные труды по электричеству. / В. В. Петров [и др.] ; под ред. Л. Д. Белькинд. — М. : Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1956. — С. 302.
4. Sources and Effects of Ionizing Radiation: UNSCEAR 2000 Report to the General Assembly, with Scientific Annexes. — New York : United Nations, 2000. — 659 p.
5. *Юриков, П. А.* Защита электростанций и подстанций 3 — 500 кВ от прямых ударов молнии / П. А. Юриков. — М. : Энергоиздат, 1982. — С. 88.
6. *Лозанский, Э. Д.* Теория искры / Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов. — М. : Атомиздат, 1975. — С. 272.
7. *Леб, Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах / Л. Леб ; пер. с англ. Н. А. Капцова. — М. : Гостехиздат, 1950. — С. 672.
8. *Королёв, Ю. Д.* Физика импульсного пробоя газов / Ю. Д. Королёв, Г. А. Месяц. — М. : Наука, 1991. — С. 224.
9. *Месяц, Г. А.* Законы подобия в импульсных газовых разрядах / Г. А. Месяц // УФН. — 2006. — Т. 176, № 10. — С. 1069—1091. — DOI: [10.3367/UFNr.0176.200610d.1069](https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200610d.1069).
10. О минимальном напряжении статического пробоя газоразрядного промежутка / А. В. Козырев [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2021. — Т. 64, № 9. — С. 59—64. — DOI: [10.17223/00213411/64/9/59](https://doi.org/10.17223/00213411/64/9/59).
11. *Newman, M.* Short Time Lag of Spark Breakdown / M. Newman // Phys. Rev. — 1937. — Vol. 52, no. 6. — P. 652—654. — DOI: [10.1103/PhysRev.52.652](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.652).
12. *Месяц, Г. А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов / Г. А. Месяц. — М. : Советское радио, 1974. — С. 256.

13. *Sigmond, R. S.* Corona Discharge Physics and Applications / R. S. Sigmond, M. Goldman ; ed. by E. E. Kunhard, L. H. Luessen. — New York : Plenum, 1983. — P. 64. — DOI: [10.1007/978-1-4615-9311-9\\_1](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-9311-9_1).
14. *Plank, T.* Positive corona at combined DC and AC voltage: PhD Thesis / T. Plank. — University of Tartu, 2001. — 163 p.
15. *Qin, J.* On the propagation of streamers in electrical discharges / J. Qin, V. P. Pasko // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2014. — Vol. 47, no. 43. — P. 435202. — DOI: [10.1088/0022-3727/47/43/435202](https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/43/435202).
16. Transition of a multipin negative corona in atmospheric air to a glow discharge / Y. S. Akishev [et al.] // Plasma Physics Reports. — 2000. — Vol. 26, no. 2. — P. 157—163. — DOI: [10.1134/1.952826](https://doi.org/10.1134/1.952826).
17. Negative corona, glow and spark discharges in ambient air and transitions between them / Y. S. Akishev [et al.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2005. — Vol. 14, no. 2. — S18—S25. — DOI: [10.1088/0963-0252/14/2/S03](https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/2/S03).
18. Streamer mechanism for negative corona current pulses / M. Černák [et al.] // Journal of Applied Physics. — 1998. — Vol. 83, no. 11. — P. 5678—5690. — DOI: [10.1063/1.367422](https://doi.org/10.1063/1.367422).
19. Černák, M. Streamer breakdown: cathode spot formation, Trichel pulses and cathode-sheath instabilities / M. Černák, T. Hoder, Z. Bonaventura // Plasma Sources Science and Technology. — 2019. — Vol. 29, no. 1. — P. 013001. — DOI: [10.1088/1361-6595/ab5051](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5051).
20. *Nasser, E.* Fundamentals of gaseous ionization and plasma electronics / E. Nasser. — New York : Wiley-Interscience, 1971. — P. 456.
21. *Trichel, G. W.* The Mechanism of the Negative Point to Plane Corona Near Onset / G. W. Trichel // Phys. Rev. — 1938. — Vol. 54, no. 12. — P. 1078—1084. — DOI: [10.1103/PhysRev.54.1078](https://doi.org/10.1103/PhysRev.54.1078).
22. *Loeb, L. B.* Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanisms / L. B. Loeb, S. C. Brown // Physics Today. — 1966. — Vol. 19, no. 1. — P. 109—111. — DOI: [10.1063/1.3047912](https://doi.org/10.1063/1.3047912).

23. *Lama, W. L.* Systematic study of the electrical characteristics of the "Trichel" current pulses from negative needle-to-plane coronas / W. L. Lama, C. F. Gallo // Journal of Applied Physics. — 2003. — Vol. 45, no. 1. — P. 103—113. — DOI: [10.1063/1.1662943](https://doi.org/10.1063/1.1662943).
24. *Gravendeel, B.* Negative corona discharges: a fundamental study: PhD Thesis 1 (Research TU/e / Graduation TU/e) / B. Gravendeel. — Technische Universiteit Eindhoven, 1987. — 188 p. — DOI: [10.6100/IR256688](https://doi.org/10.6100/IR256688).
25. *Gallo, C. F.* Corona — A Brief Status Report / C. F. Gallo // IEEE Transactions on Industry Applications. — 1977. — Vol. IA—13, no. 6. — P. 550—557. — DOI: [10.1109/tia.1977.4503458](https://doi.org/10.1109/tia.1977.4503458).
26. Pulses in Negative Point-to-Plane Corona / L. B. Loeb [et al.] // Phys. Rev. — 1941. — Vol. 60, no. 10. — P. 714—722. — DOI: [10.1103/PhysRev.60.714](https://doi.org/10.1103/PhysRev.60.714).
27. *Weissler, G. L.* Positive and Negative Point-to-Plane Corona in Pure and Impure Hydrogen, Nitrogen, and Argon / G. L. Weissler // Phys. Rev. — 1943. — Vol. 63, no. 3/4. — P. 96—107. — DOI: [10.1103/PhysRev.63.96](https://doi.org/10.1103/PhysRev.63.96).
28. *Moore, D. B.* Point-to-Plane Impulse Corona / D. B. Moore, W. N. English // Journal of Applied Physics. — 1949. — Vol. 20, no. 4. — P. 370—375. — DOI: [10.1063/1.1698370](https://doi.org/10.1063/1.1698370).
29. *Paris, P.* Initiation of corona pulses: PhD Thesis / P. Paris. — University of Tartu, 1994. — 147 p.
30. *Грушин, М. Е.* Нестационарные явления в отрицательной короне и её переход в режим тлеющего разряда: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.08 / М. Е. Грушин. — Москва, 2001. — 24 с.
31. *Kondo, Y.* Pulseless Corona in Negative Point to Plane Gap / Y. Kondo, Y. Miyoshi // Japanese Journal of Applied Physics. — 1978. — Vol. 17, no. 4. — P. 643. — DOI: [10.1143/JJAP.17.643](https://doi.org/10.1143/JJAP.17.643).
32. *Zentner, R.* Über die Anstiegszeiten der negativen Koronaentladungsimpulse / R. Zentner // Zeitschrift für angewandte Physik. — 1970. — Vol. 29, no. 5. — P. 294—301.
33. *Zentner, R.* Stufenimpulse der negativen Koronaentladung / R. Zentner // Elektrotechnische Zeitschrift für angewandte Physik. — 1970. — Vol. 91. — P. 303—305.

34. *Morrow, R.* Theory of stepped pulses in negative corona discharges / R. Morrow // *Phys. Rev. A.* — 1985. — Vol. 32, no. 6. — P. 3821—3824. — DOI: [10.1103/PhysRevA.32.3821](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.32.3821).
35. *Černák, M.* First Negative Corona Pulses in 70% N<sub>2</sub> + 70% SF<sub>6</sub> Mixture / M. Černák, T. Kaneda, T. Hosokawa // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 1989. — Vol. 28, 10R. — P. 1989—1996. — DOI: [10.1143/JJAP.28.1989](https://doi.org/10.1143/JJAP.28.1989).
36. *Černák, M.* Experimental confirmation of positive-streamer-like mechanism for negative corona current pulse rise / M. Černák, T. Hosokawa, O. Igor // *Journal of Physics D.* — 1993. — Vol. 26. — P. 607—618. — DOI: [10.1088/0022-3727/26/4/013](https://doi.org/10.1088/0022-3727/26/4/013).
37. Computational and Experimental Study of Time-Averaged Characteristics of Positive and Negative DC Corona Discharges in Point-Plane Gaps in Atmospheric Air / N. G. C. Ferreira [et al.] // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 2020. — Vol. 48, no. 12. — P. 4080—4088. — DOI: [10.1109/tps.2020.3031076](https://doi.org/10.1109/tps.2020.3031076).
38. Ignition Different Mode of Corona Discharge in Air at Atmospheric Pressure / V. Tarasenko [et al.] // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). — 2020. — P. 136—139. — DOI: [10.1109/EFRE47760.2020.9241997](https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241997).
39. *Kuznetsov, V.* About the pulse modes of the corona discharge / V. Kuznetsov, V. Tarasenko, E. Sosnin // *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Fizika.* — 2019. — Vol. 62, no. 5. — P. 149—154. — DOI: [10.17223/00213411/62/5/149](https://doi.org/10.17223/00213411/62/5/149).
40. Role of Streamers in the Formation of a Corona Discharge in a Highly Nonuniform Electric Field / V. F. Tarasenko [et al.] // *JETP Letters.* — 2019. — Vol. 110, no. 1. — P. 85—89. — DOI: [10.1134/s0021364019130137](https://doi.org/10.1134/s0021364019130137).
41. Characteristics of a Pulse-Periodic Corona Discharge in Atmospheric Air / V. F. Tarasenko [et al.] // *Plasma Physics Reports.* — 2018. — Vol. 44, no. 5. — P. 520—532. — DOI: [10.1134/s1063780x18050100](https://doi.org/10.1134/s1063780x18050100).

42. High-Pressure Diffuse and Spark Discharge in Nitrogen and Air in a Spatially Nonuniform Electric Field of High Intensity / M. I. Lomaev [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2011. — Vol. 39, no. 11. — P. 2088—2089. — DOI: [10.1109/tps.2011.2159390](https://doi.org/10.1109/tps.2011.2159390).
43. Corona discharge in atmospheric pressure air when using modulated voltage pulses / D. V. Rybka [et al.] // Atmospheric and Oceanic Optics. — 2014. — Vol. 27, no. 6. — P. 582—586. — DOI: [10.1134/s1024856014060153](https://doi.org/10.1134/s1024856014060153).
44. On the initiation of a spark discharge upon the breakdown of nitrogen and air in a nonuniform electric field / V. F. Tarasenko [et al.] // Technical Physics. — 2010. — Vol. 55, no. 6. — P. 904—907. — DOI: [10.1134/s1063784210060319](https://doi.org/10.1134/s1063784210060319).
45. *ShklyaeV, V. A.* Simulation of the formation of a runaway electron beam in an overvolted gas gap breakdown / V. A. ShklyaeV, S. Y. Belomyttsev, V. V. Ryzhov // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 112, no. 11. — P. 113303. — DOI: [10.1063/1.4768912](https://doi.org/10.1063/1.4768912).
46. *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, N. Semeniuk // Plasma Sources Science and Technology. — 2020. — Vol. 29, no. 12. — P. 125023. — DOI: [10.1088/1361-6595/abbf95](https://doi.org/10.1088/1361-6595/abbf95).
47. *Kozhevnikov, V.* Kinetics of Electron in Transient Mode of Current Switching in Planar Vacuum Diode / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev // 2020 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE). — 2020. — P. 50—54. — DOI: [10.1109/EFRE47760.2020.9241980](https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241980).
48. *Kozhevnikov, V.* Physical nature of "anomalous" electrons in high-current vacuum diodes / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev // Vojnotehnički glasnik. — 2021. — Vol. 69, no. 2. — P. 391—404. — DOI: [10.5937/vojtehg69-30116](https://doi.org/10.5937/vojtehg69-30116).
49. *Kozyrev, A.* Kinetics of Pulsed Anodic Ion Flow in Low-Pressure Gas Discharge with Initiation by Electron Beam / A. Kozyrev, V. Kozhevnikov, N. Semeniuk // 2020 29th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). — 2021. — P. 298—301. — DOI: [10.1109/ISDEIV46977.2021.9586835](https://doi.org/10.1109/ISDEIV46977.2021.9586835).



50. The Electrodynamic Mechanism of Collisionless Multicomponent Plasma Expansion in Vacuum Discharges: From Estimates to Kinetic Theory / V. Kozhevnikov [et al.] // *Energies*. — 2021. — Vol. 14, no. 22. — P. 7608. — DOI: [10.3390/en14227608](https://doi.org/10.3390/en14227608).
51. *Kozhevnikov, V.* The problem of "anomalous" ion transport in high-current vacuum discharges / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev, A. Kokovin // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2021. — Vol. 2064, no. 1. — P. 012025. — DOI: [10.1088/1742-6596/2064/1/012025](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2064/1/012025).
52. The Electrodynamic Nature of "Anomalous" Ion Transport in Vacuum Discharges / V. Kozhevnikov [et al.] // 2021 29th Telecommunications Forum (TELFOR). — 2021. — P. 1—4. — DOI: [10.1109/TELFOR52709.2021.9653283](https://doi.org/10.1109/TELFOR52709.2021.9653283).
53. Kinetic simulation of vacuum plasma expansion beyond the "plasma approximation" / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // *Vojnotehnički glasnik*. — 2022. — Vol. 70, no. 3. — P. 650—663. — DOI: [10.5937/vojtehg70-37337](https://doi.org/10.5937/vojtehg70-37337).
54. *Kozhevnikov, V.* On the Physical Nature of "Anomalous" High Energy Electrons in Vacuum Diodes / V. Kozhevnikov, A. Kozyrev // *Russian Physics Journal*. — 2022. — Vol. 64, no. 12. — P. 2341—2349. — DOI: [10.1007/s11182-022-02595-4](https://doi.org/10.1007/s11182-022-02595-4).
55. The kinetic simulation in vacuum electronics: uncovering the fundamental nature of non-Maxwellian distribution function effects / V. Kozhevnikov [et al.] // *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. Vol. 15. — 2022. — P. 76—81. — DOI: [10.18721/JPM.153.314](https://doi.org/10.18721/JPM.153.314).
56. *Терешонок, Д. В.* Двухчленное приближение и метод Монте-Карло: сравнение на примере электронов в аргоне / Д. В. Терешонок, Т. В. Чернышев // *Вестник Дагестанского государственного университета. Серия 1. Естественные науки*. — 2022. — Т. 37, № 4. — С. 42—52. — DOI: [10.21779/2542-0321-2022-37-4-42-52](https://doi.org/10.21779/2542-0321-2022-37-4-42-52).
57. *Hagelaar, G. J. M.* Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models / G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2005. — Vol. 14, no. 4. — P. 722. — DOI: [10.1088/0963-0252/14/4/011](https://doi.org/10.1088/0963-0252/14/4/011).

58. 1D kinetic simulations of a short glow discharge in helium / Y. Chengxun [et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 7. — P. 073507. — DOI: [10.1063/1.4990030](https://doi.org/10.1063/1.4990030).
59. *Sukhinin, G. I.* A self-consistent kinetic model of the effect of striation of low-pressure discharges in inert gases / G. I. Sukhinin, A. V. Fedoseev // *High Temperature*. — 2006. — Vol. 44, no. 2. — P. 157—165. — DOI: [10.1007/s10740-006-0019-x](https://doi.org/10.1007/s10740-006-0019-x).
60. *Longo, S.* Monte Carlo models of electron and ion transport in non-equilibrium plasmas / S. Longo // *Plasma Sources Science and Technology*. — 2000. — Vol. 9, no. 4. — P. 468. — DOI: [10.1088/0963-0252/9/4/303](https://doi.org/10.1088/0963-0252/9/4/303).
61. *Le, H. P.* Modeling of inelastic collisions in a multifluid plasma: Excitation and deexcitation / H. P. Le, J.-L. Cambier // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, no. 9. — P. 093512. — DOI: [10.1063/1.4931170](https://doi.org/10.1063/1.4931170).
62. *Yousfi, M.* Monte Carlo simulation of electron swarms at low reduced electric fields / M. Yousfi, A. Hennad, A. Alkaa // *Phys. Rev. E*. — 1994. — Vol. 49, no. 4. — P. 3264—3273. — DOI: [10.1103/PhysRevE.49.3264](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.49.3264).
63. *Birdsall, C. K.* Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC / C. K. Birdsall // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 1991. — Vol. 19, no. 2. — P. 65—85. — DOI: [10.1109/27.106800](https://doi.org/10.1109/27.106800).
64. *Белоцерковский, О. М.* Нестационарный метод "крупных частиц" для газодинамических расчетов / О. М. Белоцерковский, Д. Ю. М. // *Ж. вычисл. матем. и матем. физ.* — 1971. — Т. 11, № 1. — С. 182—207. — DOI: [10.1016/0041-5553\(71\)90112-1](https://doi.org/10.1016/0041-5553(71)90112-1).
65. Two-dimensional positive column structure in a discharge tube with radius discontinuity / A. V. Zobnin [et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Vol. 21, no. 11. — P. 113503. — DOI: [10.1063/1.4901307](https://doi.org/10.1063/1.4901307).
66. *Alexander, F. J.* The Direct Simulation Monte Carlo Method / F. J. Alexander, A. L. Garcia // *Computers in Physics*. — 1997. — Vol. 11, no. 6. — P. 588—593. — DOI: [10.1063/1.168619](https://doi.org/10.1063/1.168619).
67. *Мамонтов, Ю. И.* Численное исследование транспорта ускоренных электронов в газах различной плотности: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 1.3.13 / Ю. И. Мамонтов. — Екатеринбург, 2022. — 152 с.

68. *Гиршфельдер, Д.* Молекулярная теория газов и жидкостей / Д. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд ; пер. с англ. Е. В. Ступоченко. — М. : Издательство иностранной литературы, 1961. — С. 928.
69. *Чепмен, С.* Математическая теория неоднородных газов / С. Чепмен, Т. Каулинг ; под ред. Н. Н. Боголюбов ; пер. с англ. Е. В. Малиновская. — М. : Издательство иностранной литературы, 1960. — С. 509.
70. *Pancheshnyi, S.* Development of a cathode-directed streamer discharge in air at different pressures: Experiment and comparison with direct numerical simulation / S. Pancheshnyi, M. Nudnova, A. Starikovskii // *Phys. Rev. E.* — 2005. — Vol. 71, no. 1. — P. 016407. — DOI: [10.1103/PhysRevE.71.016407](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.71.016407).
71. *He, J.* Modeling Study on the Generation of Reactive Oxygen Species in Atmospheric Radio-Frequency Helium—Oxygen Discharges / J. He, Y. T. Zhang // *Plasma Processes and Polymers.* — 2012. — Vol. 9, no. 9. — P. 919—928. — DOI: [10.1002/ppap.201200067](https://doi.org/10.1002/ppap.201200067).
72. *Kulikovskiy, A. A.* The role of photoionization in positive streamer dynamics / A. A. Kulikovskiy // *Journal of Physics D: Applied Physics.* — 2000. — Vol. 33, no. 12. — P. 1514—1524. — DOI: [10.1088/0022-3727/33/12/314](https://doi.org/10.1088/0022-3727/33/12/314).
73. *Сайфутдинов, А. И.* Гидродинамические и гибридные модели электрических разрядов в газах и их приложения: дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.01.09 / А. И. Сайфутдинов. — Казань, 2023. — 304 с.
74. Simulations of positive streamers in air in different electric fields: steady motion of solitary streamer heads and the stability field / H. Francisco [et al.] // *Plasma Sources Science and Technology.* — 2021. — Vol. 30, no. 11. — P. 115007. — DOI: [10.1088/1361-6595/ac2f76](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac2f76).
75. Comparing simulations and experiments of positive streamers in air: steps toward model validation / X. Li [et al.] // *Plasma Sources Science and Technology.* — 2021. — Vol. 30, no. 9. — P. 095002. — DOI: [10.1088/1361-6595/ac1b36](https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1b36).
76. *Robson, R. E.* Colloquium: Physically based fluid modeling of collisionally dominated low-temperature plasmas / R. E. Robson, R. D. White, Z. L. Petrović // *Reviews of Modern Physics.* — 2005. — Vol. 77, no. 4. — P. 1303—1320. — DOI: [10.1103/revmodphys.77.1303](https://doi.org/10.1103/revmodphys.77.1303).

77. *Bogaerts, A.* Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge / A. Bogaerts, R. Gijbels // *Physical Review A*. — 1995. — Vol. 52, no. 5. — P. 3743—3751. — DOI: [10.1103/physreva.52.3743](https://doi.org/10.1103/physreva.52.3743).
78. Numerical modelling of atmospheric pressure gas discharges leading to plasma production / G. E. Georghiou [et al.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2005. — Vol. 38, no. 20. — R303—R328. — DOI: [10.1088/0022-3727/38/20/r01](https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/20/r01).
79. On the pulsed — pulseless mode transition of negative DC corona in atmospheric nitrogen / X. Zhang [et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2021. — Vol. 28, no. 6. — P. 063505. — DOI: [10.1063/5.0042885](https://doi.org/10.1063/5.0042885).
80. *Singh, S.* Simulations of Nonthermal Electrical Discharges in Air Over Solid Insulating Barrier / S. Singh, Y. V. Serdyuk // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, no. 1. — P. 729—735. — DOI: [10.1109/tps.2018.2858747](https://doi.org/10.1109/tps.2018.2858747).
81. *Sattari, P.* Numerical Simulation of Trichel Pulses in a Negative Corona Discharge in Air / P. Sattari, G. S. Peter Castle, K. Adamiak // *IEEE Transactions on Industry Applications*. — 2011. — Vol. 47, no. 7. — P. 1935—1943. — DOI: [10.1109/tia.2011.2156752](https://doi.org/10.1109/tia.2011.2156752).
82. *Lu, B.* Characteristics of Trichel Pulse Parameters in Negative Corona Discharge / B. Lu, H. Sun, Q. Wu // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2017. — Vol. 45, no. 8. — P. 2191—2201. — DOI: [10.1109/tps.2017.2713831](https://doi.org/10.1109/tps.2017.2713831).
83. The Introduction of Dissociation Term in Numerical Simulation of Trichel Pulses in Air / M. Han [et al.] // *Lecture Notes in Electrical Engineering*. — 2022. — P. 535—546. — DOI: [10.1007/978-981-19-1528-4\\_53](https://doi.org/10.1007/978-981-19-1528-4_53).
84. Investigation of negative corona discharge Trichel pulses for a needle-plane geometry via two numerical 2D axisymmetric models / W. S. Salah [et al.] // *AIP Advances*. — 2022. — Vol. 12, no. 10. — P. 105123. — DOI: [10.1063/5.0084851](https://doi.org/10.1063/5.0084851).
85. Numerical simulation of the Trichel pulse characteristics in SF<sub>6</sub>/ N<sub>2</sub> gas mixtures / Q. Gao [et al.] // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 11. — P. 113508. — DOI: [10.1063/5.0022618](https://doi.org/10.1063/5.0022618).

86. *Saleh, D. N.* Numerical Simulation of the Trichel-Pulse in SF<sub>6</sub> at Atmospheric Pressure / D. N. Saleh, Q. T. Algwari, F. K. Amoori // IEEE Transactions on Plasma Science. — 2019. — Vol. 47, no. 1. — P. 427—433. — DOI: [10.1109/tps.2018.2879567](https://doi.org/10.1109/tps.2018.2879567).
87. *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. — DOI: [10.1063/1.352250](https://doi.org/10.1063/1.352250).
88. *Alves, L. L.* The IST–LISBON database on LXCat / L. L. Alves // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 565, no. 1. — P. 012007. — DOI: [10.1088/1742-6596/565/1/012007](https://doi.org/10.1088/1742-6596/565/1/012007).
89. Plasma User's Guide, v. 5.6. — URL: <https://www.comsol.com>.
90. *Robert, J. K.* Chemically Reacting Flow: Theory and Practice / J. K. Robert, M. E. Coltrin, P. Glarborg. — New York : John Wiley & Sons, Ltd, 2003. — P. 848. — DOI: [10.1002/0471461296](https://doi.org/10.1002/0471461296).
91. *Bird, R. B.* Transport Phenomena / R. B. Bird, W. E. Stewart, E. N. Lightfoot. — 2nd ed. — New York : John Wiley & Sons, Ltd, 2002. — P. 905.
92. *Neufeld, P. D.* Empirical Equations to Calculate 16 of the Transport Collision Integrals  $\Omega^{(l,s)*}$  for the Lennard–Jones (12–6) Potential / P. D. Neufeld, A. R. Janzen, R. A. Aziz // The Journal of Chemical Physics. — 1972. — Vol. 57, no. 3. — P. 1100—1102. — DOI: [10.1063/1.1678363](https://doi.org/10.1063/1.1678363).
93. *Brokaw, R. S.* Predicting transport properties of dilute gases / R. S. Brokaw // Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development. — 1969. — Vol. 8, no. 2. — P. 240—253. — DOI: [10.1021/I260030A015](https://doi.org/10.1021/I260030A015).
94. *Mason, E. A.* Transport Properties of Polar–Gas Mixtures / E. A. Mason, L. Monchick // The Journal of Chemical Physics. — 1962. — Vol. 36, no. 10. — P. 2746—2757. — DOI: [10.1063/1.1732363](https://doi.org/10.1063/1.1732363).
95. *Colonna, G.* Plasma modeling: methods and applications / G. Colonna, A. D'Angola. — Bristol, UK : IOP Publishing Ltd, 2016.
96. *Bultel, A.* Measurement of the ground state and metastable atomic nitrogen number density in a low-pressure plasma jet / A. Bultel, B. Cheron, P. Vervisch // Plasma Sources Science and Technology. — 1995. — Vol. 4, no. 4. — P. 597—605. — DOI: [10.1088/0963-0252/4/4/011](https://doi.org/10.1088/0963-0252/4/4/011).

97. *Aleksandrov, N. L.* Ionization processes in spark discharge plasmas / N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan // Plasma Sources Science and Technology. — 1999. — Vol. 8, no. 2. — P. 285—294. — DOI: [10.1088/0963-0252/8/2/309](https://doi.org/10.1088/0963-0252/8/2/309).
98. *Aleksandrov, N. L.* Simulation of long-streamer propagation in air at atmospheric pressure / N. L. Aleksandrov, E. M. Bazelyan // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1996. — Vol. 29, no. 3. — P. 740—752. — DOI: [10.1088/0022-3727/29/3/035](https://doi.org/10.1088/0022-3727/29/3/035).
99. *М. Б. Железняк.* Фотоионизация смесей азота и кислорода излучением газового разряда / М. Б. Железняк, А. Х. Мнацаканян, С. В. Сизых // Теплофизика высоких температур. — 1982. — Т. 20, № 3. — С. 423—428. — URL: <https://www.mathnet.ru/eng/tvt6325>.
100. Efficient models for photoionization produced by non-thermal gas discharges in air based on radiative transfer and the Helmholtz equations / A. Bourdon [et al.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2007. — Vol. 16, no. 3. — P. 656—678. — DOI: [10.1088/0963-0252/16/3/026](https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/3/026).
101. *Формалев, В. Ф.* Численные методы / В. Ф. Формалев, Д. Л. Ревизников. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2006. — 400 с.
102. *Делоне, Б. Н.* О пустоте сферы. Памяти Г. Вороного / Б. Н. Делоне // Изв. АН СССР. ОМЭН. — 1934. — Т. 7, № 6. — С. 793—800. — URL: <https://www.mathnet.ru/rus/im4937>.
103. *Скворцов, А. В.* Триангуляция Делоне и её применение / А. В. Скворцов. — Томск : Изд-во Том. ун-та, 2002. — 128 с.
104. *Cavendish, J. C.* Automatic triangulation of arbitrary planar domains for the finite element method / J. C. Cavendish // International Journal for Numerical Methods in Engineering. — 1974. — Vol. 8, no. 4. — P. 679—696. — DOI: [10.1002/NME.1620080402](https://doi.org/10.1002/NME.1620080402).
105. *Хайрер, Э.* Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Нежесткие задачи / Э. Хайрер, С. Нёрсетт, Г. Ваннер. — М. : Мир, 1990. — 512 с.
106. *Вержбицкий, В. М.* Основы численных методов / В. М. Вержбицкий. — М. : Высшая школа, 2002. — 840 с.
107. PARDISO: a high-performance serial and parallel sparse linear solver in semiconductor device simulation / O. Schenk [et al.] // Future Generation

- Computer Systems. — 2001. — Vol. 18, no. 1. — P. 69—78. — DOI: [10.1016/S0167-739X\(00\)00076-5](https://doi.org/10.1016/S0167-739X(00)00076-5).
108. *Amestoy, P. R.* Multifrontal parallel distributed symmetric and unsymmetric solvers / P. R. Amestoy, I. S. Duff, J.-Y. L'Excellent // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. — 2000. — Vol. 184, no. 1. — P. 501—520. — DOI: [10.1016/S0045-7825\(99\)00242-X](https://doi.org/10.1016/S0045-7825(99)00242-X).
109. *Duff, I. S.* The Design and Use of Algorithms for Permuting Large Entries to the Diagonal of Sparse Matrices / I. S. Duff, J. Koster // SIAM J. Matrix Anal. Appl. — 1999. — Vol. 20. — P. 889—901. — DOI: [10.1137/S0895479897317661](https://doi.org/10.1137/S0895479897317661).
110. *Schenk, O.* Efficient Sparse LU Factorization with Left-Right Looking Strategy on Shared Memory Multiprocessors / O. Schenk, K. Gärtner, W. Fichtner // BIT Numerical Mathematics. — 2000. — Vol. 40. — P. 158—176. — DOI: [10.1023/A:1022326604210](https://doi.org/10.1023/A:1022326604210).
111. *Sentis, R.* Mathematical Models and Methods for Plasma Physics, Volume 1: Fluid Models / R. Sentis. — Paris, France : Birkhäuser Cham, 2014.
112. COMSOL Multiphysics v. 5.6. — URL: <https://www.comsol.com>.
113. Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления / под ред. В. М. Тарасенко. — Томск : STT, 2015. — 568 с.
114. Формирование отрицательного стримера в азоте и воздухе в неоднородном электрическом поле при субмикросекундном фронте импульса напряжения / М. И. Ломаев [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2018. — Т. 61, № 9—2. — С. 185—189. — URL: [https://elibrary.ru/download/elibrary\\_36614188\\_27824990.pdf](https://elibrary.ru/download/elibrary_36614188_27824990.pdf).
115. *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. — 2016. — Vol. 34, no. 1. — P. 23—30. — DOI: [10.1017/S0263034615000907](https://doi.org/10.1017/S0263034615000907).
116. Fast electrons downstream of a plane grid cathode in a nanosecond discharge in atmospheric pressure air / V. F. Tarasenko [et al.] // 2013 19th IEEE

- Pulsed Power Conference (PPC) : 2013 Annual Report Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena. — IEEE, 2013. — P. 822—825. — DOI: [10.1109/ppc.2013.6627597](https://doi.org/10.1109/ppc.2013.6627597).
117. Occurrence of Runaway Electrons behind the Cathode under Subnanosecond Breakdown of Air at Atmospheric Pressure / I. D. Kostyrya [et al.] // Russian Physics Journal. — 2013. — Vol. 55, no. 12. — P. 1493—1496. — DOI: [10.1007/s11182-013-9984-9](https://doi.org/10.1007/s11182-013-9984-9).
118. *Сорокин, Д. А.* Оптические свойства плазмы высоковольтного наносекундного разряда, инициируемого убегающими электронами, и ее применение: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / Д. А. Сорокин. — Томск, 2015. — 185 с.
119. *Белоплотов, Д. В.* Оптическое излучение плазмы высоковольтных наносекундных разрядов, формируемых в неоднородном электрическом поле в условиях генерации убегающих электронов: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / Д. В. Белоплотов. — Томск, 2016. — 142 с.
120. Electro-Hydrodynamics of Micro-Discharges in Gases at Atmospheric Pressure / O. Eichwald [et al.] // Hydrodynamics / ed. by E. S. Harry, L. A. S. Andre, J. L. Raquel. — Rijeka : IntechOpen, 2011. — Chap. 12. — DOI: [10.5772/28929](https://doi.org/10.5772/28929).
121. *Schaefer, G.* Gas Discharge Closing Switches / G. Schaefer, M. Kristiansen, A. Guenther. — Springer US, 1990. — (Advances in Pulsed Power Technology). — DOI: [10.1007/978-1-4899-2130-7](https://doi.org/10.1007/978-1-4899-2130-7).
122. The influence of electrode geometry and gas flow on corona-to-glow and glow-to-spark threshold currents in air / Y. S. Akishev [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2001. — Vol. 34, no. 18. — P. 2875—2882. — DOI: [10.1088/0022-3727/34/18/322](https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/18/322).
123. Theoretical simulation of the picosecond runaway-electron beam in coaxial diode filled with  $SF_6$  at atmospheric pressure / A. V. Kozyrev [et al.] // Europhysics Letters. — 2016. — Vol. 114, no. 4. — P. 45001. — DOI: [10.1209/0295-5075/114/45001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/114/45001).
124. *Семенюк, Н. С.* Нестационарная кинетика начальной стадии высоковольтного пробоя газоразрядных промежутков: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 05.27.02 / Н. С. Семенюк. — Томск, 2022. — 139 с.



125. *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. — DOI: [10.1088/0022-3727/6/8/310](https://doi.org/10.1088/0022-3727/6/8/310).
126. *Нашилевский, А. В.* Высоковольтный импульсный генератор для удаления поверхностного слоя бетона: дис. ... канд. тех. наук: 01.14.13 / А. В. Нашилевский. — Томск, 2018. — 106 с.
127. Discharge characteristics of high voltage pulses inside rocks with increasing their applied number / R.-Q. Zhang [et al.] // AIP Advances. — 2017. — Vol. 7, no. 11. — P. 115014. — DOI: [10.1063/1.5000777](https://doi.org/10.1063/1.5000777).
128. High-voltage pulsed generator for dynamic fragmentation of rocks / B. M. Kovalchuk [et al.] // Review of Scientific Instruments. — 2010. — Vol. 81, no. 10. — P. 103506. — DOI: [10.1063/1.3497307](https://doi.org/10.1063/1.3497307).
129. *Yan, K.* Corona plasma generation: PhD Thesis (Research TU/e / Graduation TU/e) / K. Yan. — Technische Universiteit Eindhoven, 2001. — 188 p.
130. *Li, L.* The Influence of Electric Field Inhomogeneity on Repetitive Performance of a Corona-Stabilized Switch / L. Li, Z. Huang, Y. Yang // IEEE Access. — 2020. — Vol. 8. — P. 195515—195527. — DOI: [10.1109/ACCESS.2020.3033327](https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.3033327).
131. *Ковальчук, Б. М.* Исследование стабильности срабатывания частотного разрядника при напряжении до 300 kV и коммутируемой энергии до 450 Дж / Б. М. Ковальчук, Ю. Д. Королёв, Е. В. Кумпяк // Журнал технической физики. — 2012. — Т. 82, № 8. — С. 124—128. — URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/10686>.
132. *Ковальчук, Б. М.* Стабильность срабатывания разрядника с резко неоднородным электрическим полем у электрода с отрицательным потенциалом / Б. М. Ковальчук, А. А. Жерлицын, Е. В. Кумпяк // Известия вузов. Физика. — 2017. — Т. 60, № 8. — С. 87—92. — DOI: [10.1007/s11182-017-1222-4](https://doi.org/10.1007/s11182-017-1222-4).
133. *Базуткин, В. В.* Техника высоких напряжений: Изоляция и перенапряжения в электрических системах: Учебник для вузов / В. В. Базуткин, В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь ; под ред. В. П. Ларионов. — 3-е изд. перераб. и доп. — М. : ЭнергATOMиздат, 1986. — 464 с.

134. Ужов, В. Н. Очистка промышленных газов электрофильтрами / В. Н. Ужов. — 2-е изд. перераб. и доп. — М. : Издательство Химия, 1967. — 344 с.
135. Simulation of pre-breakdown discharges in high-pressure air. I: The model and its application to corona inception / N. G. C. Ferreira [et al.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2019. — Vol. 52, no. 35. — P. 355206. — DOI: [10.1088/1361-6463/ab2849](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab2849).
136. Miller, C. G. Positive Coaxial Cylindrical Corona Discharges in Pure  $N_2$ ,  $O_2$ , and Mixtures Thereof / C. G. Miller, L. B. Loeb // Journal of Applied Physics. — 1951. — Vol. 22, no. 4. — P. 494—503. — DOI: [10.1063/1.1699990](https://doi.org/10.1063/1.1699990).
137. Pulsed mode of a negative corona in nitrogen: I. Experiment / Y. S. Akishev [et al.] // Plasma Physics Reports. — 2001. — Vol. 27, no. 6. — P. 520—531. — DOI: [10.1134/1.1378130](https://doi.org/10.1134/1.1378130).
138. Mizeraczyk, J. Controlled generation of a single Trichel pulse and a series of single Trichel pulses in air / J. Mizeraczyk, A. Berendt, Y. Akishev // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2018. — Vol. 51, no. 15. — P. 155204. — DOI: [10.1088/1361-6463/aab4c0](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aab4c0).
139. Феномен апокампического разряда / Э. А. Соснин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2016. — Т. 103, № 12. — С. 857—860. — DOI: [10.7868/S0370274X16120055](https://doi.org/10.7868/S0370274X16120055).
140. Dynamics of apokamp-type atmospheric pressure plasma jets / E. A. Sosnin [et al.] // The European Physical Journal D. — 2017. — Vol. 71, no. 2. — P. 25. — DOI: [10.1140/epjd/e2016-70466-0](https://doi.org/10.1140/epjd/e2016-70466-0).
141. О физической природе апокампического разряда / Э. А. Соснин [и др.] // ЖЭТФ. — 2017. — Т. 152, № 5. — С. 1081—1087. — DOI: [10.7868/S0044451017110232](https://doi.org/10.7868/S0044451017110232).
142. Формирование апокампического разряда в условиях атмосферного давления / В. С. Скакун [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2016. — Т. 59, № 5. — С. 92—95. — URL: [https://elibrary.ru/download/elibrary\\_26131310\\_50314004.pdf](https://elibrary.ru/download/elibrary_26131310_50314004.pdf).
143. Влияние молекулярного газа на формирование апокампического разряда / Э. А. Кузнецов В. С. Соснин [и др.] // Оптика и спектроскопия. —

2018. — T. 125, № 3. — С. 311—317. — DOI: [10.21883/OS.2018.09.46543.119-18](https://doi.org/10.21883/OS.2018.09.46543.119-18).
144. Ministarters and mini blue jets in air and nitrogen at a pulse-periodic discharge in a laboratory experiment / E. A. Sosnin [et al.] // JETP Letters. — 2017. — Vol. 105, no. 10. — P. 641—645. — DOI: [10.1134/s0021364017100137](https://doi.org/10.1134/s0021364017100137).
145. *Chatterton, P. A.* A theoretical study of field emission initiated vacuum breakdown / P. A. Chatterton // Proceedings of the Physical Society. — 1966. — Vol. 88, no. 1. — P. 231—245. — DOI: [10.1088/0370-1328/88/1/326](https://doi.org/10.1088/0370-1328/88/1/326).
146. *Tuinenga, P. W.* SPICE: a guide to circuit simulation and analysis using PSpice / P. W. Tuinenga. — 3rd ed. — Hoboken, New Jersey : Prentice Hall, 1995. — P. 288.
147. *Vladimirescu, A.* The SPICE book / A. Vladimirescu. — 2nd ed. — New York : John Wiley & Sons, Ltd, 1994. — P. 246.
148. *Keown, J.* PSpice and circuit analysis / J. Keown. — New York : Macmillan Publishing Company, 1991. — P. 356.
149. *Babaeva, N. Y.* Simulation of subnanosecond streamers in atmospheric-pressure air: Effects of polarity of applied voltage pulse / N. Y. Babaeva, G. V. Naidis // Physics of Plasmas. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 083527. — DOI: [10.1063/1.4961925](https://doi.org/10.1063/1.4961925).
150. *Allen, N. L.* Dynamics of streamer propagation in air / N. L. Allen, P. N. Mikropoulos // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1999. — Vol. 32, no. 8. — P. 913—919. — DOI: [10.1088/0022-3727/32/8/012](https://doi.org/10.1088/0022-3727/32/8/012).
151. Моделирование транзиентных световых явлений средней атмосферы Земли с помощью апокампиического разряда / Э. А. Соснин [и др.] // УФН. — 2021. — Т. 191, № 2. — С. 199—219. — DOI: [10.3367/UFNr.2020.03.038735](https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.03.038735).
152. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixtures / I. A. Kossyi [et al.] // Plasma Sources Science and Technology. — 1992. — Vol. 1, no. 3. — P. 207—220. — DOI: [10.1088/0963-0252/1/3/011](https://doi.org/10.1088/0963-0252/1/3/011).
153. Global Model of Plasma Chemistry in a High Density Oxygen Discharge / C. Lee [et al.] // Journal of The Electrochemical Society. — 1994. — Vol. 141, no. 6. — P. 1546—1555. — DOI: [10.1149/1.2054960](https://doi.org/10.1149/1.2054960).

154. *Lieberman, M. A.* Principles of Plasma Discharges and Materials Processing / M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg. — 2nd ed. — Hoboken, New Jersey : John Wiley & Sons, Ltd, 2005. — P. 757.
155. Global (volume-averaged) model of inductively coupled chlorine plasma: Influence of Cl wall recombination and external heating on continuous and pulse-modulated plasmas / E. Kemaneci [et al.] // Plasma Sources Science and Technology. — 2014. — Vol. 23, no. 4. — P. 045002. — DOI: [10.1088/0963-0252/23/4/045002](https://doi.org/10.1088/0963-0252/23/4/045002).
156. *Thorsteinsson, E. G.* A global (volume averaged) model of a chlorine discharge / E. G. Thorsteinsson, J. T. Gudmundsson // Plasma Sources Science and Technology. — 2009. — Vol. 19, no. 1. — P. 015001. — DOI: [10.1088/0963-0252/19/1/015001](https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/1/015001).
157. *Lee, C.* Role of etch products in polysilicon etching in a high-density chlorine discharge / C. Lee, D. B. Graves, M. A. Lieberman // Plasma Chemistry and Plasma Processing. — 1996. — Vol. 16, no. 1. — P. 99—120. — DOI: [10.1007/bf01465219](https://doi.org/10.1007/bf01465219).
158. *Church, M. J.* Ionic recombination of atomic and molecular ions in flowing afterglow plasmas / M. J. Church, D. Smith // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1978. — Vol. 11, no. 16. — P. 2199—2206. — DOI: [10.1088/0022-3727/11/16/007](https://doi.org/10.1088/0022-3727/11/16/007).

### Публикации автора по теме диссертации

159. Theoretical Simulation of Nanosecond High Pressure Gas Discharge in the Pin-to-Plate Gap / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // 2018 26th Telecommunications Forum (TELFOR). — 2018. — P. 1—4. — DOI: [10.1109/TELFOR.2018.8611902](https://doi.org/10.1109/TELFOR.2018.8611902).
160. Submicrosecond atmospheric electric discharge from the non-uniform electrode (tip) towards the plane electrode / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // Vojnotehnički glasnik. — 2019. — Vol. 67, no. 3. — P. 601—613. — DOI: [10.5937/vojtehg67-20796](https://doi.org/10.5937/vojtehg67-20796).

161. Numerical Simulation of Fast Atmospheric Electric Discharge in the Tip-to-Plane Configuration. / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // Proceedings of the 4th International Conference on Modern Approaches in Science, Technology & Engineering. — Acavent, 2019. — DOI: [10.33422/4ste.2019.02.09](https://doi.org/10.33422/4ste.2019.02.09).
162. Hybrid Numerical Simulation of the Nanosecond Discharge in Gas-Filled Diode with Plane-Grid Cathode / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // 2018 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). Vol. 2. — IEEE, 2018. — P. 483—486. — DOI: [10.1109/DEIV.2018.8537155](https://doi.org/10.1109/DEIV.2018.8537155).
163. Numerical simulation of fast atmospheric pressure discharge in gas diode with plane-grid cathode system / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // XI International Conference on Computational Heat, Mass and Momentum Transfer (ICCHMT 2018) : Mathematical Modeling in the Energy and Industrial Processes. Vol. 240. — EDP Sciences, 2018. — P. 05040. — DOI: [10.1051/mateconf/201824005040](https://doi.org/10.1051/mateconf/201824005040).
164. Simulation of the Subnanosecond Runaway Electron Source for Low-Dose Industrial Radiography / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // 2018 International Conference of Electrical and Electronic Technologies for Automotive. — IEEE, 2018. — P. 1—5. — DOI: [10.23919/EETA.2018.8493232](https://doi.org/10.23919/EETA.2018.8493232).
165. Theoretical Modelling of Fast Atmospheric Pressure Discharge in Gas Diode with Plane-Grid Cathode System / A. O. Kokovin [et al.] // 2018 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE). — IEEE, 2018. — DOI: [10.1109/ishce.2018.8521189](https://doi.org/10.1109/ishce.2018.8521189).
166. Теория высоковольтного импульсного разряда в газе высокого давления: гидродинамический и кинетический подходы / В. Ю. Кожевников [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2018. — Т. 61, № 4. — С. 603—610. — DOI: [10.1007/s11182-018-1439-x](https://doi.org/10.1007/s11182-018-1439-x).
167. Numerical Simulation of the High-Voltage Switch Operating in a Self-Breakdown Mode / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // 2018 26th Telecommunications Forum (TELFOR). — 2018. — P. 420—425. — DOI: [10.1109/telfor.2018.8612167](https://doi.org/10.1109/telfor.2018.8612167).

168. Triggered gas switch with a sharply non-uniform electric field at the electrode with negative potential / V. M. Alexeenko [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1393, no. 1. — P. 012067. — DOI: [10.1088/1742-6596/1393/1/012067](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012067).
169. Atmospheric pressure corona discharge in the needle-plane electrode system: Influence of field peaking on electrophysical parameters / V. S. Kuznetsov [et al.] // 7th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2020). — Institute of Electrical, Electronics Engineers Inc., 2020. — P. 369—373. — DOI: [10.1109/EFRE47760.2020.9241965](https://doi.org/10.1109/EFRE47760.2020.9241965).
170. *Kokovin, A. O.* Simulation of negative corona discharge in atmospheric air: from mode of Trichel pulses to stationary discharge / A. O. Kokovin, A. V. Kozyrev, V. Y. Kozhevnikov // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — Vol. 2064, no. 1. — P. 012024. — DOI: [10.1088/1742-6596/2064/1/012024](https://doi.org/10.1088/1742-6596/2064/1/012024).
171. Characteristics of stationary negative corona discharge in atmospheric air / A. O. Kokovin [et al.] // Proceedings of 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2022). — Institute of Electrical, Electronics Engineers Inc., 2022. — P. 550—553. — DOI: [10.56761/efre2022.s5-p-019502](https://doi.org/10.56761/efre2022.s5-p-019502).
172. О механизме генерации импульсов Тричела в воздухе атмосферного давления / В. Ф. Тарасенко [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2022. — Т. 115, № 11. — С. 710—716. — DOI: [10.31857/S1234567822110064](https://doi.org/10.31857/S1234567822110064). — Переводная версия: DOI: [10.1134/S0021364022600689](https://doi.org/10.1134/S0021364022600689).
173. Смена механизма формирования коронного разряда в атмосферном воздухе при отрицательном острие / А. В. Козырев [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2022. — Т. 65, № 10. — С. 138—140. — DOI: [10.17223/00213411/65/10/138](https://doi.org/10.17223/00213411/65/10/138). — Переводная версия: DOI: [10.1007/s11182-023-02827-1](https://doi.org/10.1007/s11182-023-02827-1).
174. Эволюция отрицательной короны в режиме ограничения тока разряда: переход от импульсно-периодического режима к стационарному горению / А. В. Козырев [и др.] // ЖЭТФ. — 2023. — Т. 163, № 2. — С. 284—292. — DOI: [10.31857/S004445102302013X](https://doi.org/10.31857/S004445102302013X).
175. Key Modes of Ignition and Maintenance of Corona Discharge in Air / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // Energies. — 2023. — Vol. 16, no. 13. — P. 4861. — DOI: [10.3390/en16134861](https://doi.org/10.3390/en16134861).

176. Апокампический разряд: условия образования и механизмы формирования / Э. А. Соснин [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2019. — Т. 62, № 7. — С. 182—190. — DOI: [10.17223/00213411/62/7/182](https://doi.org/10.17223/00213411/62/7/182). — Переводная версия: DOI: [10.1007/s11182-019-01846-1](https://doi.org/10.1007/s11182-019-01846-1).
177. Electrodynamical Nature of the Convectionless Atmospheric Plasma Jets / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // 2019 27th Telecommunications Forum (TELFOR). — 2019. — P. 420—425. — DOI: [10.1109/telfor48224.2019.8971344](https://doi.org/10.1109/telfor48224.2019.8971344).
178. Электрополевой механизм формирования тонкой плазменной струи в открытом атмосферном разряде / В. Ю. Кожевников [и др.] // Известия вузов. Физика. — 2019. — Т. 62, № 11. — С. 55—58. — DOI: [10.17223/00213411/62/11/55](https://doi.org/10.17223/00213411/62/11/55). — Переводная версия: DOI: [10.1007/s11182-020-01939-2](https://doi.org/10.1007/s11182-020-01939-2).
179. Apokamp-type gas discharge phenomenon: Experimental and theoretical backgrounds / V. Y. Kozhevnikov [et al.] // EPL (Europhysics Letters). — 2020. — Vol. 129, no. 1. — P. 15002. — DOI: [10.1209/0295-5075/129/15002](https://doi.org/10.1209/0295-5075/129/15002).

## Список рисунков

1.1	Структура электронной лавины [5] . . . . .	11
1.2	Кривая, разделяющая таунсендовский (ниже кривой) и стримерный (выше кривой) механизм пробоя [8] . . . . .	13
1.3	Схематичная вольт–амперная характеристика отрицательного коронного разряда в воздухе атмосферного давления в конфигурации «остриё–плоскость» [25] . . . . .	16
1.4	Пространственная структура безимпульсной короны [29] . . . . .	17
1.5	Схема PIC–MCC алгоритма . . . . .	20
2.1	Типы конечных элементов первого порядка . . . . .	40
2.2	Триангуляция Делоне [103] . . . . .	41
2.3	Триангуляция расчётной области с неоднородной геометрией . . . . .	42
2.4	Вид ленточной матрицы глобальной матрицы жёсткости [101] . . . . .	45
2.5	Схема газоразрядного промежутка с неоднородной геометрией электродов типа «остриё–плоскость» . . . . .	48
2.6	Коммутационные характеристики субмикросекундного разряда . . . . .	49
2.7	Интегральные фотографии свечения в разрядном промежутке, сделанные ICCD–камерой в различные временные промежутки [114] . . . . .	50
2.8	Пространственно–временная эволюция субмикросекундного стримера в азоте атмосферного давления . . . . .	51
2.9	Конфигурация газоразрядного промежутка с сетчатым катодом . . . . .	52
2.10	Временные профили напряжения на источнике (чёрная кривая), напряжения разряда (пунктирные кривые), тока разряда (точечные кривые) и импульса тока убегающих электронов (сплошные кривые) . . . . .	53
2.11	Пространственно–временная эволюция субнаносекундного стримера в плоском промежутке с сетчатым катодом . . . . .	54
3.1	Конструкция искрового разрядника высокого давления [132] . . . . .	58
3.2	1.5D пространственно–временная эволюция коронного разряда вдоль оси разряда . . . . .	60
3.3	Коммутационные характеристики субмикросекундного разряда . . . . .	61
3.4	Временная развёртка парциальных токов, протекающих через газоразрядный промежуток . . . . .	62



3.5	Временные профили тока коронного разряда при различных скоростях роста напряжения $dU/dt$ . . . . .	63
3.6	Упрощённые схемы газоразрядного промежутка искрового разрядника высокого давления [132]. Расчётная область ограничена пунктиром . . . . .	64
3.7	Коммутационные характеристики коронного разряда для двумерной конфигурации разрядника . . . . .	65
4.1	Схематическое изображение газоразрядного диода . . . . .	68
4.2	Коммутационные характеристики импульсно–периодического режима горения коронного разряда . . . . .	69
4.3	Распределение пространственного заряда вблизи острия . . . . .	70
4.4	Временная развёртка парциальной плотностей токов, формирующих импульсы Тричела . . . . .	71
4.5	Дрейф амплитуд, длительностей на полувысоте и межимпульсных интервалов в режиме импульсов Тричела в зависимости от номера импульса в последовательности . . . . .	72
4.6	Временная развёртка напряжённости электрического поля на поверхности катода . . . . .	73
4.7	Влияние конфигурации острийного электрода на формирование первых импульсов Тричела . . . . .	74
4.8	Затухание частотно–импульсного режима протекания тока . . . . .	75
4.9	Коммутационные характеристики перехода к сильноточному режиму горения коронного разряда . . . . .	76
4.10	Распределение плазмы и электрического поля вдоль оси симметрии после затухания частотно–импульсного режима . . . . .	76
4.11	Экспериментальные профили тока коронного разряда и напряжения на промежутке с параметрами, близкими к расчетной модели [175] . . . . .	77
4.12	Структура прикатодного слоя тлеющего разряда . . . . .	78
4.13	Структура положительного столба стационарного тлеющего разряда . . . . .	79
4.14	Временная развёртка парциальных плотностей токов в точке, удалённой на 100 мкм от вершины острия . . . . .	80
4.15	Коммутационные характеристики коронного разряда при скорости роста напряжения $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$ . . . . .	81

4.16	Пространственно–временная эволюция плазмы в течение первого импульса тока при скорости роста напряжения $\sim 0,3 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$ . . . . .	82
4.17	Коммутационные характеристики коронного разряда при скорости роста напряжения $\sim 3,0 \text{ В} \cdot \text{нс}^{-1}$ . . . . .	83
5.1	Конфигурация газоразрядного промежутка . . . . .	87
5.2	Начальные гауссовские распределения плазмы . . . . .	89
5.3	Коммутационные характеристики апокампиического разряда . . . . .	90
5.4	Квазистационарная структура плазменного канала . . . . .	91
5.5	Проращение плазменного филамента с изгиба канала . . . . .	92
5.6	Пространственная структура остова плазменного филамента . . . . .	93
5.7	Высокоскоростная съёмка формирования и распространения «плазменных пульс» [151] . . . . .	93
5.8	Структура двойного апокампа [140] . . . . .	94
5.9	Формирование плазменного канала в хлоре . . . . .	95
Б.1	Пространственная структура зоны проводимости (к Главе 3.3) . . . . .	126
Б.2	Распределения плазмы вблизи дискового электрода (к Главе 3.3) . . . . .	127
Б.3	Распределения плазмы вблизи цилиндрического электрода (к Главе 3.3) . . . . .	128
В.1	Формирование двойного апокампа в хлоре при напряжении $U_0 = 10 \text{ кВ}$ (к Главе 5.3) . . . . .	129
В.2	Формирование множественных апокампов в хлоре при напряжении $U_0 = 50 \text{ кВ}$ (к Главе 5.3) . . . . .	130

## Список таблиц

1	Коэффициенты аппроксимации функции поглощения фотонов [100]	36
2	Кинетическая схема поверхностных реакций в воздухе . . . . .	37
3	Геометрические параметры игольчатого электрода . . . . .	67
4	Кинетическая схема в воздухе (к Главе 2.4) . . . . .	124
5	Простейшая кинетическая схема в чистом азоте (к Главе 2.6) . . . . .	125
6	Простейшая кинетическая схема в кислороде (к Главе 5.1) . . . . .	125
7	Простейшая кинетическая схема в чистом хлоре (к Главе 5.1) . . . . .	125

## Приложение А

## Кинетические схемы плазмохимических реакций в различных газах

Таблица 4 — Кинетическая схема в воздухе (к Главе 2.4)

#	Схема реакции	Скорость реакции	Источник
R1	$e + M_2 \rightleftharpoons 2e + M_2^+$	расчёт $\alpha_1(T_e)$ из ФРЭЭ, $\Delta\varepsilon_{N_2} = 15,58$ эВ, $\Delta\varepsilon_{O_2} = 12,06$ эВ, $k_1^r = 1,0 \cdot 10^{-19} (T_g/T_e)^{9/2}$	[57]
R2	$O_2 + N_2^+ \rightarrow N_2 + O_2^+$	$k_2 = 6,0 \cdot 10^{-11}$	[70]
R3	$e + M_2^+ + M_2 \rightarrow 2M_2$	$k_3 = 6,0 \cdot 10^{-29} (T_g/T_e)^{3/2}$	[152]
R4	$e + O_4^+ \rightarrow 2O_2$	$k_4 = 1,4 \cdot 10^{-6} (T_g/T_e)^{1/2}$	[70]
R5	$e + M_2^+ \rightarrow 2M$	$k_5^{N_2} = 2,8 \cdot 10^{-7} (T_g/T_e)^{1/2}$ $k_5^{O_2} = 2,0 \cdot 10^{-7} (T_g/T_e)$	[70]
R6	$e + 2O_2 \rightleftharpoons O_2 + O_2^-$	$k_6^f = 1,9 \cdot 10^{-30} \cdot \frac{T_g}{T_e} \cdot \exp\left[\frac{7}{3}\left(1 - \frac{T_g}{T_e}\right)\right]$ , $k_6^r = 2,2 \cdot 10^{-18}$	[152]
R7	$e + O_2 + N_2 \rightleftharpoons N_2 + O_2^-$	$k_7^f = 8,5 \cdot 10^{-32} \left(\frac{T_g}{T_e}\right)^2 \exp\left[5\left(1 - \frac{T_g}{T_e}\right)\right]$ , $k_7^r = 6,0 \cdot 10^{-19}$	[152]
R8	$O_2 + M_2 + O_2^+ \rightleftharpoons M_2 + O_4^+$	$k_8^f = 2,4 \cdot 10^{-30}$ , $k_8^r = 1,7 \cdot 10^{-13}$	[152]
R9	$e + M_2 \rightarrow e + 2M$	$k_9^{N_2} = 1,0 \cdot 10^{-7} T_e^{-1,6} \exp\left(\frac{-9,8}{T_e}\right)$ , $k_9^{O_2} = 4,2 \cdot 10^{-9} \exp\left(\frac{-5,6}{T_e}\right)$	[71; 96]
R10	$O_2^- + M_2^+ \rightarrow O_2 + M_2$	$k_{10} = 2,0 \cdot 10^{-7}$	[152]
R11	$O_2^- + O_4^+ \rightarrow 3O_2$	$k_{11} = 1,0 \cdot 10^{-7}$	[152]
R12	$h\nu + O_2 \rightarrow e + O_2^+$	решение системы уравнений Гельмгольца	[100]

**Примечание:** скорости двухчастичных реакций даны в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , трёхчастичных — в  $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Частицей М обозначены N и O. Константы скоростей даны при температуре фонового газа  $T_g = 300$  К. Температура электронов  $T_e$  дана в эВ.

Таблица 5 — Простейшая кинетическая схема в чистом азоте (к Главе 2.6)

#	Схема реакции	Скорость реакции	Источник
<b>R1</b>	$e + N_2 \rightarrow 2e + N_2^+$	расчёт $\alpha_1(T_e)$ из ФРЭЭ, $\Delta\epsilon_{N_2} = 15,58$ эВ	[57]
<b>R2</b>	$e + N_2 \rightarrow e + 2N$	$k_2 = 6,3 \cdot 10^{-6} T_e^{-1,6} \exp\left(\frac{-9,8}{T_e}\right)$	[96]
<b>R3</b>	$h\nu + N_2 \rightarrow e + N_2^+$	решение системы уравнений Гельмгольца	[100]

**Примечание:** Константы скорости реакций даны в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  и при температуре фонового газа  $T_g = 300$  К. Температура электронов  $T_e$  дана в эВ.

Таблица 6 — Простейшая кинетическая схема в кислороде (к Главе 5.1)

#	Схема реакции	Скорость реакции	Источник
<b>R1</b>	$e + O_2 \rightarrow 2e + O_2^+$	$k_1 = 9,0 \cdot 10^{-10} T_e^2 \exp\left(\frac{-12,06}{T_e}\right)$	[153]
<b>R2</b>	$e + 2O_2 \rightarrow O_2 + O_2^-$	$k_2 = 1,9 \cdot 10^{-30} \cdot \frac{T_g}{T_e} \cdot \exp\left[\frac{7}{3} \left(1 - \frac{T_g}{T_e}\right)\right]$	[154]
<b>R3</b>	$O_2^+ + O_2^- + O_2 \rightarrow 3O_2$	$k_3 = 2,0 \cdot 10^{-25}$	[70; 152]
<b>R4</b>	$e + O_2 \rightarrow e + 2O$	$k_4 = 4,2 \cdot 10^{-9} \exp\left(\frac{-5,6}{T_e}\right)$	[71]
<b>R5</b>	$h\nu + O_2 \rightarrow e + O_2^+$	решение системы уравнений Гельмгольца	[100]

**Примечание:** Константы скорости двухчастичных реакций даны в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , трёхчастичных — в  $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$  и при температуре фонового газа  $T_g = 300$  К. Температура электронов  $T_e$  дана в эВ.

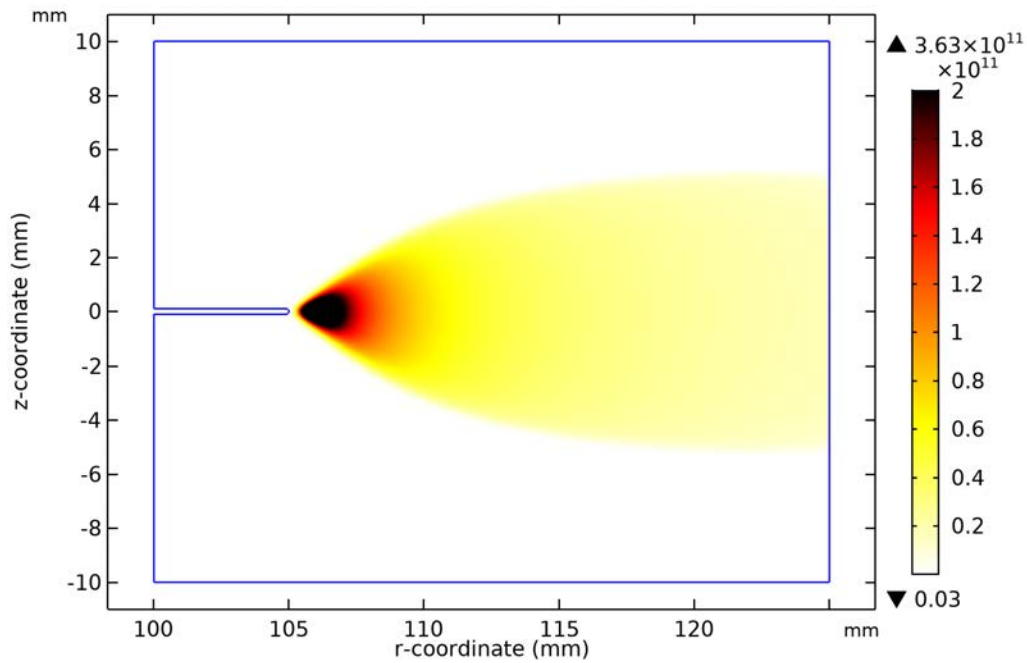
Таблица 7 — Простейшая кинетическая схема в чистом хлоре (к Главе 5.1)

#	Схема реакции	Скорость реакции	Источник
<b>R1</b>	$e + Cl_2 \rightarrow 2e + Cl_2^+$	$k_1 = 5,12 \cdot 10^{-8} T_e^{-0,48} \exp\left(\frac{-12,34}{T_e}\right)$	[155]
<b>R2</b>	$e + Cl_2^+ \rightarrow 2Cl$	$k_2 = 9 \cdot 10^{-8} T_e^{-1/2}$	[156]
<b>R3</b>	$e + Cl_2 \rightarrow e + 2Cl$	$k_3 = 1,04 \cdot 10^{-7} T_e^{-0,29} \exp\left(\frac{-8,84}{T_e}\right)$	[155]
<b>R4</b>	$e + Cl_2 \rightarrow Cl + Cl^-$	$k_4 = 3,69 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{1,68}{T_e} + \frac{1,457}{T_e^2} - \frac{0,44}{T_e^3} + \frac{0,0572}{T_e^4} - \frac{0,0026}{T_e^5}\right)$	[157]
<b>R5</b>	$e + Cl^- \rightarrow 2e + Cl$	$k_5 = 2,63 \cdot 10^{-8} \exp\left(\frac{-5,37}{T_e}\right)$	[157]
<b>R6</b>	$Cl^- + Cl_2^+ \rightarrow Cl_2 + Cl$	$k_6 = 5 \cdot 10^{-8} (300/T_g)^{1/2}$	[158]
<b>R7</b>	$h\nu + Cl_2 \rightarrow e + Cl_2^+$	решение системы уравнений Гельмгольца	[100]

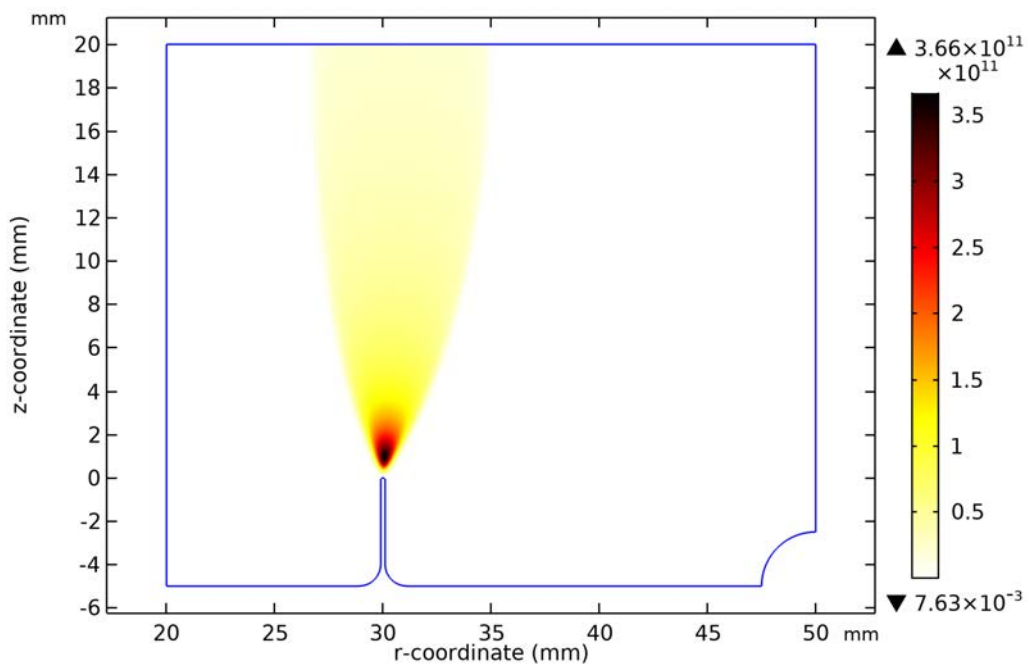
**Примечание:** скорости реакций даны в  $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ . Константы скоростей даны при температуре фонового газа  $T_g = 300$  К. Температура электронов  $T_e$  дана в эВ.

## Приложение Б

## Пространственная структура стационарного коронного разряда



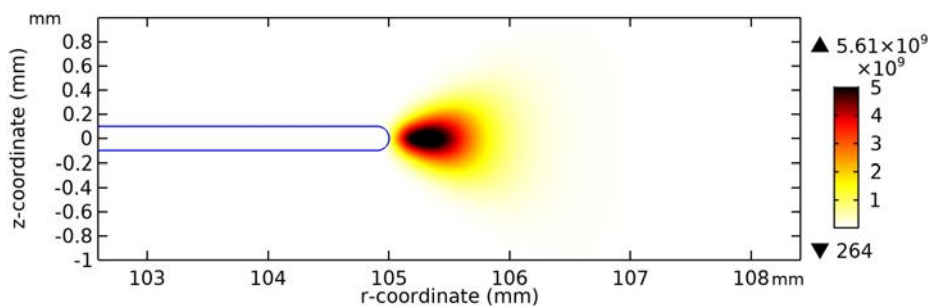
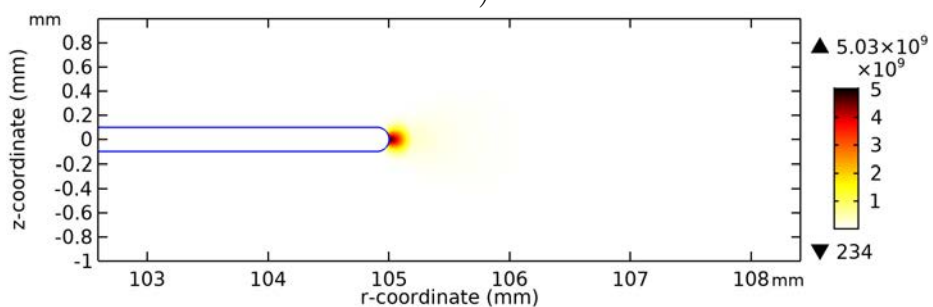
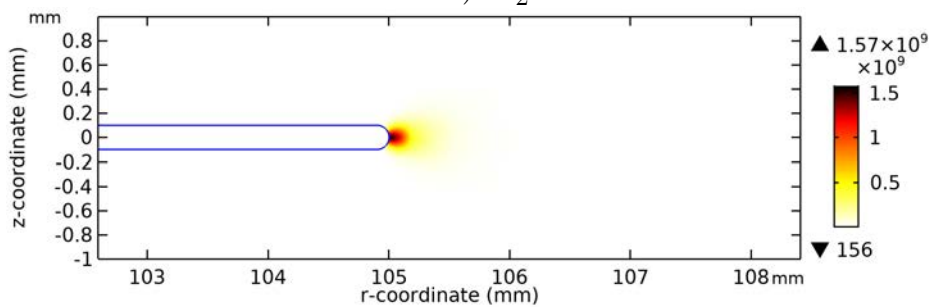
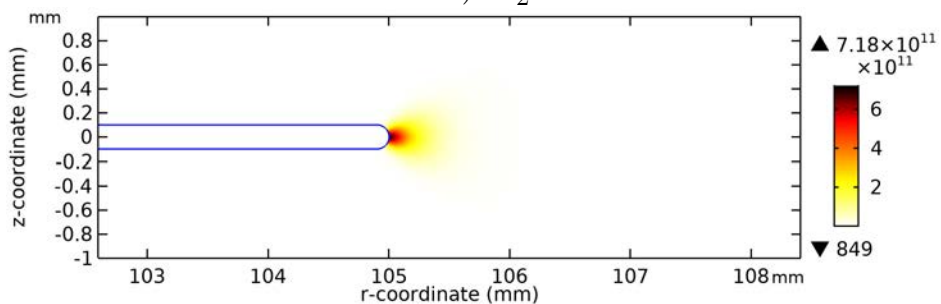
а) Конфигурация с дисковым электродом.



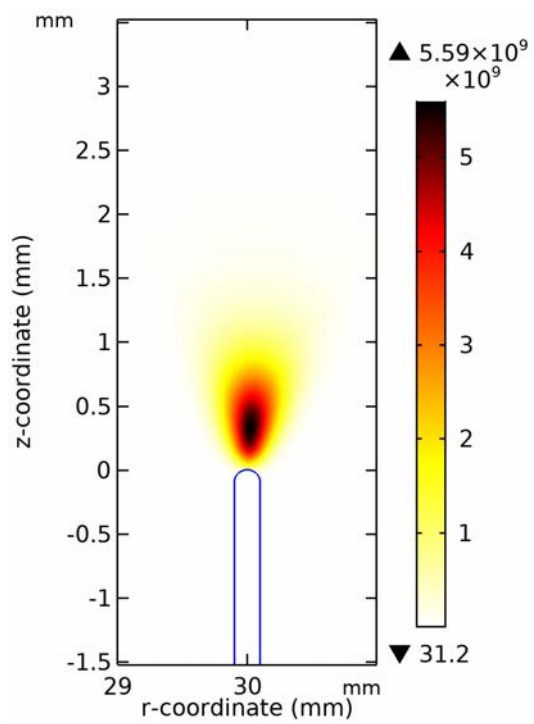
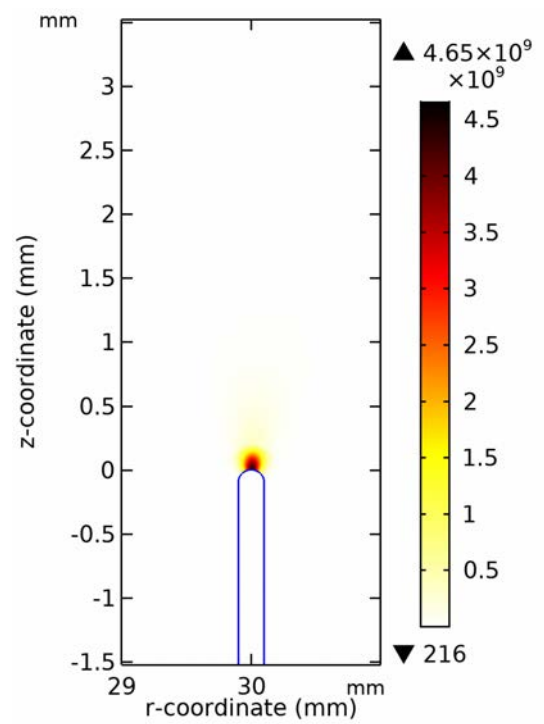
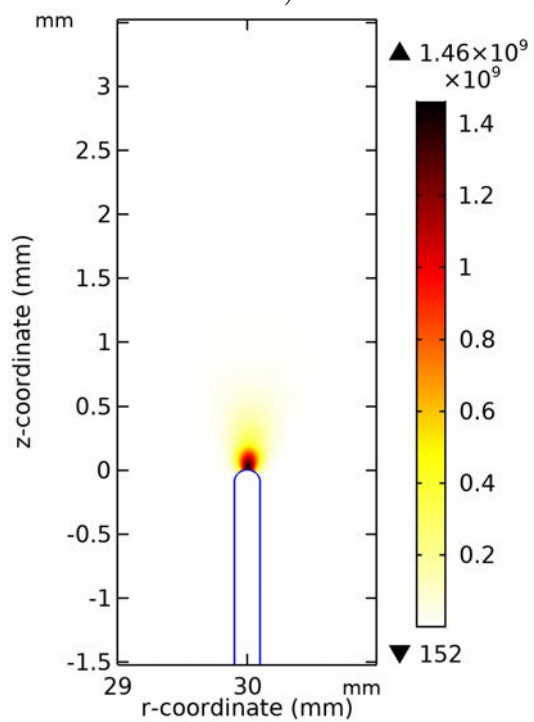
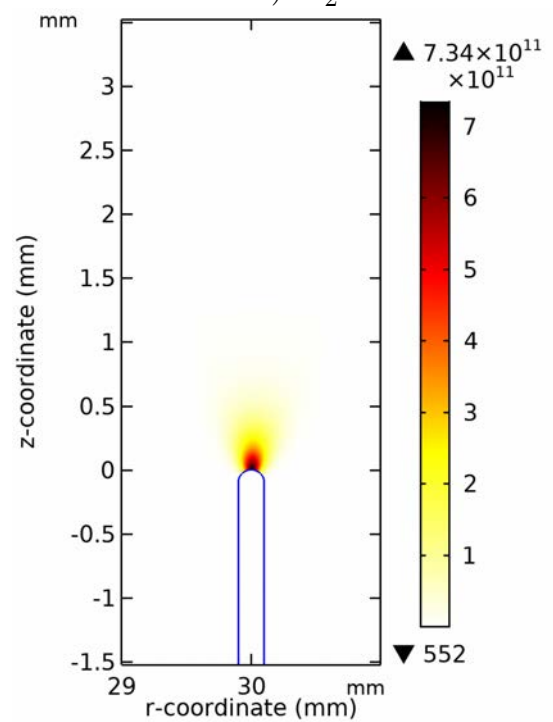
б) Конфигурация с цилиндрическим электродом.

Распределения концентрации ионов  $O_2^-$  в  $см^{-3}$

Рисунок Б.1 — Пространственная структура зоны проводимости (к Главе 3.3)

а)  $e$ б)  $N_2^+$ в)  $O_2^+$ г)  $O_4^+$ 

Распределения компонент плазмы в  $\text{см}^{-3}$ . Синим цветом обозначен катод  
 Рисунок Б.2 — Распределения плазмы вблизи дискового электрода (к Главе 3.3)

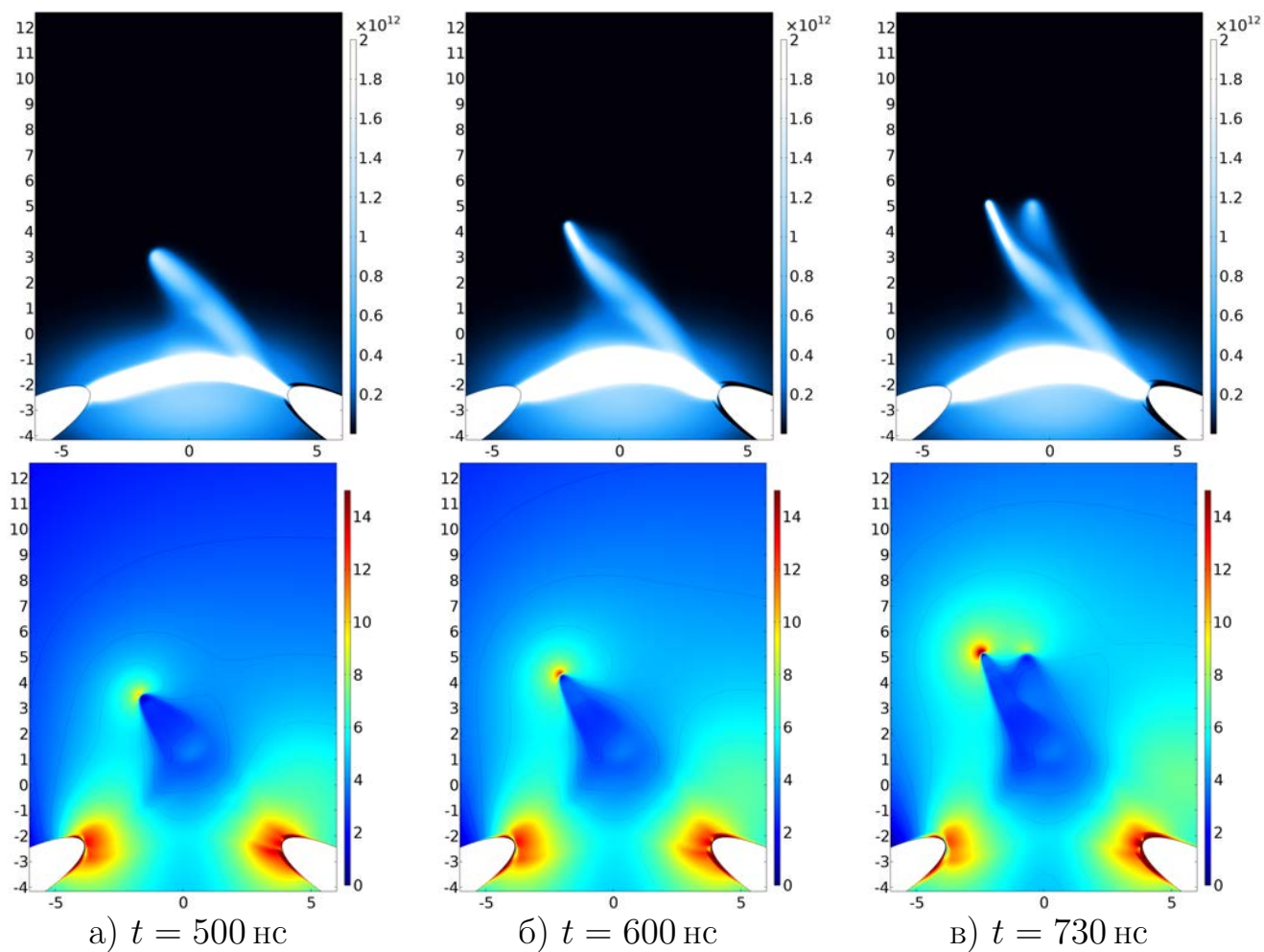
а)  $e$ б)  $N_2^+$ в)  $O_2^+$ б)  $O_4^+$ 

Распределения компонент плазмы в  $\text{см}^{-3}$ . Синим цветом обозначен катод  
 Рисунок Б.3 — Распределения плазмы вблизи цилиндрического электрода (к  
 Главе 3.3)



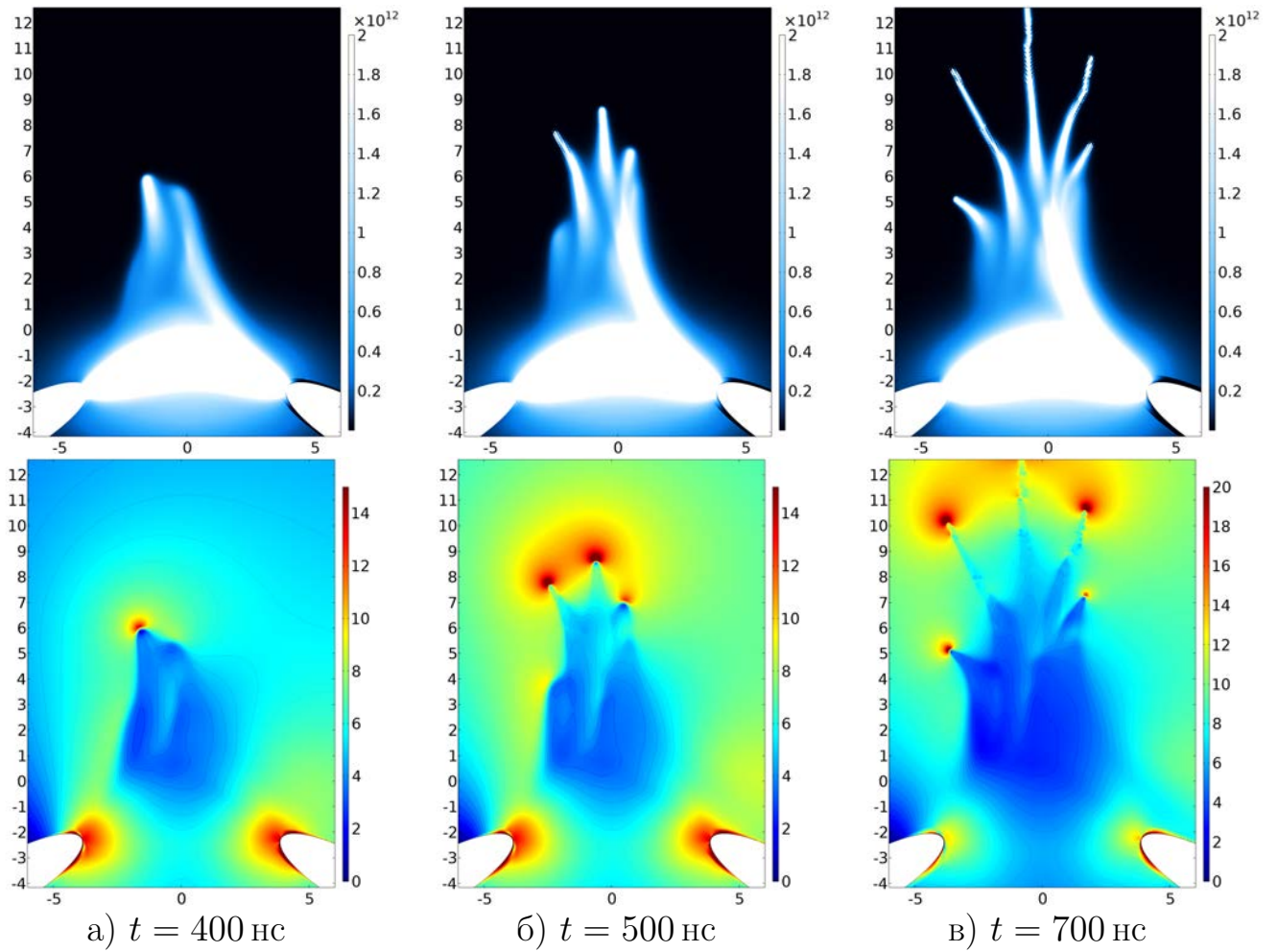
## Приложение В

## Формирование тонкого плазменного филамента



Верхняя строка: распределения концентрации плазмы в  $\text{см}^{-3}$ , нижняя строка:  
распределения модуля электрического поля в  $\text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$

Рисунок В.1 — Формирование двойного апокампа в хлоре при напряжении  $U_0 = 10$  кВ (к Главе 5.3)



Верхняя строка: распределения концентрации плазмы в  $\text{см}^{-3}$ , нижняя строка:  
 распределения модуля электрического поля в  $\text{кВ} \cdot \text{см}^{-1}$

Рисунок В.2 — Формирование множественных апокампов в хлоре при напряжении  $U_0 = 50 \text{ кВ}$  (к Главе 5.3)