

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Волгоградский государственный технический университет»

На правах рукописи

Башкирев Александр Михайлович

**Динамика релятивистского электронного потока в  
газонаполненном пространстве**

01.04.04 – Физическая электроника

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
Доктор физ.-мат. наук, профессор  
Шеин Александр Георгиевич

Волгоград – 2017

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>4</b>
<b>1 Аналитический обзор исследований процессов ионизации нейтрального газа электронным потоком .....</b>	<b>10</b>
<b>1.1 История и современный этап развития вакуумной электроники....</b>	<b>10</b>
1.1.1 Общие тенденции развития вакуумной электроники .....	10
1.1.2 История исследования виртуального катода .....	12
1.1.3 Пучки заряженных частиц в плазме .....	15
<b>1.2 Процессы ионизации нейтрального газа .....</b>	<b>17</b>
1.2.1 Электронный пучок в газонаполненном пространстве .....	17
взаимодействия .....	17
<b>1.3 Методы изучения электронных потоков в присутствии ионов.....</b>	<b>20</b>
1.3.1 Модели электронных потоков .....	20
1.3.2 Численные методы исследования потоков заряженных частиц .....	23
1.3.3 Методы учета процессов ионизации нейтрального газа .....	25
<b>Выводы по главе .....</b>	<b>27</b>
<b>2 Численное моделирование релятивистского электронного потока .....</b>	<b>28</b>
<b>в газонаполненном пространстве взаимодействия .....</b>	<b>28</b>
<b>2.1 Математическая модель электронного потока.....</b>	<b>28</b>
2.1.1 Геометрия потока и метод крупных частиц.....	28
2.1.2 Математическая модель пространственного заряда потока.....	30
<b>2.2 Математическая модель процессов ионизации нейтрального газа ....</b>	<b>31</b>
<b>2.3 Численная реализация математической модели.....</b>	<b>32</b>
2.3.1 Алгоритм расчета.....	32
2.3.2 Моделирование потока на центральном процессоре .....	35
<b>2.4 Проверка адекватности модели .....</b>	<b>41</b>
2.4.1 Критический ток релятивистского электронного потока .....	41
2.4.2 Сечения ионизации различных газов.....	42
<b>Выводы по главе .....</b>	<b>43</b>
<b>3 Режимы генерации электронного потока в газонаполненном пространстве.....</b>	<b>44</b>
<b>3.1 Режимы генерации.....</b>	<b>44</b>

<b>3.2 Механизм возникновения импульсного режима генерации .....</b>	<b>50</b>
3.2.1 Время образования виртуального катода .....	53
3.2.2 Вытеснение виртуального катода ионным облаком .....	58
3.2.3 Рассеяние ионного облака.....	61
<b>Выводы по главе .....</b>	<b>66</b>
<b>4 Исследование влияния ионизации нейтрального газа в релятивистском случае .....</b>	<b>67</b>
<b>4.1 Спектральные характеристики .....</b>	<b>67</b>
<b>4.2 Перестройка частоты .....</b>	<b>73</b>
<b>4.3 Влияние типа нейтрального газа на режимы генерации .....</b>	<b>76</b>
<b>Выводы по главе .....</b>	<b>80</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>81</b>
<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....</b>	<b>83</b>

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы исследования.** Изучение колебательных и волновых процессов в интенсивных потоках заряженных частиц является важной и востребованной задачей современной физики плазмы и электроники больших мощностей. Особый интерес представляет изучение нейтрального газа на динамику интенсивных электронных потоков и на условия возникновения и режимы генерации в данной системе. Дело в том, что, скорости электронов в интенсивном, а тем более в релятивистском электронном потоке существенно превосходят скорость, соответствующую максимуму коэффициента ионизации нейтрального газа. Однако, в области виртуального катода происходит существенное замедление электронов, в связи с чем их скорости могут быть сравнимы со скоростью соответствующей максимуму коэффициента ионизации. Как следствие, процессы образования виртуального катода и процессы ионизации нейтрального газа являются самосогласованными, а распределение ионизированного газа оказывается существенно неоднородным как в пространстве, так и во времени. В связи с этим в системах такого рода возникает ряд эффектов, изучение которых представляет повышенный интерес.

Одним из наиболее распространённых применений электронных пучков является их применение в вакуумных приборах, предназначенных для генерации и усиления электромагнитных колебаний в СВЧ диапазоне. Основным преимуществом таких приборов является возможность работы в СВЧ диапазоне с высоким уровнем мощности. Основной сферой применения данных приборов являются системы дальней связи и радиолокации.

Исследование процессов ионизации нейтрального газа релятивистским электронным потоком представляет интерес с точки зрения физики плазмы. Данный интерес вызван прежде всего тем фактом, что прохождение электронного потока через плазму может приводить к нагреву ионов и электронов плазмы до высоких температур. Данный эффект представляет интерес сразу по нескольким причинам: во-первых, данный эффект интересен сам по себе как носящий фундаментальный характер; во-вторых, данный

эффект может быть использован при нагреве плазмы при исследованиях с изучением управляемого термоядерного синтеза, в целях создания безопасных и практически неисчерпаемых источников энергии, что является архиважной задачей в современном мире; в-третьих, данный эффект может иметь отношение к возникновению высокоэнергичных космических лучей, что так же носит фундаментальный характер.

Не менее важной и актуальной задачей является разработка ионных двигателей (ИД). Принцип работы ИД основан на ионизации нейтрального газа и последующем ускорении ионов до высоких скоростей электрическим полем для получения тяги. ИД активно разрабатывают и используют в составе космических аппаратов в качестве двигателей коррекции и маршевых двигателей. В связи с этим исследование процессов ионизации нейтрального газа потоком электронов, а также изучение динамики ионного облака, образованного в данном процессе, является востребованной и актуальной задачей.

**Степень разработанности темы исследования.** Интерес ученых к влиянию остаточного нейтрального газа изначально был обусловлен технической сложностью обеспечения глубокого вакуума в приборах в промышленном масштабе. В связи с этим возникла задача, определения давления остаточного газа при котором он не оказывает существенного влияния на работу электро-вакуумного прибора. Экспериментальные исследования зависимости времени жизни виртуального катода от давления нейтрального газа проводились в пятидесятых – шестидесятых годах прошлого века [Волосов В.И., Чириков Б.В., Малышев И.Ф., Рыбас К.П., Lloyd O.]. Данные исследования стали основой для создания метода определения глубины вакуума с использованием конечности времени жизни ВК. Позднее были проведены исследования процессов, происходящих в интенсивном электронном потоке в газонаполненном пространстве взаимодействия [Ходатаев К.В., Шаханова Е.В.], был показан процесс вытеснения виртуального катода ионным облаком. Параллельно проводились работы по исследованию влияния неподвижных

положительных ионов на интенсивные электронные потоки [Pierce J.R., Godfrey B.B., Nur M.S., Lee H.J, Короновский А.А., Храмов А.Е.]. В работе [В.Д. Селемир, А.Е. Дубинов, Б.Г. Птицын, А.А. Евсеенко] исследовали зависимость энергосодержания в СВЧ импульсе от давления остаточного газа. Дальнейшее исследования электронных потоков в газонаполненном пространстве на основе двумерной численной модели электронного потока обнаружили три характерных режима динамики [Р. А. Филатов, А. Е. Храмов].

Одновременно с большим количеством работ, рассматривающих релятивистские потоки в вакууме, в литературе недостаточно освещены вопросы, связанные с процессами ионизации нейтрального газа. Отсутствуют исследования, описывающие влияние различных параметров системы, таких как давление и тип нейтрального газа, скорость потока, величины внешних полей и др. на процессы, возникающие в системе электронный поток - нейтральный газ. Кроме того, до конца не изучены режимы, возникающие в электронном потоке при наличии нейтрального газа, особенно это касается случая релятивистских скоростей. Поэтому исследования электронных потоков, движущихся в газонаполненном пространстве, являются широко востребованными и актуальными на сегодняшний день

**Цели и задачи диссертационной работы.** Целями диссертационной работы являются: исследование процессов, происходящих в релятивистском электронном потоке в газонаполненном пространстве взаимодействия, а также исследование влияния параметров системы на динамику потока.

Для достижения поставленных целей в диссертационной работе решены следующие задачи:

1. Разработана трехмерная математическая модель релятивистского электронного потока в газонаполненном пространстве взаимодействия.
2. Исследованы процессы, происходящие в электронном потоке с виртуальным катодом в газонаполненном пространстве взаимодействия.
3. Исследованы спектральные характеристики импульсной генерации в зависимости от параметров системы.

4. Исследовано влияние различных типов газов на процессы в электронном потоке

**Научная новизна.** В диссертационной работе:

1. впервые создана математическая модель и программа расчета, реализованная на графическом процессоре и позволяющая моделировать релятивистский электронный поток в газонаполненном пространстве;

2. рассмотрен механизм возникновения импульсной генерации в электронном потоке в газонаполненном пространстве взаимодействия на основе трехмерной численной модели;

3. изучено влияние нейтрального газа на спектральные характеристики колебаний электрического потенциала пространственного заряда в электронном потоке.

**Теоретическая и практическая значимость.**

1. Разработанное в рамках исследования программное обеспечение, может применяться для расчета динамики электронных пучков в газонаполненном пространстве при проектировании приборов с целью оптимизации внешних параметров системы под задачи прибора и исследования динамических процессов в системе электронный поток – газонаполненная среда.

2. Исследованные зависимости режимов генерации и спектральных характеристик от ряда параметров системы могут быть использованы при разработки новых и оптимизации существующих пучково-плазменных приборов, предназначенных для импульсной генерации СВЧ излучения.

**Методология и методы исследования.** В диссертационной работе использованы методы физики плазмы, электродинамики, математической физики, численные методы интегрирования дифференциальных уравнений, статистические методы расчета и обработки данных, современные методы вычислительной математики и программирования.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Математическая модель релятивистского потока в газонаполненном пространстве взаимодействия, позволяющая рассчитывать динамику электронного потока, распространяющегося в газонаполненном пространстве взаимодействия.

2. Наличие двух различных импульсных режимов генерации: шумовой импульсный режим генерации и импульсный режим генерации со стабильной частотой импульсов.

3. Возможность перестройки частоты следования импульсов генерации по средствам варьирования ряда параметров электронного потока.

4. Возможность возникновения двух частотного режима импульсной генерации.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Достоверность результатов, полученных в ходе диссертационного исследования подтверждается, так что они находятся в хорошем качественном и количественном совпадении с известными данными и выводами, приведенными в научной литературе.

Основные результаты диссертации докладывались на международной конференции «26-я Международная Крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2016)» (2016г.), на всероссийских конференциях «18-я Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники» (2015г.) и «19-я Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники» (2016г.).

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 8 печатных работах, из них 4 статьи в рецензируемых журналах из списка ВАК [1-4], в том числе 3 – в журналах по специальности 01.04.00, 1 свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [5] и 3 тезиса докладов [6-8].

**Соответствие паспорту научной специальности.** Область исследования соответствует паспорту специальности 01.04.04 – «Физическая электроника», а



именно пункту 3 – «Вакуумная электроника, включая методы генерирования потоков заряженных частиц, электронные и ионные оптические системы, релятивистскую электронику».

**Личный вклад автора.** Диссертант самостоятельно провел исследования задач, поставленных научным руководителем А.Г. Шеиным, и получил основные результаты, отраженные в содержании диссертации и основных положениях, выносимых на защиту. В публикациях [4-6] автор совместно с научным руководителем описал модель релятивистского электронного потока с учетом процессов ионизации нейтрального газа. Научные результаты [1-3,7,8] получены лично автором. Формулировка выводов по результатам диссертации проводилась совместно с научным руководителем.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка использованных источников. Работа изложена на 95 страницах машинописного текста и включает 34 рисунка. Список использованных источников включает 104 наименования на 13 страницах.

# **1 Аналитический обзор исследований процессов ионизации нейтрального газа электронным потоком**

Изучение поведения электронных потоков давно привлекает внимание ученых. Это связано, как с изучением физических процессов, протекающих при взаимодействии электронных потоков с электромагнитными волнами, плазмой и твердыми мишенями, так и с вопросами конструирования электронных приборов и устройств, в которых используются пучки. Подтверждением этого являются многочисленные исследования процессов, происходящих в потоках заряженных частиц, что выражается в большом количестве литературы, посвященной данной тематике. В связи с этим необходимо определить область исследований, являющуюся уникальной по научному содержанию, опираясь на достижения науки. Проблема нахождения неизученной области знаний может быть решена путем подробного анализа существующих литературных источников, который проводится в настоящей главе.

## **1.1 История и современный этап развития вакуумной электроники**

### **1.1.1 Общие тенденции развития вакуумной электроники**

Вакуумная электроника сыграла большую роль в развитии электронных систем, радиосвязи и радиолокации, которую сложно переоценить. Благодаря именно вакуумной электронике стали возможными успехи во многих областях науки и техники, – таких, как авиационная и космическая отрасли.

Вакуумная электроника возникла в начале XX века. Первым прибором стала двухэлектродная электронная лампа (диод), изобретённая английским учёным Дж. А. Флемингом в 1904 году. Интенсивное развитие вакуумной электроники началось с 1907 года после создания американским инженером Л. Де Форестом трёхэлектродной лампы (триода) – вакуумного прибора с сеточным управлением электронным потоком. Это привело к бурному развитию в 1910-1920-х годах радиосвязи и радиовещания, а появление в 1930-

х годах электронно-лучевых приборов обусловило возникновение современного телевидения.

Освоение области СВЧ в 1930-40-х годах потребовало разработки принципов динамического управления электронным потоком, в результате чего были созданы новые классы приборов: клистроны, магнетроны, лампы бегущей волны и др., работа которых основана на взаимодействии электронов с электромагнитными СВЧ-полями. Сформировалось новое направление вакуумной электроники – СВЧ-электроника.

Несмотря на такую длительную историю развития вакуумной электроники, она не теряет актуальность и сегодня. Это связано с крайне широким спектром возможных применений электронных пучков. Одной из основных сфер применения электронных потоков является создание устройств СВЧ электроники, таких как генераторы и усилители электромагнитных колебаний. Основным преимуществом таких приборов является возможность работы в СВЧ диапазоне с высоким уровнем мощности. Основной сферой применения данных приборов являются системы дальней связи и радиолокации. Кроме СВЧ электроники, электронные пучки находят также применение в большом количестве областей: в области обработки материалов [9,10], синтеза различных покрытий [11], плазмохимии [12] и др.

На сегодняшний день ведется множество работ в различных направлениях вакуумной и плазменной электроники. В частности, на данный момент активно ведутся работы, направленные на качественное повышение характеристик СВЧ приборов [13-16]. Другим актуальным видом работ являются исследования, посвященные изучению динамики электронного потока, в том числе изучение динамики потока в пространстве взаимодействия различной конфигурации [17-20]. Результаты таких исследований могут быть полезны при проектировании СВЧ приборов с улучшенными характеристиками, разработке новых типов приборов, а также в других областях науки и техники.

Также стоит отметить работы, целью которых является исследование динамики электронного потока в присутствии ионов. Спектр таких работ крайне широк, это и работы, связанные с исследованием взаимодействия электронного потока с неподвижным ионным фоном [21], которые представляют интерес, прежде всего, с точки зрения исследования возможностей по фокусировке интенсивных электронных пучков. Также в данную категорию стоит отнести работы, связанные с влиянием нейтрального газа, процессов ионизации и плазмы на динамику электронного потока [22-25].

Таким образом, вакуумная и СВЧ – электроника активно развивается, а результаты современных исследований находят применение в различных областях науки и техники.

#### 1.1.2 История исследования виртуального катода

Исследования эффекта ограничения максимального тока электронного потока начались в первой половине XX века. Первыми работами в данной области были классические работы К. Д. Чайлда и И. Ленгмюра [26-28], в которых исследовался поток, инжектируемый в пространство между коаксиальными цилиндрами и концентрическими сферами. Важную роль в изучении данного эффекта сыграла работа В.Р. Бурсиана [29], который, рассматривая динамику электронного пучка в плоском диоде теоретически, предсказал возникновение неустойчивости, названной в дальнейшем его именем. Неустойчивость Бурсиана выражается в ограничении максимального тока потока за счет возникновения виртуального катода.

Позднее Дж. Пирс, рассматривая распространение одномерного электронного потока в плоском диоде [30], заполненном неподвижным ионным фоном, с плотностью пространственного заряда ионов равной невозмущенной плотностью электронного потока, обнаружил возникновение неустойчивости, названной неустойчивостью Пирса. В дальнейших исследованиях, проведенных с помощью численного моделирования пучков, результаты Чайлда и Ленгмюра

были обобщены на случай более сложной геометрии потока и пространства взаимодействия [31].

Несмотря на упомянутые исследования, эффект возникновения виртуального катода не находил практического применения в технике до конца 70-х – начала 80-х годов. К этому времени техника получения сильнооточных релятивистских пучков достигла необходимого уровня для создания приборов, основанных на возникновении виртуального катода, а большое количество исследований в области динамики виртуального катода [32-34] способствовало появлению приборов нового типа. Такими приборами, прежде всего, стали отражательный триод [35,36] и виркатор [37 - 39]. На основе данных приборов было разработано множество разновидностей оных. Основной задачей исследований, связанных с генерацией СВЧ сигналов посредством виртуального катода являлись и являются на сегодняшний день, увеличение КПД приборов, обеспечение необходимых спектральных характеристик, а также обеспечение возможности управления частотой. Данные задачи отражают основные плюсы и минусы приборов на основе виртуального катода. Плюсами является простота прибора (в простейшем случае прибор состоит из двух электродов и сетки) и возможность получения высокой мощности выходного сигнала, выходная мощность виркаторов может достигать  $10^{12}$  Вт! К минусам относятся низкий КПД и хаотическое поведение виртуального катода, обуславливающее сложные спектры и проблемы с управлением частотой генерации. Стоит заметить, что наличие ионов в пространстве взаимодействия существенно усложняет динамику виртуального катода и приводит к существенным изменениям в спектральных характеристиках генерируемого излучения. Данные проблемы не решены в полной мере и на сегодняшний день. В связи с этим работы по изучению динамики генерации приборов на основе виртуального катода активно ведутся в настоящее время. В частности, можно отметить работы Трубецкого Д.И., Храмова А.Е. и др. [40-43], в которых основное внимание уделено исследованию хаотических колебаний в электронном потоке с виртуальным катодом, а также ряд других работ,

посвященных изучению динамики виртуального катода в различных внешних условиях и режимах [44-47].

Кроме применения виртуального катода для задач генерирования СВЧ сигналов, импульс к развитию в 70-ых годах получила и сфера применения виртуального катода для целей ускорения ионов и формирования ионных потоков. Одними из первых работ в данной области стала работа Р.Б. Миллера, Р.Д. Фаела и др. [48], в которой описан общий класс схем коллективного ускорения ионов, основанных на управляемом движении виртуального катода, созданном в интенсивном релятивистском электронном пучке. Также стоит отметить работу И. Голдена, Е.Г. Идена и др. [49], посвященных ускорителю протонов для целей накачки лазера, основанном на отражательном триоде. В том же направлении велись работы и в Советском Союзе. Можно выделить патент В.М. Быстрицкого и В.Г. Толмачевой, в котором описан способ увеличения плотности ионного потока в ускорителе, основанном на отражательном триоде с виртуальным катодом [50]. Задача формирования и ускорения ионных потоков сохраняет свою актуальность и на сегодняшний день, что подтверждается большим количеством работ, посвященных данной тематике [51-53]. Прежде всего, это связано с широким спектром применений ионных пучков.

Отдельно стоит отметить исследования динамики виртуального катода в релятивистских электронных потоках. Интерес к релятивистским потокам обусловлен возможностью достижения высоких мощностей генерации в терагерцовом диапазоне частот. Первые успешные эксперименты с релятивистскими сильноточными электронными потоками были проведены в конце семидесятых годов прошлого века. Одной из пионерских работ была работа Н.Ф. Ковалева и др. [54], которые получили мощность излучения 100 МВт в сантиметровом диапазоне длин волн с помощью карсинотрона с релятивистским электронным потоком. Однако в данной работе, несмотря на наличие релятивистского электронного потока, не использовался эффект возникновения виртуального катода. Освоение виртуального катода в

релятивистском электронном потоке началось десятилетием позже. Одним из первых устройств был Генератор СВЧ-излучения с релятивистским электронным пучком, предложенный А.Г. Жерлициным, С.И. Кузнецовым и В.П. Борисовым [55].

### 1.1.3 Пучки заряженных частиц в плазме

Взаимодействие электронных пучков и ионов уже отмечалась ранее, когда речь шла о формировании и ускорении ионных пучков с помощью виртуального катода. Однако исследования взаимодействия электронных пучков с ионами и плазмой не ограничиваются данными работами. Известно, что в плазме возможно возникновение медленных электростатических волн, фазовые скорости которых много меньше скорости света. Таким образом, распространяющийся в плазме пучок заряженных частиц, сравнительно легко приводит к возникновению ситуации, когда скорость частиц пучка превышает фазовые скорости плазменных волн. Это приводит к возбуждению этих волн частицами пучка посредством аномального эффекта Доплера или эффекта Вавилова – Черенкова. При определенных условиях данное возбуждение может носить когерентный характер, что приводит к неустойчивости пучка. Исследования данных эффектов находятся на стыке двух наук: физики плазмы и электроники СВЧ и представляют повышенный интерес.

Первым исследованием в данной области была уже вышеупомянутая работа Дж. Пирса [30], в которой описывалось поведение ленточного пучка в диодном зазоре, заполненном неподвижными ионами. Однако данная работа не имела отношения к физике плазмы, так как ионы в ней считались неподвижными и не играли существенной роли в динамике системы. Кроме того, рассматривая развитие физики плазмы, как науки, нельзя не отметить работу А.А. Власова [56], в которой автор получил уравнение, описывающее плазму, которое было названо его именем и играет огромную роль как в изучении взаимодействия электронных потоков с плазмой, так и в физике плазмы в общем. Активное изучение пучковых неустойчивостей началось в 50-

ых годах прошлого века после работ А. И. Ахиезера и Я.Б. Файнберга [57], в которой впервые была описана пучковая неустойчивость плазмы.

На сегодняшний день известны разнообразные пучковые неустойчивости. Однако всех их связывают различные общие свойства. Одним из таких свойств является тот факт, что любая пучковая неустойчивость вызывается резонансным взаимодействием как минимум двух компонент заряженных частиц. Одной из этих компонент всегда являются частицы пучка, другой — частицы среды, посредством которых осуществляется обратная связь. К частицам среды может относиться электроны плазмы, ионы плазмы либо электроны внешней цепи, ограничивающей пространство, в котором распространяется пучок. Таким образом, неустойчивость заключается в резонансном нарастании во времени начальных флуктуации, случайно возникающих в пучке. Большой вклад в изучение пучковых неустойчивостей, в частности, и взаимодействия пучков заряженных частиц с плазмой в целом, внесли работы таких авторов, как А.А. Рухадзе [58-62], Я.Б. Файнберга [63-65] и др.

Несмотря на огромный объем проведенных исследований, задача исследования взаимодействия электронных пучков с плазмой не теряет своей актуальности и сегодня. Исследования в данной области на сегодняшний день можно разделить на несколько основных направлений. Первой, с исторической точки зрения и востребованной на сегодняшний день областью, является исследования динамики взаимодействия электронных пучков с плазмой для решения задач СВЧ-электроники. В данной области решаются задачи по транспортировке сильноточных электронных пучков [66, 67], генерации СВЧ излучения [68] и др. Другой актуальной и широко востребованной задачей является формирование пучков заряженных частиц и плазмы для обработки различных поверхностей, а также изучение эффектов, возникающих при такой обработке [69-70]. Актуальность данной задачи обусловлена нуждами производства для придания заданных параметров производимых изделий. Отдельной задачей в данной области является фундаментальные исследования



свойств плазмы [71-72]. Актуальность данной задачи обусловлена множеством факторов, как уже говорилось ранее, поскольку плазма находит применение и в СВЧ технике, и при обработке различных материалов при производстве, и в ряде других практических применениях. Кроме того, изучение свойств плазмы является необходимым при создании термоядерных реакторов, изучении космических потоков заряженных частиц [73], проектировании ионных двигателей для космических аппаратов [74] и ряде других задач.

## **1.2 Процессы ионизации нейтрального газа**

### **1.2.1 Электронный пучок в газонаполненном пространстве взаимодействия**

Отдельный интерес представляет изучение влияния остаточного нейтрального газа на динамику электронного потока. Дело в том, что, процессы ионизации остаточного газа могут приводить к частичной или полной компенсации пространственного заряда пучка. Что в свою очередь может приводить к существенным изменениям динамики электронного пучка. Особый интерес представляют системы с виртуальным катодом. Данный интерес обусловлен тем фактом, что скорости электронов в интенсивном, а тем более в релятивистском электронном потоке существенно превосходят скорость, соответствующую максимуму коэффициента ионизации нейтрального газа. Однако в области виртуального катода происходит существенное замедление электронов. При этом их скорости могут быть сравнимы со скоростью, соответствующей максимуму коэффициента ионизации. В результате, процессы образования виртуального катода и процессы ионизации нейтрального газа являются самосогласованными, в связи с чем, распределение ионизированного газа оказывается существенно неоднородным и в пространстве, и во времени. В системах такого рода возникает ряд эффектов, изучение которых представляет повышенный интерес.

Одной из первых работ по исследованию влияния процессов ионизации на динамику электронного потока была работа И.Г. Гвардицители, В.Я.

Каширским и др. [75], в которой авторы рассматривали кнудсеновский диод с поверхностной ионизацией. Работа в данном направлении позднее была продолжена В.И. Кузнецовым и А.Я. Эндером [76]. В данных работах, в частности, был обнаружен режим импульсной генерации. Данный режим авторы объяснили вытеснением виртуального катода ионным фоном, что приводило к срыву генерации СВЧ излучения.

Таким образом, наличие остаточного нейтрального газа может приводить к невозможности возникновения виртуального катода, а соответственно, и невозможности генерации СВЧ излучения, либо к возникновению импульсов генерации. Конкретное поведение системы зависит от параметров, в частности, от скорости и интенсивности электронного потока, а также от давления остаточного нейтрального газа. На основе данных предпосылок был развит способ ионизационного измерения сверхглубокого вакуума по времени существования виртуального катода  $\tau$  [77,78]. При этом время  $\tau$  для случая нерелятивистского пучка вычисляется по формуле (1.1) Данная идея была развита в работе В.Д. Селемира, А.Е. Дубинова и др. [79], которые получили следующую зависимость энергосодержания в СВЧ-импульсе, генерируемом мощным виркаторм в зависимости от давления нейтрального газа

$$\tau = \frac{\alpha}{p} \left( 1 - \frac{I_{\text{lim}}}{I} \right) \quad (1.1)$$

где  $p$  - давление нейтрального газа,  $I$  - ток инжекции пучка,  $I_{\text{lim}}$  - предельный ток для данной геометрии,  $\alpha$  - постоянная зависящая от типа газа.

Более подробно процессы ионизации нейтрального газа рассмотрены в работе А.Н. Ткачева и С.И. Яковленко [80], которые изучали формирование плазмы в прикатодной области эксилампы с плотным ксеноном. Авторами была предложена математическая модель процессов ионизации нейтрального газа и модели электронного и ионного токов. На основе проведенного моделирования были получены аппроксимации для величин, характеризующих процесс ионизации в прикатодной области эксиламп.

Дальнейшие исследования были проведены А.Е. Дубиновым [53], который на основе моделирования методом крупных частиц с помощью кода «КАРАТ» [81], рассмотрел пространственно-временную динамику пучково-плазменного разряда при токе пучка, превышающем предельный вакуумный ток. На основе двухмерного численного моделирования для случая нерелятивистского пучка авторами были проведены исследования механизма возникновения импульсов генерации в рассматриваемой системе. В частности, было выделено три характерные стадии процесса: возникновение виртуального катода, вытеснение виртуального катода ионизированным газом и пучково-плазменный разряд, возникающий после окончательного вытеснения виртуального катода. Несмотря на существенные результаты исследования, в работе не рассмотрены вопросы влияния различных параметров системы на протекающие процессы. В частности, не рассмотрены влияние типа нейтрального газа и влияние скорости электронного пучка и ряда других параметров.

Следующий шаг в исследовании процессов ионизации нейтрального газа электронным потоком сделан Р.А. Филатовым, А.Е. Храмовым и др. [22,23,82]. Авторами были построены двумерная модель электронного пучка с учетом процесса ионизации нейтрального газа. По результатам численного моделирования интенсивного электронного пучка с тормозящим потенциалом в газонаполненном пространстве были изучены физические процессы, происходящие в системе. Детально описано три характерных режима генерации: режим подавления колебаний, режим импульсной генерации и режим непрерывной генерации. Для данных режимов была построена плоскость управляющих параметров «давление нейтрального газа – тормозящий потенциал».

Как видно, к настоящему времени довольно подробно исследованы релятивистские потоки в вакууме, а также достигнуты существенные успехи в исследовании влияния процессов ионизации нейтрального газа электронным потоком на динамику системы. Однако отсутствуют исследования,

описывающие влияние различных параметров системы, таких как давление и тип нейтрального газа, скорость потока, величины внешних полей и др. на процессы, возникающие в системе электронный поток – нейтральный газ. Кроме того, до конца не изучены режимы, возникающие в электронном потоке при наличии нейтрального газа, особенно это касается случая релятивистских скоростей.

### 1.3 Методы изучения электронных потоков в присутствии ионов

#### 1.3.1 Модели электронных потоков

Методы исследования любого физического явления можно условно разделить на два принципиально различных подхода: экспериментальный метод и метод моделирования интересующего объекта. Экспериментальный метод исследования основан на наблюдении за интересующим объектом посредством специальных технических устройств. На сегодняшний день в задачах физической электроники и физики плазмы востребованность экспериментальных методов снижается. Связано это с развитием методов математического моделирования и существенными финансовыми затратами, которые необходимы для проведения натурного эксперимента. В связи с этим растет востребованность математических методов исследования потоков заряженных частиц. Рассмотрим основные используемые математические модели.

Одной из наиболее разработанных является гидродинамическая модель потока. В основе лежит представление о пучке как о движущейся жидкости. Данная модель описывается системой уравнений состоящей из уравнения движения жидкости:

$$\frac{\partial \vec{V}_\alpha}{\partial t} + (\vec{V}_\alpha \nabla) \vec{V}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \sqrt{1 - \frac{\vec{V}_\alpha^2}{c^2}} \left\{ \vec{E} + [\vec{V}_\alpha, \vec{B}] - \frac{\vec{V}_\alpha}{c^2} (\vec{V}_\alpha, \vec{E}) \right\}, \quad (1.2)$$

уравнения непрерывности:

$$\frac{\partial N_\alpha}{\partial t} + \operatorname{div}(N_\alpha \vec{V}_\alpha) = 0, \quad (1.3)$$

и уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \end{cases} \quad (1.4)$$

здесь  $N_\alpha$  и  $\vec{V}_\alpha$  - гидродинамические плотности и скорость частиц сорта  $\alpha$ , соответственно. Плотность тока и заряда для уравнения (1.4) определяются из соотношений:

$$\vec{j} = \sum_\alpha q_\alpha N_\alpha \vec{V}_\alpha, \quad \rho = \sum_\alpha q_\alpha N_\alpha. \quad (1.5)$$

Основная область применения приведенной модели это - исследования стабильности и устойчивости электронных пучков [83, 84]. Существенным недостатком данной модели является однозначная зависимость скорости жидкости от координат. Таким образом, область применения данной модели существенно ограничена. В частности, данная модель не может применяться для рассмотрения процессов образования и динамики виртуального катода, плазменного пробоя и др.

Моделью, лишенной данного недостатка является кинетическая модель, основанная на уравнении Власова [56] без столкновительного члена для функции распределения частиц по скоростям  $f_\alpha(t, \vec{r}, \vec{v})$ :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}_\alpha}{m_\alpha} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} = 0. \quad (1.6)$$

Здесь  $\alpha$  - сорт частиц,  $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$  - координата и скорость,  $q_\alpha$ ,  $m_\alpha$  - заряд и масса частиц сорта  $\alpha$ ,  $\vec{F}_\alpha = q_\alpha \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}] \right)$  - сила Лоренца,  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  - напряженность электрического и магнитного полей.

Уравнение (1.6), как и в предыдущем случае, решается совместно с уравнениями (1.4) и (1.5). Аналитическое решение данной системы в общем случае невозможно. Кроме того, аналитическое решение данной системы не представляется возможным для многих нелинейных задач. В связи с этим для решения системы уравнений Власова-Максвелла разработано большое количество численных методов. Кинетическая модель находит обширное применение при исследовании физики плазмы и динамики пучков заряженных частиц [85, 86].

Распространение получила модель, основанная на решении уравнения движения заряженной частицы [3, 18, 21]:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left( \vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}] \right) \quad (1.7)$$

Данное уравнение также решается совместно с уравнениями Максвелла (1.4) и уравнениями (1.5). Получаемая система уравнений, как и в предыдущих случаях, не имеет общего аналитического решения для реального количества частиц в потоке. Однако данная модель может применяться для получения траекторий краевых частиц пучка при рассмотрении слаботочных, ламинарных пучков и, тем самым, применима для получения формы потока. В случае использования численных методов данная модель позволяет проводить широкий спектр исследований в физической электронике и физике плазмы. Данная модель используется в настоящей работе.

Во всех приведенных моделях в ряде задач, в целях упрощения, пренебрегая магнитным полем и переходя к квазистационарному случаю, можно отказаться от решения уравнений Максвелла, сведя их к уравнению Пуассона для потенциала  $\varphi$ :

$$E = -\nabla \varphi \quad (1.8)$$

Кроме того, в ряде задач можно отказаться и от решения уравнения Пуассона введя иной метод описания полей пространственного заряда.

### 1.3.2 Численные методы исследования потоков заряженных частиц

Как уже говорилось ранее, аналитическое решение в большинстве случаев затруднено или вовсе невозможно. Это связано с тем, что на современном уровне развития физической электроники и физики плазмы в первую очередь представляют интерес существенно нелинейные процессы в рассматриваемых системах, между тем, аналитическое описание таких процессов сопряжено с большими трудностями, а подчас и вовсе не представляется возможным.

В связи с этим на первый план выходят методы численного моделирования. Этому также способствует радикальное снижение стоимости вычислительных систем на единицу вычислительной мощности, которое стало возможно во многом благодаря появлению графических процессоров, доступных для вычислений общего назначения. Кроме того, численные модели основаны на тех же физических принципах и используют те же модели, что и аналитические методы, различаются только методы решения.

Существует большое количество численных методов, используемых для моделирования электронных потоков. Можно выделить основные разновидности в подходах к численному моделированию: методы конечных разностей, метод конечных элементов и методы частиц [87]. Выбор конкретного метода в первую очередь зависит от рассматриваемой задачи и выбранной модели. Рассмотрим данные методы подробнее.

Метод конечных разностей основан на замене производных разностными схемами. Для применения данного метода расчетную область необходимо разбить на сетку, выбрать разностную схему и записать разностное уравнение. При этом конкретный вид разностной схемы зависит от вида начальных и граничных условий. Для решения уравнений Максвелла применяется

разновидность данного метода, называемая методом конечных разностей во временной области, разработанный К. Yee [88]. Минусы данного подхода вытекают из необходимости применения равномерной сетки. Дело в том, что размер ячейки пространственной сетки должен быть меньше минимальной длины волны, наблюдаемой в системе. Кроме того, для моделирования областей неправильной формы требуется уменьшать шаг сетки, что ведет к существенному увеличению вычислительной сложности.

Метод конечных элементов является, в некотором смысле, разновидностью метода конечных разностей. Ключевым отличием в методе конечных элементов является использование неравномерной сетки. Это позволяет проводить моделирование сложных пространств взаимодействий. Кроме того, возможно использование переменного шага сетки. Это позволяет уменьшать шаг сетки в тех областях, где большая точность не нужна и тем самым уменьшать вычислительную сложность расчета и позволяя моделировать большие пространства взаимодействия.

Методы частиц представляют собой отдельную группу вычислительных методов, основанную на разбиении моделируемой среды на конечное количество модельных частиц. При этом для каждой частицы решается уравнение движения (1.7). Когда метод частиц применяется совместно с методом конечных разностей он получил название метод «частица в ячейке» (particle in cell, PIC). Идея данного подхода заключается в нахождении полей пространственного заряда методом конечных разностей с помощью решения уравнений Максвелла, либо уравнения Пуассона. Частицы потока при этом распределяются по узлам сетки и используются для расчета токов и плотности заряда либо потенциала. Минусами данного подхода является шум, возникающие из-за погрешностей разностной схемы на сетке. Дело в том, что при распределении частиц по узлам сетки происходит наложение непрерывной функции на сеточную, что является нетривиальной задачей. Простейшим подходом является отнесение частицы к ближайшему узлу сетки (nearest grid point, NGP). Однако такой подход приводит к возникновению флуктуаций,



пренебречь которыми, как правило, нельзя. Как правило, для распределения частиц по узлам сетки, используются параболические ядра. Однако такая процедура взвешивания может приводить к накоплению заряда в узлах расчетной сетки, что является следствием невыполнения дискретного уравнения непрерывности. Существует большое количество методов борьбы с данными негативными эффектами, основанных на введении различных поправок в уравнения Максвелла.

Отдельно стоит отметить необходимость обеспечения минимально достаточного количества частиц в процессе расчетов для обеспечения адекватности получаемых результатов. Исследования влияния количества частиц на сходимость численного решения и адекватность получаемых результатов проводилось рядом авторов, в частности можно отметить работу Е.А. Месяца и др. [89].

### 1.3.3 Методы учета процессов ионизации нейтрального газа

В реальных вакуумных приборах, в силу технологических ограничений, как правило, не достигается глубокий вакуум. В связи с этим встает вопрос изучения влияния остаточного газа на динамику электронного потока. Для ответа на поставленный вопрос необходимо составление адекватной модели столкновительных процессов в пространстве взаимодействия. При этом под столкновением частиц понимается такое их взаимодействие, после которого произошли какие-либо изменения. При этом если внутренние энергии и тип сталкивающихся частиц не изменились, то столкновение называют упругим. Все прочие виды столкновений называются неупругими.

Известно, что в частично ионизованном газе обычно присутствуют шесть основных типов частиц: фотоны, электроны, атомы или молекулы в основном состоянии, возбужденные атомы или молекулы, положительные ионы и отрицательные ионы. При этом между данными типами частиц могут наблюдаться неупругие столкновения у четырнадцати пар [90]. Кроме того, поскольку атомы и молекулы обладают сложной внутренней структурой, они

могут находиться в разных энергетических состояниях. При этом существует большое количество типов неупругих столкновений между приведенными типами частиц, для их классификации разработана специальная номенклатура [91]. Полноценное моделирование всех возможных типов столкновений – задача крайне сложная. Кроме того, в большинстве реальных задач этого не требуется. Необходимые для решения поставленной задачи типы взаимодействий определяются на основе вероятности наступления данного взаимодействия.

В рамках рассмотрения влияния остаточного газа на динамику электронного потока, наибольший интерес представляют процессы ионизации нейтрального газа. Процессы многократной ионизации, образования отрицательного иона, диссоциации и др. в рамках данной задачи могут не рассматриваться, так как их вероятность мала по сравнению с однократной ионизацией [92].

Существуют различные подходы для моделирования процессов ионизации. Один из подходов основан на расчёте количества пар  $N$  “положительный ион - вторичный электрон”, образующихся в единице объема  $\Delta z \times \Delta r$  за время  $\Delta t$  [23,82,92,93]:

$$N = \overline{n \varepsilon_0(v)} v \Delta t, \quad (1.9)$$

где усреднение производится по всем  $n$  крупным частицам, находящимся в элементарном объеме фазового пространства :

$$\overline{\varepsilon_0(v)} v = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \varepsilon_p(\bar{v}_k) \bar{v}_k, \quad \bar{v}_k = \sqrt{v_{rk}^2 + v_{zk}^2}, \quad (1.10)$$

где  $\varepsilon_p$  - нормированный коэффициент ионизации газа, зависящий от давления остаточного газа  $\varepsilon_p = \varepsilon(v) p / p_0$ .

Другим способом моделирования процессов ионизации нейтрального газа является расчет вероятности ионизации  $P_i$  на основе сечения ионизации нейтрального газа. Величина  $P_i$ , строго говоря, не является вероятностью, а

представляет из себя число столкновений - ионизаций, испытываемых падающей частицей при прохождении ею расстояния 1 см в газе частиц-мишеней при температуре 0 °С и давлении 133,3 Па. Сечение ионизации связано с ней формулой:

$$Q_i = 2,83 \cdot 10^{-17} P_i \text{ см}^2 \quad (1.11)$$

Для большинства газов существуют экспериментально измеренные зависимости сечений ионизации как для молекулярного, так и для атомарного состояния газа [94]. Кроме того, сечения процессов ионизации и возбуждения электронным ударом удивительно регулярны и являлись предметом многих теоретических исследований. Был предложен ряд универсальных полуэмпирических формул сечений ионизации: формула Дравина, формула Томпсона, формула Гризинского и др. [88,95-97].

### **Выводы по главе**

Анализ научных публикаций, посвященных вакуумной электронике, физической электронике и физике плазмы позволяет сделать вывод наличия большого количества исследований в рассматриваемых областях как у нас в стране, так и за рубежом. Этот факт говорит о существенном интересе и востребованности данной тематики, которые вызваны возможностью применения научных знаний в рассматриваемых областях при решении широкого спектра научно-практических задач.

В тоже время анализ литературных источников позволяет сделать вывод об отсутствии целостной картины процессов, происходящих в релятивистском электронном пучке, распространяющемся в газонаполненном пространстве взаимодействия. В частности, слабо исследованы механизмы возникновения импульсных режимов генерации в данных системах. Так же, остается открытым вопрос о влиянии ряда внешних параметров системы на динамику происходящих процессов.

## 2 Численное моделирование релятивистского электронного потока в газонаполненном пространстве взаимодействия

Для проведения численного моделирования физической системы необходимо наличие адекватной математической модели исследуемых процессов и наличие апробированной численной реализации данной модели. Поскольку система состоит из ансамбля электронов, движущихся с релятивистскими скоростями, и положительно заряженных ионов, требуется расчет характера движения релятивистских заряженных частиц с учетом эффекта запаздывания и взаимодействия между частицами, а также модель процессов ионизации нейтрального газа, заполняющего пространство взаимодействия.

### 2.1 Математическая модель электронного потока

#### 2.1.1 Геометрия потока и метод крупных частиц

В качестве пространства взаимодействия электронного потока в работе рассматривается область, ограниченная с двух сторон сеточными электродами, расположенными в плоскостях  $z=0$  и  $z=L$  (рисунок 1). Моно скоростной сплошной электронный пучок радиуса  $r$  с плотностью пространственного заряда  $\rho_0$  распространяется вдоль оси  $z$  со скоростью  $V_0$ . Вдоль осей  $Ox$  и  $Oy$  пространство может считаться неограниченным, либо ограничиваться цилиндром радиусом  $R$ , на который оседают частицы.

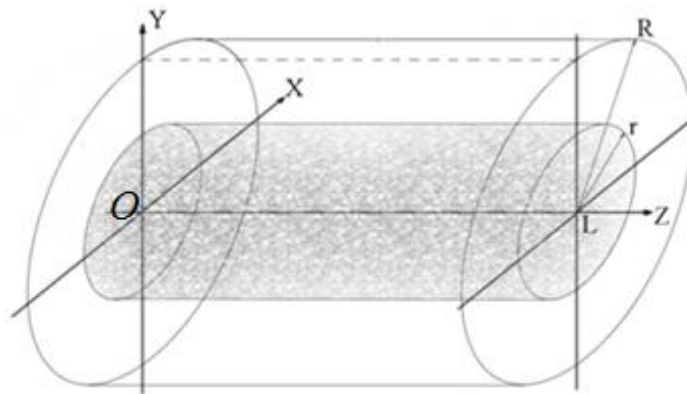


Рисунок 2.1 – Геометрия пространства взаимодействия

В зависимости от целей численного эксперимента в рассмотренной области могут создаваться статические электрическое и магнитное поля произвольной конфигурации. В данной работе для удержания электронного потока в пространстве дрейфа преимущественно применяется продольное магнитное поле.

В обычном потоке находится порядка  $10^{20}$  электронов. Для каждого электрона необходимо вычислить поле пространственного заряда и решить уравнение движения. Задача такой сложности неразрешима на сегодняшний день на доступных вычислительных системах.

Для снижения вычислительной сложности используется метод крупных частиц [2], в основе которого лежит подход, основанный на том, что любая непрерывная материальная среда (например, жидкость, твердое тело, поток частиц и тому подобное) рассматривается как конечная система укрупненных точечных частиц. Под крупными понимаются макрочастицы, заряд и масса которых увеличены в некоторое число  $k$  раз, называемое коэффициентом укрупнения. Использование данного подхода позволяет заменить очень большое число электронов, составляющих электронный поток, гораздо меньшим количеством крупных частиц, что позволяет проводить моделирование электронных потоков на существующих вычислительных системах.

Заряд и масса крупной частицы в данном подходе, определяются следующим образом:

$$e_k = ek, \quad m_k = m_e k,$$

где  $e$ ,  $m_e$  - заряд и масса покоя электрона,  $k$  - коэффициент укрупнения.

При этом приведенный заряд крупных частиц, равный отношению их заряда к массе, остается неизменным, что позволяет сохранить относительную идентичность решения уравнения движения для модельных и реальных частиц.

Движение каждой частицы описывается дифференциальным уравнением движения релятивистского электрона [3, 18, 21]:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}_i^2}{c^2}} \left( \mathbf{E}_i + [\mathbf{v}_i, \mathbf{B}_i] - \frac{1}{c^2} \mathbf{v}_i (\mathbf{v}_i, \mathbf{E}_i) \right). \quad (2.1)$$

Здесь  $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{ics}$  и  $\mathbf{B}_i = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{ics}$  – напряженность электрического и индукция магнитного поля в точке нахождения  $i$ -ой макрочастицы, представляющие собой сумму внешних постоянных полей ( $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{B}_0$ ) и полей пространственного заряда ( $\mathbf{E}_{ics}$  и  $\mathbf{B}_{ics}$ ).

### 2.1.2 Математическая модель пространственного заряда потока

В релятивистском случае при расчете полей пространственного заряда необходимо учитывать конечность скорости распространения информации о любом изменении координат, скоростей и ускорений частиц. То есть, необходимо учитывать эффект запаздывания сигнала. Данный эффект выражается в том, что, несмотря на изменение состояния частицы или даже ее исчезновение за счет падения на стенки пространства взаимодействия, остальные частицы будут некоторое время находиться в поле, соответствующем состоянию частицы в предыдущий момент времени  $\tau$ . Данный момент времени определяется численно из условия запаздывания поля:

$$\tau_j - t + \frac{R_j(\tau_j)}{c} = 0, \quad (2.2)$$

здесь,  $R_j = |\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_j(\tau_j)|$ , где  $\mathbf{r}_i(t)$  координата точки нахождения поля,  $\mathbf{r}_j(\tau_j)$  – координата частицы, испускающей поле.

Кроме учета эффекта запаздывания при расчете полей пространственного заряда необходимо так же учитывать излучение электронов, движущихся с ускорением. Поле пространственного заряда, создаваемое движущимся с ускорением релятивистской частицей – поле Лиенара-Вихерта, определяется выражениями:

$$\left\{ \frac{\left(1 - \frac{v_j^2}{c^2}\right) \left(\mathbf{n}_j - \frac{\mathbf{v}_j}{c}\right)}{R_j^2 \left(1 - \frac{(\mathbf{n}_j \cdot \mathbf{v}_j)}{c}\right)^3} + \frac{\left[\mathbf{n}_j, \left[\left(\mathbf{n}_j - \frac{\mathbf{v}_j}{c}\right), \dot{\mathbf{v}}_j\right]\right]}{c^2 R_j^2 \left(1 - \frac{(\mathbf{n}_j \cdot \mathbf{v}_j)}{c}\right)^3} \right\}; \quad (2.3)$$

$$\mathbf{B}_{csj} = \frac{1}{c} [\mathbf{n}_j, \mathbf{E}_{csj}].$$

здесь  $\mathbf{n}_j = \frac{\mathbf{R}_j}{R_j}$ , а величины, определяющие координату  $\mathbf{r}_j(\tau)$ , скорость  $\mathbf{v}_j$  и ускорение  $\dot{\mathbf{v}}_j$  макрочастицы, взяты в предшествующий момент времени  $\tau_j(\mathbf{r}_i, t)$ , найденный из уравнения (2.2).

Как видно из приведенных выражений, электрическое поле представляет собой сумму электростатического поля, определяемого положением и скоростью частицы, и поля излучения, зависящего от ее ускорения. Соотношения (2.3) определяют полевое воздействие  $j$ -той частицы на  $i$ -тую.

Суммарное поле пространственного заряда, действующее на  $i$ -тую частицу, в соответствии с принципом суперпозиции находится суммированием по всем частицам, поле которых дошло до рассматриваемой частицы, включая частицы, которые уже вышли из рассматриваемой области за счет падения на границы пространства взаимодействия.

## 2.2 Математическая модель процессов ионизации нейтрального газа

Пространство взаимодействия предполагается равномерно заполненным нейтральным газом с давлением  $p$ . Электроны пучка вызывают ударную ионизацию молекул газа с образованием положительного молекулярного иона и вторичного электрона. Предполагается, что вероятность ионизации уровня, отличного от первого пренебрежимо мала.

Вероятность ионизации  $W$  характеризует число столкновений, приводящих к ионизации, испытываемых падающей частицей при прохождении ею расстояния 1 см в газе частиц-мишеней при температуре  $0^0 \text{ C}$

и давлении 133,3 Па. Сечение ионизации  $\sigma$  связано с ней формулой  $W = \sigma / 2.83 \cdot 10^{-17}$ .

Для расчета сечения ионизации используется квазиклассическая формула Дравина [90,95]:

$$\sigma(n) = 4\pi a_0^2 \left( \frac{I_1^H}{I_n} \right)^2 f_n \xi_n \frac{U_n - 1}{U_n^2} \ln(1.25 \beta_n U_n), \quad (2.4)$$

где  $U_n = \frac{E_e}{E_n}$ ;  $E_n = z^2 \frac{I_1^H}{n^2}$ ;  $\beta_n = 1 + \frac{z-1}{z+1}$ ;  $E_e$  - энергия налетающего электрона;  $\xi_n$  - число эквивалентных электронов на n-м уровне,  $f_n$  - подгоночный коэффициент порядка единицы, принимался равным 0,66,  $I_1^H$  - потенциал ионизации водорода (13,6эВ),  $I_n$  - потенциал ионизации газа для которого производится расчет.

## 2.3 Численная реализация математической модели

### 2.3.1 Алгоритм расчета

На каждом шаге моделирования в пространство взаимодействия добавляются новые частицы, количество которых определяется по формуле:

$$N_{new} = \frac{SV_z T \rho}{ek}, \quad (2.5)$$

где  $S$  - площадь катода,  $V_z$  - продольная скорость потока на влёте,  $T$  - шаг интегрирования по времени,  $\rho$  - плотность пространственного заряда,  $e$  - заряд электрона,  $k$  - коэффициент укрупнения.

Следующим этапом является нахождение полей пространственного заряда согласно формулам (2.3). По классическим представлениям как электрическое, так и магнитное поле в месте расположения частицы является суперпозицией двух составляющих: статического поля  $\mathbf{E}_0 (\mathbf{B}_0)$  и поля пространственного заряда  $\mathbf{E}_{csj} (\mathbf{B}_{csj})$ , характеризующего взаимодействие между частицами.



Расчет  $\mathbf{E}_{csj}$  и  $\mathbf{B}_{csj}$  осуществляется методом «частица-частица», т.е. значения электрического и магнитного полей находятся непосредственно в точке нахождения частиц [2, 98]. Плюсом данного метода является большая точность по сравнению с сеточными методами. Это обусловлено отсутствием необходимости усреднения полей пространственного заряда на сетке. Минусом данного метода является квадратичный рост сложности при росте количества частиц.

При учёте эффекта запаздывания поля для каждой пары частица-частица следует решать уравнение (2.2). Таким образом, для расчета полей пространственного заряда с учетом эффекта запаздывания необходимо хранить историю движения каждой частицы, т.е. сложность алгоритма  $O(N^2M)$ , где  $N$  - количество частиц,  $M$  - количество шагов по времени, для которых нужно хранить историю. Вычислительную сложность задачи можно существенно снизить введением ограничения пространства взаимодействия. При этом нужно хранить не всю историю потока, а только время, за которое электромагнитная волна проходит между максимально удаленными точками пространства взаимодействия. Количество шагов, которое необходимо при этом, рассчитывается по формуле:

$$M = \frac{L_{\max}}{cT},$$

где  $L_{\max}$  - максимальный размер пространства взаимодействия,  $c$  - скорость света,  $T$  - шаг интегрирования по времени.

После нахождения полей пространственного заряда производится интегрирование уравнения (1), которое осуществляется методом Рунге-Кутты 4-го порядка с фиксированным шагом по времени  $dt$ . Предполагается, что  $dt$  настолько мал, что можно пренебречь движением частиц за этот промежуток времени.

Методы Рунге-Кутты строятся по следующей схеме. Вводят три набора параметров [99]:

$$\begin{array}{c} \alpha_1, \quad \alpha_2, \quad ..., \quad \alpha_q \\ \beta_{10}, \\ \beta_{20}, \quad \beta_{21}, \\ ..... \\ \beta_{q0}, \quad \beta_{q1}, \quad ..., \quad \beta_{q,q-1}, \\ A_0, \quad A_1, \quad ..., \quad A_q, \end{array}$$

выбор, которых определяется в дальнейшем. При помощи первых двух наборов составляют величины:

$$\begin{aligned}\varphi_0 &= hf(x, y), \\ \varphi_1 &= hf(x + \alpha_1 h, y + \beta_{10} \varphi_0), \\ \varphi_2 &= hf(x + \alpha_2 h, y + \beta_{20} \varphi_0 + \beta_{21} \varphi_1), \\ &\dots\dots\dots \\ \varphi_q &= hf(x + \alpha_q h, y + \beta_{q0} \varphi_0 + \beta_{q1} \varphi_1 + \dots + \beta_{q, q-1} \varphi_{q-1}),\end{aligned}$$

которые при заданных  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_q$  и  $\beta_{10}, \beta_{20}, \dots, \beta_{q, q-1}$  могут быть вычислены последовательно. При помощи параметров  $A_1, A_2, \dots, A_q$  можно составить линейную комбинацию величин,  $\varphi_i, i = 0, 1, \dots, q$ , которая приближает значение  $y(x+h)$ :

$$y(x+h) \approx \sum_{i=0}^q A_i \varphi_i.$$

При этом погрешность метода Рунге-Кутты  $k$ -го порядка точности будет

$$r_q(h) = \frac{h^{k+1}}{(k+1)!} f_q^{(k+1)}(\theta h),$$

где  $h$ - шаг интегрирования,  $0 < \theta < 1$ .

Для метода Рунге-Кутты 2-го порядка точности

$$y(x+h) = y(x) + \frac{1}{2}(\varphi_0 + \varphi_1), \quad (2.6)$$

$$\varphi_0 = hf(x, y), \varphi_1 = hf(x + h, y + \varphi_0). \quad (2.7)$$

Таким образом, для нашего случая имеем:

$$\begin{cases} dt \equiv h; \\ t \equiv x; \\ \vec{V}(t) \equiv \vec{y}(x); \\ \vec{A}(t) \equiv \vec{\varphi}_0; \\ \vec{C}(t + dt) = \vec{C}(t) + \vec{V}(t) * dt, \end{cases} \quad (2.8)$$

где  $\vec{C}(t)$  ,  $\vec{A}(t)$  ,  $\vec{V}(t)$  - координата, ускорение и скорость частицы, соответственно.

Последним этапом шага численного моделирования является учет процессов ионизации. На этом шаге для каждой частицы вычисляется пробег частицы за текущий шаг времени  $dt$  и значение сечения по функции (4). На основе этих данных вычисляется вероятность ионизации атома нейтрального газа данным электроном. После чего, в случае необходимости, в расчет добавляются новые частицы - ион и вторичный электрон.

### 2.3.2 Моделирование потока на центральном процессоре

Реализация расчетов на центральном процессоре была выполнена для отладки алгоритма, а также для оценки преимущества, даваемого графическим процессором.

Блок схема программы расчета динамики релятивистского электронного потока на центральном процессоре приведена на рисунке 2.2.

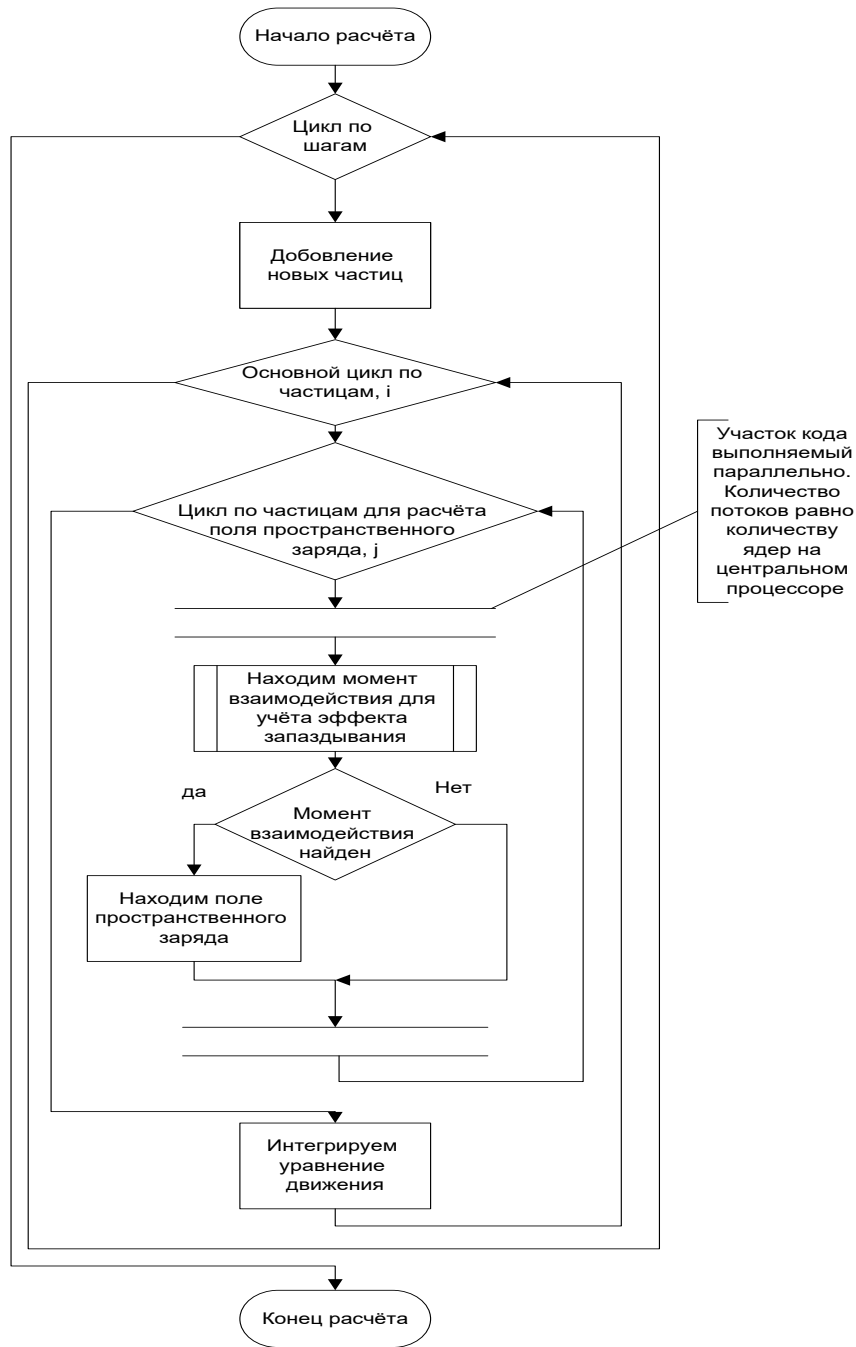


Рисунок 2.2 – Блок схема расчета на центральном процессоре

На каждом шаге в систему добавляются  $N$  новых частиц. Затем для каждой  $i$ -ой крупной частицы находим поля, действующие на неё со стороны  $j$ -ой крупной частицы, причём значения скорости, ускорения и координаты  $j$ -ой частицы берутся в момент времени, определённый из уравнения (2.2). При решении уравнения (2.2) может оказаться, что  $j$ -ая частица не влияет на  $i$ -ую частицу. Полученные поля взаимодействия частиц суммируются для каждой  $i$ -ой частицы. Найдя поля, действующие на  $i$ -ую частицу, производится

интегрирование уравнения (2.3) согласно формулам (2.6) и (2.8). Расчёт для каждой  $i$ -ой частицы при этом выполняется в отдельном потоке.

Описанный выше алгоритм обладает большой вычислительной сложностью даже при использовании метода крупных частиц. Необходимость распараллеливания вычислений, обусловленная вычислительной сложностью задачи, показана в [100, 101]. Данный подход использует для распараллеливания GPU с действующими на  $i$ -ую частицу, производится интегрирование уравнения (2.3) помощью технологии OpenCL (от англ. Open Computing Language – на русском языке - открытый язык вычислений) [102]. Выбор данной технологии обусловлен, что она поддерживается производителями всех видеокарт и процессоров.

Как известно, по вычислительной мощности GPU давно обогнал CPU. К примеру, AMD HD7970 имеет пиковую производительность 3.8 TFLOPS для чисел с одинарной точностью и 947 GFLOPS для чисел с двойной точностью, против 113,5 GFLOPS у Core i7 6700 при существенно большей цене. Стоит отметить, что пиковая производительность на GPU достигается значительно проще, нежели на CPU. Получение 70% от пиковой производительности на CPU является нетривиальной задачей и в большинстве случаев это практически не достижимо, в то время как получение 90% от пиковой производительности на GPU вполне достижимо в большинстве задач, решаемых на GPU. Стоит, однако, отметить, что графический процессор обладает специфической архитектурой, на которой решение многих задач сопряжено с большими сложностями.

Моделирование потока с учетом эффекта запаздывания на графическом процессоре существенно отличается от моделирования такого потока на центральном процессоре. Это связано, прежде всего, с тем, что графический процессор обладает специфической архитектурой и, хотя, как уже говорилось, решение задачи  $N$  тел может быть успешно реализовано на графическом процессоре, но решение уравнения (2.2) сопряжено с определенными трудностями.

Это связано с двумя особенностями.

Во-первых, ограниченность графического процессора по памяти. Для решения условия запаздывания вычислительному устройству требуется доступ к данным каждой частицы на протяжении всего времени моделирования, объём этих данных может достигать десятки гигабайт. Видеоплата не обладает таким объёмом памяти.

Во-вторых, при решении условия запаздывания применяются условные переходы, которые не могут корректно обрабатываться графическим процессором из-за особенностей архитектуры. Связано это с тем, что графический процессор является мультипроцессором, вычисления на котором происходят по принципу SIMD (single instruction, multiple data — одиночный поток команд, множественный поток данных), т.е. все ядра из одной группы, количество которых достигает 1600 штук, могут в один момент времени выполнять только одну команду, но над разными данными. Т. е. при обработке условных переходов всегда будут выполнены обе ветки этого ветвления, но результаты из ветки, не прошедшей условие не будут никуда записаны.

Однако при моделировании ограниченного пространства взаимодействия обе эти проблемы могут быть решены.

Как уже говорилось ранее, для расчета полей пространственного заряда необходимо иметь состояния для всех  $N$  частиц в  $M$  моментов времени. Оценим объём этих данных. Состояние каждой частицы представляет собой вектора  $\vec{V}$  - скорость,  $\vec{R}$  - координата,  $\vec{A}$  - ускорение, и скаляры,  $q$  - заряд,  $m$  - масса,  $a$  - флаг состояния частицы. Заряд и масса для каждой частицы нужны для введения различных сортов частиц. Предназначение состояния частицы будет рассмотрено в дальнейшем. Суммарно для хранения состояния частицы нужно 12 чисел, которые занимают 48 байта в случае float чисел и 96 для случая double чисел. В дальнейшем для примера будем использовать float числа. Предположим, что на некоем шаге поток состоит из  $N = 10^5$  частиц. Так же возьмем следующие параметры расчета: максимальный размер пространства

взаимодействия  $L_{\max} = 5$  см, шаг по времени  $T = 10^{-12}$  с, тогда  $M = 166$ . При таких параметрах будем иметь максимум  $N(M-1) = 1650000$  состояний частиц, которые суммарно занимают 755 МБ. Такой объем памяти на сегодняшний день доступен даже на бюджетных видеокартах.

Оптимальным способом передачи данных на графический процессор являются текстуры. Текстура - это фактически двумерный массив, в каждой ячейки которого содержится структура. Тип этой структуры определяет тип текстуры. Не все типы текстур подходят для вычислений общего назначения. В нашем случае наиболее предпочтительны текстуры с форматом пикселя 4f либо 4d для двойной точности, т.е. текстуры, в которых каждый пиксель хранит четыре числами с плавающей запятой. На сегодняшний день поддержка таких текстур есть на всех современных видеокартах.

Для передачи всего набора данных, состоящего из двенадцати чисел, понадобится три текстуры. Размерность каждой текстуры будет равна  $[N', M]$  где  $N' \geq N$ , при этом каждый столбец содержит историю одной частицы. Количество частиц  $N$  в системе не постоянно и для того, что бы на каждом шаге не пересоздавать текстуру с актуальным размером, выбирается заведомо большее количество столбцов  $N'$ . При этом в пустых столбцах выставляется соответствующий флаг состояния частицы  $a$ , о котором говорилось ранее. Для учета истории полей частиц, вышедших из расчета, например, упавших на границы пространства взаимодействия, такие частицы помечаются специальным флагом. В таком случае при решении уравнения запаздывания начальный момент времени является моментом в прошлом. Если частица исчезла  $M$  шагов по времени в прошлом, столбец, который она занимала, освобождается и помечается как свободный для записи данных новой частицы.

Так же, для того чтобы не переписывать всю текстуру на каждом шаге, используется курсор строки  $K$ , которая соответствует текущему моменту времени. В начальный момент времени  $K = M$ . При расчете шага по времени новые данные частиц будут записаны в строку  $K-1$ , после чего курсор будет

сдвигаться на строку выше. При достижении курсором первой строки данные будут записываться в последнюю строку, таким образом, цикл замкнется.

На рисунке 2.3 показан примерный вид текстур во время расчета. Курсор строки в данном примере  $K = 2$ . Т.е. на предстоящем шаге интегрирования запись новых состояний частиц будет произведена в первую строку текстуры.

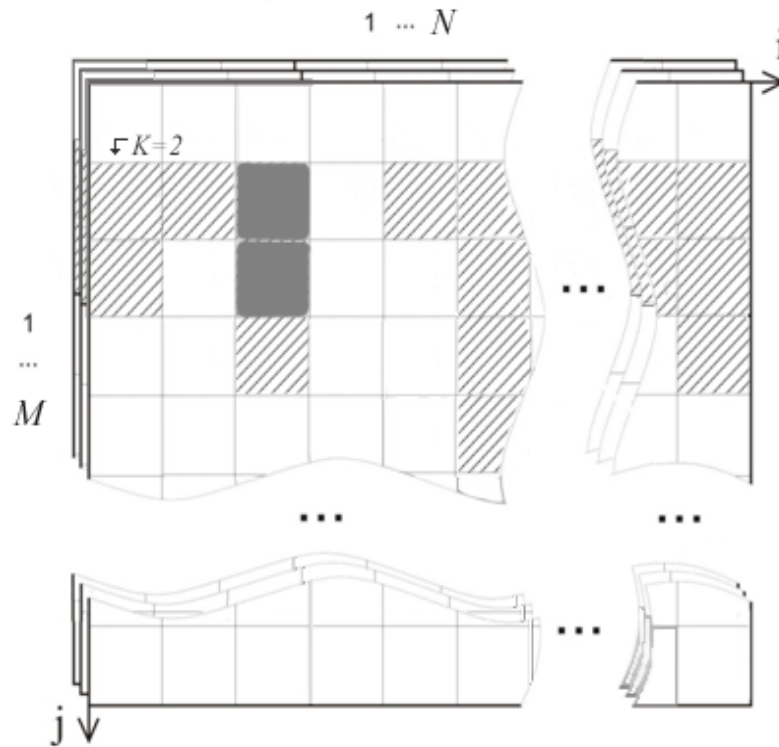


Рисунок 2.3 – Структура данных для передачи на графический процессор

Штрихом показаны ячейки, в которых хранятся данные об активных частицах. К примеру, в столбце  $i = 4$  данные отсутствуют, такое может произойти, если частица  $M$  шагов назад упала на границу пространства взаимодействия. Серый цвет ячейки указывает на то, что данная частица вышла из расчета. В данном примере частица в столбце  $i = 3$  упала на границу пространства взаимодействия два шага назад. Однако поле, созданное ей в предыдущий момент времени, все еще находится в пространстве взаимодействия и должно учитываться при расчете.

Таким образом, каждое вычислительное ядро графического процессора работает над вычислением нового состояния одной частицы. Так как количество частиц при моделировании, как минимум, на порядок больше



количества ядер в графическом процессоре, достигается высокая степень параллелизма.

Удаление частиц, вышедших за границы пространства взаимодействия, и добавление новых частиц после каждого шага интегрирования выполняется на центральном процессоре. Это связано с возможностью более быстрого поиска свободных столбцов центральным процессором за счет оптимальной работы условных операторов.

## 2.4 Проверка адекватности модели

Для проверки адекватности построенной модели проведен ряд численных экспериментов с целью сравнения результатов с ранее известными.

### 2.4.1 Критический ток релятивистского электронного потока

Рассмотрим влияние релятивистского фактора электронного потока на критический ток потока в отсутствии нейтрального газа. При численном моделировании критическим током считался такой ток, при котором возникал обратный ток значением более 10% от тока пучка на влете. Результаты численных экспериментов сравнивались с аналитической формулой Богданкевича-Рухадзе [103] для критического тока полностью замагниченного пучка:

$$I_{scl} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{d / R_b + 2 \ln(R / R_b)}, \quad (2.9)$$

здесь  $R$  - радиус пространства взаимодействия,  $R_b$  и  $d$  - радиус и толщина трубчатого электронного пучка,  $\gamma_0$  - релятивистский фактор.

Расчеты проводились при следующих параметрах: продольное магнитное поле  $B_0 = 0.25$  Тл, цилиндрический поток радиусом  $R = 5$  мм, толщина пучка  $d = 1.5$  мм, радиус пространства взаимодействия  $R_b = 10$  мм.

На рисунке 2.4 изображены кривые, одна из которых рассчитана по формуле (2.9) (кривая I) и график зависимостей критического тока релятивистского электронного потока, полученный на основе рассматриваемой модели (кривая Iscl). Видно хорошее совпадение результатов.

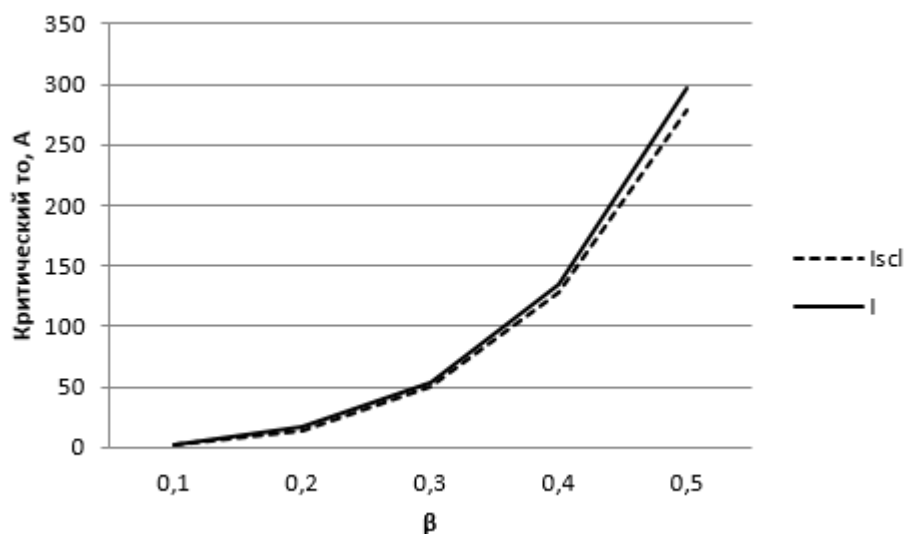


Рисунок 2.4 – График зависимости критического тока потока от релятивистского фактора  $\beta$

#### 2.4.2 Сечения ионизации различных газов

Для проверки адекватности формулы Дравина (2.4) проведены сравнения значений сечений ионизации с экспериментальными данными [94]. Результаты данного сравнения для азота представлены на рисунке 2.5.

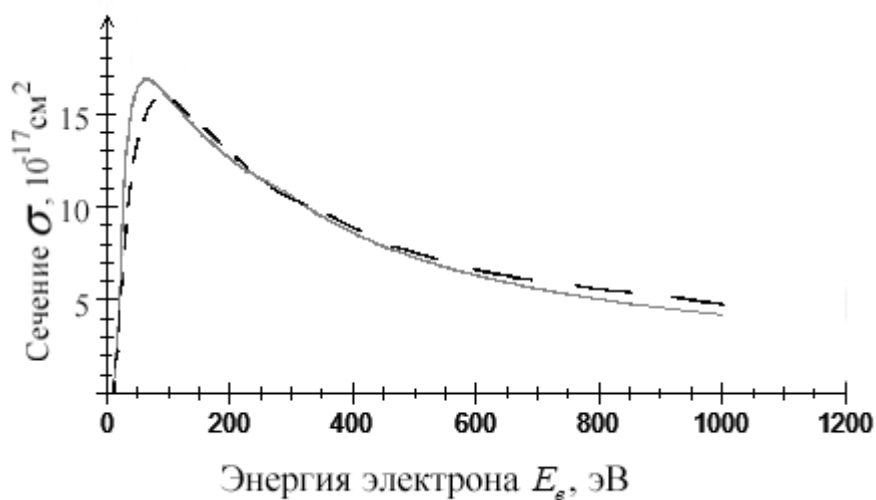


Рисунок 2.5 – Сечения ионизации атома азота, сплошной график - экспериментальные данные, штрих график - расчетные по формуле 2.4

Применение формулы Дравина необходимо по причине отсутствия экспериментальных данных для энергий больше 1000 эВ, в то время как

энергии частиц в релятивистском электронном потоке могут достигать существенно больших значений.

### **Выводы по главе**

Разработана и реализована в виде программного обеспечения математическая модель релятивистского электронного пучка, транспортируемого в газонаполненной среде, с учетом процесса ионизации нейтрального газа, заполняющего пространство взаимодействия. Данная программа позволяет моделировать динамику релятивистских электронных пучков с учетом эффекта запаздывания, пространственных и внешних полей, и различных нейтральных газов с различными давлениями.

Адекватность модели подтверждена путем сравнения результатов расчета с аналитическими и экспериментальными данными.

В целях сокращения времени счета программа реализована с использованием графического процессора. Это позволило существенным образом ускорить расчет и, соответственно, проводить моделирование длительных процессов длительностью сотни наносекунд за приемлемое расчетное время.

### **3 Режимы генерации электронного потока в газонаполненном пространстве**

Влияние процессов ионизации остаточного нейтрального газа на динамику электронного потока со сверх критическим током уже неоднократно рассматривались рядом ученых. Однако, ряд вопросов попрежнему остался не раскрытым. В частности, представляет интерес механизмы возникновения различных режимов генерации, а также, изучение условий при которых эти режимы возникают. Кроме того, на настоящий момент отсутствуют исследования динамики потока в газонаполненном пространстве в релятивистском случае. Также стоит заметить, что ранее проводилось моделирование электронных потоков с учетом процессов ионизации нейтрального газа только на основе одномерных и двухмерных моделей. В связи с этим представляет интерес исследование режимов генерации на основе трехмерной модели потока.

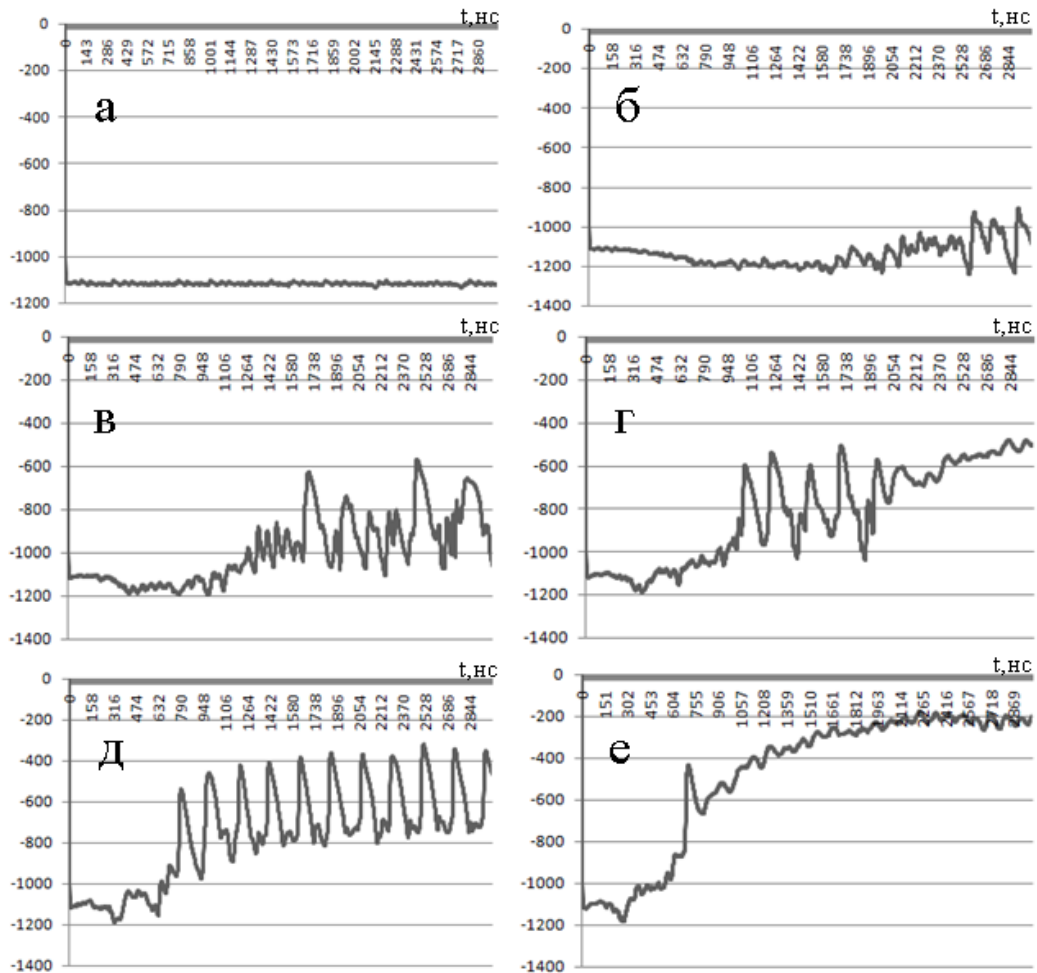
#### **3.1 Режимы генерации**

Ранее [23], на основе двухмерной модели электронного потока, было установлено возникновение трех характерных режимов поведения электронного потока при наличии нейтрального газа: режим импульсной генерации (Р-режим); режим подавления колебаний (S-режим); режим непрерывной генерации (VCO-режим). При увеличении давления нейтрального газа данные режимы последовательно сменяют друг друга, начиная с непрерывной генерации VCO, затем возникает режим импульсной генерации - Р, при дальнейшем увеличении давления нейтрального газа происходит срыв генерации - режим S.

Рассмотрим возникновение этих режимов поведения электронного потока при наличии нейтрального газа на основе ранее представленной трехмерной модели потока. Использовались параметры моделирования, близкие к параметрам низковольтного виркатора, рассмотренного в работах [23, 40]: ток

пучка  $I = 2$  А, скорость на влете  $V_0 = 2,6 \cdot 10^7$  м/с, цилиндрический поток радиусом  $r = 5$  мм, длина пространства взаимодействия  $L = 10$  см, продольное магнитное поле  $B_0 = 0,1$  Тл, тормозящий потенциал  $\Delta\varphi = 0.4U$ , где  $U$  - ускоряющий потенциал потока. В качестве нейтрального газа использовался молекулярный водород. Шаг по времени  $dt = 10^{-11}$  с.

Графики зависимости электрического потенциала на границе пространства взаимодействия в точке  $z = L/2$  от времени  $t$  для различных плотностей нейтрального газа представлены на рисунке 3.1. Видно, что давление нейтрального газа существенным образом влияет на режим генерации.



(а -  $p = 0$ , б -  $p = 2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., в -  $p = 4 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., г -  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., д -  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., е -  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст.)

Рисунок 3.1 - Зависимости потенциала в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$  от времени  $t$  для различных плотностей нейтрального газа

График на рисунке 3.1а соответствует режиму непрерывной генерации (режим VCO) при отсутствии нейтрального газа. В данном случае, виртуальный катод образуется в плоскости  $z = 2$  см спустя 8 нс после начала инжекции потока. Виртуальный катод не является стационарным и колеблется как в пространстве так и во времени, в результате чего происходит генерация высокочастотного сигнала. Система в целом при этом стабильна, усредненный заряд, прямой и обратный токи остаются стабильными во времени.

При добавлении нейтрального газа с давлением  $p = 2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., (график 3.1б) картина существенно меняется, система перестает быть стабильной. Возникают хаотические колебания потенциала, что соответствует колебанию количества заряда в пространстве взаимодействия. Данный режим соответствует возникновению импульсной генерации (режим Р). Заметим, что минимальные значения потенциала в данном случае достигают меньших значений, чем при отсутствии ионов. При увеличении давления до  $p = 4 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. (график 3.1в) возрастает амплитуда колебаний потенциала, сокращается время возникновения колебаний потенциала. Данный режим так же соответствует режиму импульсной генерации (режим Р).

Дальнейшее увеличение давления  $p = 6 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. (график 3.1г) приводит к срыву колебаний - режим подавления колебаний (режим S). В данном случае, ионный фон компенсирует пространственный заряд потока, в результате чего достигается практически ламинарная транспортировка потока без повторного возникновения виртуального катода.

Вопреки ожиданиям, при увеличении давления до  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. (график 3.1д) вновь возникает режим импульсной генерации (режим Р), а не режим подавления колебания. Существенным отличием от случая 1в является стабильность частоты следования импульсов и амплитуды импульсов. Кроме того, следует обратить внимание на то, что суммарный средний заряд системы уменьшился.

Увеличение давления до  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. (график 3.1е) снова приводит к режиму подавления генерации вследствие полной компенсации пространственного заряда потока ионами газа. Дальнейшее увеличение плотности газа не приводит к возникновению режимов, отличных от режима подавления генерации.

Таким образом, существует два различных режима импульсной генерации. Первый, носящий шумовой характер, и второй, отличающийся стабильной частотой и амплитудой импульсов. В связи с этим для различия этих двух режимов предлагается шумовой режим генерации обозначит буквами PN (от английского noise – шум).

Таким образом, при увеличении давления нейтрального газа может наблюдаться не только переход режимов генерации по пути VCO - P - S, но и несколько смен режимов VCO – PN - S - P - S. Так же важным выводом является тот факт, что при различных давлениях нейтрального газа может наблюдаться как хаотические колебания потенциала, так и колебания со стабильной частотой и амплитудой импульсов. В дальнейшем, в пункте 3.3 будут рассмотрены спектры данных колебаний. Следует отметить, что наличие нейтрального газа не влияет на время формирования виртуального катода.

Рассмотрим возникновение характерных режимов динамики электронного потока в релятивистском случае.

Использовались следующие параметры для моделирования: ток пучка  $I = 5$  кА, скорость на влете  $V_0 = 2,6 \cdot 10^8$  м/с, цилиндрический поток имеет радиус  $r = 5$  мм, длина пространства взаимодействия  $L = 5$  см, значение продольного магнитного поля  $B_0 = 0,5$  Тл, внешнее электрическое поле отсутствует. В качестве нейтрального газа использовался молекулярный водород. Шаг моделирования по времени  $dt = 10^{-12}$  с.

Рассмотрим влияние давления нейтрального газа на динамику релятивистского потока. На рисунке 3.2 показан график зависимости

электрического потенциала в точке ,  $z = L/2$  ,  $x = 0$  ,  $y = R$  , при , давлении, нейтрального, газа  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. В нерелятивистском режиме при данном давлении нейтрального газа возникает режим подавления колебаний. Из графика видно, что в релятивистском случае нейтральный газ с давлением  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. не оказывает влияния на динамику потока.

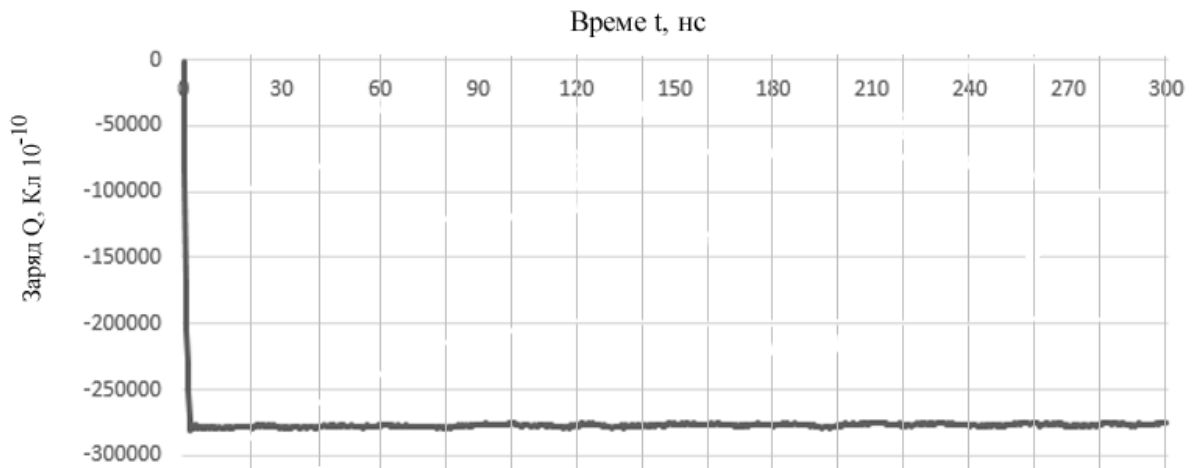
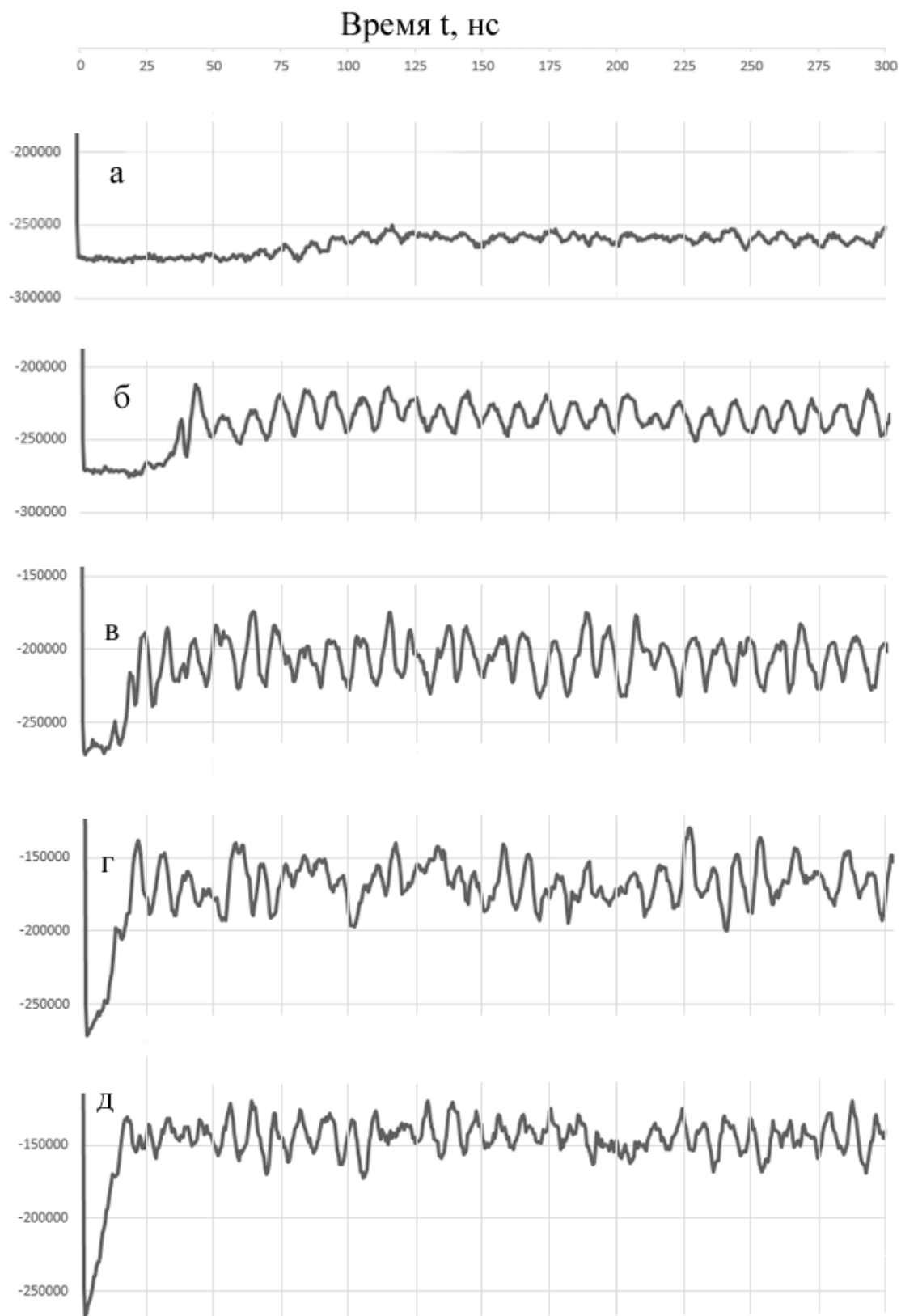


Рисунок 3.2 - Зависимость потенциала в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$  от времени  $t$  при давлении нейтрального газа  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст.

На рисунке 3.3 показаны графики зависимости электрического потенциала от времени при различных давлениях нейтрального газа. Влияние нейтрального газа в релятивистском случае проявляется при этом на два порядка больших значениях давления, чем в не релятивистском случае. Кроме того, существенным отличием от нерелятивистского случая, является отсутствие явно выраженных режимов генерации. Увеличение давления нейтрального газа приводит сначала к плавному увеличению, а затем уменьшению амплитуды колебаний потенциала.

Таким образом, в релятивистском случае отсутствует переход режимов генерации по пути VCO – NP – S – P – S при увеличении давления, по мере увеличения давления наблюдается только переход режимов по пути VCO – P – S, причем данный переход осуществляется плавно без явно выраженных режимов. Таким образом, в релятивистском случае необходимо вводить дополнительные критерии для однозначной идентификации установившегося режима.



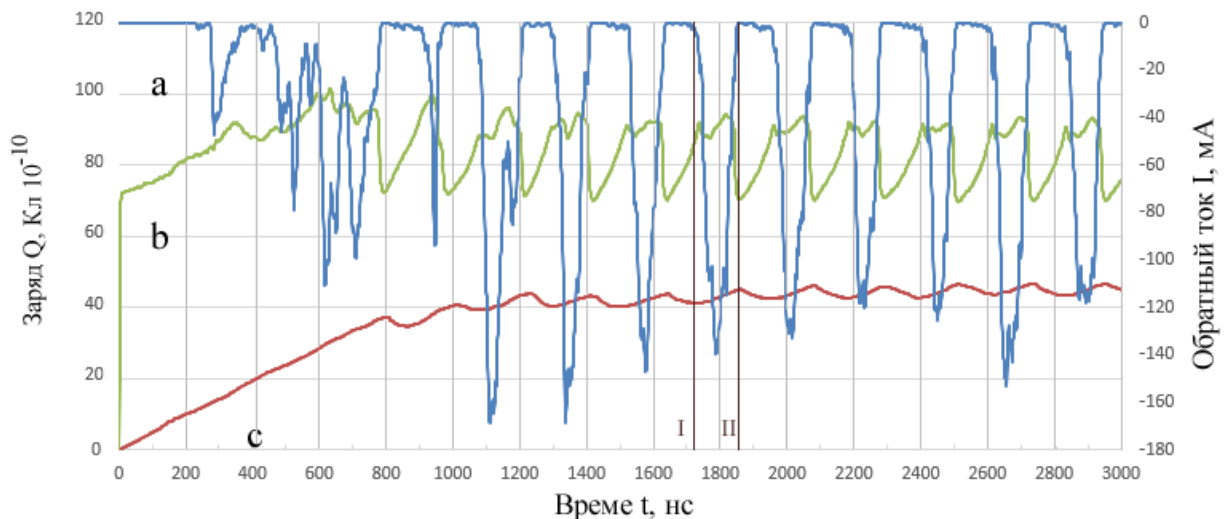


(а -  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст., б -  $p = 5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., в -  $p = 1,1 \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., г -  $p = 1,9^* \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст., д -  $p = 2,7^* \cdot 10^{-1}$  мм рт. ст.)

Рисунок 3.3 - Зависимости потенциала в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$  от времени  $t$  для различных плотностей нейтрального газа

### 3.2 Механизм возникновения импульсного режима генерации

Рассмотрим подробнее процессы, происходящие в системе в режиме импульсной генерации. В качестве примера для рассмотрения будем использовать случай с давлением нейтрального газа  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., током пучка  $I = 2$  А, при скорости на влете  $V_0 = 2,6 \cdot 10^7$  м/с. Зависимость потенциала электрического заряда от времени для данного случая показана на рисунке 3.1д. На рисунке 3.4 представлены зависимости обратного тока в плоскости  $z = 0,02$  м, модуль суммарного заряда электронов и ионов в пространстве взаимодействия. Остановимся на анализе установившегося импульсного режима, который возникает спустя время  $\tau' = 1000$  нс.



а – обратный ток в плоскости  $z = 0,02$  м ; б – модуль суммарного заряда электронов;  
 в – суммарный заряд ионов

Рисунок 3.4 – Зависимости параметров потока от времени

Рассмотрим процесс образования виртуального катода. Одним из основных признаков образования виртуального катода является возникновение обратного тока, что является прямым следствием отражения электронов от области виртуального катода. На графике 3.4а можно наблюдать периодическое возникновение обратного тока, а соответственно, и виртуального катода, что и является причиной возникновения импульсной генерации. Стоит так же отметить, что возникновение обратного тока совпадает с увеличением модуля

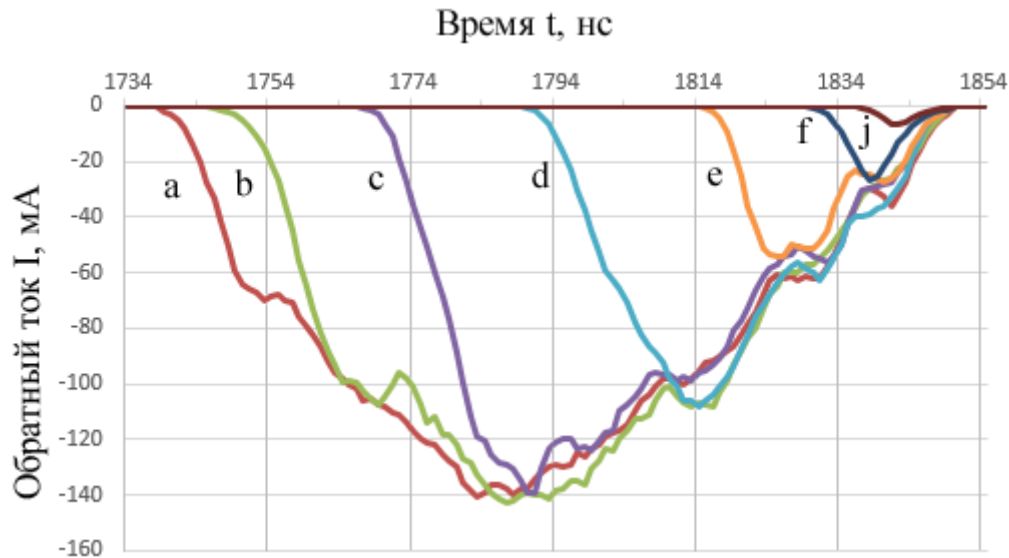
суммарного заряда электронов в системе (график 3.4b), что также является прямым признаком образования виртуального катода. Это происходит вследствие замедления и накопления электронов в области минимума потенциала. Возникший обратный ток уравнивает систему и прекращает дальнейшее накопление заряда, в результате чего система переходит в режим генерации за счет колебаний виртуального катода в пространстве и времени.

Процесс ионизации оказывает влияние на механизм срыва генерации. На графике 3.4с показана зависимость суммарного заряда ионов от времени. Видно наличие колебаний заряда ионов. Существенным является тот факт, что амплитуда колебаний суммарного заряда ионов мала. Колебания суммарного заряда ионов амплитудой  $\Delta Q_i = 5 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$  вызывает колебания суммарного заряда электронов с существенно большей амплитудой  $\Delta Q_e = 20 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ . При этом наблюдается смещение фазы колебаний суммарного заряда ионов относительно суммарного заряда электронов на  $\pi/2$ . То есть, при некотором относительно небольшом ионном фоне, характеризующимся суммарным зарядом, образуется виртуальный катод. Это хорошо видно в момент времени, помеченном линией I на рисунке 3.4. По графику тока (рисунок 3.4a) видно, что данный момент времени соответствует началу формирования виртуального катода. В то же время из графика суммарного заряда ионов (рисунок 3.4с) следует, что заряд ионов в этот момент минимален.

Так как электроны, находящиеся в области виртуального катода, являются низко энергичными вследствие замедления в потенциальной яме, то их энергии могут быть близки к максимуму потенциала ионизации нейтрального газа. Соответственно, в области виртуального катода вероятность ионизации нейтрального атома газа возрастает. Образовавшиеся в результате ионизации вторичные электроны быстро покидают область виртуального катода, так как обладают на три порядка меньшей массой, чем ионы. В следствии этого положительный заряд возникших ионов компенсирует

отрицательный заряд виртуального катода разрушая его. Момент разрушения виртуального катода помечен линией II на рисунке 3.4.

Процесс разрушения виртуального катода ионами можно увидеть, проанализировав подробнее зависимость обратного тока от времени для различных плоскостей пространства взаимодействия (рисунок 3.5).



a -  $z = 0,02 м$ ; b -  $z = 0,03 м$ ; c -  $z = 0,04 м$ ; d -  $z = 0,05 м$ ; e -  $z = 0,06 м$ ; f -  $z = 0,07 м$ ; j -  $z = 0,08 м$ .

Рисунок 3.5 – Зависимости обратного тока от времени в различных плоскостях

Для этого в качестве временного интервала выбран промежуток времени одного импульса генерации, то есть промежуток, за который успевает образоваться и исчезнуть виртуальный катод. На рисунке 3.4 данный интервал соответствует области между линиями I и II. В случае отсутствия нейтрального газа виртуальный катод совершает колебательное движение вблизи плоскости образования. В данном случае видно, что величина и продолжительность течения обратного тока в различных плоскостях различна. Обратный ток, а соответственно, и виртуальный катод, возникает в плоскости  $z = 0,02 м$ . С течением времени позиция виртуального катода смещается в сторону анода. Это видно по возникновению обратного тока в сечениях  $z = 0,03 – 0,08 м$ . Следует также отметить, что сила тока убывает по мере приближения виртуального катода к аноду.

Как уже говорилось ранее, в области виртуального катода, энергии электронов могут совпадать с энергией максимума ионизации, в результате чего в области виртуального катода образуется облако ионов, которое увеличивает электрический потенциал в плоскости виртуального катода, смещая тем самым его в сторону анода. За некоторое время облако ионов, образованное по пути движения виртуального катода, рассеивается, частично оседая на стенки пространства взаимодействия. В результате чего вблизи катода снова зарождается виртуальный катод. Цикл повторяется.

Таким образом, процесс импульсной генерации можно разделить на несколько стадий: зарождение виртуального катода, вытеснение виртуального катода облаком ионов из пространства взаимодействия и рассеяние облака ионов из области потока. Время протекания каждого из этих процессов будет определять частоту следования и скважность импульсов генерации.

### 3.2.1 Время образования виртуального катода

Как правило, в работах, посвященных динамике электронных потоков, все внимание уделяют режимам генерации. В то время как процесс образования виртуального катода изучен в недостаточной мере. В ряде работ [53, 104] указывается время образования виртуального катода  $\tau_c$  порядка 5-10 нс. Однако, вопрос влияния различных параметров системы на это время остается не раскрытым. В тоже время, как показано ранее, данный процесс играет важную роль в режиме импульсной генерации. И, соответственно, требует более подробного рассмотрения.

На время образования виртуального катода влияют различные параметры. Для утверждения этого положения проанализируем этот процесс на примере численного эксперимента следующей системы: цилиндрический поток радиусом  $r = 5$  мм инжектируется в пространства взаимодействия длиной  $L = 10$  см со скоростью на влете  $V_0 = 2,6 \cdot 10^7$  м/с. Ток пучка  $I = 2$  А, величина магнитной индукции продольного магнитного поля  $B_0 = 0,1$ Тл, тормозящий

потенциал  $\Delta\varphi = 0.4U$ , где  $U$  - ускоряющий потенциал потока. Шаг по времени  $dt = 10^{-11} \text{ с}$ . Нейтральный газ и ионный фон отсутствуют. Критерием образования виртуального катода является возникновение обратного тока силой  $I' \geq I \cdot 10^{-1}$ .

При этом не учитывается время нарастания тока потока, т.е. считается, что ток потока мгновенно достигает своего максимального значения. Скорость нарастания тока потока не играет существенной роли при оценке времени образования виртуального катода при рассмотрении импульсного режима, т.к. в данном случае речь идет о повторном возникновении виртуального катода в уже сформированном потоке.

Для учета погрешностей счета, связанных с численной моделью, а также для учета различных флуктуаций в процессе образования виртуального катода, проводилась серия расчетов с одинаковыми параметрами системы. На графиках представлены средние величины этих расчетов и максимальные относительные погрешности.

Время образования виртуального катода зависит от силы тока потока (рисунок 3.6).

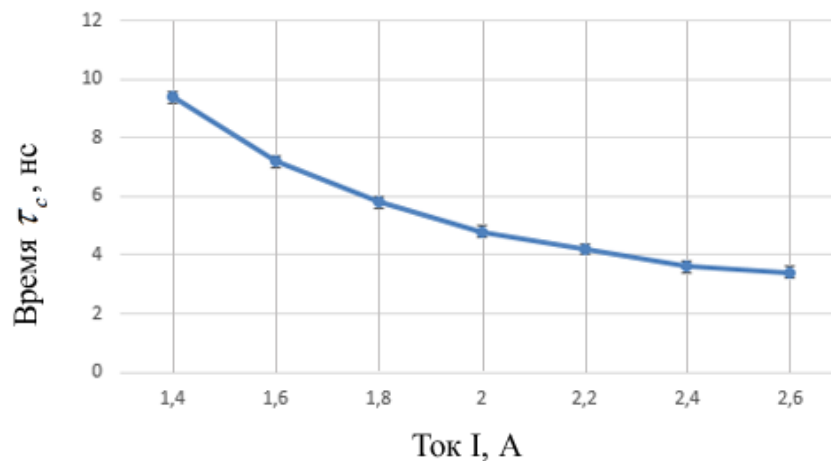


Рисунок 3.6 – Зависимость времени образования виртуального катода от тока потока

Видно, что при увеличении тока потока  $I$  время  $\tau_c$  уменьшается и стремится к 3 нс. При токах меньше 1,4 А образование виртуального катода не происходит.

В то же время увеличение тормозящего потенциала уменьшает время образования виртуального катода. Это проиллюстрировано на рисунке 3.7, где изображена зависимость времени образования виртуального катода от величины тормозящего поля  $u'$ , выраженной в процентах от ускоряющего поля:

$$u' = \frac{\Delta\varphi}{U} 100\% .$$

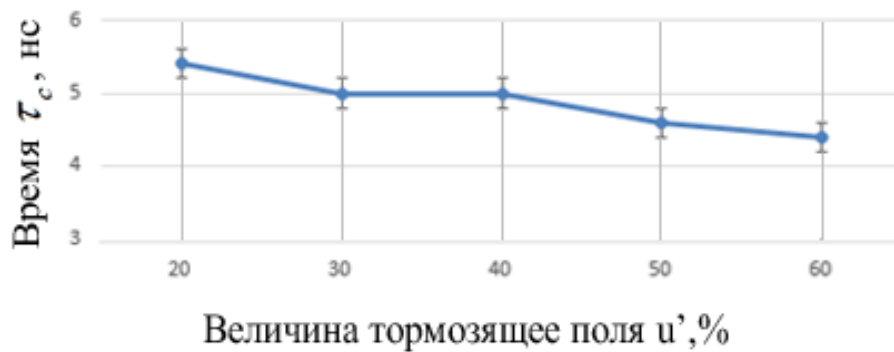


Рисунок 3.7 – Зависимость времени образования виртуального катода от величины тормозящего поля

Длина пространства взаимодействия, когда она превышает 6 см, практически не оказывает влияния на длительность возникновения виртуального катода (рисунок 3.8).

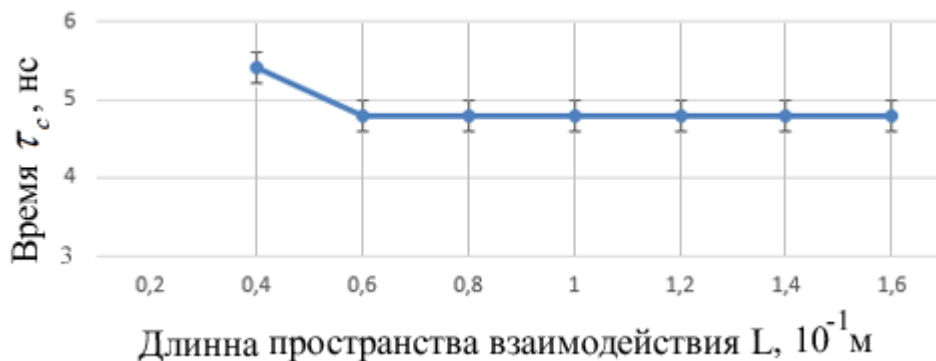


Рисунок 3.8 – Зависимость времени образования виртуального катода в зависимости от длины пространства взаимодействия

Однако при ее уменьшении до  $L = 4\text{ см}$  время возникновения виртуального катода возрастает до 5,4 нс. При дальнейшем уменьшении длины пространства взаимодействия до  $L = 2\text{ см}$  образования виртуального катода не происходит.

Одним из параметров системы, влияющим на время образования виртуального катода, является величина продольного фокусирующего магнитного поля, о чем свидетельствует рисунок 3.9. При достижении индукции продольного магнитного поля определенного значения, равного в данном случае  $B_{\min} = 0,1\text{ Тл}$ , дальнейшее увеличение индукции не приводит к изменению времени возникновения виртуального катода. Однако, при  $B < B_{\min}$  величина напряженности магнитного поля оказывает существенное влияние на время возникновения виртуального катода.



Рисунок 3.9 – Зависимость времени образования виртуального катода от величины фокусирующего магнитного поля

Одним из наиболее интересных параметров в рамках рассмотрения импульсной генерации потока в пространстве, заполненном нейтральным газом, является зависимость времени возникновения виртуального катода от величины зарядовой нейтрализации потока ионами, представленная на рисунке 3.8. Данный интерес вызван тем, что повторное возникновение виртуального катода при импульсной генерации происходит после рассеяния облака ионов из области потока по всему объему пространства взаимодействия с частичным



оседанием ионов на стенки. Как следствие, пространство взаимодействия заполнено ионизированным газом, распределение которого будем считать равномерным. Кроме того, учитывая то, что как мы выяснили ранее, время возникновения виртуального катода  $\tau_c$  составляет порядка  $10^{-9}$ с, то ионы при рассмотрении процесса возникновения виртуального катода можно считать неподвижными.

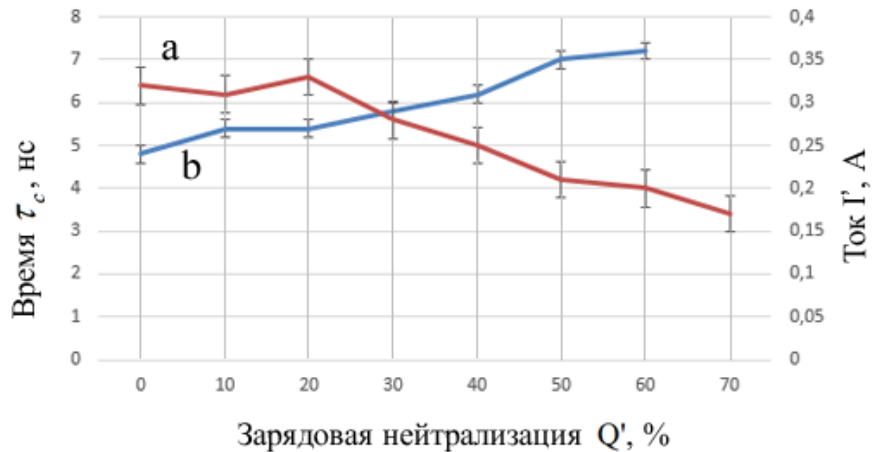


Рисунок 3.10 – Зависимости: а – обратного тока, b - времени образования виртуального катода от значения зарядовой нетрализации.

Значения зарядовой нейтрализации определено как отношение суммарного заряда ионов, заполняющих пространство взаимодействия  $Q_i$  к суммарному заряду невозмущенного потока электронов  $Q_e$  :  $Q' = \frac{Q_i}{Q_e} 100\%$  .

Согласно зависимостям суммарного заряда электронов и ионов от времени, представленных на рисунке 3.4, величина зарядовой нейтрализации на момент начала формирования виртуального катода в установившемся импульсном режиме равна примерно  $Q' \approx 60\%$  .

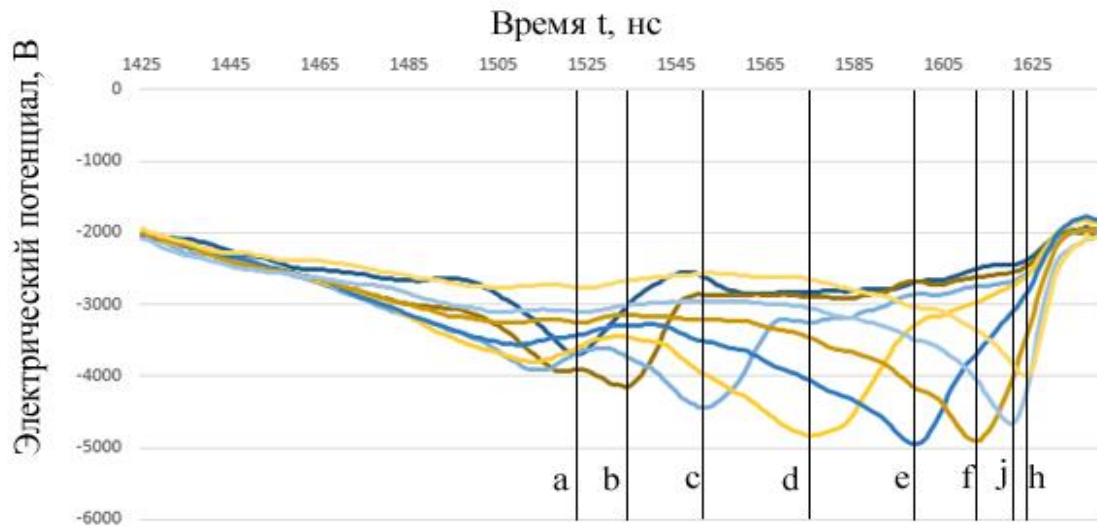
При увеличении зарядовой нейтрализации время возникновения виртуального катода увеличивается, однако, в любом случае остается порядка  $10^{-9}$ с. Существенным является снижение величины обратного тока при увеличении зарядовой нейтрализации. Фактически это означает уменьшение глубины потенциального барьера виртуального катода, что эквивалентно

уменьшению мощности генерации. При зарядовой нейтрализации  $Q' = 70\%$  обратный ток не достигает выбранного критерия возникновения виртуального катода  $I' \geq I \cdot 10^{-1}$ .

### 3.2.2 Вытеснение виртуального катода ионным облаком

После образования виртуального катода начинается процесс его вытеснения из пространства взаимодействия, что связано с падением скоростей электронов в области виртуального катода. Как следствие, скорости электронов могут совпадать с максимумом коэффициента ионизации нейтрального газа, что, в свою очередь, приводит к увеличению вероятности ионизации газа в области виртуального катода. Образованное в результате этого процесса облако ионов вытесняет виртуальный катод к аноду, что приводит, в конечном счете, к срыву генерации. Заметим, что, поскольку выходной сигнал генерируется колеблющимся виртуальным катодом, время вытеснения виртуального катода ионным облаком  $\tau_g$  является длительностью импульса генерации. В связи с этим, данное время играет существенную роль в режиме импульсной генерации.

Поскольку виртуальный катод по определению является минимумом потенциала, то распределение потенциала вдоль оси потока однозначно говорит о наличии виртуального катода и его положении. На рисунке 3.11 изображены графики электрического потенциала пространственного заряда для различных точек на оси потока с шагом  $\Delta z = 0.01m$ .



Линиями отмечены минимумы потенциалов в различных точках: a -  $z = 0.02\text{ м}$ , b -  $z = 0.03\text{ м}$ , c -  $z = 0.04\text{ м}$ , d -  $z = 0.05\text{ м}$ , e -  $z = 0.06\text{ м}$ , f -  $z = 0.07\text{ м}$ , j -  $z = 0.08\text{ м}$ , h -  $z = 0.09\text{ м}$ .

Рисунок 3.11 – Зависимости электрических потенциалов на оси потока в различных точках

При этом расчет осуществлялся в заданном интервале времени для каждого сечения пространства взаимодействия. Эти графики можно интерпретировать как динамику перемещения виртуального катода в пространстве от его зарождения до исчезновения (вытеснения) вблизи границы пространства взаимодействия.

На время вытеснения виртуального катода ионным облаком  $\tau_g$  влияют различные параметры системы. При обработке результатов численного эксперимента проводилось усреднение времени вытеснения виртуального катода. Однако, в данном случае усреднение проводилось по десяти импульсам одного численного эксперимента.

Так, увеличение давления нейтрального газа приводит к снижению времени вытеснения виртуального катода (рисунок 3.12), что связано с увеличением вероятности ионизации нейтрального газа и, как следствие, с увеличением скорости накопления положительных ионов в области виртуального катода.

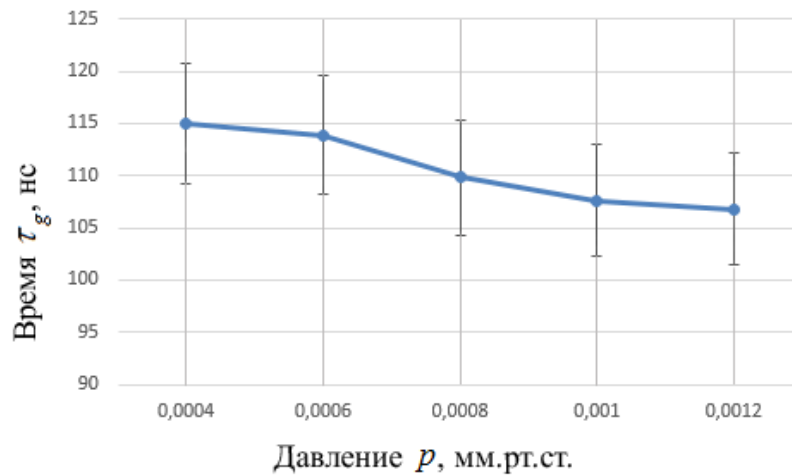


Рисунок 3.12 – Зависимость времени вытеснения виртуального катода от давления нейтрального газа

При увеличении внешнего магнитного поля, время вытеснения виртуального катода уменьшается (рисунок 3.13), а диапазон изменения времени вытеснения виртуального катода от индукции магнитного поля существенно больше, нежели от давления нейтрального газа.

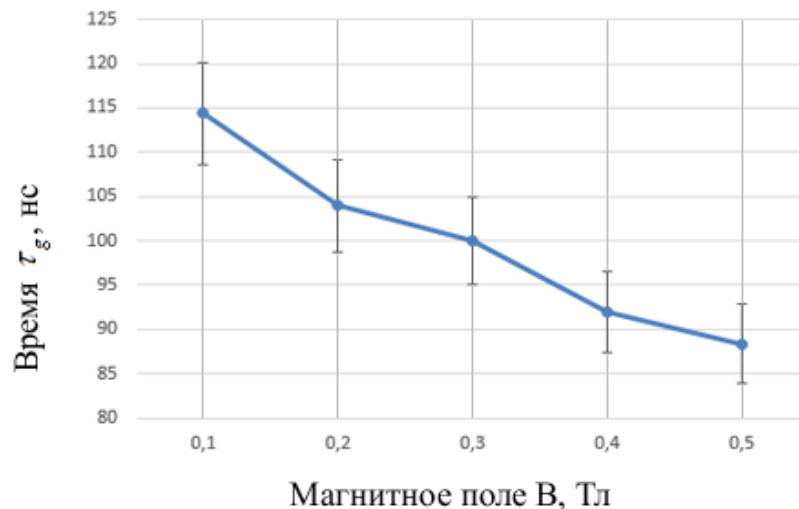


Рисунок 3.13 – Зависимость времени вытеснения виртуального катода от индукции внешнего продольного поля

Это объясняется сжатием электронного потока магнитным полем и, как следствие, увеличением плотности потока, а соответственно, и глубины потенциальной ямы, что, в свою очередь, приводит к захвату большего количества электронов виртуальным катодом, то есть к увеличению количества низкоэнергетичных электронов. Все это приводит к увеличению вероятности

ионизации нейтрального газа в области виртуального катода, а значит, и к увеличению скорости накопления положительного заряда, компенсирующего отрицательный заряд, накопленный в области виртуального катода.

Увеличение тока потока приводит к увеличению времени вытеснения виртуального катода (рисунок 3.14)

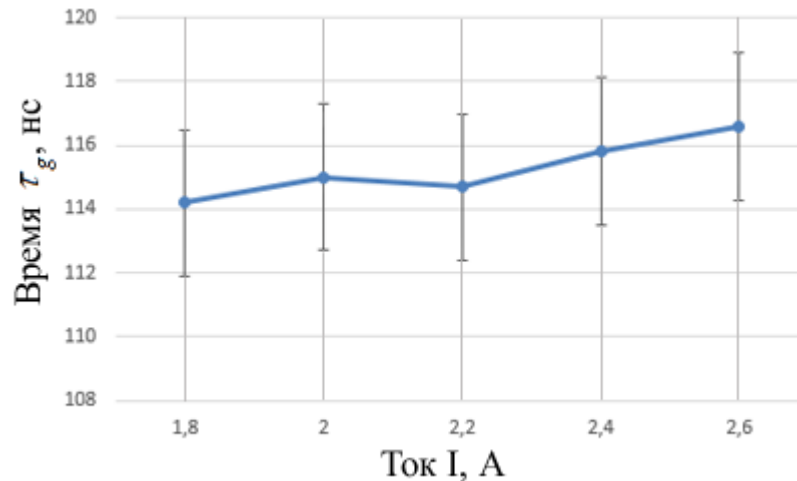


Рисунок 3.14 – Зависимость времени вытеснения виртуального катода от тока потока

Можно сделать вывод о том, что среднее время вытеснения виртуального катода  $\tau_g$  на порядок превосходит время образования виртуального катода  $\tau_c$ . Следовательно, процесс вытеснения виртуального катода оказывает существенно большее влияние на частоту следования импульсов, чем процесс образования виртуального катода. Наибольший диапазон изменения временем вытеснения виртуального катода обеспечивает изменение величина индукции продольного магнитного поля.

### 3.2.3 Рассеяние ионного облака

Последним процессом при генерации импульсов электронным потоком в пространстве взаимодействия, заполненном нейтральным газом, является процесс вытеснения ионного облака, образованного вдоль оси потока по мере вытеснения виртуального катода

На рисунке 3.15 представлено распределение плотности пространственного заряда ионов  $\rho_i$  в пространстве взаимодействия радиусом

R. Значение плотности усреднено вдоль оси Z. Данное распределение соответствует моменту времени начала генерации импульса, данный момент времени отмечен линией I на рисунке 3.2. Как видно, ионы сосредоточены в непосредственной близости от электронного потока. Радиус области, заполненной ионизированным газом, не превышает трех радиусов потока при влете в пространство взаимодействия r. Так же видно, что на границе пространства взаимодействия плотность пространственного заряда ионов  $\rho_i$  стремиться к нулю.

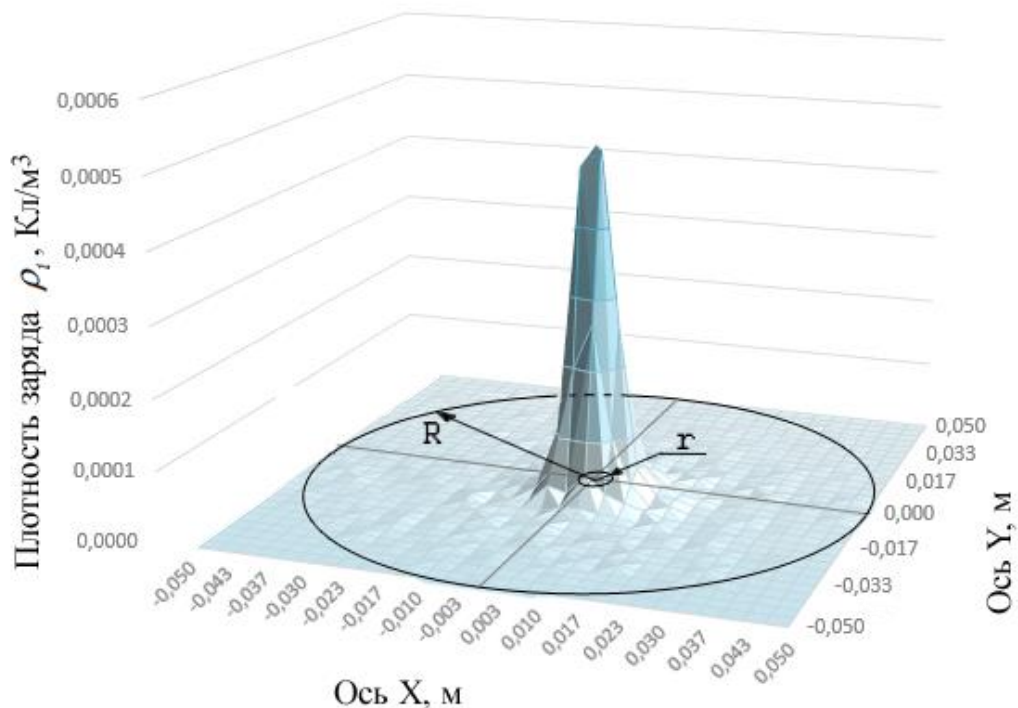
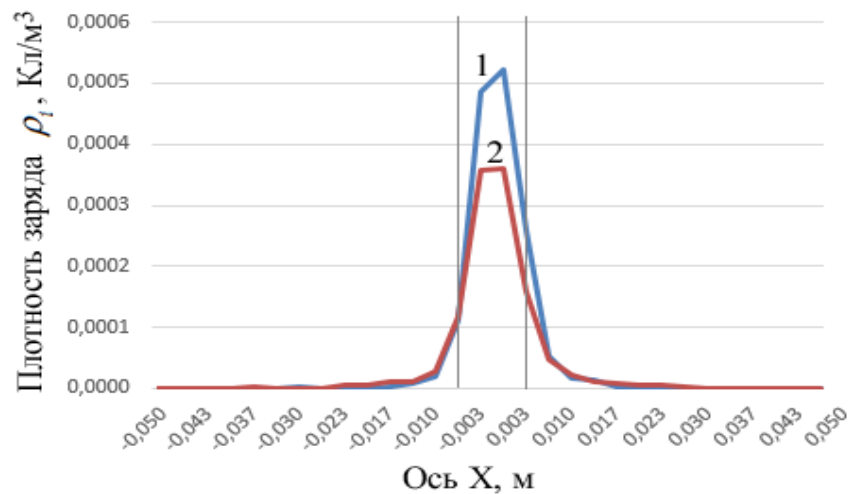


Рисунок 3.15 – Распределение плотности пространственного заряда ионов в плоскости XY

Рассмотрим эволюцию распределения плотности пространственного заряда ионов  $\rho_i$ . На рисунке 3.16 представлено распределение плотности пространственного заряда ионов в момент времени, соответствующий началу образования виртуального катода и в момент времени, соответствующий середине процесса вытеснения виртуального катода. Данные моменты времени соответствуют минимальной и максимальной плотности пространственного

заряда ионов в течении одного импульса. Вертикальными линиями обозначены границы электронного потока на влете. В обоих случаях радиус области, заполненной ионизированным газом, одинаковый. За период импульса меняется только значение плотности пространственного заряда ионов внутри радиуса потока. В обоих случаях плотность пространственного заряда ионов на границе пространства взаимодействия стремится к нулю. Таким образом, можно сделать вывод об отсутствии ионного тока в радиальном направлении. Очевидно, процесс рассеяния ионного облака основан на ионном токе через сеточные электроды в плоскостях  $z = 0$  и  $z = L$ .

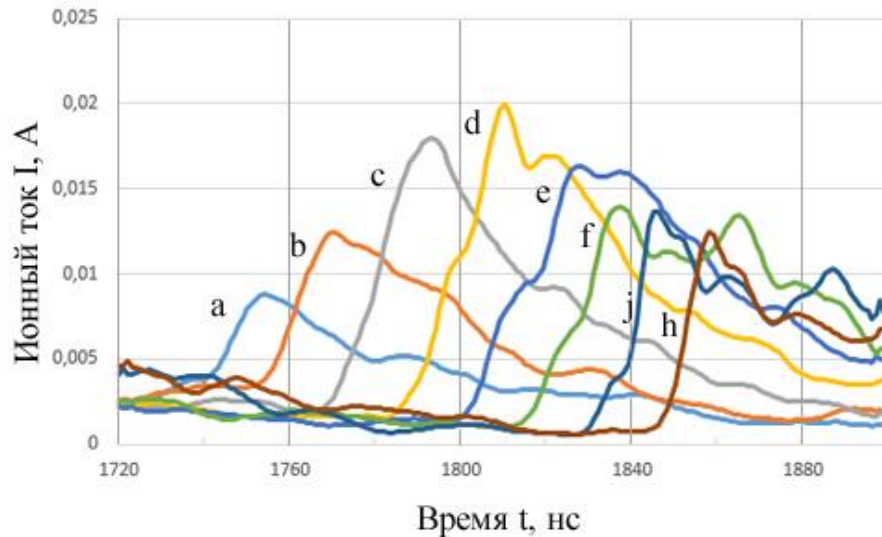


1 - момент середины процесса вытеснения виртуального катода,

2 — момент начала образования виртуального катода

Рисунок 3.16 – Распределение плотности пространственного заряда ионов в плоскости  $X=0$ .

Рассмотрим эволюцию распределения ионного тока в пространстве взаимодействия за время одного импульса генерации - рисунок 3.17. Из сравнения зависимостей электронного обратного тока от времени в различных плоскостях, представленных на рисунке 3.5, с зависимостями ионного тока от времени в тех же плоскостях (рисунок 3.17) видно, что возникновение этих токов синхронизировано как во времени, так и в пространстве.



a -  $z = 0,02м$ ; b -  $z = 0,03м$ ; c -  $z = 0,04м$ ; d -  $z = 0,05м$ ; e -  $z = 0,06м$ ; f -  $z = 0,07м$ ; j -  $z = 0,08м$ ; h -  $z = 0,09м$

Рисунок 3.17 – Зависимости ионного тока от времени в различных плоскостях

Однако, наблюдается запаздывание ионного тока относительно обратного электронного тока. Кроме того, ионный ток продолжает течь и после затухания обратного электронного тока. Также из графиков видно, что ионизированный газ покидает пространство взаимодействия через сеточный электрод в плоскости  $z = L$ .

В то время, как время вытеснения виртуального катода  $\tau_g$  является временем генерации сигнала, время рассеяния ионного облака  $\tau_i$  является временем отсутствия генерации, в связи с чем необходимо изучение влияния различных параметров на время рассеяния ионного облака  $\tau_i$ , в качестве которого берется интервал времени от момента исчезновения обратного тока в плоскости  $z = 0,08м$  до момента возникновения обратного тока в плоскости  $z = 0,02м$ . Моментами исчезновения и возникновения считаются снижение и превышения, соответственно, обратным током двух процентов относительно тока потока на влете.

Так, при увеличении тока время рассеяния ионного облака уменьшается (рисунок 3.18).



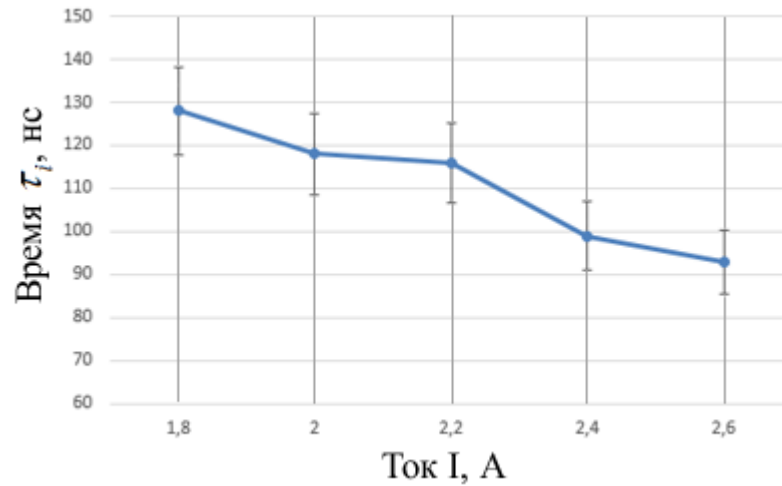


Рисунок 3.18– Зависимость времени рассеяния ионного облака от тока потока

Продобная зависимость наблюдается и при увеличении индукции продольного магнитного поля (рисунок 3.19),

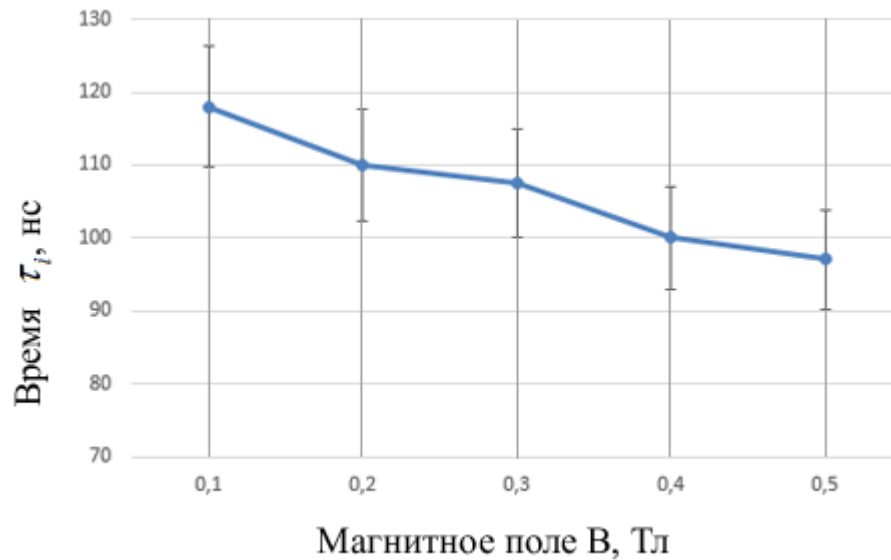


Рисунок 3.19 – Зависимость времени рассеяния ионного облака от индукции продольного магнитного поля

Таким образом, рассмотрев все три процесса, происходящих при импульсной генерации электронным потоком в пространстве взаимодействия заполненным нейтральным газом, можно сделать вывод, о том, что наибольшее влияние на режим импульсной генерации оказывает процесс вытеснения виртуального катода и процесс рассеяния ионного облака. Они занимают на порядок больше времени чем образование виртуального катода.

Наибольшее влияние на процессы вытеснения виртуального катода и рассеяние ионного облака оказывает внешнее продольное магнитное поле, позволяющее регулировать характерные времена этих процессов в достаточно широких пределах.

Изменение величины тока потока приводит к увеличению времени вытеснения виртуального катода и уменьшению времени рассеяние ионного облака. на процессы генерации импульсов (рисунки 3.14 и 3.19), что позволяет регулировать скважность импульсов при минимальном изменении частоты следования импульсов.

### **Выводы по главе**

Установлено, что при увеличении давления нейтрального газа, режимы генерации могут сменять друг друга не только в порядке VCO - P - S, но и в более сложной последовательности, VCO - NP - S - P - S. Установлена возможность возникновения двух режимов импульсной генерации: импульсная генерация с шумовым спектром NP и импульсная генерация с фиксированной частотой и амплитудой импульсов P.

Рассмотрен механизм возникновения импульсной генерации. Выделено три основных процесса происходящих при импульсной генерации: образование виртуального катода, вытеснение виртуального катода из области взаимодействия и рассеяние ионного облака. Кроме того, для выбранного набора параметров модели приведены характерные времена каждого из процессов, и на основе анализа влияние различных параметров системы на длительность каждого из процессов установлено, что существенное влияние на процессы, происходящие при импульсной генерации, оказывает внешнее фокусирующее продольное магнитное поле.

## 4 Исследование влияния ионизации нейтрального газа в релятивистском случае

С практической точки зрения большой интерес представляет возможность изменения параметров генерации электронного потока. В этом смысле процессы, происходящие в системе заполненной нейтральным газом, представляют особый интерес, так как добавляют ряд внешних параметров параметров, которые достаточно просто изменять. К таким параметрам относятся давление и тип нейтрального газа. Не меньший интерес представляет, влияние таких параметров системы, как индукция продольного магнитного поля, ток потока, скорость на влете. В связи с этим, представляет большой интерес изучение динамики релятивистского электронного потока в пространстве взаимодействия, заполненным нейтральным газом. В частности, практический интерес представляет исследование возможностей управления частотой генерации. Кроме того, представляют интерес спектральные характеристики колебательных процессов, происходящих в потоке, и влияние параметров системы на них.

### 4.1 Спектральные характеристики

Одними из важнейших характеристик процесса генерации являются спектральные характеристики, а так же их зависимость от различных параметров системы. Для изучения данных зависимостей рассмотрим спектры колебаний электрического потенциала в точке  $x=0, y=R, z=L/2$ . В качестве базовых параметров, как и в разделе 3.1, выбраны следующие параметры расчета: ток пучка  $I = 2$  А, скорость на влете  $V_0 = 2,6 \cdot 10^7$  м/с, продольное магнитное поле  $B_0 = 0,1$  Тл, тормозящий потенциал  $\Delta\varphi = 0.4U$ , где  $U$  - ускоряющий потенциал потока. Варируя эти параметры, изучим их влияние на спектры колебаний потенциала.

Ранее, при рассмотрении влияния давления нейтрального газа на динамику электронного потока в 3.1 отмечалась возможность возникновения двух

режимов импульсной генерации при различных значениях давления нейтрального газа, причем промежуточные значения давления нейтрального газа приводили к режиму срыва генерации. Существенной разницей данных режимов является разные формы колебаний потенциалов.

Рассмотрим спектры колебаний потенциала данных режимов генерации, представленные на рисунке 4.1. Графики 4.1а и 4.1б соответствуют потенциалам, изображенным на графиках 3.1в и 3.1д, соответственно. На рисунке 4.1а виден достаточно широкий изрезанный спектр со множеством максимумов, преобладающей частоты генерации не наблюдается. Данный спектр соответствует режиму шумовой импульсной генерации PN.

В спектре, представленном на рисунке 4.1б, напротив, наблюдается выраженный максимум на частоте  $f = 4.7$  МГц соответствующей импульсам генерации. Кроме того, наблюдаются боковые гармоники с убывающей интенсивностью. Данный спектр соответствует режиму импульсной генерации Р.

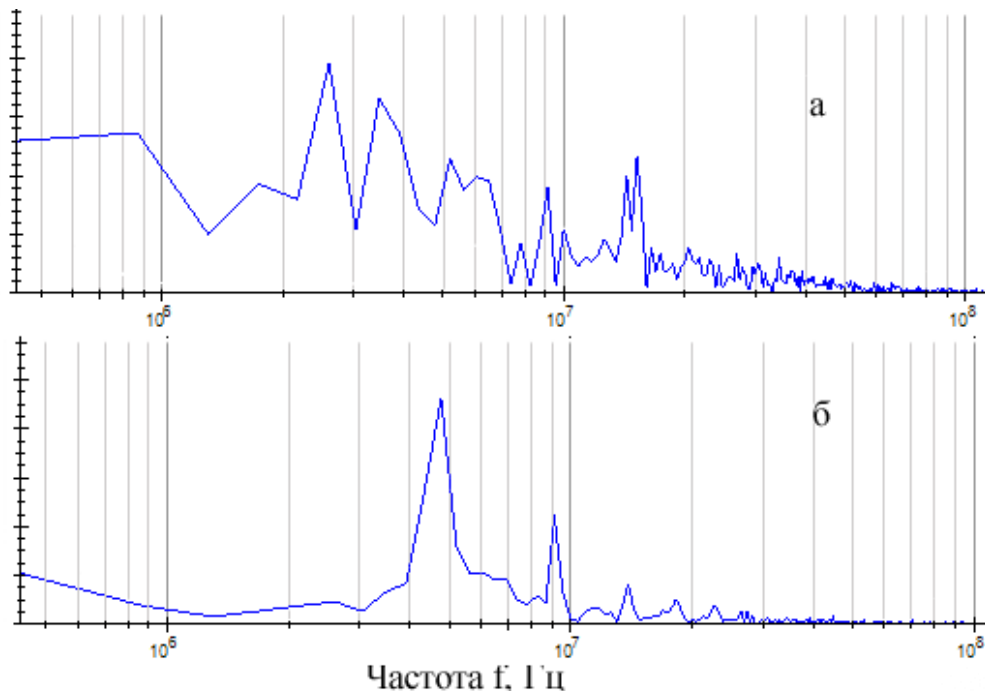
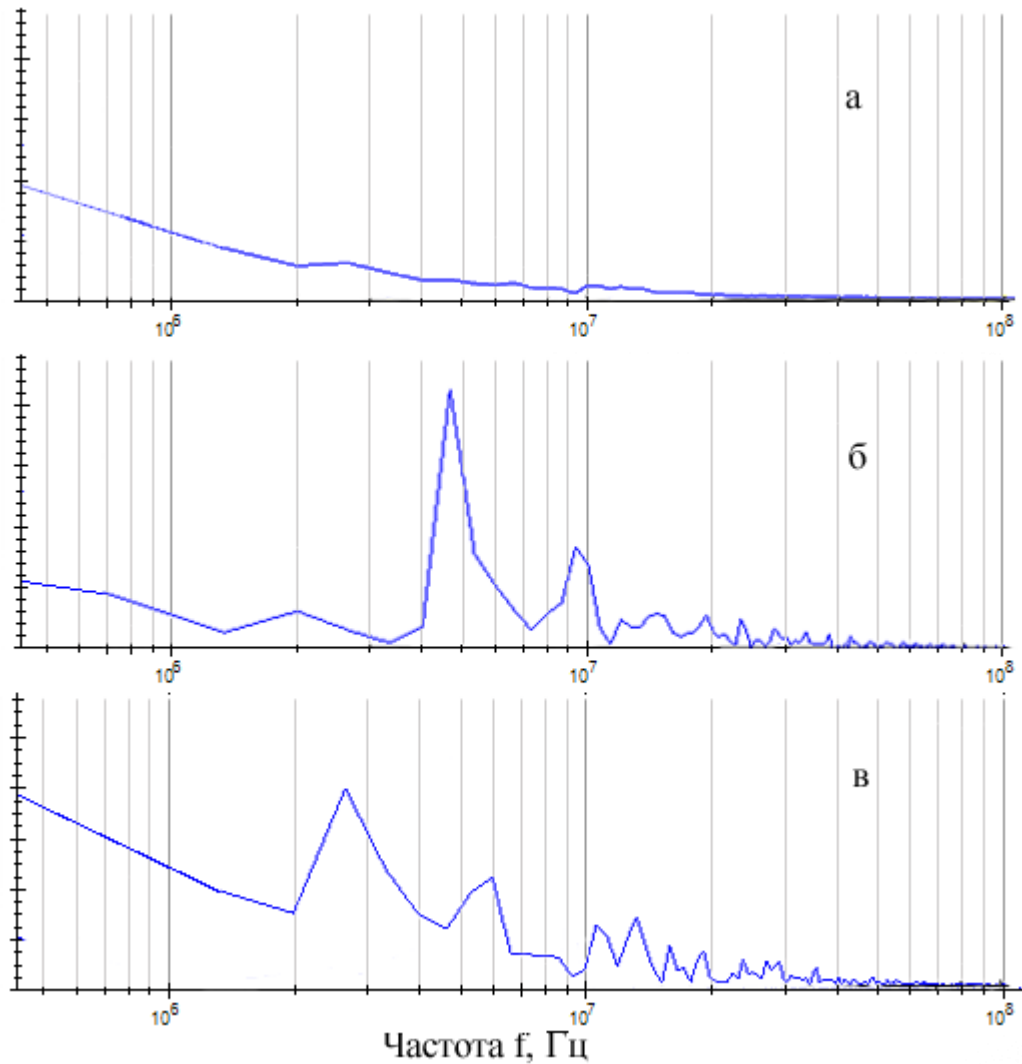


Рис. 4.1. Спектры потенциалов в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$

(а -  $P = 4 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., б -  $P = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст.)

Рассмотрим влияние различных параметров системы на спектры колебаний потенциала в режиме импульсной генерации, режим - Р. На рисунке 4.2 представлены графики спектров для различных токов, давление нейтрального газа  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст., остальные параметры системы идентичны расчетам представленным на рисунке 4.1б. При токе  $I = 1.8$  А (рисунок 4.2а) режим генерации не возникает. При токе потока  $I = 2.2$  А (рисунок 4.2б) спектр колебаний потенциала совпадает с спектром при токе  $I = 2$  А (рисунок 4.1б). Дальнейшее увеличение тока до  $I = 2.4$  А приводит к срыву генерации после нескольких импульсов, спектр которых приведен на рисунке 4.2в. Таким образом, режим импульсной генерации возникает в узком диапазоне тока потока и давления нейтрального газа. При этом изменение тока в пределах данного диапазона не оказывает существенного влияния на спектр колебаний потенциала. Данный результат согласуется с выводами, сделанными при исследовании зависимости времени рассеяния ионного облака (рисунок 3.18) и времени вытеснения виртуального катода (рисунок 3.15). Влияние тока потока на эти два времени взаимно компенсируется, что приводит к стабильной частоте импульсов при варировании тока потока. В тоже время, существенным является смещение резонансной частоты до 1.5 МГц при токе  $I = 2.4$  А (рисунок 4.2в). Однако данный режим является неустойчивым, после нескольких импульсов генерации система переходит в режим подавления колебаний.



а -  $I = 1.8A$ , б -  $I = 2.2A$ , в -  $I = 2.4A$

Рис. 4.2. Спектры потенциалов в точке  $x=0, y=R, z=L/2$

При анализе влияния различных параметров системы на характерные времена процессов, происходящих в системе, большой интерес представляет влияние величины напряженности внешнего магнитного поля на спектральные характеристики потока. Для корректности анализа давление нейтрального газа  $p = 8 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. выбрано по аналогии с предыдущим случаем, а остальные параметры системы идентичны используемым при расчетах, представленных на рисунке 4.1б.

Увеличение напряженности внешнего продольного поля до  $B=0.2T$  приводит к возникновению режима подавления генерации. Однако, дальнейшее увеличение напряженности внешнего магнитного поля до  $B = 0.3T$  л, приводит

к возникновению режима импульсной генерации. Спектр колебаний потенциала для данного случая показан на рисунке 4.3. Отличительной особенностью данного спектра является ширина полосы генерации  $\Delta f = [3; 5]$  МГц. Как и в предыдущих случаях, наблюдаются боковые гармоники с убывающей интенсивностью.

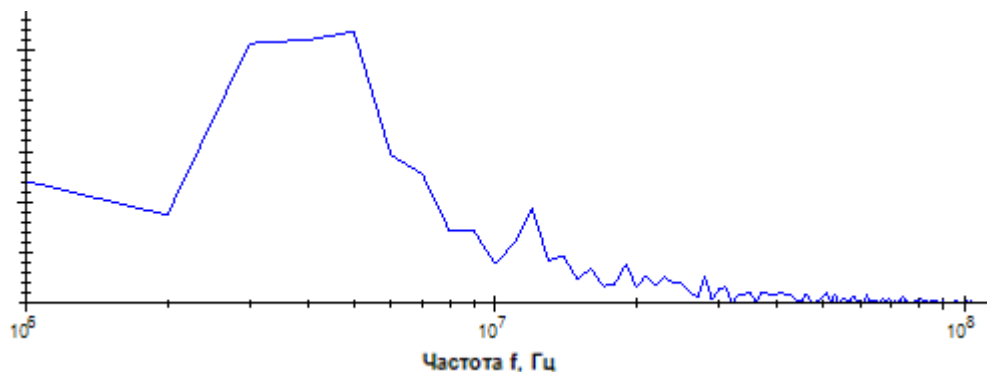
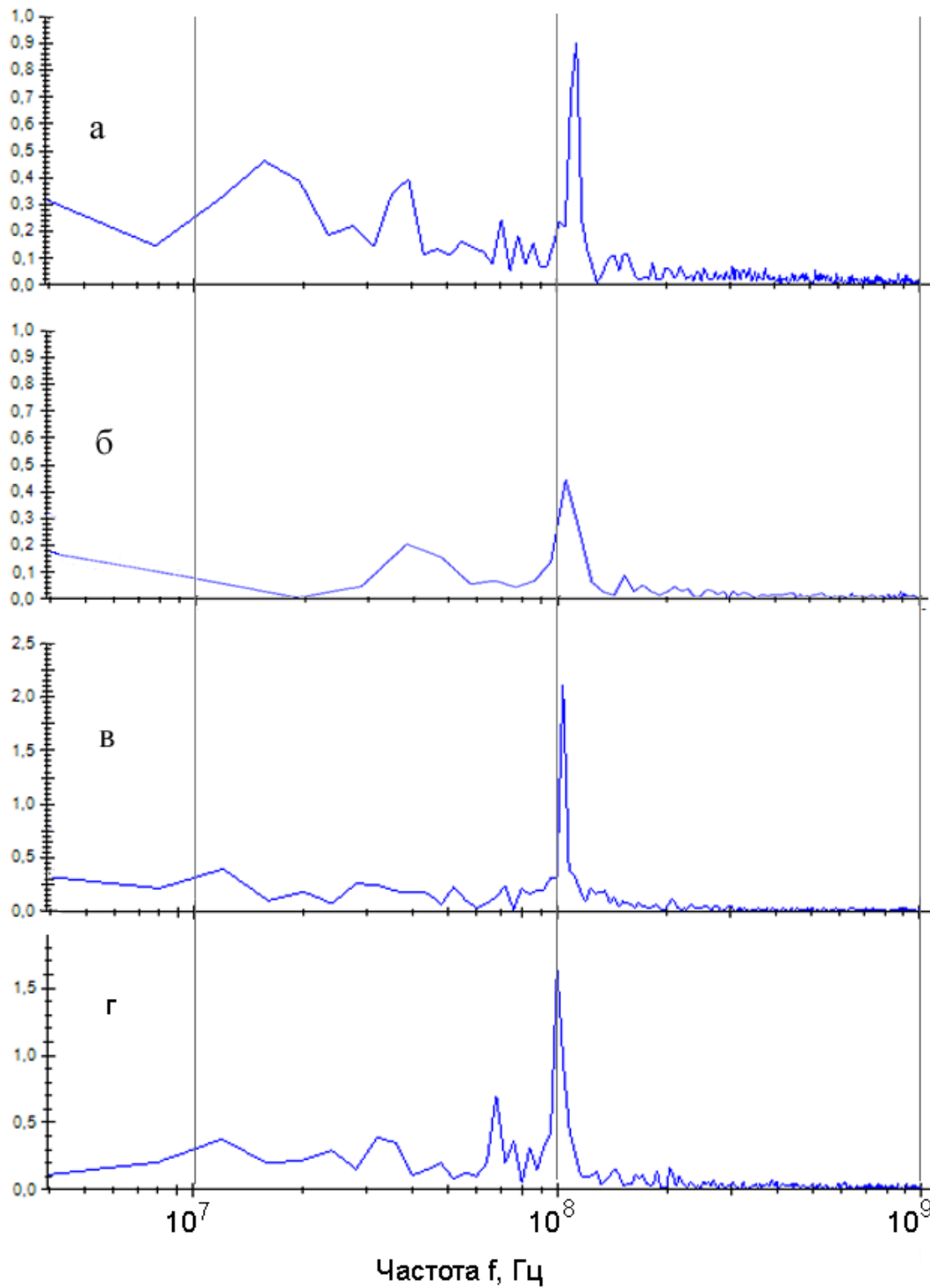


Рис. 4.3. Спектр потенциала в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$  при  $B = 0.3$  Тл

Следующим важным параметром системы является скорость потока на влете. В качестве базовых параметров в данном случае выбраны следующие параметры расчета: ток пучка  $I = 5$  кА, продольное магнитное поле  $B = 0,5$  Тл, тормозящий потенциал отсутствует. Скорость потока варьировалась в диапазоне  $0,3 - 0,8c$ , где  $c$  – скорость света. При скоростях, меньше  $0.2c$ , при данных параметрах потока возникает режим импульсной генерации. При скоростях, превышающих  $0.8c$ , при данных параметрах потока возникает режим подавления генерации.

Спектры колебаний потенциала для различных скоростей потока в данном диапазоне показаны на рисунке 4.4. Видно, что импульсный режим со стационарной частотой возникает в широком диапазоне скоростей потока. При этом увеличение скорости потока приводит к смещению резонансной частоты в сторону высоких частот.

Существенным фактором является влияние скорости на интенсивность возникающих колебаний, причем данная зависимость носит сложный характер. Об этом свидетельствует возникновение гармоник с частотами, меньшими частоты основной гармоники.



а -  $V_0 = 0,9 \cdot 10^8$  м/с, б -  $V_0 = 1,5 \cdot 10^8$  м/с, в -  $V_0 = 2,1 \cdot 10^8$  м/с, г -  $V_0 = 2,4 \cdot 10^8$  м/с

Рисунок 4.4 - Спектры колебаний потенциалов в точке  $x = 0, y = R, z = L/2$

Таким образом, возникновение импульсной генерации сложным образом зависит от множества параметров системы. При этом может наблюдаться возникновение импульсов генерации как с фиксированной частотой импульсов,



так и с достаточно широким спектром, а так же возможно возникновение генерации на нескольких частотах.

## 4.2 Перестройка частоты

С практической точки зрения одним из важнейших свойств любого режима генерации является возможность перестройки частоты. В данном случае представляет интерес исследование возможности перестройки частоты следования импульсов, с помощью изменения параметров системы. В рамках этой задачи представляет интерес определение параметра, позволяющего изменять частоты в наиболее широких пределах.

Представленная на рисунке 4.5 зависимость частоты следования импульсов от плотности нейтрального газа показывает, что наблюдается уменьшение частоты при увеличении давления нейтрального газа. Однако, управление частотой посредством изменения давления нейтрального газа не целесообразно, так как диапазон перестройки крайне узок ( $f_{\max} / f_{\min} = 1.05$ ). При давлении нейтрального газа менее 0,01 мм рт. ст. режим импульсной генерации не наблюдается.

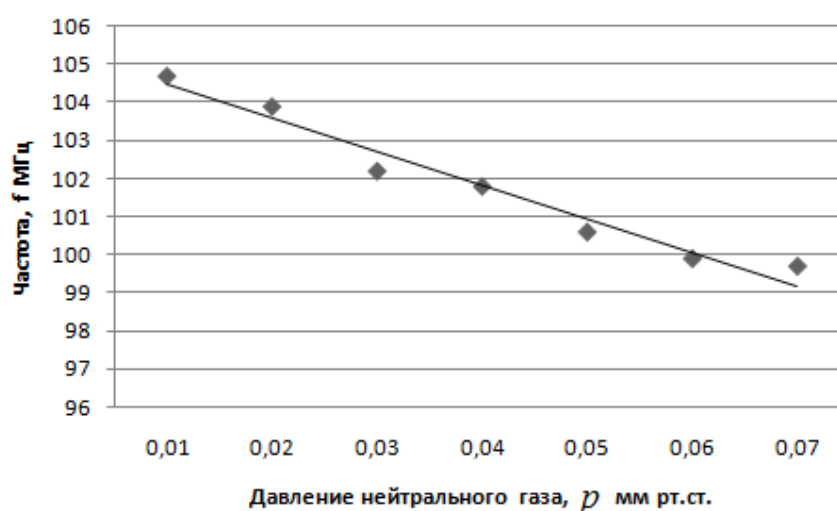


Рисунок 4.5 - Зависимость частоты импульсов от давления нейтрального газа.

При увеличении силы тока на влете в пространство взаимодействия также наблюдается уменьшение частоты (рисунок 4.6). При токе, более 6.5 кА и менее 4 кА, колебания носят хаотический характер, выраженный пик отсутствует. В

данном случае диапазон возможной перестройки существенно шире и составляет  $f_{\max} / f_{\min} = 1.1$ . Это позволяет использовать ток потока в целях управления частотой импульсов генерации.

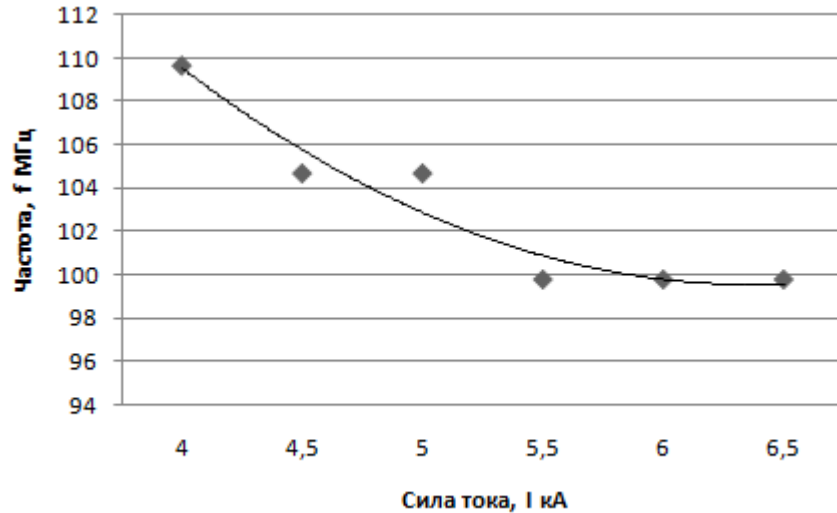


Рисунок 4.6 - Зависимость частоты импульсов от силы тока потока.

Похожая зависимость наблюдается при изменении скорости потока на влете (рисунок 4.7): наблюдается уменьшение частоты при увеличении скорости потока на влете. При скоростях, менее 0,3 с, при данных параметрах плотности и тока, происходит срыв генерации. При скоростях, превышающих 0,8 с, колебаний потенциала не возникает. Диапазон перестройки частоты аналогичен перестройки током и составляет  $f_{\max} / f_{\min} = 1.05$ .

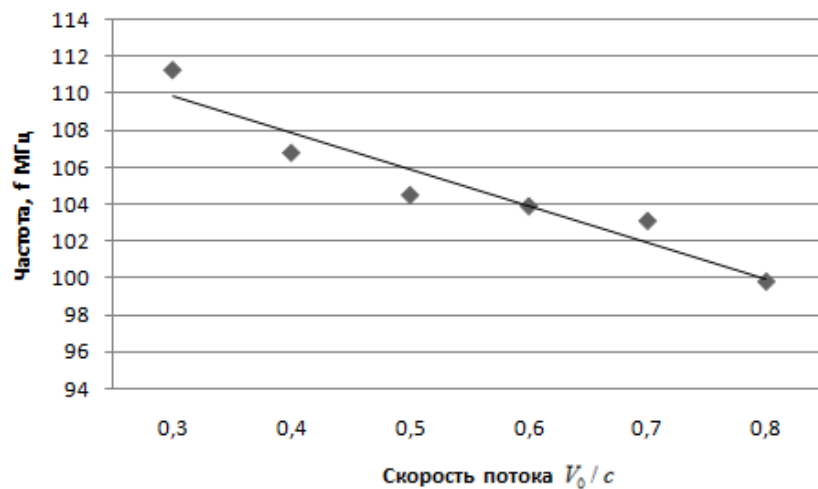


Рисунок 4.7 - Зависимость частоты импульсов от скорости потока.

Величина магнитного поля также влияет на частоту импульсов (рисунок 4.8). С ростом напряженности продольного магнитного поля частота импульсов также увеличивается, наблюдается наиболее широкий диапазон перестройки частоты, отношение максимальной частоты к минимальной равно  $f_{\max} / f_{\min} = 1.88$ .

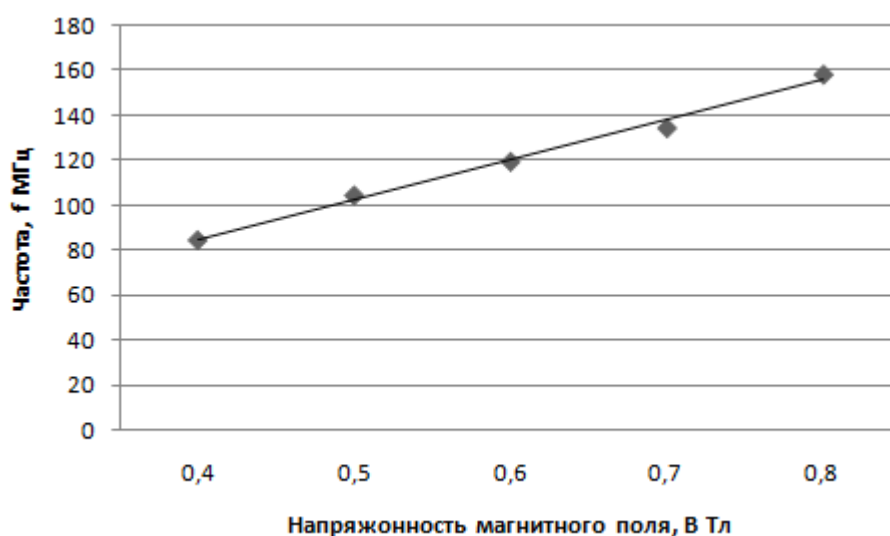


Рисунок 4.8 - Зависимость частоты импульсов от напряженности продольного магнитного поля.

Таким образом, хотя управление частотой может осуществляться путем изменения различных параметров, таких как скорость потока на влете, давление нейтрального газа, сила тока потока и напряженность продольного магнитного поля, предпочтительным является управление частотой импульсов посредством изменения напряженности внешнего продольного магнитного поля. Это обусловлено, во-первых, линейной зависимостью частоты импульсов от напряженности магнитного поля, и, во-вторых, достаточно широким диапазоном возможной регулировки  $f_{\max} / f_{\min} = 1.88$ . Наименее подходящим параметром для управления частотой импульсов является давление нейтрального газа, что вызвано узким диапазоном регулирования частоты, а также зависимости амплитуды колебаний потенциала от давления нейтрального газа.

### 4.3 Влияние типа нейтрального газа на режимы генерации

Численное моделирование динамики релятивистских электронных потоков для различных типов нейтрального газа проводится при следующих параметрах: ток пучка  $I = 5$  кА, скорость электронов на влете в пространство взаимодействия  $V_0 = 0,8c$ , поток цилиндрический радиусом  $r = 5$  мм, длина пространства взаимодействия  $L = 5$  см, радиус пространства взаимодействия  $R = 5$  см, продольное магнитное поле  $B_0 = 0,5$  Тл.

На рисунке 4.9 представлены зависимости потенциалов от времени для различных сортов газов. Видна существенная разница в процессах, происходящих в системах с разными газами. В частности, при увеличении порядкового номера газа уменьшается время переходного процесса – времени, за которое в системе начинают возникать колебания. Кроме того, наблюдается зависимость амплитуды колебаний электрического потенциала, которая тождественна амплитуде импульсов генерации. Стоит заметить, что амплитуда импульсов так же зависит от давления нейтрального газа и в меньшей мере - от ряда других параметров, таких как напряженность магнитного поля и геометрия пространства взаимодействия.

Ранее было показано [3], что в релятивистском случае, при данных параметрах, минимальным давлением молекулярного водорода для возникновения стабильной частоты следования импульсов является  $p = 1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., а при давлении  $p = 1 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. и менее, нейтральный водород не оказывает существенного влияния на процесс, и импульсного режима не возникает.

Однако в случае более тяжелых газов импульсный режим возникает и при меньших давлениях.

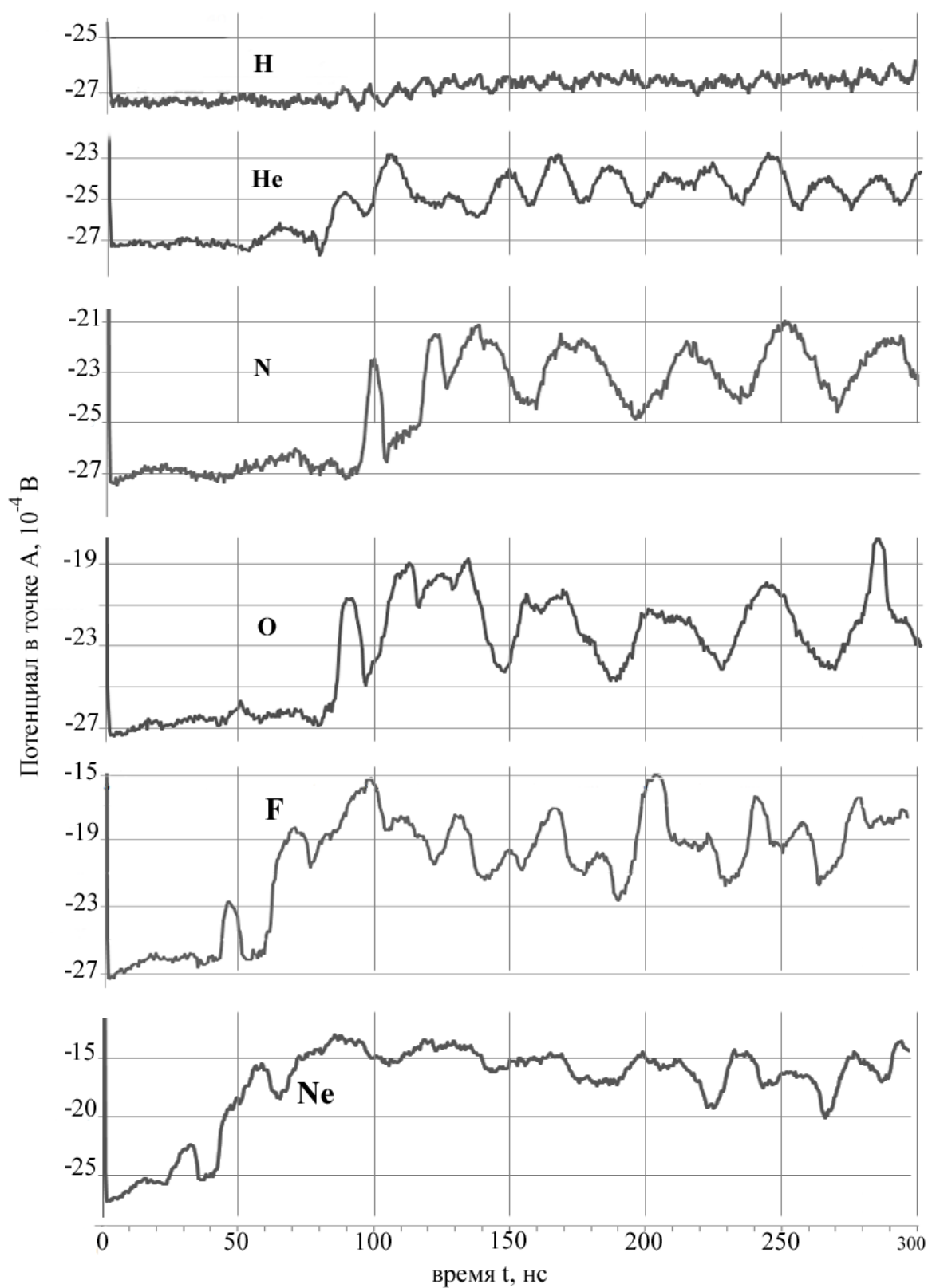


Рисунок 4.9 - Зависимости электрического потенциала от времени для различных газов при давлении  $p = 5 \cdot 10^{-3}$  мм. рт. ст.

Особенный интерес представляет зависимость частоты следования импульсов генерации и их спектральные характеристики, представленные на рисунке 4.9 логарифмическом масштабе частоты.

Хотя спектр генерации для всех составляющих газа достаточно сложный, что свидетельствует о достаточно высоком уровне шума, на всех спектрах видно наличие резонансных пиков. Существенным является то, что для большинства газов резонанс возникает в частотных областях вблизи 25 МГц или 50 МГц, а в случае наличия фтора или неона генерация может осуществляться сразу на двух частотах. Для гелия существует три пика, два из которых в области частот 15 МГц и 33 МГц по амплитуде сравнительно небольшие.

Следовательно, выбирая различные газы, можно менять в определенной области частоту следования импульсов генерации. Отметим так же увеличение низкочастотного шума при увеличении порядкового номера газа.

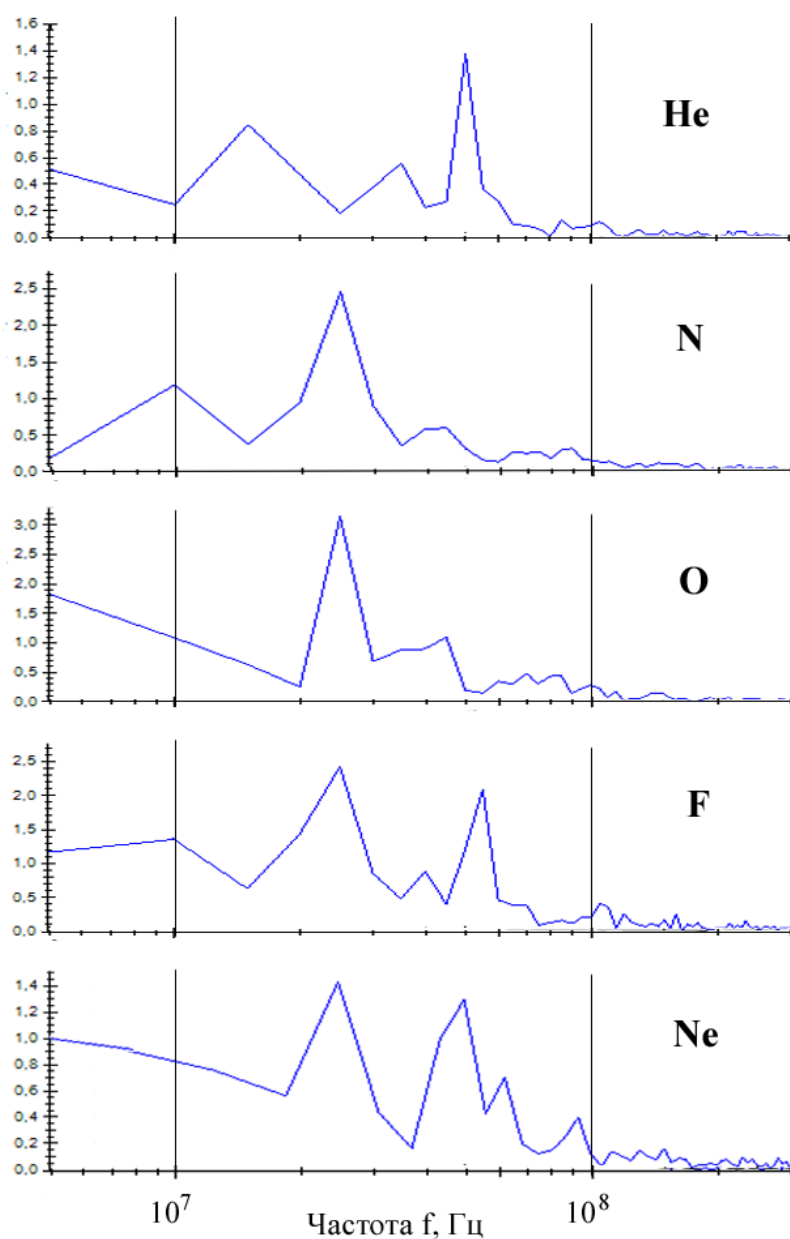


Рисунок 4.10 - Спектры электрических потенциалов для различных газов при давлении  $5 \cdot 10^{-3}$  мм. рт. ст.

Таким образом, возникновение импульсного режима генерации в электронном потоке зависит от ряда параметров, одним из которых является тип нейтрального газа. Это обусловлено существенным влиянием типа нейтрального газа на амплитуду и время переходного процесса. Для обеспечения импульсного режима с максимальной амплитудой и стабильной частотой с минимумом шумов, необходимо подбирать тип газа под выбранное давление.

Наличие различных газов приводит к возникновению различных частот следования импульсов, причем подбором типа нейтрального газа можно задавать одно или двух частотный режим генерации.

### **Выводы по главе**

В данной главе показано, что возникновение импульсной генерации сложным образом зависит от множества параметров системы. Такими параметрами являются: скорость потока на влете, давление нейтрального газа, сила тока потока, напряженность продольного магнитного поля и тип нейтрального газа. В зависимости от сочетания данных параметров могут наблюдаться режим импульсной генерации на одной частоте, на нескольких частотах и в широком диапазоне частот.

Кроме того, показана возможность управления частотой импульсов генерации в релятивистском электронном потоке в пространстве взаимодействия, заполненном нейтральным газом. Наиболее предпочтительным является управление частотой импульсов посредством изменения напряженности внешнего продольного магнитного поля. Это обусловлено, во-первых, линейной зависимостью изменения частоты импульсов от напряженности магнитного поля, и, во-вторых, достаточно широким диапазоном возможной регулировки.

Показано влияние типа нейтрального газа на спектральные характеристики колебаний потенциала. При этом частоты генерации для различных газов совпадают, однако могут возникать различные гармоники.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования динамики релятивистских электронных пучков в газонаполненном пространстве взаимодействия позволяют сформулировать следующие выводы.

1. Предложенная математическая модель и разработанное на ее основе программное обеспечение позволяют исследовать динамику релятивистского электронного пучка при произвольной ориентации, сечении, токе и величине внешних электрического и магнитного полей с учетом пространственного заряда пучка, эффекта запаздывания и процессов ионизации остаточного нейтрального газа.

2. Существует два различных режима импульсной генерации: режим импульсной генерации со стабильной частотой и амплитудой импульсов обозначаемый буквой P, и второй, носящий шумовой характер, обозначаемый буквами PN.

3. При увеличении давления нейтрального газа может наблюдаться не только переход режимов генерации по пути: непрерывная генерация (VCO) – импульсная генерация (P) – срыв генерации (S), но и несколько смен режимов VCO – PN - S - P - S.

4. Процесс импульсной генерации можно разделить на несколько стадий: зарождение виртуального катода, вытеснение виртуального катода облаком ионов из пространства взаимодействия и рассеяние облака ионов из области потока. Наибольшее влияние на режим импульсной генерации оказывает процессы вытеснения виртуального катода и рассеяния ионного облака, так как они занимают на порядок больше времени, чем образование виртуального катода.

5. Существует возможность управления частотой импульсов генерации в релятивистском электронном потоке в пространстве взаимодействия, заполненном нейтральным газом. Предпочтительным является способ управления частотой импульсов посредством изменения напряженности внешнего продольного магнитного поля.

6. Увеличение порядкового номера газа приводит к уменьшению минимального давления газа при котором возникает импульсный режим генерации.

7. Заполнение пространства взаимодействия газами иного сорта приводит к возникновению различных частот следования импульсов генерации, причем подбором типа нейтрального газа можно задавать одно- или двухчастотный режим генерации.

Исследования релятивистских электронных пучков в газонаполненном пространстве показывают перспективность развития этого направления. Режим импульсной генерации в таких системах возникает без необходимости применения дополнительных систем, что упрощает проектирование приборов осуществляющих генерацию колебаний в импульсном режиме. Возможность управления частотой за счет внешних параметров системы, а также возникновение двухчастотного режима дает дополнительные преимущества приборам, созданным на основе рассмотренных эффектов.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Башкирев, А. М. Влияние типа нейтрального газа на режим генерации в релятивистском электронном потоке [Текст] / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин // Успехи современной радиоэлектроники, — М., 2017. — № 5. — С. 63–66.
2. Башкирев, А. М. Численное моделирование релятивистского электронного потока в газонаполненном пространстве взаимодействия на графическом процессоре [Текст] / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин // Интернет-журнал науковедение — М., 2017. — Т. 9, № 2. — С. 78.
3. Башкирев, А. М. Режим импульсной генерации релятивистского электронного потока в газонаполненном пространстве взаимодействия [Текст] / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин, Д. Г. Ковтун // Электромагнитные волны и электронные системы. — М., 2016. — Т. 21, № 9. — С. 32–36.
4. Ковтун, Д. Г. Влияние неустойчивости в электронном потоке на токопрохождение в плоском вакуумном диоде [Текст] / Д. Г. Ковтун, А. М. Башкирев // Изв. ВолгГТУ. Серия «Электроника, измерительная техника, радиотехника и связь». Вып. 6: межвуз. сб. науч. ст. / ВолгГТУ. — Волгоград, 2013. — № 3. — С. 50–56.
5. Программа расчета динамики релятивистских частиц при движении в газонаполненном пространстве: свид-во о гос. регистрации программы для ЭВМ № 2017611754 от 8 февраля 2017 г. / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин; ВолгГТУ. — 2017.
6. Башкирев, А. М. Моделирование динамики релятивистского электронного потока в газонаполненном пространстве взаимодействия [Текст] / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин // 26-я Международная крымская конференция "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии" (КрыМиКо'2016) Материалы конференции. В 13 томах. — Севастополь, 2016. — Т. 8, — С. 1675-1681
7. Башкирев, А. М. Влияние силы тока электронного потока на режимы генерации в газонаполненном пространстве взаимодействия [Текст] /

А. М. Башкирев, А. Г. Шеин // Актуальные проблемы физической и функциональной электроники материалы 19-й Всероссийской молодежной научной школы-семинара. — Ульяновск, 2016. — С. 159–160.

8. Башкирев, А. М. Влияние степени компенсации пространственного заряда на динамику РЭП [Текст] / А. М. Башкирев, А. Г. Шеин // Актуальные проблемы физической и функциональной электроники материалы 18-й Всероссийской молодежной научной школы-семинара. — Ульяновск, 2015. — С. 159–160.

9. Annenkov Yu.M., Pritulov A.M., Surzhikov A.P. // Proceedings of 13th Int. Conf. on Radiation Physics and Chemistry of Inorganic Materials. Tomsk, Russia, 10–15 September, 2006

10. Burdovitsin V.A., Klimov A.S., Oks E.M. // Technical Physics Letters. 2009. V. 35. N 6. P. 511–513.

11. Smirnyagina N.N., Milonov A.S., Karmanov N.S. // Proc. 8th international conf. «Electron beam technologies» (EBT 2006). Varna, 2006. V. 2. P. 55–56.

12. Pushkarev A.I., Remnev G.E., Ponomarev D.V. // High energy Chemistry. 2006. V. 40. N 2. P. 105.

13. Ефремова М.В. Особенности проектирования ЭОС ЛБВ миллиметрового диапазона с МПФС / М.В. Ефремова, С.П. Морев, Э.К. Муравьев // Современные технологии в науке и образовании – СТНО-2016. — Рязань, 2016. — С. 146–150.

14. Ракова Е. А. Проектирование и исследование технологии изготовления перспективной замедляющей системы для ЛБВ W-диапазона [Текст] / Е. А. Ракова, А. В. Галдецкий, Г. Ф. Корепин, В.А. Смирнова, Н.П. Зубков, Н.А. Лябин, В.С. Парамонов, А.В. Дерябкин, Е.Н. Куликов, М.П. Духновский // Электроника и микроэлектроника СВЧ. — СПб, 2016. — Т. 1, № 1. — С. 148–152.

15. Азов Г. Спиральная ЛБВ сантиметрового диапазона: методы проектирования и результаты разработки [Текст] / Г. Азов, Э. Ганеев, С.

Хриткин // Электроника: наука, технология, бизнес. — М., 2016. № 1. — С. 155–159.

16. Пчельников Ю.Н. Увеличение выходной мощности и рабочей частоты широкополосных ЛБВ [Текст] / Ю.Н. Пчельников, А.Ю. Мирошниченко, Н.А. Акафьева // Журнал радиоэлектроники. — М., 2013. № 6. — С. 8.

17. Архипов А.В. Транспортировка электронных потоков в магнитных периодических фокусирующих системах с негармоническим распределением магнитного поля [Текст] / А.В. Архипов, Е.П. Глотов, А.Н. Дармаев, С.П. Морев // Радиотехника и электроника. — М., 2007. — Т. 52, № 7. — С. 847–586.

18. Кравченя П.Д. Исследование виртуального катода ленточных релятивистских электронных потоков [Текст] / П.Д. Кравченя, А.Г. Шеин, Ю.М. Ильин // Известия волгоградского государственного технического университета. — Волгоград, 2012. — Т. 6, № 6. — С. 47–51.

19. Фролов Н.С. Развитие диокотронной неустойчивости в сжатом состоянии релятивистского электронного пучка [Текст] / Н.С. Фролов, А.А. Короновский, А.Е. Храмов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — М., 2017. — Т. 81, № 1. — С. 34–37.

20. Mahalingam S. Space Charge Limited Currents Calculations in Coaxial Cylindrical Diodes Using Particle-in-Cell Simulations [Text] / S. Mahalingam, C. Nieter, J. Loverich, D. Smithe, P. Stoltz // The Open Plasma Physics Journal. 2009, — V. 2, — P. 63–69

21. Ковтун Д.Г. Влияние положительно заряженных частиц на динамику релятивистского электронного потока [Текст] / Д.Г. Ковтун, А.М. Хегай, А.Г. Шеин, Д.Л. Еськин // Электромагнитные волны и электронные системы, — М., 2013. — Т. 18, № 2. — С. 22–27.

22. Филатов Р.А. Влияние положительных ионов на колебательные процессы в электронном пучке с виртуальным катодом [Текст] / Р.А. Филатов, Ю.А. Калинин, А.Е. Храмов, Д.И. Трубецков // Известия высших учебных

заведений. Радиофизика., — Нижний Новгород, 2006. — Т. 49, № 10. — С. 853–863.

23. Филатов Р.А. Моделирование колебательных процессов в пучково-плазменной системе с виртуальным катодом в газонаполненном пространстве взаимодействия [Текст] / Р.А. Филатов, А.Е. Храмов // Физика плазмы, — М., 2011. — Т. 37, № 5. — С. 429–443.

24. Бурдовицин В.А. Особенности формирования однородного ленточного пучка электронов плазменным источником в форвакуумной области давлений [Текст] / В.А. Бурдовицин, Ю.А. Бурачевский, Е.М. Окс, М.В. Федоров // Журнал технической физики, — М., 2004. — Т. 74, № 1. — С. 104–107.

25. Зенин А.А. Генерация стационарных электронных пучков форвакуумным плазменным источником в области давлений 100 Па [Текст] / А.А. Зенин, А.С. Климов, В.А. Бурдовицин, Е.М. Окс // Письма в журнал технической физики, — М., 2013. — Т. 18, № 2. — С. 22–27.

26. Child C. D. Discharge From Hot CaO / C. D. Child // Physical Review (Series I). — 1911. — Vol. 32, iss. 5. — P. 492–511.

27. Langmuir I. Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders / I. Langmuir, K. B. Blodgett // Physical Review. — 1923. — Vol. 22, iss. 4. — P. 347–356

28. Langmuir I. Currents Limited by Space Charge between Concentric Spheres / I. Langmuir, K. B. Blodgett // Physical Review. — 1924. — Vol. 24, iss. 1. — P. 49–59.

29. В. Р. Бурсиан, В. Павлов, Журнал Российского Физико-Химического общества, Т.556 стр.716 1923.

30. Pierce, J. R. Limiting currents in electron beam in presence ions / J. R. Pierce // Journal of Applied Physics. — 1944. — Vol. 15. — P. 721.

31. Luginsland, J. W. Two-Dimensional Child-Langmuir Law / J. W. Luginsland, Y. Y. Lau, R. M. Gilgenbach // Physical Review Letters. — 1996. — Vol. 77, iss. 22. — P. 4668–4670.

32. A. N. Didenko, G. P. Fomenko, I. Z. Gleizer, Ya. E. Krasik, G. V. Melnikov, S. F. Perelygin, Yu. 6. Shtein. A. S. Sulakshin. V. I. Tsvetkov, and A; G. Zerlitsin, in Proc. of the 3rd Intl..Top. Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, (Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, USSR, 1979), p. 683.

33. Жерлицин А.Г. Получение мощных импульсов СВЧ излучения микросекундной длительности в триоде с виртуальным катодом [Текст] / А.Г. Жерлицин, С.И. Кузнецов, Г.В. Мельников, Г.П. Фоменко, В.И. Цветков // Письма в журнал технической физики, — М., 1985. — Т. 11, № 17. — С. 1083–1086.

34. Диденко А.Н. Генерация мощного СВЧ-излучения релятивистским электронным пучком в триодной системе [Текст] / А.Н. Диденко, Я.Е. Красик, С.Ф. Перелыгин, Г.П. Фоменко // Письма в журнал технической физики, — М., 1979. — Т. 5, № 7. — С. 321.

35. Пат. 660543 СССР, МПК Н 05 Н 5/00 Отражательный триод [Текст] / Быстрицкий В.М., Красик Я.Е.; Научно - исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова - №2548712; заявл. 28.11.77; опубл. 5.12.79, Бюл. № 45. — 3 с.

36. Пат. 2134920 РФ, МПК H01J25/68 Отражательный триод [Текст] / Селемир В.Д.; Дубинов А.Е.; Коновалов И.В.; Макарова Н.Н.; Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский Научно- исследовательский институт экспериментальной физики; Министерство Российской Федерации по атомной энергии - № 97115158/09; заявл. 10.09.97; опубл. 20.08.99

37. Sullivan, D. J. High power microwave generator from a virtual cathode oscillator (vircator) / D. J. Sullivan // Transactions on Nuclear Science. — 1983. — Vol. NS-30, № 4. — P. 3426–3428.

38. Пат. 2123740 РФ, МПК H01J25/68 Виркатор [Текст] / Селемир В.Д.; Дубинов А.Е.; Коновалов И.В.; Макарова Н.Н.; Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский Научно- исследовательский институт

экспериментальной физики; Министерство Российской Федерации по атомной энергии - № 97115335/09; заявл. 10.09.97; опубл. 20.12.98

39. Пат. 2068596 РФ, МПК H01J25/68 Виркатор на циклотронном резонансе [Текст] / Селемир В.Д.; Дубинов А.Е.; Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики - № 4940614/07; заявл. 31.05.91; опубл. 27.10.96

40. Филатов Р.А. Исследование генерации хаотических радиоимпульсов виртуальным катодом в низковольтном виркаторе [Текст] / Р.А. Филатов, А.Е. Храмов, Д.И. Трубецков // Электромагнитные волны и электронные системы, — М., 2007. — Т. 12, № 10. — С. 20 —25.

41. Калинин Ю.А. Экспериментальное и теоретическое исследование хаотических колебательных явлений в нерелятивистском электронном потоке с виртуальным катодом [Текст] / Ю.А. Калинин, А.А. Короновский, А.Е. Храмов, Е.Н. Егоров, Р.А. Филатов // Физика плазмы, — М., 2005. Вып. 31, № 11. С. 1009.

42. Трубецков Д.И. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот / Ред. Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов, А.А. Короновский. Т. 2. М.: Физматлит, 2008.

43. Фролов Н.С. Динамика электронного потока с виртуальным катодом в низковольтном виркаторе под внешним гармоническим воздействием [Текст] / Н.С. Фролов // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика, — Саратов, 2012, Т. 20, № 3. С. 152 — 159.

44. Григорьев В.П. Теория возбуждения электромагнитных колебаний в коаксиальном отражательном триоде с радиально расходящимся пучком / В.П. Григорьев, А.А. Тимофеев, А.В. Григорьев // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов, — Томск, 2013. — Т. 322, № 2. — С. 60-63.

45. Дубинов А.Е. Отражательный триод с виртуальным катодом, управляемый внутренней обратной ТЕМ-связью / А.Е. Дубинов, И.В.



Коновалов, И.В. Рожнов, В.Д. Селемир, А.В. Тихонов, К.В. Шибалко // Письма в ЖЭТФ, — М., 2002. — Т. 28, № 20, — С. 1-6.

46. Коваль Т.В. Исследование самосогласованной динамики сильноточного электронного пучка в триодах с виртуальным катодом / Т.В. Коваль, В.В. Офицеров, Д.С. Обухов, А.Л. Марченко // Вестник науки сибери, — Томск, 2012, № 3, С. 16-22.

47. Осипов Г.В. Анализ синхронной динамики связанных генераторов на виртуальном катоде с помощью расчета спектра показателей ляпунова / Г.В. Осипов, Н.С. Фролов // Известия высших учебных заведений. Радиофизика, — Нижний Новгород, 2015, — Т. 58, № 10, — С. 886-891.

48. Collective ion acceleration in a traveling virtual cathode / R. B. Miller, R. J. Faehl, T. C. Genoni, W. A. Proctor // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1977. — Vol. NS-24, № 3. — P. 1648–1650.

49. Golden I. Eden E.G. et al, Instanse proton–beam-pumped Ar-N<sub>2</sub> laser. // Applied Physical letters, 1978, —V. 33, № 2, — P. 143

50. Пат. 947929 СССР, МПК H01J27/02 Ионная пушка [Текст] / Быстрицкий В.М.; Толмачева В.Г.; Научно - исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова - № 2916009; заявл. 21.04.80; опубл. 30.07.82

51. Медведев Д.В. Ускорение ионов плазмы, инжектированной в закритический релятивистский электронный пучок при его пространственно-временной модуляции / Д.В. Медведев, Н.И. Онищенко, Б.Д. Панасенко, Ю.В. Прокопенко, С.С. Пушкарёв, П.Т. Чупиков // Письма в ЖЭТФ, — М., — 2008. — Т. 34, — № 18, — С. 41—46.

52. Дубинов А.Е. О возможности коллективного ускорения ионов в магнитоизолированном виркаторе в режиме бегущей границы распределенного виртуального катода / А.Е. Дубинов, В.Д. Селемир, В.П. Тараканов // Письма в ЖЭТФ, — М., — 2002. — Т. 28, — № 4, — С. 71—77.

53. Дубинов А.Е. Моделирование пучково-плазменного разряда при токе пучка, превышающем предельный вакуумный ток / А.Е. Дубинов //

Теплофизика высоких температур, — М., — 2004. — Т. 42, — № 5, — С. 676—682.

54. Ковалёв Н.Ф. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов / Н.Ф. Ковалёв, М.И. Петелин, М. Д. Райзер, А.В. Сморгонский, А.Э. Цопп // Письма в ЖЭТФ, — М., — 1973. — Т. 18. — с. 232—235.

55. Пат. 1396173 СССР, МПК H01J25/68 Генератор СВЧ-излучения с релятивистским электронным пучком [Текст] / Жерлицын А.Г.; Кузнецов С.И.; Борисов В.П.; Научно - исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова - № 3929138; заявл. 04.06.85; опубл. 15.05.88

56. А. А. Власов. О вибрационных свойствах электронного газа // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1938. — Т. 8 (3). — С. 291.

57. А. И Ахиезер, Я. Б. Файнберг, ДАН СССР 64, 555 (1949); ЖЭТФ 21, 1262 (1951).

58. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, —М., Госатомиздат, —1961, С. 173.

59. Рухадзе А. А. О стабилизации неустойчивости плазмы неоднородным электрическим полем [Текст] / А.А. Рухадзе, И.С. Шпигель // ЖЭТФ, — М., — 1965, — Т. 21, — № 1, С. 151.

60. Рухадзе А. А. Инжекция релятивистского электронного пучка в плазму [Текст] / А.А. Рухадзе, В.Г. Рухлин // ЖЭТФ, — М., — 1972, — Т. 34, — № 1, С. 93.

61. Райзер М. Д. Тококонвективная неустойчивость электронного пучка в плазме [Текст] / М. Д. Райзер, А.А. Рухадзе, П.С. Стрелков // ЖЭТФ, — М., — 1968, — Т. 26, — № 6, С. 1075.

62. Рухадзе А. А. Усиление терагерцового поля и генерация излучения при резонансом черенковском взаимодействии релятивистского электронного

пучка с плазмой [Текст] / А.А. Рухадзе, Т.Г. Самхарадзе // Прикладная физика и математика, — М., — 2013, — № 1, С. 11-17.

63. Харченко И.Ф. Взаимодействие электронного потока с плазмой [Текст] / И.Ф. Харченко, Я.Б. Файнберг, Р.М. Николаев, Е.А. Корнилов, Е.А. Луценко, Н.С. Педенко // ЖЭТФ, — М., — 1960, — Т.11, — № 3, С. 493.

64. Киселев В.А. Взаимодействие релятивистского электронного пучка с плотной плазмой [Текст] / В.А. Киселев, А.К. Березин, Я.Б. Файнберг // ЖЭТФ, — М., — 1976, — Т.44, — № 1, С. 101.

65. Fainberg Ya.B. Acceleration of charged particles in plasma [Text] / Ya.B. Fainberg // Plasma physics report — 1997, — V.23, — № 4, p. 251-258.

66. Stephen B. Swanekamp The theory and simulation of relativistic electron beam transport in the ion-focused regime [Text] / Stephen B. Swanekamp // Phys. Fluids B, Vol. 4, № 6 1992

67. Жерлицин А.А. Низкоомная фаза плазмонаполненного диода [Текст] / А.А. Жерлицын, Б.М. Ковальчук, Н.Н. Педин // Известия высших учебных заведений. Физика, — Томск, — 2014, — Т.57 — № 12-2, С. 166-170.

68. Ернылева С.Е. Плазменный релятивистский СВЧ-генератор с инверсной конфигурацией [Текст] / С.Е. Ернылева, А.Б. Булейко, Д.К. Ульянов, О.Т. Лоза // Прикладная физика, — М., — 2017, — № 2, С. 9-12.

69. Власов В.А. Воздействие электронными пучками и потоками плазмы на поверхность металлических сплавов [Текст] / В.А. Власов, Ю.Ф. Иванов, Г.Г. Волокитин, А.Д. Тересов, А.А. Клопотов // Структура и свойства металлов при различных энергетических воздействиях и технологических обработках, Материалы научного семинара с международным участием, — Томск, — 2014, С. 227-230.

70. Пат. 2316845 Россия, МПК: H01L21 3065, Способ плазмохимического травления полупроводниковых и диэлектрических материалов [Текст] / Шустин Е.Г.; Исаев Н.В.; Федоров Ю.В.; Институт радиотехники и электроники Российской академии наук (ИРЭ РАН) - № 2006119544; заявл. 08.08.06; опубл. 10.02.08

71. Никулин С.П. Генерация плазмы в несамостоятельном разряде низкого давления, поддерживаемом инжекцией электронов [Текст] / С.П. Никулин // Известия высших учебных заведений. Физика, — Томск, — 2013, — Т. 56, — № 6, С. 8-13.
72. Гордеев А.В. Неквазиинейтральные токовые квазиравновесия как элементарные структуры плазменной динамики [Текст] / А.В. Гордеев // Физика плазмы, — М., — 2010, — Т. 36, — № 1, С. 33-52.
73. Тарасенко В.Ф. Убегающие электроны и генерация мощных субнаносекундных пучков электронов в плотных газах [Текст] / В.Ф. Тарасенко, С.И. Яковленко // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова, — Томск, — 2007, — Т. 63, С. 7-63.
74. Кравченко Д.А. Кинетическая модель плазмы в газоразрядной камере ионного двигателя [Текст] / Д.А. Кравченко // Прикладная физика, — М., — 2015, — № 5, С. 26-32.
75. Гвардицители И.Г., Караханов В.Я., Каширский Е.А. и др. // ЖТФ. 1972. Т. XLII. Вып. 1. С. 103.
76. Кузнецов В.И., Эндер А.Я. // ЖТФ. 1983. Т. 53 Вып. 12. С. 2329.
77. Волосов В.И., Чириков Б.В. // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 2. С. 2624
78. Lloyd O. High Vacuum Measurement by Means of Virtual Cathode Relaxation Time // British J. Appl. Phys. 1966. V. 17. № 3. P. 357.
79. Селемир В.Д. Влияние вакуумных условий на СВЧ-генерацию в виркаторе [Текст] / В.Д. Селемир, А.Е. Дубинов, Б.Г. Птицын, А.А. Евсеенко, В.А. Летягин, Р.К. Нургалиев, В.Г. Суворов, А.В. Судовцов // Письма в ЖТФ, — М., — 2001, — Т. 27, № 22, С. 73-79.
80. Ткачев А.Н. Моделирование формирования плазмы в прикатодном слое разряда эффективных эксиламп [Текст] / А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // ЖТФ, — М., — 2003, — Т. 73, № 2, С. 56-64.
81. Котетешвили П.В., Рыбак П.В., Тараканов В.П. КАРАТ – средство вычислительного процесса в электродинамике: Препринт № 44. М.: ИОФ АН СССР, 1991. 46 с.

82. Храмов А.Е. Программный пакет для исследования и оптимизации нелинейных нестационарных процессов в микроволновых генераторах с электронной обратной связью [Текст] / А.Е. Храмов, С.А. Куркин, Е.Н. Егоров, А.А. Короновский, Р.А. Филатов // Математическое моделирование, — М., — 2011, — Т.23, №1, С.3-18.

83. Demchenko, V. V. Hydrodynamic theory of the stability of a self-focusing relativistic beam [Text] / V. V. Demchenko, N. M. El-Siragy // Plasma Physics. — 1974. — Vol. 16, № 3. — P. 303.

84. Wang, Z.-Y. Slow-wave electromagnetic instability driven by wiggling relativistic electron beam in ion-channel [Text] / Z.-Y. Wang, C.-J. Tang // Acta Physica Sinica. — 2011. — Vol. 60, № 5. — P. 055-204.

85. Stephen B. Swanekamp The theory and simulation of relativistic electron beam transport in the ion-focused regime [Text] // Phys. Fluids B. —1992. —Vol. 4, No.5. — P. 1332-1348

86. Чечёткин В.М., Динамика ультрарелятивистской бесстолкновительной плазмы астрофизического происхождения [Текст] / В.М. Чечёткин, В.Ф. Дьяченко, С.Л. Гинзбург, Н.Н. Фимин // Астрономический журнал. — М., — 2012, — Т.89, №5, С.371-378.

87. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц / Р. Хокни, Дж. Иствуд. —М.: Мир. 1987. —640 с.

88. Kane Yee Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media [Text] // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. —1966. —Vol. 14, No.3. — P. 302-307

89. Месяц Е.А. О выборе числа частиц в методе частица-в-ячейках для моделирования задач физики плазмы [Текст] / Е.А. Месяц, А.В. Снытников, К.В. Лотов // Вычислительные технологии. — М., —2013, —Т.18, № 6. С. 83-96

90. Митчнер М. Частично ионизованные газы / М. Митчнер, Ч. Кругер. —М.: Мир. 1976. —496 с.

91. Хастед Дж., Физика атомных столкновений —М.: Мир. 1965. —710 с.

92. Сена Л.А. Столкновения электронов и ионов с атомами газа. —Л.: ОГИЗ, 1948.
93. Filatov R.A., Hramov A.E., Bliokh Y.P. et al Influence of background gas ionization on oscillations in a virtual cathode with a retarding potential [Text] // Physics of Plasmas, 2009, v.16, №3, p.033-106
94. Авакян С.В. Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновениях электронов, ионов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов. Справочник. —С-Пб.: ГОИ, 2000. —365 с.
95. Андреев Г.В. Расчёт сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота [Текст] // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. —2010. —Т. 9. № 1. —С. 263-264
96. Голант В.Е. Основы физики плазмы. Том 1. / В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров // —М.: Атомиздат. 1977. —384 с.
97. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме // —М.: Атомиздат. 1968. —364 с.
98. Гришин Ю. А. Новые схемы метода крупных частиц и их использование для оптимизации газоздушных трактов двигателей // Математическое моделирование. — 2002. —Том 14, № 8. — С. 51-55.
99. Амосов А. А. Вычислительные методы для инженеров: учеб. пособие / А. А. Амосов, Ю.А. Дубинский, Н.В. Копченова. —М.: Высш. шк., 1994. — 544с.:ил.
100. Минаев, В. С. Численное моделирование интенсивных электронных пучков методом крупных частиц [Текст] / В. С. Минаев // Инженерная физика. — 2008. — № 3. —С. 9-13.
101. Захарченко С. В. Распределённая модель релятивистского электронного потока [Текст] / С. В. Захарченко, А. Г. Шеин // Известия Волгоградского государственного технического университета. —2008. —№ 6. — С. 9-13.

102. The OpenCL Specification [Электронный ресурс] / ed. By Aaftab Munsh.  
— Режим доступа : <http://www.khronos.org/registry/cl/specs/opencl-1.0.48.pdf>. —  
[2011](#)

103. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. В 2 т. Т. 1. — М.: Физматлит, 2003. — 496с.

104. Фролов Н. С. Изучение механизмов генерации в системах трехмерного электромагнитного моделирования электронного потока [Текст] / Н. С. Фролов, С. А. Куркин, А. А. Короновский, А. Е. Храмов, Ю.А. Калинин // Известия РАН. Серия физическая. — М., — 2014. — Т. 78, № 12. — С. 1604-1607.