

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского»

На правах рукописи



Лещева Ксения Александровна

**РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ
ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ
ДЛЯ НОВЫХ РАЗНОВИДНОСТЕЙ ГИРОПРИБОРОВ**

1.3.5. – Физическая электроника

Диссертация

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Мануилов В. Н.

Нижегород

2022

Введение.....	4
ГЛАВА 1. Методика численного моделирования ЭОС giroприборов в трехмерной постановке	22
1.1. Основные тенденции в разработке новых электронно-оптических систем giroприборов	22
1.2 Специфика и алгоритмы трехмерного численного моделирования систем формирования ВЭП.....	26
1.3 Тестирование методики траекторного анализа	34
1.4 Выводы по главе.....	37
ГЛАВА 2. Неадиабатические электронно-оптические системы с инжекцией пучка под углом к магнитному полю	38
2.1 Принцип работы и аналитическая теория формирования ВЭП в неадиабатической ЭОС	38
2.2 Результаты численной оптимизации ЭОС с поливинтовым ВЭП для режима температурного ограничения эмиссии.....	41
2.3 Неадиабатические многоствольные и многолучевые ЭОС	44
2.4 Выводы по главе.....	50
ГЛАВА 3. Численный анализ электронно-оптических систем для однолучевых и многолучевых giro-ЛБВ	52
3.1 Формирование моновинтовых ВЭП в ЭОС с реверсом магнитного поля	53
3.1.1 Предварительные аналитические оценки параметров ЭОС по модели мгновенного реверса.....	54
3.1.2 Оптимизация низкоперевансных ЭОС.....	56
3.1.3 Оптимизация высокоперевансных ЭОС	58
3.2 Многоствольная ЭОС для giro-ЛБВ с несколькими идентичными параллельными винтовыми волноводами	61
3.2.1 Геометрия пространства взаимодействия и электронного пучка.....	62
3.2.2 Предварительные оценки параметров МИП в адиабатическом приближении.....	64
3.2.3 Специфика оптимизации многолучевой пушки и основные физические факторы, влияющие на качество и геометрию ВЭП	66
3.3 Выводы по главе.....	69
ГЛАВА 4. Теоретическое и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторной пушки для мощного планарного гиротрона миллиметрового диапазона длин волн	71
4.1 Аналитические оценки режима и геометрии электродов и формы ВЭП в рамках адиабатической теории.....	72

4.2 Основные физические факторы, влияющие на функцию распределения электронов по вращательным скоростям. Методика и результаты численной оптимизации планарной МИП	77
4.3 Измерение эмиссионных характеристик МИП и распределения электронов по осцилляторным скоростям. Сопоставление с данными расчета	84
4.4 Выводы по главе.....	87
Заключение	89
Список трудов автора по теме диссертации	91
Список цитированной литературы	94

Введение

Актуальность темы

Мазеры на циклотронном резонансе (МЦР) [1 – 4] являются несомненными лидерами среди источников электромагнитного излучения диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн как по мощности и КПД, так и по рабочему диапазону частот. Наиболее успешными среди большого числа вариантов МЦР, предложенных к настоящему времени, являются гиротроны, гироклистроны и гиро-ЛБВ [5 – 7]. Во всех указанных приборах в качестве активной среды (источника энергии для генерации излучения) используются электронные потоки с частицами, движущимися по винтовым траекториям в однородном магнитном поле. Наиболее важными характеристиками винтовых электронных пучков (ВЭП) являются питч-фактор g - отношение вращательной скорости электронов к скорости их поступательного движения вдоль магнитного поля, относительный разброс вращательных (осцилляторных) скоростей δv_{\perp} и ток пучка I_0 . Поскольку в МЦР в энергию электромагнитного поля преобразуется только вращательная энергия электронов, для эффективной генерации необходимо обеспечить условие $g > 1$. Наличие скоростного разброса снижает КПД, но что еще более важно - существенным образом влияет на устойчивость ВЭП [8, 9]. Наконец, ток пучка I_0 , совместно с полным ускоряющим напряжением U_0 , во многом определяют выходную мощность прибора, что особенно важно для мегаваттных гиротронов с частотой 170 – 250 ГГц, используемых для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза и так называемых технологических гиротронов диапазона частот 24 – 45 ГГц.

Как правило, для систем формирования ВЭП характерно выполнение двух условий

- аксиальной симметрии

$$\partial/\partial\varphi = 0 \quad (\text{B.1})$$

- адиабатичности (слабой неоднородности) формирующих ВЭП электрического и магнитного полей.

$$L_E, L_B \gg r_{\perp}, h \quad (\text{B.2})$$

Здесь L_E, L_B – масштабы неоднородности электрического и магнитного полей, r_{\perp}, h - радиус вращения и шаг электронной траектории. Условие (B.1) упрощает изготовление как электродинамической, так и электронно-оптической систем (ЭОС) гиротрона, а условие (B.2) обеспечивает низкую критичность ЭОС к изменению электрического режима и ошибкам юстировки прибора. При одновременном выполнении (B.1) и (B.2) приходим к схеме формирования ВЭП, которая получила название адиабатической магнетронно-инжекторной пушки (МИП) [10].

Для МИП характерна пробочная конфигурация магнитного поля, в которой доля вращательной энергии электронов адиабатически увеличивается по мере их движения от катода к резонатору. В силу специфики процесса формирования ВЭП в МИП в скрещенных электрическом и магнитном полях, формируемый такой системой электронный пучок приобретает весьма существенный разброс вращательных скоростей электронов, обусловленный целым рядом физических факторов [10, 11]. Негативное влияние части указанных факторов (неоднородные поля электродов и пространственного заряда пучка) может быть скомпенсировано соответствующим выбором конфигурации электрического и магнитного полей [11 – 13], но ряд факторов принципиально неустраним. К последним относятся шероховатости эмиттера и начальные тепловые скорости электронов, которые даже в приборах длинноволновой части миллиметрового диапазона ($f = 24\text{--}30\text{ GHz}$) ограничивают, для сохранения устойчивости пучка, величину питч-фактора g значением порядка 1.5 – 1.7, а при переходе к частотам 140 – 170 ГГц и выше, допустимое значение g уменьшается до 1.1 – 1.2 и далее падает по мере увеличения частоты. С этой точки зрения представляет интерес исследование потенциальных возможностей неадиабатических систем, где условие (В.2) нарушается. В неадиабатических системах ВЭП формируется в три этапа: на первом этапе образуется прямолинейный электронный поток, затем осуществляется первоначальная закрутка электронов в неадиабатическом электрическом или магнитном поле, после чего происходит адиабатическая компрессия пучка в нарастающем магнитном поле для получения заданного значения питч-фактора. Указанная схема ЭОС исключает влияние как шероховатостей поверхности, так и тепловых скоростей на процесс формирования скоростного распределения и за счет этого способна, в принципе, обеспечить получение ВЭП с меньшим скоростным разбросом и увеличенным питч-фактором. Такие ЭОС могут формировать как однолучевые, так и многолучевые ВЭП и иметь как аксиально-симметричную, так и несимметричную структуру.

Неадиабатические ЭОС, кроме того, позволяют формировать моновинтовые электронные потоки, где все частицы вращаются вокруг оси симметрии прибора. Такой электронный пучок эффективно взаимодействует только с модами, у которых азимутальный индекс равен номеру циклотронной гармоники. Соответствующая разновидность МЦР получила название гиротронов с большой орбитой [14 – 16] и позволяет методами электронной селекции достигать очень высоких (вплоть до 1.5 ТГц) частот на гармониках гирочастоты. Для этих приборов наиболее перспективными представляются схемы с неадиабатическим реверсом магнитного поля [17 – 22], представляющие интерес как для гиротронов с большой орбитой, так и для мощных широкополосных гиро-ЛБВ.

Конфигурация электронно-оптической системы в значительной степени определяется необходимостью электронной селекции рабочего типа колебаний в условиях плотного спектра

мод в пределах полосы циклотронного резонанса. При увеличении мощности giroприборов и переходе к рабочим модам все более высокого порядка, возможности электронной селекции в аксиально-симметричных резонаторах, открытых с торцов, постепенно исчерпываются. Дополнительно проредить спектр мод можно путем использования резонаторов, открытых в двух (продольном и поперечном) направлениях [23, 24]. В рамках этого подхода представляет интерес разработка так называемых планарных гиротронов с ленточным винтовым электронным пучком [25]. Соответственно необходим анализ, оптимизация и экспериментальное исследование ЭОС, позволяющих формировать ВЭП указанной геометрии. Очевидно, что подобные электронно-оптические системы не будут обладать аксиальной симметрией и имеют ряд специфических особенностей, которые должны учитываться при моделировании и оптимизации. Моделирование процесса формирования ВЭП в трехмерной постановке требует и задача оптимизации винтовых гиро-ЛБВ. Здесь интересным представляется подход, основанный на так называемой мультипучковой электронной оптике [26 – 30], когда формируются несколько моновинтовых электронных пучков, каждый из которых далее поступает в свое пространство взаимодействия [31, 32]. Такие ВЭП могут быть сформированы и аксиально-симметричными МИП, но требуют секционированных эмиттеров. Соответственно, поля пространственного заряда оказываются зависящими и от азимутальной координаты, что опять приводит к необходимости оптимизации соответствующей ЭОС в трехмерной постановке.

Таким образом, рассмотрение большого числа вариантов перспективных систем формирования ВЭП, как адиабатических, так и неадиабатических, где формирующие поля могут иметь двумерную или трехмерную структуру, представляется одним из наиболее актуальных направлений дальнейшего совершенствования giroприборов.

Цель и задачи исследований

Цель работы состоит в исследовании и оптимизации электронно-оптических систем формирования ВЭП для giroприборов с улучшенной селекцией рабочего типа колебаний и повышенной мощностью.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка алгоритмов и специализированных программ пред- и пост- обработки результатов, позволяющих проводить трехмерный анализ и оптимизацию как адиабатических, так и неадиабатических электронно-оптических систем формирования винтовых электронных пучков.

2. Исследование и оптимизация новых вариантов электронно-оптических систем, основанных на принципе неадиабатической инжекции электронного пучка под углом к магнитному полю. Разработка методики аналитической оценки основных параметров

формирующих систем. Изучение однолучевых и многолучевых ЭОС, пригодных как для классических гиротронов, так и для гиротронов с многозеркальными резонаторами.

3. Разработка однолучевых и многолучевых адиабатических и неадиабатических электронно-оптических систем формирования ВЭП, пригодных для достижения высокой мощности и селективности рабочего типа колебаний в гиро-ЛБВ с гофрированными винтовыми волноводами.

4. Теоретическое и экспериментальное исследование особенностей формирования и оптимизация параметров винтовых пучков для планарных гиротронов мегаваттного уровня мощности.

Научная новизна. Все результаты, включенные в диссертацию, являются новыми и оригинальными, в частности:

1. Разработана методика численного моделирования систем формирования ВЭП произвольной геометрии, основанная на совместном использовании пакета CST Studio Suite [33] и специализированных программ пред- и пост- обработки, написанных на языке Python [34]. Пакет программ предназначен для задания геометрии эмиттера (или системы эмиттеров) произвольной формы, скоростного распределения стартующих частиц и получения по данным траекторного анализа сведений об итоговом электронном потоке (геометрические параметры и скоростной разброс). Разработанные алгоритмы позволяют вычислять указанные параметры как для пучка в целом, так и отдельных его фракций, что упрощает анализ физики происходящих в ВЭП процессов и оптимизацию двумерных и трехмерных электронно-оптических систем формирования ВЭП. В разработанном пакете программ есть возможность переключаться на различные алгоритмы задания стартовых условий и обработки результатов траекторного анализа, специфичные для адиабатических или неадиабатических систем и учитывающие пространственную структуру пучка для аксиально-симметричной, плоской или трехмерной геометрии.

2. Получены аналитические оценки основных параметров (геометрия, режим работы, доля вращательной энергии электронного пучка) для неадиабатических систем формирования ВЭП, основанных на инжекции первоначально прямолинейного пучка под углом к магнитному полю. Проведена численная оптимизация таких систем. Показано, что при сохранении устойчивости пучка возможно одновременное снижение скоростного разброса и увеличение питч-фактора по сравнению с традиционными адиабатическими МИП. Предложены новые схемы трехмерных вариантов неадиабатических ЭОС, пригодные для многозеркальных и многоствольных гиротронов.

3. Изучены основные особенности формирования моновинтовых электронных пучков для giro-ЛБВ, формируемых в неадиабатическом магнитном поле, имеющем область реверса. Проанализированы как низкоперевансные (микропереванс $P \sim 0.1$), так и высокоперевансные ($P \sim 1$) ЭОС. Предложены подходы, позволяющие в значительной степени скомпенсировать негативное влияние сил пространственного заряда и реализовать ЭОС с качеством пучка, приемлемым для высокоэффективного взаимодействия с высокочастотным полем. Оптимизированные варианты неадиабатических ЭОС послужили основой для разработки giro-ЛБВ с двухкаскадной схемой усиления [35], ориентированной на детальную радиолокацию объектов, удаленных вплоть до геостационарной орбиты.

4. Впервые разработана и исследована 10-лучевая адиабатическая МИП с секционированным эмиттером, предназначенная для мощной многоствольной giro-ЛБВ. Предложены способы компенсации дрейфа частиц, вызванного азимутальной компонентой пространственного заряда, и снижения скоростного разброса в каждом из парциальных пучков.

5. Теоретически и экспериментально изучены адиабатические системы, формирующие планарные винтовые электронные пучки. Даны аналитические оценки деформации краевых зон электронного пучка при дрейфе электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Оценки согласуются с данными численного расчета. Аналитическая теория и методика численного моделирования ленточных ВЭП при учете основных факторов, влияющих на его качество, позволили создать электронно-оптическую систему планарного 140 ГГц гиротрона с мощностью электронного пучка 3 МВт. Экспериментальное исследование ленточного ВЭП показало хорошее соответствие расчетных и измеренных параметров пучка.

Научно-практическая значимость работы

1. Методики численного анализа систем формирования винтовых электронных пучков при произвольной трехмерной геометрии электродов, открывают возможность расчета и оптимизации новых вариантов систем формирования ВЭП, как адиабатических, так и неадиабатических, в частности, для многолучевых и планарных гиротронов.

2. Предложены и исследованы новые варианты неадиабатических систем формирования ВЭП для giroприборов, позволяющие существенно снизить разброс вращательных скоростей электронов и за счет этого повысить устойчивость ВЭП и КПД гиротронов. Ряд указанных ЭОС пригоден для использования в многозеркальных гиротронах с повышенной селективностью рабочего типа колебаний, а также в новых вариантах многоствольных гиротронов. Разработана 10-лучевая система формирования ВЭП, обеспечивающая приемлемые для реализации выходной мощности порядка 300–400 кВт параметры в многоствольной giro-ЛБВ, предназначенной для дальней радиолокации высокого разрешения.

3. Разработаны неадиабатические электронно-оптические системы для двухкаскадного широкополосного гиросилителя W - диапазона с выходной мощностью в несколько сотен киловатт.

4. Теоретически и экспериментально показано, что планарные МИП могут формировать электронные пучки с параметрами приемлемыми для генерации мегаваттного уровня мощности в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработанные алгоритмы трехмерного траекторного расчета ВЭП пригодны для анализа и оптимизации как адиабатических, так и неадиабатических систем формирования пучков сложной геометрии с учетом физических факторов, влияющих на скоростной разброс.

2. По сравнению с традиционными адиабатическими МИП, в неадиабатических системах формирования ВЭП с инжекцией прямолинейного пучка под углом к магнитному полю возможно значительное снижение разброса вращательных скоростей электронов и существенное повышение питч-фактора при сохранении устойчивости ВЭП. Предложенные системы могут быть использованы как в традиционных гиротронах с цилиндрическим резонатором, так и в многозеркальных и многоствольных гиротронах.

3. Разработанные для перспективных gyro-ЛБВ W -диапазона неадиабатические системы формирования ВЭП с реверсом магнитного поля позволяют формировать моновинтовые электронные пучки, одновременно обеспечивающие умеренный скоростной разброс, высокий питч-фактор и малое отклонению ведущего центра электронной орбиты от оси системы в случае как малых ($P \sim 0.1$ мкпв), так и больших ($P \sim 1$ мкпв) первеансов.

4. В многоствольной gyro-ЛБВ возможно использование адиабатической аксиально-симметричной МИП с секционированным эмиттером, формирующей 10 парциальных моновинтовых электронных пучков с круговым поперечным сечением при питч-факторах 1.2-1.5 и скоростном разбросе не более 8%. Для реализации указанных параметров необходимо проводить профилирование поверхности катода и использовать эллиптические эмиттеры, повернутые относительно продольной оси прибора.

5. Планарная адиабатическая МИП позволяет формировать ленточный винтовой электронный пучок мультимегаваттного уровня мощности с параметрами, приемлемыми для реализации высокого КПД планарного гиротрона с поперечным выводом энергии.

Личный вклад соискателя.

Основные результаты, представленные в диссертации и вошедшие в работы [A1 – A20], получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Вклад соискателя состоял в аналитическом исследовании возможностей создания новых электронно-оптических систем giroприборов, анализе и оптимизации параметров, а также в последующем трехмерном моделировании систем. Оригинальные численные коды, представленные в работе, написаны автором лично. Теоретические исследования проводились автором при консультативной поддержке со стороны научного руководителя и соавторов совместных работ. Экспериментальные исследования проводились группой соавторов. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с научным руководителем и соавторами.

Апробация результатов работы и публикации

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на следующих школах, семинарах, конференциях:

- The 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz'2021), Chengdu, China, 2021.
- Международной Крымской конференции: СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо, 2015, 2017, 2018);
- II российско-белорусской научно-технической конференции «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение» им. О. В. Лосева (17–19 ноября 2015 г., Нижний Новгород),
- X Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (29 февраля — 3 марта 2016 г., Нижний Новгород);
- V, VII, X Всероссийской конференции Электроника и микроэлектроника СВЧ (Санкт-Петербург, 2016, 2018, 2021),
- XXII Нижегородской сессии молодых ученых (Нижний Новгород, 2017),
- XXXIV Международной научно-практической конференции (Москва, 2019),

Результаты диссертации использованы при выполнении НИР поддержанных грантами РФФИ № 18-32-00142, 16-02-00674, РНФ №16-19-10332, 18-19-00704.

Материалы диссертации опубликованы в 20 печатных работах: из них 6 статей в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, [A1 — A6], 13 работ в сборниках трудов конференций [A7 — A19], а также патент на изобретение [A20].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения, списка цитированной литературы и списка публикаций автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 100 страниц, включая 42 рисунка, 8 таблиц и список литературы из 95 наименований.

Краткое содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы, определены цели диссертационной работы, отмечены научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, приведены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

В **первой главе** изложена методика численного моделирования ЭОС giroприборов в трехмерной постановке.

П. 1.1 посвящен обзору основных тенденций в разработке новых электронно-оптических систем giroприборов. Отмечено, что на данный момент, несмотря на несомненное лидерство традиционных адиабатических аксиально-симметричных МИП, возник новый класс задач, требующих решения проблемы формирования ВЭП в трехмерной постановке. Такая необходимость возникает как для адиабатических, так и неадиабатических систем. В адиабатических системах появился интерес к формированию многолучевых (мультипучковых) потоков (аналогично тому, как это делается в многолучевых пролетных клистродах). В этом случае эмиттер традиционной аксиально-симметричной МИП делается секционированным по азимуту, что приводит к необходимости учитывать азимутальную компоненту электрического поля пространственного заряда пучка. При этом в интенсивных ВЭП ток пучка, особенно в секционированных системах, становится сопоставим с ленгмюровским током пушки (параметр пространственного заряда $t_j = I/I_L > 0.1 - 0.3$, здесь I – рабочий ток, I_L – ленгмюровский ток МИП).

Другим перспективным направлением развития адиабатических систем является разработка и анализ ЭОС, формирующих ленточные ВЭП – так называемые планарные МИП. Очевидно, что в силу краевых эффектов адекватное решение такой задачи возможно только в трехмерной постановке.

Что касается неадиабатических ЭОС, то здесь наибольшее внимание привлекают два класса систем, востребованных соответственно в гиротронах с большой орбитой, giro-ЛБВ и в классических либо многозеркальных гиротронах умеренной мощности: это ЭОС с реверсом магнитного поля для формирования моновинтового электронного пучка (ведущий центр находится на оси симметрии системы), либо ЭОС с инжекцией прямолинейного пучка под углом к магнитному полю. Последние системы могут быть как двумерными аксиально-симметричными (формируется классический поливинтовой ВЭП в рабочем пространстве), так и

трехмерными (формирование нескольких парциальных пучков произвольной геометрии, что требуется, например, в многозеркальных гиротронах). Специфика физических процессов формирования подобных ВЭП позволяет скомпенсировать присущее адиабатическим МИП негативное влияние ряда факторов на качество электронного потока.

В п. 1.2 описана методика трехмерного моделирования и изложены основные алгоритмы траекторного анализа. Особое внимание уделено заданию стартовых условий на поверхности эмиттера (эмиттеров) и методике обработки данных численного анализа. Методика базируется на использовании получившего в настоящее время широкое распространение программного комплекса CST Studio Suite [33] и дополнении его целым рядом специализированных программ пред- и пост-обработки, написанных на языке Python [34]. Достоинством комплекса CST Studio Suite является возможность задания произвольной трехмерной геометрии как системы электродов, так и магнитной системы и последующего эффективного распараллеливания самосогласованной задачи решения системы уравнений пучка с целью нахождения электронных траекторий. Однако специфика систем формирования ВЭП, как адиабатических, так и неадиабатических, требует отдельного задания стартовых условий для частиц, а также адекватного описания геометрии стартовой поверхности. Для удобства выполнения указанных операций создан специализированный модуль, позволяющий импортировать соответствующие данные в программу CST Studio Suite. Модуль написан на языке Python. В частности, в адиабатических системах, для реализации полной физической модели пучка, описывающей все основные факторы, влияющие на возникновение скоростного разброса, необходимо учитывать влияние тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера. Для этого, согласно [36], нужно задавать набор скоростей в направлении вдоль вектора дрейфовой скорости электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях, а токи соответствующих трубок тока вычислять пользуясь Гауссовым распределением. Весьма специфической может оказаться и геометрия секционированных эмиттеров в многолучевых МИП. В неадиабатических ЭОС с нарушенной аксиальной симметрией также удобнее задавать геометрию парциальных эмиттеров (и положение точек старта частиц) с помощью отдельной специализированной программы. Все указанные особенности учтены в разработанной программе предобработки.

Специфика процесса формирования ВЭП предъявляет свои требования и к методике обработки результатов для того, чтобы ускорить и сделать более наглядной оптимизацию ЭОС. Что касается адиабатических систем, то обычно процесс оптимизации разбивается на два этапа. На первом этапе оптимизация проводится по упрощенной физической модели без учета шероховатостей и начальных тепловых скоростей электронов (стартовая скорость = 0), что позволяет минимизировать позиционный скоростной разброс и разброс, вызванный силами

пространственного заряда пучка. В этом случае в программе постобработки скоростной разброс вычисляется как

$$\delta v_{\perp \text{extreme}} = \frac{(v_{\perp \text{max}} - v_{\perp \text{min}})}{v_{\perp \text{mid}}}, \quad (\text{B.3})$$

где $v_{\perp \text{max}}$, $v_{\perp \text{min}}$ и $v_{\perp \text{mid}}$ соответственно максимальная, минимальная и средняя осцилляторные скорости в пучке. Такое определение позволяет находить конфигурации с минимально возможным влиянием указанных выше факторов. Далее, для окончательной оптимизации используется полная физическая модель, а скоростной разброс вычисляется аналогично методике определения δv_{\perp} методом тормозящего поля как

$$\delta v_{\perp \text{stable}} = \frac{(v_{\perp 0.9} - v_{\perp 0.1})}{v_{\perp 0.5}}, \quad (\text{B.4})$$

где $v_{\perp 0.9}$, $v_{\perp 0.5}$ и $v_{\perp 0.1}$ – соответствуют уровням – 0.9, 0.5 и 0.1 отсечки кривой коллекторного тока (см. подробнее [13]).

В ряде случаев, для сравнения результатов с публикациями других авторов, удобно использовать определение

$$\delta v_{\perp \text{rms}} = \frac{\text{std}(v_{\perp})}{v_{\perp \text{mid}}}, \quad (\text{B.5})$$

где std – среднеквадратичное отклонение,

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2}{n-1}},$$

\bar{X} – среднее арифметическое значение результатов n отсчетов (B.6)

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n},$$

Такая возможность также предусмотрена в программе пост-обработки.

В неадиабатических системах, где первоначально формируется прямолинейный пучок, влияние шероховатостей и тепловых скоростей пренебрежимо мало, поэтому в них также используется определение скоростного разброса, описываемое формулой (B.3).

В трёхмерных адиабатических и неадиабатических системах формирования ВЭП, помимо информации об интегральных параметрах электронного потока, важно знать свойства парциальных пучков или отдельных фракций одиночного пучка. Указанные алгоритмы в программе постобработки могут применяться как к пучку в целом, так и отдельным его фракциям.

В п. 1.3 приводятся результаты тестирования развитой выше методики траекторного анализа. Для оценки точности разработанных алгоритмов было выполнено численное моделирование магнетронно-инжекторной пушки гиротрона, работающего в сантиметровом диапазоне длин волн с микропервеансом равным 1.5. Проводилось сопоставление результатов расчетов, выполненных по широко используемой и многократно апробированной в ИПФ РАН при моделировании большинства ЭОС гиротронов двумерной программе EPOS [13] и по изложенной выше методике траекторного анализа, использующей пакет CST Studio Suite [33] и разработанные программы пред- и пост- обработки. Рассматривалась электронно-оптическая система, формирующая регулярно пересекающийся пучок, где существенную роль при формировании скоростного распределения играют как поле пространственного заряда пучка, так и тепловые скорости и шероховатости эмиттера. Согласно расчетным данным, близкими оказываются не только величины питч-фактора и скоростного разброса, но и функции распределения по вращательным скоростям.

Близкие значения расчетных параметров получаются и при анализе неадиабатических систем с инъекцией прямолинейного пучка под углом к магнитному полю.

Вторая глава посвящена исследованию ряда новых неадиабатических систем формирования ВЭП как обладающих аксиальной симметрией, так и произвольной формы.

Потенциальным преимуществом неадиабатических систем является пренебрежимо малое влияние шероховатостей и тепловых скоростей, что в адиабатических МИП является одним из основных (а в миллиметровом диапазоне – основным) источником возникновения скоростного разброса. Последний, как известно, ограничивает максимально достижимое значение питч-фактора, при котором электронный пучок еще остается устойчивым и таким образом ограничивает максимально достижимый КПД прибора.

В п. 2.1 кратко изложен принцип формирования ВЭП в неадиабатических ЭОС с инъекцией пучка под углом к магнитному полю и рассмотрены основные конфигурации электронных пушек, как с двумерными, так и трехмерными полями, пригодных для использования как в классических гиротронах, так и в многозеркальных, либо в многоствольных гиротронах.

В п.2.2 развита аналитическая теория для предварительной оценки основных геометрических параметров и режима работы неадиабатической ЭОС. Оценки базируются на теореме Буша, законе сохранения энергии и сохранении поперечного адиабатического инварианта после области первичного формирования осцилляторной скорости.

В п.2.3 на основе полученных в п.2.2 оценок выполнен синтез и последующая оптимизация (на основе алгоритмов, описанных в главе 1) геометрии неадиабатической ЭОС для технологического гиротрона на второй циклотронной гармонике с рабочей частотой 24 ГГц и

ускоряющим напряжением 15 кВ. Показано, что, несмотря на большое значение параметра пространственного заряда $t_j \sim 0.2 - 0.5$, разброс осцилляторных скоростей составил 14 %, что в 1.5–2 раза меньше, чем в МИП при том же t_j . В результате удается достичь $g = 2$ без отражения электронов магнитным зеркалом. Выявлены основные причины возникновения скоростного разброса.

В п.2.4 выполнен предварительный анализ ЭОС, пригодных для формирования ВЭП в многозеркальных и многоствольных гиротронах. В указанных приборах применение традиционных аксиально-симметричных ВЭП оказывается неэффективным (появляется много «безработных электронов», не участвующих во взаимодействии с электромагнитным полем). Здесь как геометрия электродов, так и геометрия пучка уже являются принципиально трехмерными, что делает еще более актуальным использование развитых в главе 1 алгоритмов. Дополнительным достоинством смоделированной ЭОС для двухзеркального гиротрона является более простая схема крепления и юстировки первого анода, поскольку в этом случае внутренняя и внешняя часть анода представляют собой единую деталь. В аксиально симметричной системе внутренний анод представляет из себя «шляпку», прикрепленную к длинной тонкой шпильке, проходящей через отверстие в полой катоду, что усложняет как решение задачи электропрочности, так и юстировку этой детали, расположенной близко к высокотемпературному катоду. Показано, что по сравнению с аксиально-симметричной системой в ЭОС с секторной эмиссией разброс скоростей может существенно возрасти. Для его снижения целесообразно удалять края секторов от краев щели на расстояние порядка ширины щели. В ЭОС, предназначенной для формирования многоствольного ВЭП существенное влияние на скоростной разброс, дополнительно оказывают неадиабатические поля, возникающие в области круговых вырезов для пропуска парциальных пучков через первый анод. Их масштаб оказывается сопоставимым с радиусом и шагом электронной траектории, что приводит к возникновению дополнительного скоростного разброса. Для его компенсации необходимо сглаживать края вырезов в аноде.

Третья глава посвящена анализу электронно-оптических систем гиро-ЛБВ. В настоящее время наиболее перспективными вариантами таких приборов считаются гиро-ЛБВ с одним или несколькими моновинтовыми ВЭП, где каждый из моновинтовых электронных пучков вращается вокруг оси спиралевидного гофрированного волновода (ведущий центр располагается на оси волновода). В случае однолучевых систем такой пучок может быть сформирован только в неадиабатической системе, если же рассматривается многоствольная гиро-ЛБВ, то возможно применение и магнетронно-инжекторных пушек, но с секционированным эмиттером.

В п.3.1 проанализированы возможности формирования однолучевых ВЭП в неадиабатической системе с реверсом магнитного поля как для низкопереванских (40 кВ, 0.5 А), так и высокопереванских (80-100 кВ, 16 А) систем, предназначенных для использования в усилительном каскаде из двух гиро-ЛБВ, работающих в W диапазоне (90-100 ГГц) при полосе перестройки 8 ГГц и выходной мощности до 350 кВт. Предварительные оценки соответствующих ЭОС выполнены по модели с мгновенным реверсом магнитного поля и дальнейшей адиабатической компрессией пучка. На основе теоремы Буша, законов сохранения энергии и адиабатического инварианта можно оценить все основные параметры системы формирования – компрессию магнитного поля, радиус катода, расстояние катод-анод, положение электронной пушки в магнитном поле и ряд других. Последующий численный анализ проводился в рамках двумерной аксиально-симметричной модели ВЭП с нулевыми начальными скоростями электронов, поскольку первоначально ЭОС формирует прямолинейный пучок. Следует отметить, что помимо традиционных для МИП требований на величину питч-фактора и скоростной разброс в данном случае добавляется ограничение на малое (в масштабе ларморовского радиуса) отклонение ведущего центра ΔR_0 от оси системы.

Показано, что одним из важных параметров, определяющих влияние сил пространственного заряда как на скоростной разброс δv_{\perp} , так и на смещение ведущего центра, является величина жесткости магнитной фокусировки $F = (\omega_p/\omega_c)^2$, где ω_p и ω_c - соответственно плазменная и циклотронная частоты, вычисленные в заданном поперечном сечении пучка. Из этого следует необходимость обеспечения большого градиента магнитного поля в диодной части пушки перед входом пучка в канал транспортировки. Эта рекомендация учитывалась при оптимизации положения встречной катодной катушки, обеспечивающей реверс магнитного поля внутри промежутка анод-катод. Вторым фактором, способствовавшим существенному снижению ΔR_0 , являлось обеспечение принципа магнитного сопровождения пучка: в процессе оптимизации профили катода и анода электронной пушки подбирались так, чтобы после области реверса на входе в канал транспортировки электронные траектории были параллельны ведущим силовым линиям магнитного поля. В результате для низкопереванской системы удалось обеспечить снижение фактора F с 3 в области эмиттера до 0.1 при входе в канал транспортировки и за счет этого реализовать ВЭП, в котором при компрессии электронного пучка около 2000 питч-фактор $g = 1.2 - 1.5$, скоростной разброс не превышает 3 %, а отклонение ΔR_0 в 3 раза меньше ларморовского радиуса. Следует отметить и хорошую электропрочность системы: электрическое поле в любой точке поверхности электродов не превышает 6.8 кВ/мм.

Оптимизация высокоперевансной ЭОС является существенно более сложной задачей, поскольку здесь величина F в области эмиттера в зависимости от его радиуса R_k может достигать до 200. Увеличение R_k , помимо увеличения F приводит к снижению B_k до уровня, сопоставимого с магнитным полем Земли. В результате было принято решение ограничиться $R_k = 12.8$ мм, где F уменьшается до 70, а магнитное поле на катоде B_k еще остается приемлемым ($B_k = -2.6$ мТ). Траекторный анализ показал также, что для снижения возмущающего действия сил пространственного заряда целесообразно увеличить ускоряющее напряжение до $U_0 = 100$ кВ, а величину тока уменьшить до 13 А, сохранив таким образом мощность пучка неизменной. Как показали расчеты, при больших перевансах ВЭП существует оптимальное значение градиента магнитного поля ∇B , которое одновременно обеспечивает допустимую жесткость фокусировки и магнитное сопровождение пучка. Но даже при оптимальном ∇B использование конической формы эмиттера, вполне приемлемое в низкоперевансной системе, недостаточно для удовлетворительной фокусировки пучка и обеспечения малого скоростного разброса при токах больше 9-10 А. Для компенсации сил пространственного заряда необходимо использовать эмиттер с профилем в виде части дуги окружности. В этом случае удастся сформировать пучок с током до 13 А при питч-факторе 1.3–1.5, скоростном разбросе менее 10 % и полном отсутствии отраженных от магнитного зеркала электронов. Отклонение ведущего центра от оси в этом случае оказывается сопоставимым с ларморовским радиусом. Оптимизированные параметры обеих ЭОС приемлемы для реализации схемы двухкаскадного гироусилителя на второй гармонике гирочастоты, работающего в W диапазоне с полосой перестройки около 8 ГГц, а также ряда гиротронов с большой орбитой, использующих моновинтовые ВЭП с близкими параметрами.

В п.3.2 рассмотрены особенности формирования многоствольных ВЭП для гиро-ЛБВ в адиабатических системах. На принципиальную возможность реализации таких схем в гироприборах указывалось еще в работах [29 – 32]. Однако специфика оптимизации и возможность получения удовлетворительных параметров ВЭП в таких системах исследованы не были. Далее такой анализ проведен на примере ЭОС для 10-ти ствольной гиро-ЛБВ на второй гармонике гирочастоты, работающей в W диапазоне, с винтовой гофрировкой каждого из 10 волноводов, ускоряющим напряжением 80 кВ и суммарным током всех 10 лучей 16 А ($P = 0.8$). Гиро-ЛБВ предназначена для получения выходной мощности 350 кВт на частоте 95 ГГц. Здесь каждый из 10 лучей совершает вращение с циклотронной частотой вокруг оси своего волновода. В этом случае проще всего использовать адиабатическую магнетронно-инжекторную пушку с секционированным эмиттером, формирующую парциальные ВЭП с круговым поперечным сечением.

Оптимизация рассматриваемой ЭОС, несмотря на адиабатичность формирующих полей, представляет собой сложную и нетривиальную задачу вследствие жестких ограничений на параметры каждого электронного луча, входящего в соответствующий гофрированный волновод. Согласно полученным в работе [37] оценкам, минимальное расстояние от границы электронного пучка до стенки соответствующего волновода должно составлять всего 0.25 мм, а смещение ведущих центров электронных орбит с оси волновода – не более ларморовского радиуса, который в данном случае равен 0.43 мм. Еще одним жестким ограничением является относительно малый коэффициент заполнения эмиссионной поверхности катода: отношение суммарной площади парциальных эмиттеров к общей площади эмиссионного кольца, на котором они расположены, порядка 0.2, что приводит к необходимости использовать плотность тока вдвое большую, чем в типичных аксиально-симметричных МИП. Соответственно, резко возрастают возмущения скоростного распределения силами пространственного заряда. Помимо этого, задача усложняется вследствие появления азимутальной компоненты поля пространственного заряда, отсутствующей в аксиально симметричных МИП.

Оптимизация МИП проводилась в два этапа. На первом этапе рассматривалась задача оптимизации аксиально-симметричной МИП с током пучка 80 А ($80\text{А} \cdot 0.2 = 16\text{ А}$, плотность тока 7 А/см^2). Здесь для снижения роли пространственного заряда пучка и более гибкого управления его параметрами использовалась триодная конфигурация МИП, а сам катод выполнялся профилированным с особой точкой электрического поля $E \rightarrow 0$ для минимизации скоростного разброса в диапазоне рабочих токов пучка. Далее выполнялось трехмерное численное моделирование с той же плотностью тока, что и в аксиально-симметричной системе и током 16 А при эллиптической форме каждого парциального эмиттера. В этом случае, согласно расчетным данным, весьма существенную роль играет азимутальный дрейф электронов в скрещенных полях, приводящий к двум эффектам: во-первых, происходит проворот по азимуту всего парциального пучка как целого на угол порядка $\pi/4$ относительно его стартового положения, что необходимо учитывать при размещении системы гофрированных волноводов; во-вторых, возникает неоднородный азимутальный дрейф частиц внутри каждого парциального пучка. Последний фактор ведет к искажению поперечного сечения пучка в рабочем пространстве по сравнению с требуемым круговым сечением и перехвату значительной части электронов стенками гофрированного волновода. Для подробного анализа указанного эффекта была написана специальная программа, позволявшая ставить «метку» на каждую стартующую с катода частицу и находить какие частицы выходят за предельно допустимый поперечный размер. Анализ этой информации позволил предложить способ подавления нежелательного дрейфа, основанный на наклоне продольной оси эллипса на некоторый угол β ($\beta \sim 11^\circ$) относительно продольной оси прибора.

В результате удалось найти конфигурацию электродов и парциальных эмиттеров, обеспечивающих формирование 10-лучевого ВЭП с током 16 А (мощность пучка 1.3 МВт) при питч-факторе 1.2 – 1.5, скоростном разбросе в каждом из лучей 8% при круговом поперечном сечении каждого луча и отсутствии токоперехвата на стенки гофрированных волноводов.

В **четвертой главе** анализируются адиабатические МИП, предназначенные для формирования интенсивных ленточных ВЭП.

В **п. 4.1** кратко изложена методика предварительной оценки параметров планарной МИП, базирующаяся на хорошо известной адиабатической теории движения электронов в слабо неоднородных электрическом и магнитном полях [9, 24]. Здесь для оценок можно использовать большинство формул, используемых в аналитической теории аксиально-симметричных МИП. Отличия заключаются в учете специфической формы эмиттера (прямоугольник) и необходимости располагать центр эмиттера в плоскости симметрии магнитного поля.

Отдельное внимание уделено оценке искажения формы поперечного сечения электронного пучка, по сравнению с требуемой для эффективного взаимодействия с высокочастотным полем.

П. 4.2 посвящен анализу и оптимизации планарной МИП, формирующей пучок с мощностью более 1 МВт в магнитном поле 5.6 Т, что позволяет надеяться на получение мощности излучения не менее 1 МВт на частоте 140 ГГц. С этой целью рассматривалась МИП с током пучка 30 А, ускоряющим напряжением 100 кВ. Угол φ выбирался равным 26° для гарантированного формирования ламинарного ВЭП в прикатодной области пушки, что обеспечивает пониженное влияние сил пространственного заряда как на уменьшение питч-фактора, так и на увеличение разброса вращательных скоростей.

Дрейф электронов в скрещённых полях вдоль поперечной координаты x в области катода приводит к неоднородной (вдоль x) экранировке электрического поля вдоль эмиттера и соответствующему увеличению разброса скоростей. Следует отметить и влияние поперечного (вдоль y) дрейфа электронов в скрещённых электрическом и магнитном полях, особенно заметно проявляющееся вблизи боковых кромок катода, где вследствие специфики его формы существенно увеличивается x -компонента электрического поля E_x (в центре эмиттера $E_x = 0$). Отметим, что, помимо поля электродов МИП, ещё больший вклад в этот эффект даёт собственное кулоновское поле пучка, которое также имеет компоненту $E_x \neq 0$. В результате пучок в резонаторе планарного гиротрона оказывается наклонённым относительно своего первоначального положения на некоторый угол, что, в принципе, может менять условия взаимодействия с электромагнитным полем, снижать коэффициент полезного действия и ухудшать выходные характеристики прибора.

Все отмеченные выше факторы учитывались в процессе оптимизации. Показано, что для снижения позиционного скоростного разброса и разброса, вызванного полем пространственного заряда, необходимо профилировать анод так, чтобы зазор анод—катод на краях эмиттера был несимметричным (в представленном примере для выбранного направления магнитного поля и соответствующего вращения электронов поле E на левом краю больше, чем в центральной части эмиттера, а на правом — меньше). Помимо этого необходимо профилирование формы катода таким образом, чтобы позади эмиттера образовывалась линия с особенностью электрического поля $E \rightarrow 0$, а поле на поверхности эмиттера монотонно возрастало как функция z в «холодном» режиме ($\partial E/\partial z > 0$). Оптимизация в рамках упрощенной модели без учета шероховатостей эмиттера и начальных скоростей электронов позволила получить как хорошую электропрочность (электрическое поле не превышает 5 кВ/мм в любой точке электродов), так и малое искажение формы пучка по сравнению с прямоугольной во всем диапазоне рабочих токов и умеренную величину скоростного разброса.

Принципиально неустранимым фактором, влияющим на скоростное распределение в ВЭП, формируемых адиабатическими полями, особенно в гиротронах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является совместное действие шероховатостей эмитирующей поверхности и тепловых скоростей электронов. Поэтому окончательные параметры пучка на второй стадии оптимизации определялись с учетом этих факторов. Согласно результатам численного моделирования, функции распределения как для всего пучка, так и для его отдельных фракций, стартующих из середины или краев эмиттера, остаются близкими к гауссовой, что свидетельствует об устойчивости формируемого ВЭП.

П. 4.3 посвящен изложению данных экспериментальных измерений характеристик ВЭП, сформированного описанной в п.4.2 электронной пушкой. На первом этапе проводилось пирометрирование катода, показавшее хорошую температурную однородность в пределах эмиттера и в то же время его хорошую термоизоляцию от прилегающих частей катода: разница температур между эмиттером и окружающими его частями катода превышает 300–400°. Это позволяет существенно увеличить время жизни катода и уменьшить мощность подогревателя.

Экспериментально показано, что высокотемпературный ($T=1500^\circ\text{C}$) гексаборид-лантановый (LaB_6) катод обеспечивает плотность тока 3 A/cm^2 при мощности подогревателя около 800 Вт, что близко к характеристикам наиболее удачных аксиально-симметричных МИП большого диаметра.

Измерения питч-фактора пучка и скоростного разброса проводились методом тормозящего поля по кривой отсечки коллекторного тока анализатора в моделирующем режиме [12] (коэффициент моделирования по напряжению – $U/U_{\text{mod}} = 10$). Результаты измерений

подтвердили приемлемые для обеспечения выходной мощности порядка 1 МВт параметры электронного пучка и их хорошее соответствие данным теоретического расчета.

В **Заключении** приведены основные результаты работы.

ГЛАВА 1. Методика численного моделирования ЭОС giroприборов в трехмерной постановке

Одним из наиболее важных факторов, определяющих эффективность работы giroприбора и устойчивость генерации, является качество сформированного винтового электронного пучка (ВЭП), а именно величины разброса энергий и вращательных скоростей электронов в пучке [7, 39]

В данной главе представлена методика компьютерного моделирования трехмерных электронно-оптических систем (ЭОС) формирования винтовых электронных пучков. Методика позволяет впервые одновременно учесть влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии совместно с учетом тепловых скоростей электронов, шероховатостей эмитирующей поверхности и трехмерными возмущениями геометрии ЭОС. Разработанный подход к моделированию ЭОС может быть использована также и для расчета аксиально-симметричных геометрий систем формирования ВЭП с неоднородным по азимуту распределением плотности тока эмиссии (секционированный эмиттер), предназначенных для использования в существующих и новых перспективных вариантах giroтронов.

1.1. Основные тенденции в разработке новых электронно-оптических систем giroприборов

Gирорезонансные приборы (giротроны, giroклистроны, giro-ЛБВ [5, 6]) на сегодняшний день являются несомненными лидерами среди источников мощного когерентного излучения диапазона миллиметрового и субмиллиметрового длин волн. Область применения giroрезонансных приборов непрерывно расширяется, что ужесточает требования к их выходным параметрам (мощность, КПД, длина волны, перестройка частоты и пр.). Становятся более жесткими и требования к качеству активной среды (источнику энергии излучения) в виде винтовых электронных пучков (ВЭП). Как известно, все системы формирования ВЭП делятся на два класса: адиабатические и неадиабатические (см. соотношение (В.2)). Выбор ЭОС и типа и формы ВЭП зависит как от требуемой мощности пучка, так и, в еще большей степени, от частотного диапазона и возможности обеспечения селективного возбуждения рабочего типа колебаний в giroприборе.

Традиционно для формирования ВЭП используется адиабатическая аксиально-симметричная магнетронно-инжекторная электронная пушка (МИП – рисунок 1.1) [10].

При увеличении мощности giroприборов и переходе к рабочим модам все более высокого порядка, возможности электронной селекции в аксиально-симметричных резонаторах с аксиально-симметричными ВЭП, постепенно исчерпываются. Дальнейшее разрежение спектра мод возможно путем перехода к так называемым планарным giroтронам [23, 24, 40, 41], где в

открытом в двух направлениях резонаторе (рисунок 1.2) движется ленточный ВЭП. Такие системы не обладают аксиальной симметрией и требуют для расчета и оптимизации решения задачи траекторного анализа в трехмерной постановке.

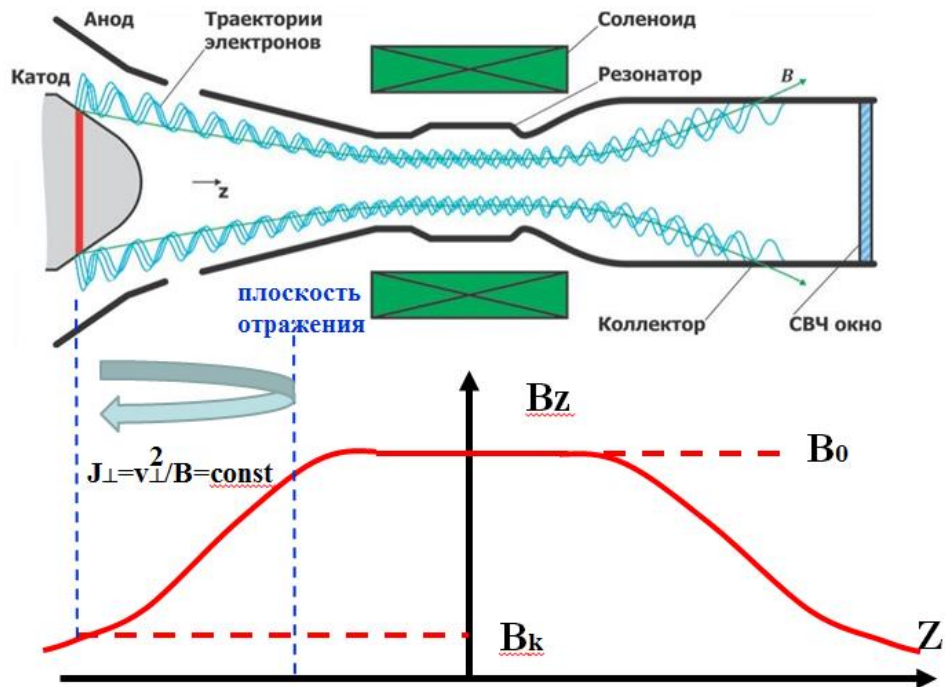


Рисунок 1.1 – Схема адиабатической МИП

Проблема селективного возбуждения рабочего типа колебаний еще больше обостряется при реализации гиросилителей. Здесь в настоящее время наиболее успешно развиваются гиросилители со спирально-гофрированным волноводом [35, 37, 38, 42]. Одним из наиболее многообещающих вариантов таких приборов являются многостольные гиросилители [А1] (рисунок 1.3).

С этой точки зрения большой интерес представляет реализация вариантов ЭОС, где формируются несколько моноинверсных электронных пучков, каждый из которых далее поступает в свое пространство взаимодействия в виде гофрированного по спирали волновода. Такая система также может быть построена на основе адиабатической МИП, если эмиттер сделать секционированным. Соответственно, поле пространственного заряда пучка начинает зависеть и от азимутальной координаты, что приводит к трехмерной постановке задачи. При этом дополнительным усложняющим фактором в секционированных системах (вследствие снижения площади эмиссии), становится то, что ток пучка оказывается сопоставим с ленгмюровским током пушки.

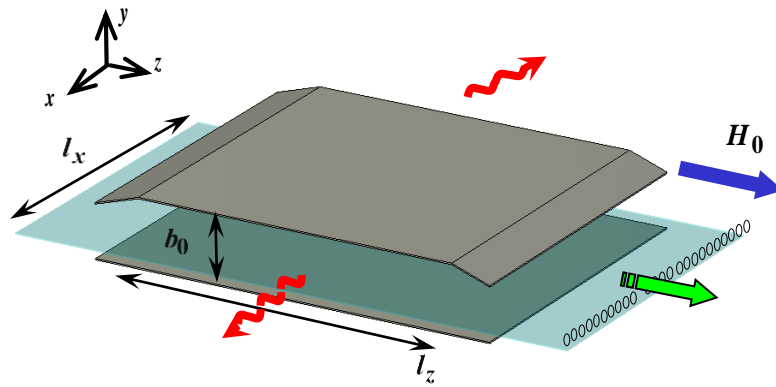


Рисунок 1.2 – Ленточный ВЭП в рабочем пространстве гиротрона

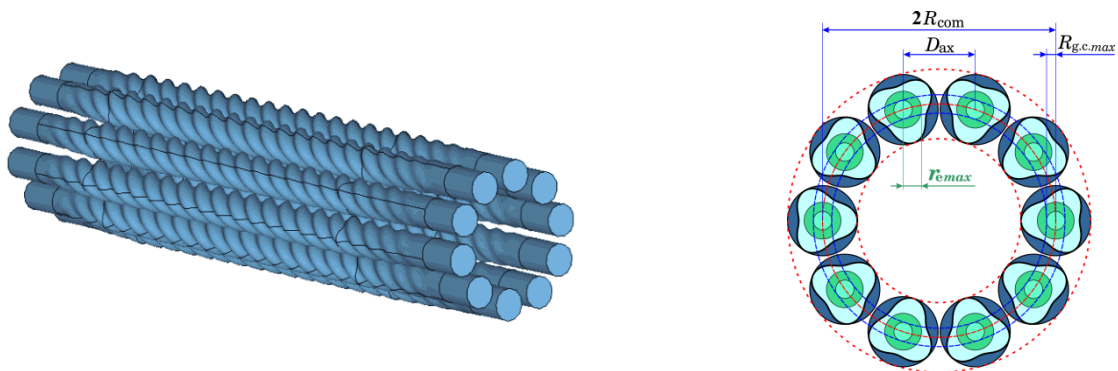


Рисунок 1.3 – Электродинамическая система gyro-ЛБВ (слева) и положение каждого из парциальных ВЭП в гофрированном волноводе

В то же время МИП обладают рядом принципиальных недостатков, среди которых, вследствие специфики формирования ВЭП в адиабатических полях, наиболее серьезным и принципиально не устранимым является влияние шероховатостей эмиттера и тепловых начальных скоростей электронов. Указанные факторы приводят к существенному увеличению разброса вращательных скоростей электронов, особенно в гиротронах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн [13, 43], и, соответственно - к необходимости снижения питч-фактора (отношения вращательной и продольной скоростей электрона в рабочем пространстве) для сохранения устойчивости пучка. Резко снизить влияние шероховатостей и тепловых скоростей можно при неадиабатической схеме формирования ВЭП, поскольку там первоначально формируется прямолинейный электронный поток. В настоящее время предложен целый ряд неадиабатических систем [44 – 47]. Среди них наиболее перспективными представляются система с инжекцией пучка под углом к магнитному полю [47] и система с неадиабатическим реверсом магнитного поля [17, 18, 22, 48, 49]. Первая позволяет формировать как традиционные поливинтовые аксиально-симметричные электронные пучки, ведущий центр которых находится далеко от оси системы, так и многоструйные потоки, пригодные для

перспективных многоствольных и многолучевых гиротронов, включая многзеркальные. Отметим, что тут до сих пор рассматривались только простейшие однолучевые системы с коническим катодом (рисунок 1.4), что усложняет технологию их изготовления. Второй класс ЭОС позволяет, в отличие от первого, формировать моновинтовые электронные пучки, где все частицы вращаются вокруг оси гиротрона (рисунок 1.5). Несомненным преимуществом таких пучков является строгое правило отбора на азимутальный индекс моды m ($m=nN$, здесь nN – номер гармоники гирочастоты), что позволяет осуществить генерацию на высоких гармониках гирочастоты [49]. Первые теоретические и экспериментальные работы с указанными ЭОС были выполнены при реализации гиротронов с большой орбитой, работавших на высоких ($nN=3-5$) гармониках гирочастоты с относительно низкопереванскими пучками. В настоящее время большой интерес вызывает применение таких ВЭП в гиро-ЛБВ со спиральным волноводом на второй гармонике гирочастоты.

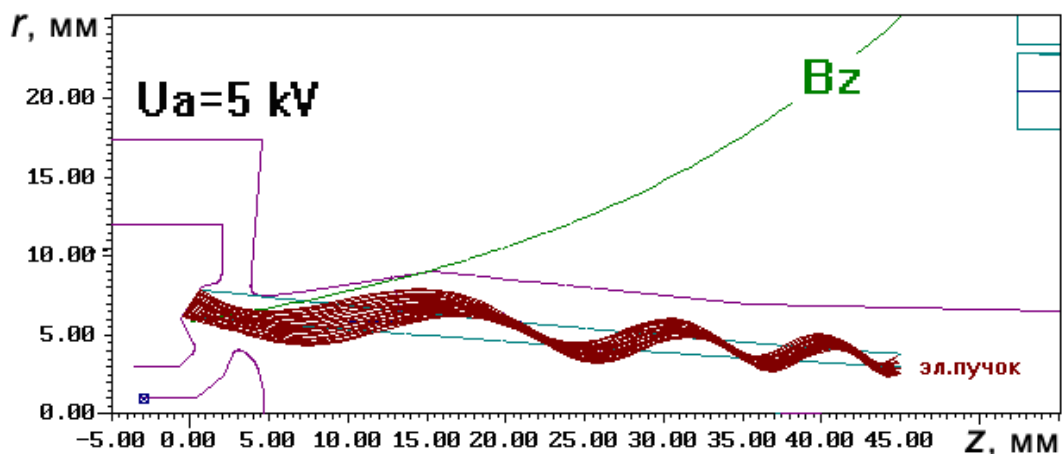


Рисунок 1.4 – Простейшая конфигурация аксиально-симметричной неадиабатической ЭОС с инъекцией пучка в магнитное поле

Специфика параметров гиро-ЛБВ, в частности – необходимость реализации как низкопереванских (микропереванс $P \sim 0.1$), так и высокопереванских ($P \sim 1$) пучков, требует отдельного рассмотрения указанной задачи.

Таким образом, для более полного учета основных физических факторов, влияющих на качество ВЭП и рассмотрения новых вариантов ЭОС гироприборов необходима методика, учитывающая одновременно трехмерность распределения плотности тока, отличие геометрии ЭОС от аксиально-симметричной, а также влияние тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера. Однако до последнего времени такие исследования ограничивались лишь экспериментальными измерениями азимутального распределения тока эмиссии для ряда гиротронов миллиметрового диапазона длин волн и изучением корреляции этой величины с выходными параметрами гиротрона (мощность, КПД).

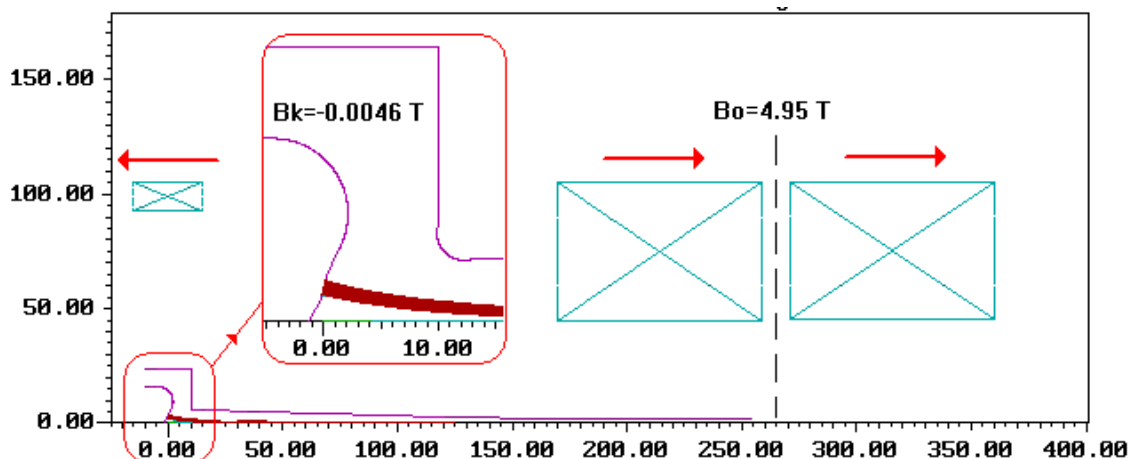


Рисунок 1.5 – Схема ЭОС с реверсом магнитного поля. Стрелками указаны направления собственных магнитных полей каждого из соленоидов. На выноске приведена конфигурация диодной части пушки перед входом в канал транспортировки. Указаны величины полей в рабочем пространстве и на эмиттере

В частности, в [50] было показано, что нарушение аксиальной симметрии может приводить к значительному снижению КПД гиротрона и ухудшению устойчивости ВЭП. Теоретический анализ ВЭП до сих пор осуществлялся преимущественно в рамках двумерных численных моделей, предполагающих аксиальную симметрию распределения плотности тока [13, 51]. Появившиеся недавно первые работы по траекторному анализу ВЭП в трехмерном приближении [52 – 54] использовали упрощенную физическую модель пучка (старт частиц с катода с нулевыми начальными скоростями) и были посвящены исследованию ограниченного числа простейших конфигураций МИП с нарушенной азимутальной симметрией тока пучка. Отметим наконец, что появление ряда новых вариантов неадиабатических систем формирования [А3] требует рассмотрения ЭОС, где одновременно нарушены как аксиальная симметрия некоторых электродов, так и однородность распределение плотности тока по азимуту.

Поэтому ниже развита методика траекторного анализа ВЭП, учитывающая одновременно влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии, тепловые скорости электронов, шероховатости эмитирующей поверхности и трехмерные возмущениями геометрии ЭОС.

1.2 Специфика и алгоритмы трехмерного численного моделирования систем формирования ВЭП

Методика моделирования основана на совместном использовании пакета CST Studio Suite [33] для траекторного анализа трехмерных электронно-оптических систем, и специальных программ для пред- и пост-обработки, позволяющих за счет задания стартовых условий частиц и специальных алгоритмов обработки результатов траекторного анализа реализовать наиболее полную физическую модель пучка, учитывающую помимо поля пространственного заряда также

и тепловые скорости электронов и шероховатости эмиттера, и получить детальную информацию о параметрах пучка в целом или отдельных его азимутальных фракций при произвольной геометрии электродов и распределении плотности тока на эмиттере.

Программы реализованы на языке Python [34] и обмениваются информацией с комплексом CST Studio Suite путем импорта и экспорта файлов данных.

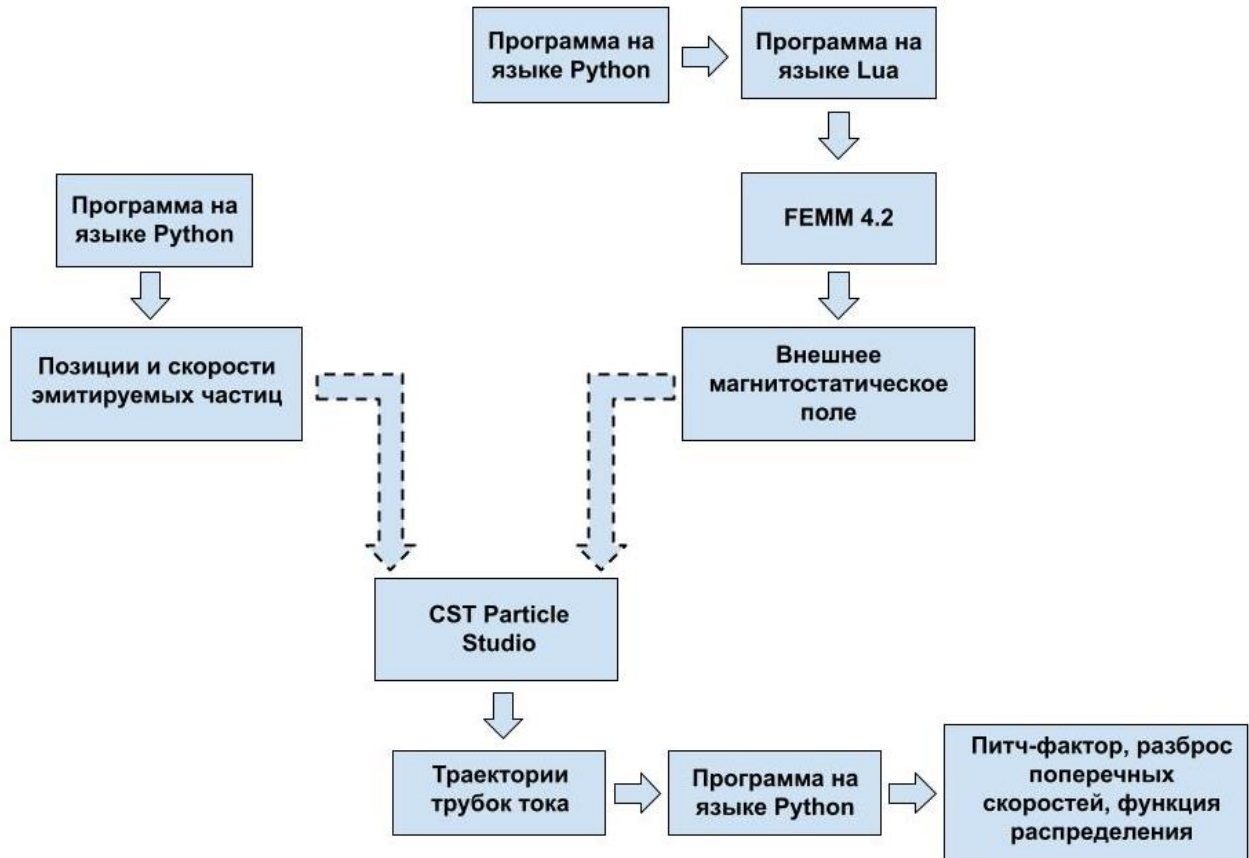


Рисунок 1.6 – Блок-схема траекторного анализа

Программа предобработки позволяет пользователю задать геометрию эмиттера, ток, а также желаемый закон эмиссии. В частности, если рассматриваются МИП с секционированными эмиттерами, в зависимости от азимутальной θ и радиальной r координат плотность тока задается как: $j = f(\theta, r)$. Наиболее простые случаи однородной и секционированной по азимуту эмиссии представлены на рисунке 1.7. Программа разбивает каждую зону эмиссии на элементарные площадки S_i по азимуту и радиусу, вычисляет для каждой площадки координаты точек старта частиц с эмиттера и, в соответствии с заданной функцией -соответствующую величину тока, эмитируемого с этой площадки. Далее, если необходим учет тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера, для каждой точки старта задаются азимутальные скорости частиц (см. рисунок 1.8) в предположении, что ток каждой такой азимутальной фракции имеет закон распределения $F(v_\theta)$, близкий к гауссовому [36]. Ширина функции распределения выбирается такой, чтобы в «холодной» (без пучка) системе обеспечить величину разброса осцилляторных

скоростей для группы электронов, стартующей с указанной выше элементарной площадки S_i порядка 15-20 % (типичная величина скоростного разброса, обусловленного совместным действием шероховатостей и тепловых скоростей для узкого эмиттера). Такой подход, согласно [36], позволяет учесть совместное действие как тепловых скоростей электронов, так и шероховатостей эмиттера. Отметим, что для расчета ширины функции распределения $F(v_\theta)$, можно использовать также аналитические выражения из монографии [9] (см. формулы (10.172) – (10.174)), если известна температура эмиттера и размер шероховатости. Вычисленный массив скоростей, координат и токов затем импортируется в CST Studio Suite.

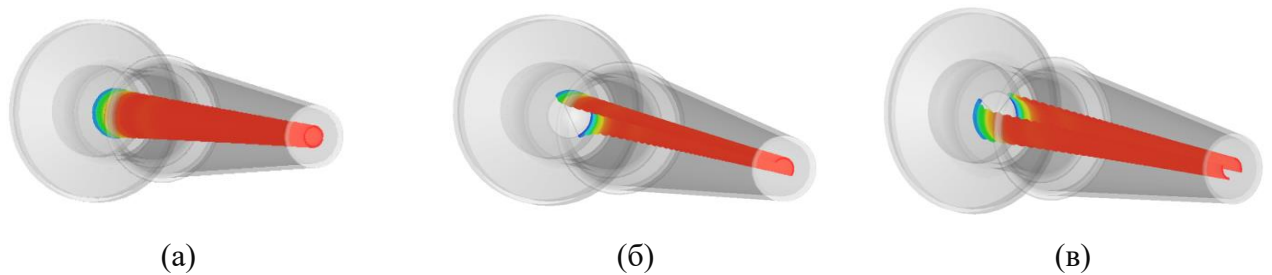


Рисунок 1.7 – Примеры моделей распределения эмиссии: (а)- случай однородной эмиссии; (б)- случай, когда эмитирует половина эмиттера; (в)- случай, когда эмитируют 2 участка катода, сдвинутые по азимуту на 180 градусов и имеющие угловую ширину 90 градусов

Специфика механизма генерации СВЧ излучения в гиротроне [1, 7] требует адекватной обработки данных траекторного анализа ВЭП. При этом наиболее важными параметрами, определяющими КПД, выходную мощность и сценарий межмодового взаимодействия в резонаторе гиротрона [7] являются пич-фактор g относительный разброс осцилляторных скоростей частиц пучка δV_\perp и функция распределения электронов, $F = dI/dV_\perp$ по осцилляторным скоростям (см. соответствующие определения в обзоре [13]), как для пучка в целом, так и для его отдельных азимутальных фракций. Указанные величины не могут быть вычислены на основе стандартного интерфейса обработки данных в среде CST Studio Suite. Поэтому данные траекторного анализа экспортируются в программу-постпроцессор, которая позволяет далее находить все указанные выше параметры ВЭП и представлять их в наглядном графическом виде.

Следует отметить, что системы формирования ВЭП характеризуются большой протяженностью – от нескольких десятков периодов циклотронной частоты в гиротронах сантиметрового диапазона до нескольких сотен или даже тысяч для короткой части миллиметрового и особенно субмиллиметрового диапазонов.

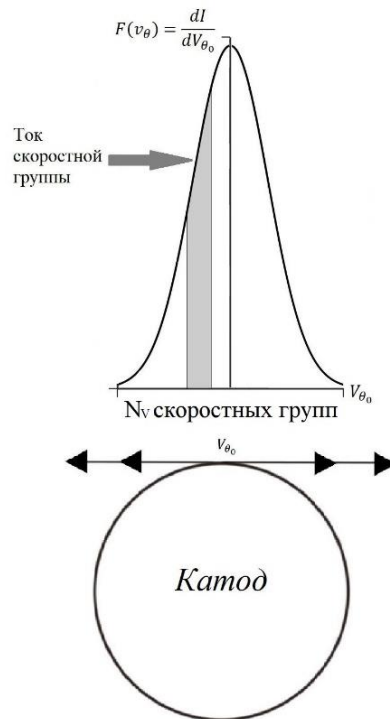


Рисунок 1.8 – Разбиение эмиттера на трубки тока и распределение электронов по начальным азимутальным скоростям

В то же время поперечный размер пучка близок к диаметру ларморовской орбиты электрона и на 1–2 порядка меньше, чем поперечный размер системы формирования. Поэтому для траекторного анализа ЭОС гироприборов в трехмерной постановке, позволяющего подробно описать влияние сил пространственного заряда, в пакете CST Studio Suite необходимо использовать сетки с числом узлов от десятков миллионов до миллиарда при попытке вести траекторный анализ непосредственно до рабочего пространства прибора и далее вычислять параметры ВЭП (g , δV_{\perp} и $F = dI/dv_{\perp}$). В то же время вид функции распределения по осцилляторным скоростям F и относительный скоростной разброс δV_{\perp} перестают меняться уже в переходной области канала транспортировки, справа от плоскости $z = z_m$, где происходит полное перемешивание электронов по фазам осцилляторного движения [55]. Обычно плоскость z_m находится в сечении, где текущее значение магнитного поля составляет 30–50 % от рабочего. Поэтому, как показано в [55] целесообразно проводить траекторный анализ только до указанного сечения, а дальше пересчитывать вычисленные в $z = z_m$ осцилляторные скорости частиц в рабочее пространство на основе адиабатической теории, пользуясь законом сохранения поперечного адиабатического инварианта. Именно такой алгоритм и использован ниже. Это позволяет многократно уменьшить время анализа одного варианта и ускорить процедуру оптимизации геометрии и режима электронно-оптической системы.

Для решения магнитостатической задачи в пакете CST Particle Studio имеется встроенные средства. Решаются стационарные уравнение магнитостатики, имеющие вид

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

где \mathbf{J} -- плотность тока, создающего поля, \mathbf{B} и \mathbf{H} -- векторы индукции и напряженности магнитного поля, связанные соотношением

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.2)$$

В тоже время, для моделирования ЭОС, чувствительных к значению магнитного поля в области эмиссии частиц (к таким ЭОС относятся пушки для создания приосевых пучков для гиро-ЛБВ на второй гармонике, рассматриваемых в главе 3 и неадиабатическая пушка для гиротрона из главы 2), положение границ расчетной области может оказывать негативное влияние на точность расчета, искажая значение и качественную зависимость (в первую очередь симметричность) магнитного поля. Влияние границ может быть уменьшено путем увеличения расчетной области. Однако такой путь ведет к быстрому росту вычислительной сложности задачи и времени расчета из-за трехмерности вычислительного объема.

Для решения этой проблемы в предлагаемой схеме используется бесплатный программный пакет FEMM 4.2 [56] для расчета магнитного поля в сочетании с возможностью импорта рассчитанных полей в CST Studio Suite. FEMM позволяет решать магнитоэлектростатическую задачу (1.1) в цилиндрической системе координат для осесимметричных систем соленоидов в сочетании с «поглощающими» граничными условиями. Важным преимуществом пакета является возможность использования сценарного языка программирования lua для задания геометрии, а также вычисления и экспорта магнитного поля в формате CST Studio Suite. Для упрощения задания параметров геометрии также используется программа на языке Python (рисунок 1.9), позволяющая задавать геометрию и ток катушек с последующим созданием файла на языке lua.

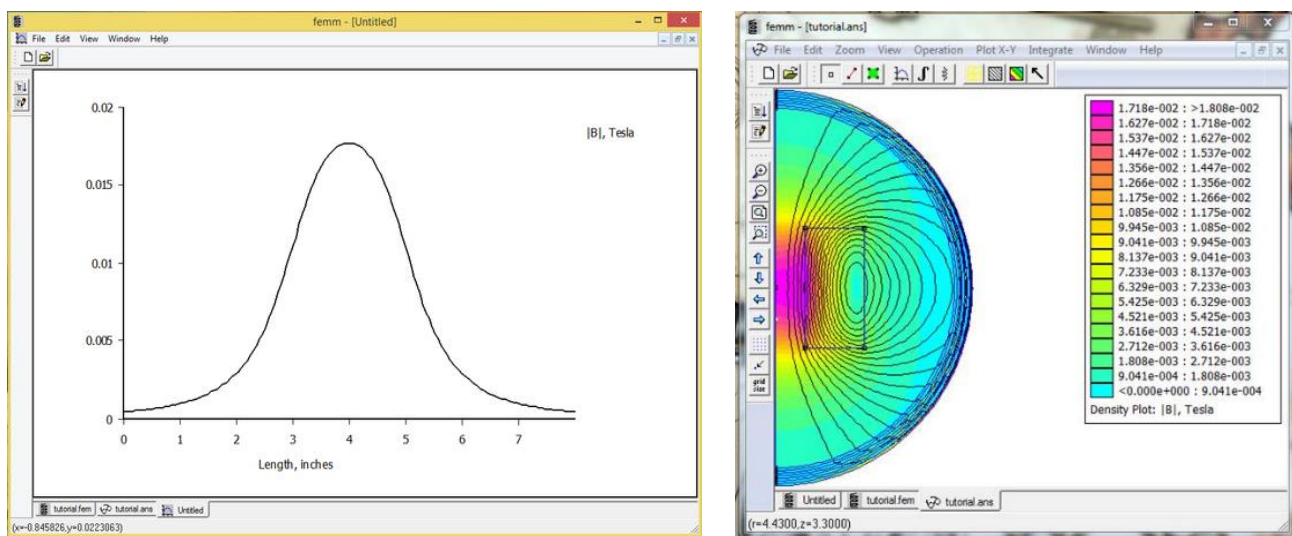


Рисунок 1.9 – Пример расчета поля соленоида в пакете FEMM 4.2

Методика расчета питч-фактора и особенно скоростного разброса существенным образом зависит как от класса формирующей системы (адиабатическая, неадиабатическая), так и от цели оптимизации электронно-оптической системы. Поэтому в программе для постобработки реализованы несколько наиболее часто применяемых методов расчета этих величин.

В неадиабатических системах [22, А3] первичная закрутка пучка осуществляется радиальной компонентой электрического или магнитного поля, которая пропорциональна радиусу инжекции пучка в неадиабатическое поле, вследствие чего функция распределения и $F = dl/dV_{\perp}$ близка к равномерной. Поэтому в таких системах целесообразно при оптимизации параметров ВЭП использовать в качестве скоростного разброса величину

$$\delta V_{\perp \text{extreme}} = \frac{(V_{\perp \text{max}} - V_{\perp \text{min}})}{V_{\perp \text{mid}}}, \quad (1.3)$$

где $V_{\perp \text{max}}$, $V_{\perp \text{min}}$ и $V_{\perp \text{mid}}$ соответственно максимальная, минимальная и средняя осцилляторные скорости в пучке.

Это же определение удобно использовать при оптимизации величины позиционного скоростного разброса [9] в адиабатических МИП, когда используется упрощенная физическая модель пучка без учета влияния пространственного заряда, тепловых скоростей и шероховатостей эмиттера. Оно также полезно при минимизации влияния поля пространственного заряда.

При рассмотрении адиабатических МИП и учете помимо поля пространственного заряда пучка также и шероховатостей эмиттера и начальных тепловых скоростей электронов, для адекватного сравнения полученных данных с результатами эксперимента необходимо [36, 57] пользоваться методикой расчета δV_{\perp} по кривой отсечки коллекторного тока, согласно которой

$$\delta V_{\perp \text{stable}} = \frac{(V_{\perp 0.9} - V_{\perp 0.1})}{V_{\perp 0.5}}, \quad (1.4)$$

где $V_{\perp 0.9}$, $V_{\perp 0.5}$ и $V_{\perp 0.1}$ – соответствуют уровням – 0.9, 0.5 и 0.1 кривой отсечки кривой коллекторного тока (см. подробнее [13]). Достоинством такой методики является также слабая чувствительность к отдельным мелкомасштабным выбросам функции распределения.

Также часто встречается определение скоростного разброса на основе среднеквадратичного отклонения поперечных скоростей пучка

$$\delta V_{\perp \text{rms}} = \frac{\text{std}(V_{\perp})}{V_{\perp \text{mid}}}, \quad (1.5)$$

где std – среднеквадратичное отклонение (1.6),

$$std(x) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2}{n-1}},$$

\bar{X} - среднее арифметическое значение результатов n отсчетов (1.6)

$$\bar{X} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n},$$

Поэтому в программе постобработки реализованы все три указанных выше определения и пользователь сам выбирает соответствующий алгоритм в зависимости от типа рассматриваемой ЭОС и целей ее оптимизации. Указанные алгоритмы могут применяться как к пучку в целом, так и отдельным его азимутальным фракциям.

В длинно импульсных и непрерывных гиротронах, разработка которых в настоящее время представляет наибольший интерес, происходит значительная, хотя и неполная компенсация пространственного заряда пучка ионным фоном (см. подробнее [58]). Поэтому провисанием потенциала на пучке относительно стенки резонатора можно пренебречь и рассчитывать долю колебательной энергии и питч-фактор пучка по следующим соотношениям (см. подробнее [55]). Сначала находится «нерелятивистская» доля колебательной энергии в пучке как:

$$t_{\perp 0} = \frac{\alpha_1 V_{\perp 1}^2}{V^2}, \quad (1.7)$$

Здесь $V = \sqrt{2\eta U_0}$ полная скорость электрона, которая определяется из нерелятивистского интеграла энергии, $\alpha_1 = B_0/B_1$ – компрессия магнитного поля, B_1 и V_{\perp} – величина магнитного поля и осцилляторная скорость в плоскости $z = z_m$, B_0 – величина магнитного поля в рабочем пространстве. Далее вычисляются соответствующие величины питч-фактора и доли колебательной энергии в релятивистском приближении как

$$\begin{aligned} g_r &= \frac{V_{\perp 0}}{V_{H0}} = \sqrt{\frac{t_{\perp}^*}{1 - t_{\perp}^*}}, \\ y_1 &= eU_1/m_0c^2 \\ y_0 &= eU_0/m_0c^2 \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$t_{\perp}^* = t_{\perp 0} \frac{(1+y_1)^2}{1+\frac{y_0}{2}},$$

$$t_{\perp} = \frac{1+y_0}{y_0} \left[1 - \sqrt{1 - 2y_0 t_{\perp 0} \frac{(1+y_1)^2}{(1+y_0)^2}} \right],$$

Здесь y_1 и y_0 соответственно потенциалы первого анода и резонатора, нормированные на энергию покоя электрона (511 кВ).

В ряде случаев, когда рассматриваются гиротроны сантиметрового диапазона длин волн, требуются относительно малоразмерные сетки и время моделирования мало. Тогда возможен расчет траекторий частиц непосредственно до рабочего пространства и питч-фактор может быть найден как отношение средней поперечной $V_{\perp mid}$ к средней продольной $V_{\parallel mid}$ скорости в пучке

$$g = \frac{V_{\perp mid}}{V_{\parallel mid}}, \quad (1.9)$$

Помимо усредненных параметров пучка (g, t_{\perp}) для оценки устойчивости пучка важно знание функции распределения $F = dI/dV_{\perp}$ электронов по вращательным скоростям [13]. Последняя вычислялась путем деления всего полученного диапазона осцилляторных скоростей в рабочем пространстве на N интервалов ($N \sim 10-20$) и подсчета доли тока пучка, попадающего в каждый такой интервал. По полученным таким образом опорным точкам строился кубический сплайн [36], который и принимался за искомую функцию распределения. Далее путем интегрирования полученной $F(V_{\perp})$ находились уровни кривой отсечки коллекторного тока и по ним, используя соотношения (1.8) и (1.4) – питч-фактор, доля колебательной энергии и скоростной разброс. Графическое представление $F(V_{\perp})$ возможно как в виде гистограммы, так и непрерывной функции.

Алгоритмы, реализованные в программе постобработки, позволяют также анализировать азимутальный дрейф как электронного пучка в целом, так и его отдельных фракций в процессе движения (рисунок 1.10), что особенно важно для систем с пространством взаимодействия в виде многозеркальных резонаторов, где для правильного размещения электродинамической системы необходимо знать угол поворота пучка относительно его стартового положения.

Программа позволяет сопоставить частицы, стартующие с определенного участка эмиттера, с их последующим положением вдоль траектории. Таким образом можно анализировать эволюцию параметров как отдельных частиц, так и их совокупности в рамках одной фракции. Деление пучка на фракции может производиться как в азимутальном так в радиальном направлении.

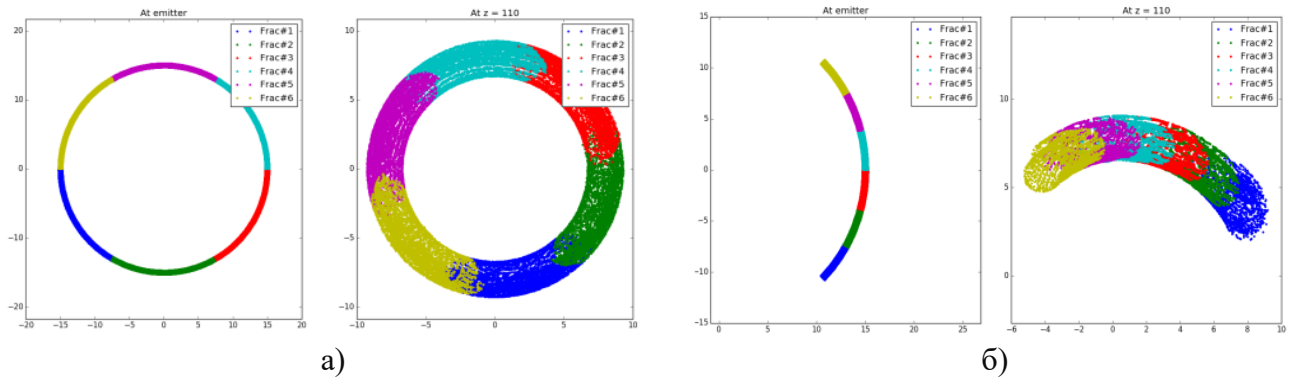


Рисунок 1.10 – Графическое представление электронного пучка на эмиттере и в заданном сечении как для всего пучка в целом, так и его фракций для: (а)-случая однородной эмиссии; (б)-одного из двух эмитирующих участков катода, сдвинутых по азимуту на 180 градусов и имеющих угловую ширину 90 градусов

1.3 Тестирование методики траекторного анализа

Для оценки точности разработанных алгоритмов выполнено численное моделирование магнетронно-инжекторной пушки гиротрона, работающего в сантиметровом диапазоне длин волн. Гиротрон имел следующие параметры: ток $I=3$ А, ускоряющее напряжение $U_0=16$ кВ, рабочее магнитное поле $B_0=0.337$ Т. Расчеты проводились по широко используемой при моделировании большинства ЭОС гиротронов, разработанных в ИПФ РАН двумерной программе EPOS [13], и по изложенной выше методике траекторного анализа, использующей пакет CST Studio Suite и разработанные программы пред- и пост- обработки.

Рассматривалась электронно-оптическая система (рисунок 1.11), формирующая регулярно пересекающийся пучок, где существенную роль при формировании скоростного распределения играют как поле пространственного заряда пучка, так и тепловые скорости и шероховатости эмиттера. Рассчитывался вариант с однородной по азимуту эмиссией как без учета тепловых скоростей и шероховатости эмиттера (таблица 1.1), так и при наличии указанных факторов (рисунок 1.12). В первом случае разброс определялся по соотношению (1.3) (см. таблицу 1.1), а в последнем случае разброс определялся по соотношению (1.4) и составил 33.4 % и 31.8 % по программам EPOS и CST Studio Suite соответственно. Близкими оказываются и функции распределения по осцилляторным скоростям $F = dI/dV_{\perp}$.

Таблица 1.1. Результаты расчета аксиально-симметричного варианта МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн

Программа расчета	Питч-фактор, g	Скоростной разброс δV_{\perp} , %
EPOS	1.369	25.79
CST Studio Suite	1.308	24.53

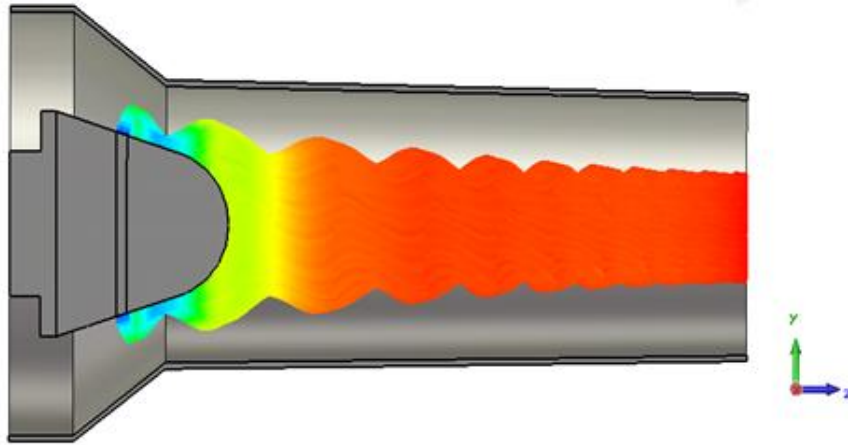


Рисунок 1.11 – Электронно-оптическая система МИП сантиметрового диапазона длин волн

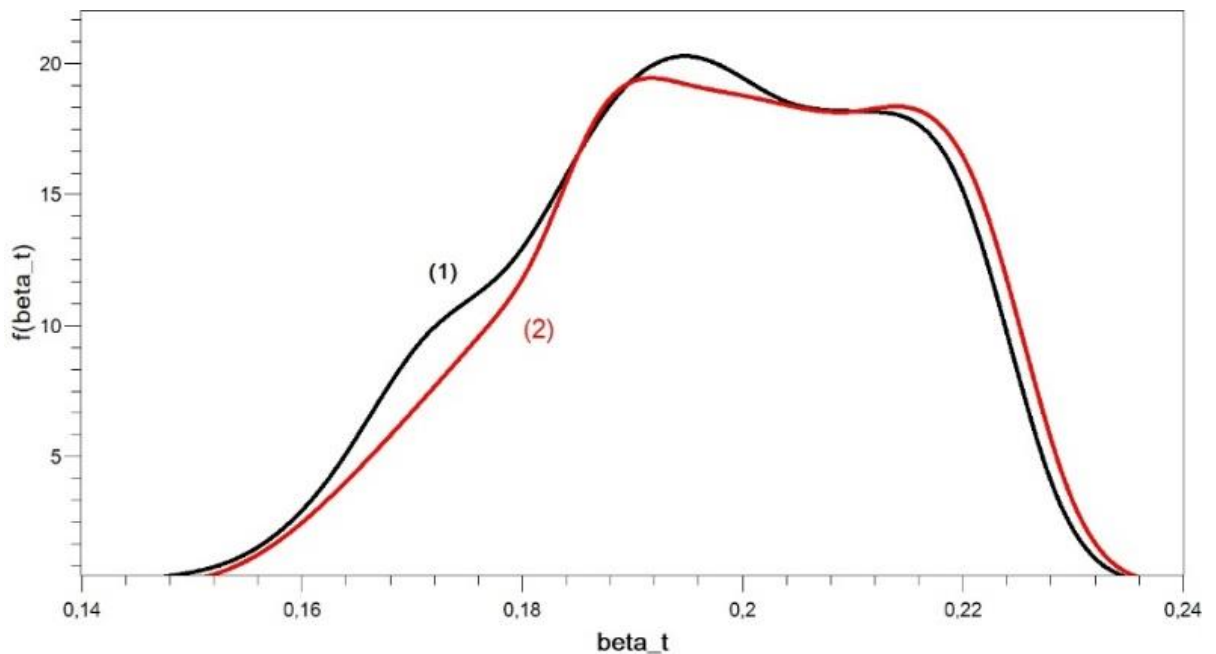


Рисунок 1.12 – Функций распределения по осцилляторы скоростям для случая учета начальных тепловых скоростей и шероховатостей: (1) программа EPOS, (2) CST Studio Suite с использованием разработанных программ пред- и пост-обработки

Второй метод тестирования предлагаемого подхода состоял в сравнении расчетов в CST Studio Suite при задании однородной эмиссии с помощью программы-препроцессора и с помощью стандартного интерфейса задания эмиссии. Результаты расчетов для однородной по азимуту эмиссии и случая, когда эмитируют 2 участка катода, сдвинутые по азимуту на 180 градусов (рисунок 1.13) приведены в таблице 1.2. Данные таблицы 1.2, полученные по формуле (1.4) показывают, что задание эмиссии программой-препроцессором не вносит дополнительных ошибок в расчет МИП и результаты расчетов для двух вариантов задания эмиссионной поверхности находятся в хорошем соответствии.

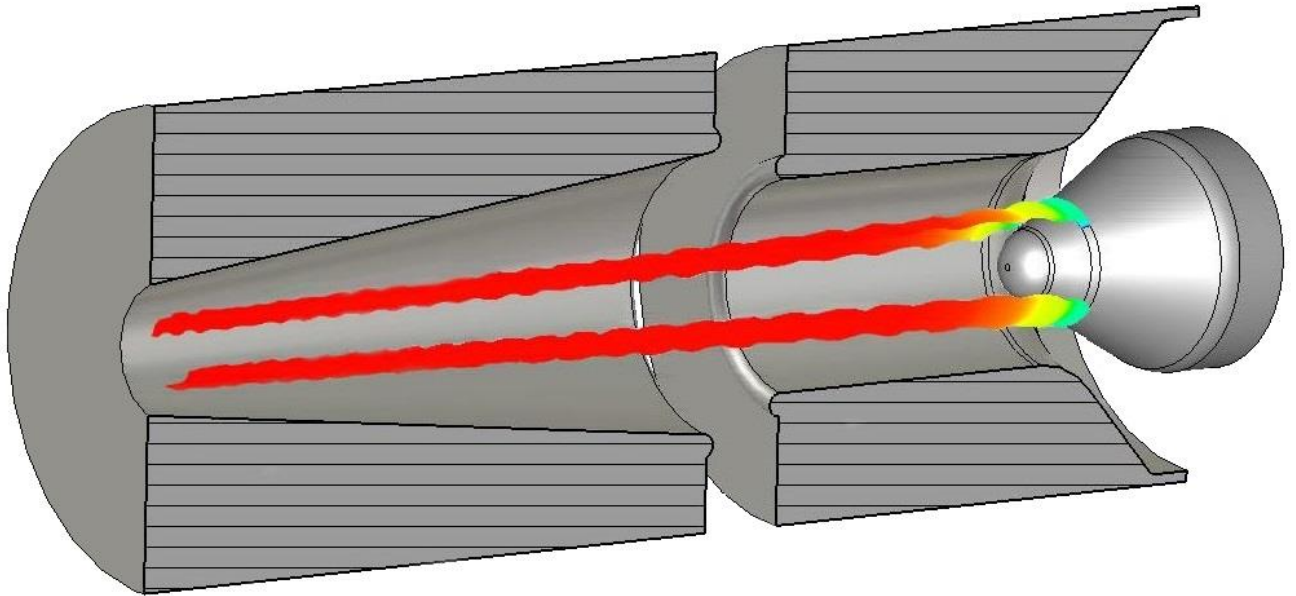


Рисунок 1.13 – Модификация ЭОС гиротрона с $f = 263$ ГГц, предназначенной для случая двухзеркального резонатора

Таблица 1.2: Результаты расчета МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн по программе CST Studio Suite с различными вариантами эмиссии

Вид эмиссии	Питч-фактор, g		Скоростной разброс δV_{\perp} , %	
	Стартовые условия программы CST Studio Suite	Стартовые условия заданы программой предобработки	Стартовые условия программы CST Studio Suite	Стартовые условия заданы программой предобработки
Однородная эмиссия	1.305	1.308	23.74	24.53
Эмиттер из 2 участков, сдвинутых по азимуту (рисунок 1.7в)	1.150	1.1545	37.75	39.61

Согласно полученным данным, можно сделать вывод, что CST Studio Suite при использовании программ для пред- и пост-обработки дает достаточно близкие результаты к программе EPOS несмотря на то, что расчеты в программах EPOS и CST Studio Suite ведутся на основе разных численных методов.

Также можно отметить, что расчеты соответствуют ожидаемой физической картине, поскольку, как правило, неоднородность эмиссии приводит к снижению питч-фактора и увеличению скоростного разброса в пучке.

1.4 Выводы по главе

Разработана методика компьютерного моделирования трехмерных электронно-оптических систем формирования винтовых электронных пучков, предназначенных для использования в существующих и перспективных новых вариантах giroприборов. Предложенная методика позволяет впервые учесть влияние неоднородного распределения плотности тока эмиссии совместно с учетом тепловых скоростей электронов, шероховатостей эмитирующей поверхности и трехмерными возмущениями геометрии ЭОС.

Описан алгоритм траекторного анализа, основанный на специальном задании стартовых условий для эмитируемых с катода частиц, последующем численном расчете электронных траекторий с помощью комплекса программ CST Studio Suite и далее специфической для систем формирования ВЭП методике расчета их параметров, пригодной для последующего расчета электронно-волнового взаимодействия и КПД прибора. Разработанные алгоритмы и программы пред- и пост- обработки результатов траекторного анализа позволяют быстро и наглядно как задавать исходные данные, так и обрабатывать результаты моделирования в случае и адиабатических, и неадиабатических распределений электрического и магнитного полей. Результаты тестирования методики на примере расчета МИП гиротрона сантиметрового диапазона длин волн иллюстрирую достаточно высокую точность предложенной методики и хорошее совпадение результатов с данными используемой и многократно апробированной в ИПФ РАН при моделировании большинства ЭОС гиротронов двухмерной программе EPOS.

ГЛАВА 2. Неадиабатические электронно-оптические системы с инъекцией пучка под углом к магнитному полю

К настоящему времени увеличение эффективности гиротронов за счет оптимизации параметров наиболее часто используемых классических МИП практически исчерпаны. В то же время, подходы, основанные на использовании неадиабатической электронной оптики, позволяют не только существенно ослабить проблему скоростного разброса, но и сформировать пучки с высокой долей вращательной энергии электронов. Последнее обстоятельство способствует повышению эффективности электронно-волнового взаимодействия и упрощает проблему селективного возбуждения рабочего типа колебаний при работе на гармониках гирочастоты. Данная глава посвящена изучению новых неадиабатических систем формирования ВЭП как обладающих аксиальной симметрией, так и произвольной формы.

2.1 Принцип работы и аналитическая теория формирования ВЭП в неадиабатической ЭОС

В настоящее время в подавляющем числе гиротронов для формирования ВЭП используются магнетронно-инжекторные пушки. Особенностью МИП является то, что в них уже в момент вылета с катода электроны обладают начальной осцилляторной скоростью и, в значительной мере, разбросом компонент скоростей электронов [10]. Среди них наиболее существенно влияют на качество ВЭП азимутальные скорости, приобретаемые из-за шероховатости эмиттера и тепловых скоростей частиц [9, 10]. Так, типичные величины разброса осцилляторных скоростей электронов уже только за счёт совместного действия первых двух факторов превышают 15÷25 %. Эти факторы проявляются тем сильнее, чем короче рабочая длина волны излучения гиротрона.

При дальнейшем продвижении электронов от катода к рабочему пространству магнитное поле возрастает до максимальной величины и при этом осцилляторные скорости электронов увеличиваются в соответствии с законом сохранения адиабатического инварианта [10]. Одно из следствий разброса скоростей электронов состоит в том, что продольные скорости частиц, обладающих наибольшими начальными осцилляторными скоростями, могут стать нулевыми еще на подходе к области максимального магнитного поля рабочего пространства; такие электроны отражаются обратно к катоду (явление магнитной пробки). В результате, при попытке повысить питч-фактор, часть электронов оказывается захваченной в адиабатической ловушке между рабочим пространством и катодом МИП. Накопление электронов в ловушке приводит к неустойчивостям электронного потока и интенсивной бомбардировке катода. Отражение электронов и их накопление в ловушке запускает и другие нежелательные явления, рассмотренные в работе [9]. Все это ограничивает возможности увеличения КПД прибора и, вообще говоря, требует постоянного контроля во избежание самопроизвольного изменения тока

пучка. Таким образом, хотя МИП используются во всех мощных гиротронах вплоть до мегаваттного уровня мощности выходного излучения, они имеют серьезные недостатки, которые могут быть частично устранены при использовании неадиабатических электронных пушек, подобных тем, проекты которых были рассмотрены в работах [46, 59].

Поскольку в неадиабатических электронных пушках первоначально формируется прямолинейный пучок, влияние условий вылета электронов с катода на разброс их вращательных скоростей может быть существенно ослаблено или даже вовсе исключено. Это особенно важно для работающих в непрерывном режиме гиротронов, в частности технологических [60, 61]. В них для подавления неустойчивости винтовых электронных пучков, формируемых МИП, приходится снижать g и, соответственно, КПД прибора, что сказывается на эффективности гиротронного комплекса в целом. В частности, уменьшение разброса скоростей позволяет повысить эффективность рекуперации остаточной энергии электронов даже при фиксированном питч-факторе [62].

Предлагаемая схема электронно-оптической системы является дальнейшим развитием работ [46, 47, 59] и отличается конфигурацией электродов и магнитной системы. Это позволяет существенно ослабить требования к точности изготовления её элементов и сделать более гибким управление параметрами ВЭП, прежде всего, питч-фактором. Рассмотрим сначала простейшую конфигурацию такой системы для пояснения принципа работы и предварительной оценки параметров.

Неадиабатическая пушка (рисунок 2.1) может работать в диодном ($U_0 = U_a$) или триодном ($U_0 > U_a$) режиме.

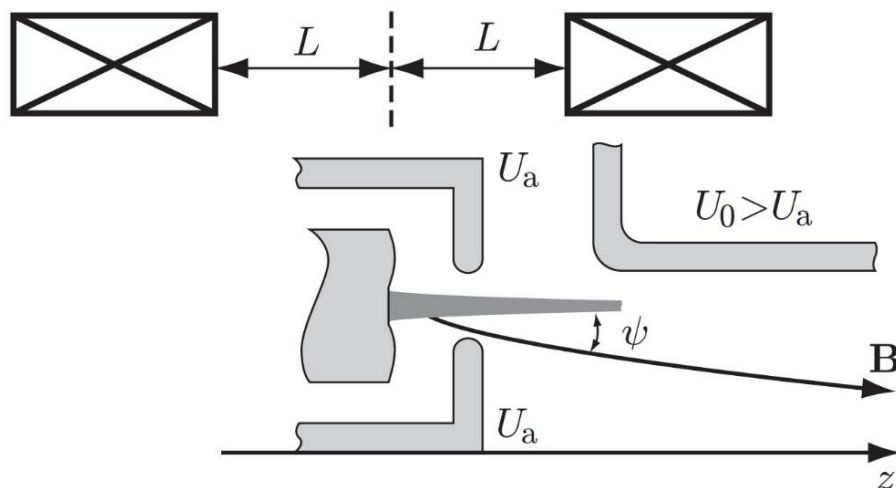


Рисунок 2.1 – Схема неадиабатической электронно-оптической системы гиротрона

Первый анод пушки состоит из двух частей – внешнего анода, охватывающего кольцевой катод, и внутреннего. Электронный пучок инжектируется через кольцевую щель между охватывающим и внутренним анодами. Будем называть такую электронно-оптическую систему

кольцевой инжекционной пушкой (КИП). В ней электроны разгоняются до анодного потенциала U_a в магнитном поле, составляющем угол ψ с электрическим полем на катоде. Величина магнитного поля должна быть такой, чтобы электроны двигались в сильном электрическом поле вплоть до щелевого зазора в составе почти прямолинейного пучка и только затем отклонялись магнитным полем. Иначе говоря, время пролета электрона от катода до кольцевого зазора не должно превышать $\frac{1}{4}$ циклотронного периода в прикатодном поле B_k . Тогда электроны приобретают первичную осцилляторную скорость $v_{\perp k}$, примерно равную $v_a \sin \psi$, где $v_a = \sqrt{2\eta U_a}$, η - отношение заряда электрона к его массе. Величина $v_{\perp k}$ затем возрастает в нарастающем магнитном поле, как и в адиабатической системе формирования пучка [10]. При этом факторы разброса осцилляторных скоростей, связанные с начальными условиями движения электронов, такие как шероховатости поверхности эмиттера, тепловые скорости электронов и неоднородности эмиссионных характеристик, вносят в распределение скоростей возмущение второго порядка малости, а не первого, как в МИП [9]. Кроме того, благодаря выравниванию электрических полей на внутренней и внешней границах электронного пучка в области его начального формирования, возможно значительно уменьшить влияние пространственного заряда пучка на разброс скоростей. Это позволяет при оптимизации формы электродов достигнуть в КИП более высокого качества ВЭП. Для регулировки угла ψ и, соответственно, питч-фактора g в магнитной системе использована пара включенных навстречу друг другу дипольных катушек, позволяющая варьировать величину ψ без изменения компрессии пучка.

Для предварительной оценки параметров КИП использовались соотношения, следующие из закона сохранения энергии, поперечного адиабатического инварианта и теоремы Буша:

$$R_k = \frac{R_0}{\sqrt{\alpha}} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \frac{B_0}{B_k} \quad (2.2)$$

$$v_{\perp k} = \sqrt{2\eta U_a} \sin \psi \quad (2.3)$$

$$t_{\perp} = \frac{2\eta U_a \alpha \sin^2 \psi}{2\eta U_0} = \alpha \sin^2 \psi \frac{U_a}{U_0} \quad (2.4)$$

$$g = \sqrt{\frac{t_{\perp}}{1 - t_{\perp}}} \quad (2.5)$$

$$I_0 = 2\pi R_k l j_k \quad (2.6)$$

Здесь R_k и R_0 средние радиусы эмиттера и электронного пучка в резонаторе соответственно, α – коэффициент компрессии магнитного поля, B_k – магнитное поле на катоде, t_{\perp} – доля колебательной энергии в сформированном пучке, l – ширина эмиттера, j_k – плотность тока

эмиссии, I_0 – ток пучка. Соотношения (2.1)–(2.6) позволяют определить исходную форму электродов и положение электронной пушки в магнитном поле и найти начальное приближение для дальнейшей оптимизации ЭОС численными методами.

Следует отметить, что в общем случае, в данной системе осцилляторная скорость определяется не только неадиабатической накачкой согласно (2.3), но и вкладом, возникающим в скрещенном электрическом (E_k) и магнитном поле на катоде (как в адиабатической МИП в режиме температурного ограничения тока)

$$v_{\perp k}^{\text{ад}} = \frac{E_k}{B_k} \sin \psi \cong \frac{U_a}{dB_k} \sin \psi \quad (2.7)$$

где d - расстояние между катодом и щелевым зазором. Поэтому факторы начального разброса в КИП подавляются в той мере, в какой величина $v_{\perp k}$ превосходит $v_{\perp k}^{\text{ад}}$. Таким образом, для этого подавления должно быть выполнено условие

$$\frac{v_{\perp k}}{v_{\perp k}^{\text{ад}}} \approx \frac{4\pi d}{\alpha \lambda \sqrt{\frac{2\eta U_a}{c}}} \gg 1 \quad (2.8)$$

(λ - длина волны излучения на основном циклотронном резонансе в резонаторе).

2.2 Результаты численной оптимизации ЭОС с поливинтовым ВЭП для режима температурного ограничения эмиссии

Ниже на примере ЭОС технологического гиротрона с рабочим магнитным полем $B_0 = 0,65$ Т и напряжением пучка $U_0 = 15$ кВ рассмотрены основные особенности формирования ВЭП в неадиабатической формирующей системе и кратко описана процедура ее оптимизации. Численное моделирование электронно-оптической системы проводилось по программам ЭПОС [13] и CST Studio Suite [33]. Распределение магнитного поля и форма электродов пушки оптимизировались для формирования пучка с минимальным разбросом скоростей электронов при заданных напряжении, токе, пич-факторе пучка и его радиусе в резонаторе. Оптимизация заключалась в подборе угла ψ и формы электродов, главным образом углов конусных участков поверхности катода, примыкающих к эмиттеру, и расположения, и формы электродов первого анода (рисунок 2.2). Оценка по соотношению (2.8) для данной пушки показывает, что вклад адиабатического механизма примерно в 3 раза меньше, чем неадиабатическая накачка, то есть факторы начального разброса скоростей электронов, связанные с условиями на эмиттере, существенно подавлены.

Траекторный анализ проводился для диодного режима КИП при напряжении пучка $U_a = U_0 = 15$ кВ и различных токах пучка I_0 , вплоть до близких к току в режиме полного

пространственного заряда на катоде I_L . Параметры пучка определялись в сечении 253 мм, соответствующем центру магнитного поля основного соленоида. Стоит отметить, что кажущееся насыщение магнитного поля на расстоянии порядка 50 мм от эмиттера связано со спецификой формирования магнитного поля в неадиабатической электронно-оптической системе, где в начале канала транспортировки ($50 \text{ мм} < z < 70 \text{ мм}$) оно определяется суперпозицией полей встречных катодных катушек (см. рисунок 2.1) и поля основного соленоида, что и приводит к появлению участка $B \approx const$. Далее, при $z > 70 \text{ мм}$ поле продолжает адиабатически нарастать вплоть до рабочего пространства ($z = 253 \text{ мм}$). При заданном токе 3 А разброс осцилляторных скоростей составил 14 %, что в 1.5 – 2 раза лучше, чем в МИП при том же параметре пространственного заряда $t_{\perp} = I_0/I_L \approx 0.25$ [13, 57] и позволяет достичь $g = 2$ без отражения электронов магнитным зеркалом.

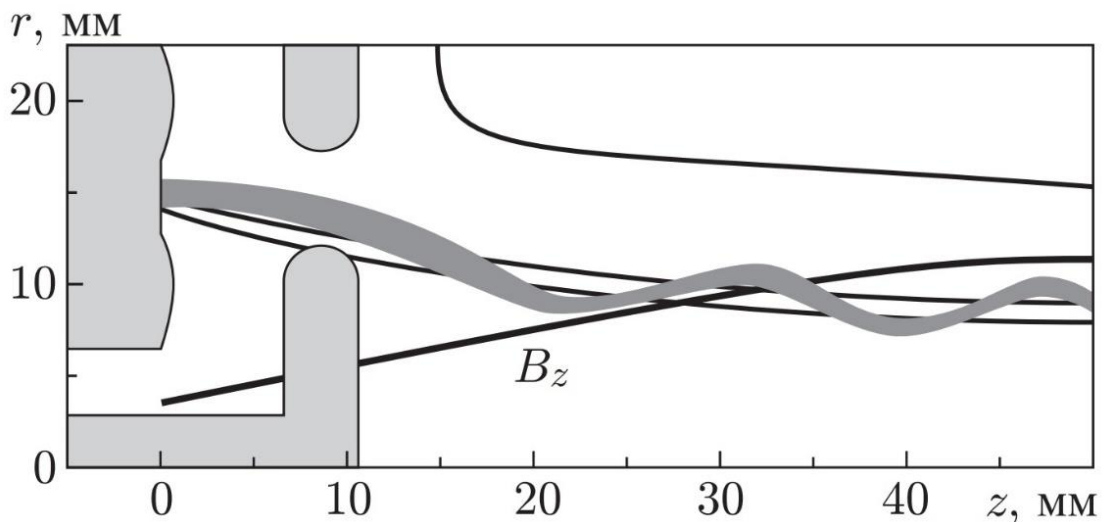


Рисунок 2.2 – Конфигурация электродов КИП, электронные траектории и распределение осевого магнитного поля

При токах пучка до 1.5 А ($t_{\perp} \approx 0.1$) расчетный скоростной разброс не превышает 3–6 % (см. рисунок 2.3). При этом пучок остается ламинарным практически на протяжении всей области его транспортировки до рабочего пространства.

При токах более 1 А скоростной разброс растет практически линейно (рисунок 2.3б) вследствие следующих факторов, связанных с полем пространственного заряда пучка.

Во-первых, под влиянием кулоновских сил происходит расширение пучка уже перед первым анодом в области его первичного формирования (рисунок 2.4), что приводит к разбросу эффективных углов входа ψ частиц в магнитное поле (см. (2.3)).

Во-вторых, в области кольцевой щели имеет место «провисание» потенциала поперёк пучка от его периферии к внутренним слоям, в результате чего появляется различие

эффективных значений потенциала и, соответственно, начальных осцилляторных скоростей электронов.

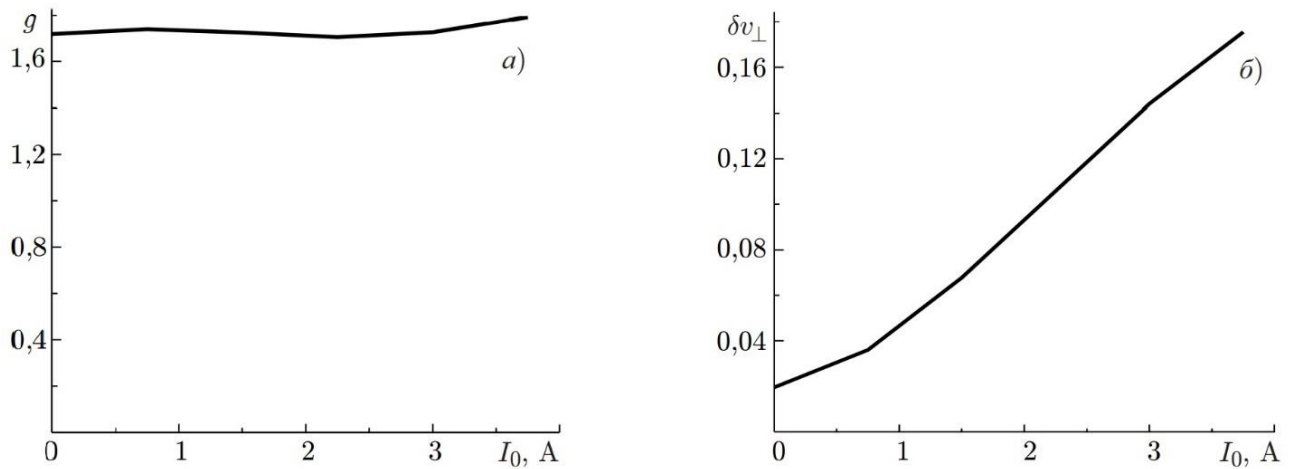


Рисунок 2.3 – Зависимость питч-фактора (а) и скоростного разброса (б) от тока пучка

В-третьих, трансформация пучка (см. рисунок 2.5) из ламинарного в регулярно пересекающийся приводит к резонансному увеличению разброса скоростей, пока фазы вращения не перемешиваются. Это явление, типичное и для МИП, описано в работе [13].

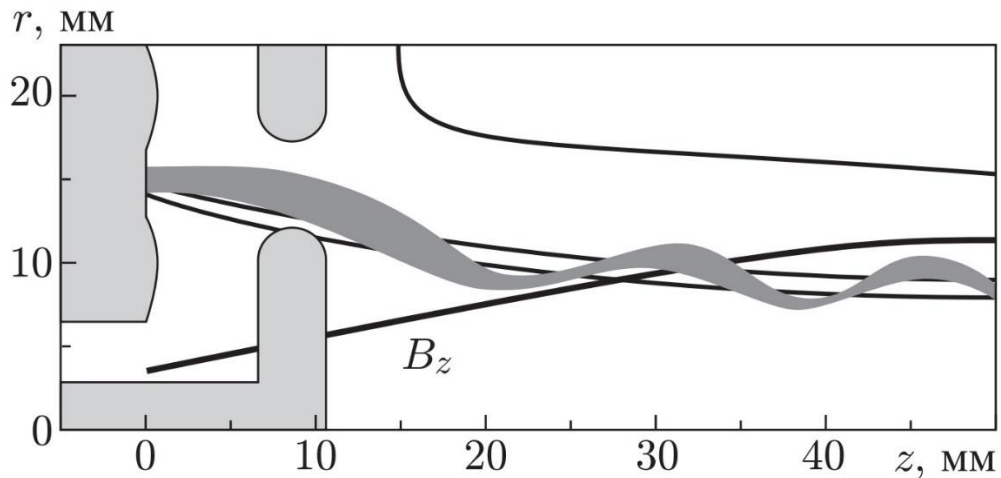


Рисунок 2.4 – Расширение пучка перед первым анодом в неадиабатической пушке

Если первых два механизма существенны только при токах более 6 А (при параметре пространственного заряда $t_{\perp} > 0.5$), то последний вносит заметное возмущение в скоростное распределение уже при токе пучка 2–3 А.

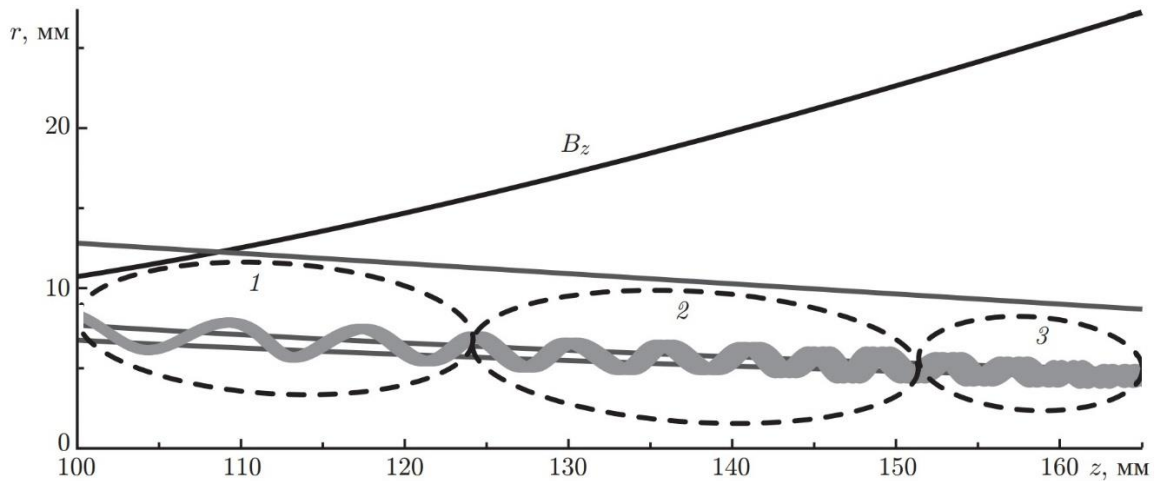


Рисунок 2.5 – Трансформация пучка в переходной области в канале транспортировки при $I_0 = 3$ А: 1 — область ламинарности, 2 — область регулярного пересечения, 3 — область перемешивания по фазам

Для оценки роли резонансного механизма в режиме $I_0 = 3$ А был проведен расчет с учетом ионной компенсации поля электронов полем ионного фона, возникающим в реальных условиях в длинно-импульсном или непрерывном режимах работы гиротрона. В области почти эквипотенциального пространства правее анодов электроны ионизируют остаточный газ, а поле, уводящее ионы из этой области, близко к нулю. Для этого при численном моделировании пространственный заряд пучка правее сечения $z = 25$ мм плавно (на расстоянии порядка радиуса канала транспортировки) выключался (подробнее см. [47]) вплоть до полной компенсации. Согласно расчетным данным, в этом случае скоростной разброс для тока 3 А уменьшается до 7 %.

Согласно соотношениям (2.5)–(2.6) питч-фактор в диодном режиме не меняется при вариации напряжения U_0 . Однако это верно только при достаточно больших значениях U_0 . Данные численного моделирования показывают, что при снижении U_0 с 15 до 10 кВ питч-фактор g плавно уменьшается на 15 %.

В триодном режиме работы при $U_0 = 15$ кВ величина g меняется значительно быстрее: понижение U_a до 12 кВ уже приводит к падению питч-фактора до уровня $g \leq 1$. Разброс скоростей при этом меняется мало.

2.3 Неадиабатические многоствольные и многолучевые ЭОС

Для увеличения селективности возбуждения рабочей моды, выходной мощности и КПД спектроскопических гиротронов целесообразно использовать многозеркальные резонаторы и, соответственно - катод с числом секторов эмиссии, равным количеству зеркал. Использование многозеркальных резонаторов приводит к тому, что аксиально-симметричные системы формирования ВЭП оказываются малоэффективными. Причина заключается в том, что в этом

случае, вследствие специфики распределения ВЧ поля по азимуту, значительная часть электронов оказывается «безработной», поскольку часть электронного пучка располагается вне каустики электромагнитного поля. Естественным способом устранения указанного недостатка является переход к секционированным по азимуту эмиттерам. При этом степень неоднородности распределения пространственного заряда, очевидно, еще больше усугубляется и соответствующие системы требуют отдельного рассмотрения. Поскольку требуемая выходная мощность в таких системах относительно невелика (сотни ватт или несколько киловатт), то здесь помимо адиабатических ЭОС также могут быть использованы неадиабатические системы.

В данном разделе выполнен предварительный анализ ЭОС, пригодных для формирования ВЭП в многозеркальных и многоствольных гиротронах. В качестве примера, рассмотрены возможные модификации приведенной ранее неадиабатической ЭОС (рисунок 2.6).

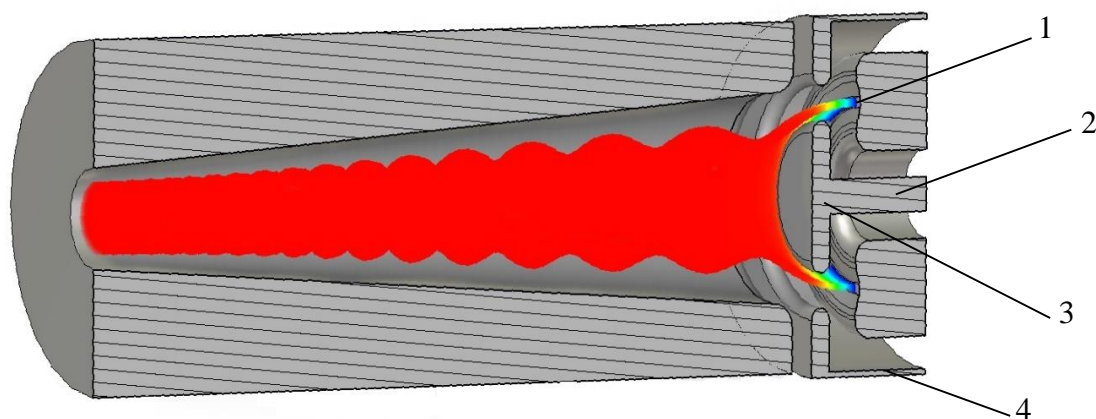


Рисунок. 2.6 – Неадиабатическая аксиально симметричная ЭОС :1-катод; 2- ножка внутреннего анода; 3-внутренний анод; 4-внешний анод

В основном модификации коснулись катода и первого анода. Для формирования многолучевого пучка катод должен содержать отдельные идентичные по форме эмитирующие участки числом от двух и более, равноудаленные от оси магнитного поля основного соленоида, расположенные в углублениях катода, необходимых для уменьшения разлета электронов под действием пространственного заряда, и создающие многолучевой поток электронов.

В аксиально симметричной системе (рисунок 2.6) внутренний анод представлял из себя «шляпку», прикрепленную к длинной тонкой шпильке, проходящую через отверстие в полой катоде. Это усложняло как решение задачи электропрочности, так и юстировку внутреннего анода, расположенного близко к высокотемпературному катоду. В случае многолучевого пучка первый анод становится единой деталью и содержит отверстие для прохождения луча, исходящего из данного эмитирующего участка катода, что позволяет существенно упростить схему крепления и юстировки.

В случае многозеркального варианта лампы эмитирующие участки катода и отверстия анода должны иметь форму сегментов кольца, (рисунок 2.7 – 2.8), в случае многоствольного варианта - круглую форму (рисунок 2.9).

В наилучшем варианте реализации активные части катода и анода, а также формируемый пушкой электронный поток обладают поворотной симметрией порядка n – числа эмитирующих участков катода и, соответственно, числа отверстий анода для прохода электронов в рабочее пространство. Вообще говоря, поворотная симметрия не является обязательной. Но нарушение ее может служить причиной снижения КПД из-за усиления связи между модами рабочего пространства, что приведет к переизлучению части мощности рабочей моды в паразитные моды.

В предлагаемой неадиабатической пушке, как и в прототипе, разлет электронов под действием сил пространственного заряда, преобразующийся в дальнейшем движении электронов в разброс их компонент скоростей, может быть минимизирован благодаря тому, что в промежутке между катодом и первым анодом можно выровнять электрические поля на границах отдельных электронных лучей. Это способствует повышению КПД МЦР, т. е. повышению эффективности работы предлагаемой пушки по сравнению с МИП.

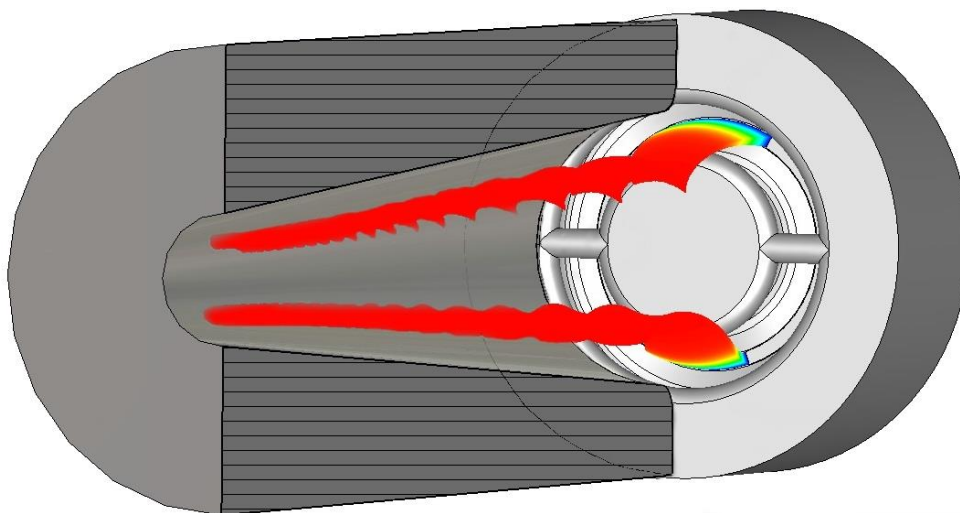


Рисунок 2.7 – Система формирования ВЭП для двухзеркального гиротрона

Действие пространственного заряда также частично ослаблено тем, что эмитирующие участки, находятся в углублениях керна катода, благодаря чему вблизи каждого из эмитирующих участков образуется сходящееся электрическое поле, препятствующее разлету электронов. Эти особенности конструкции пушки позволяют работать при бóльшей плотности тока, чем в МИП, вплоть до режима полного пространственного заряда на катоде, что способствует более устойчивой работе предлагаемой пушки по сравнению с МИП.

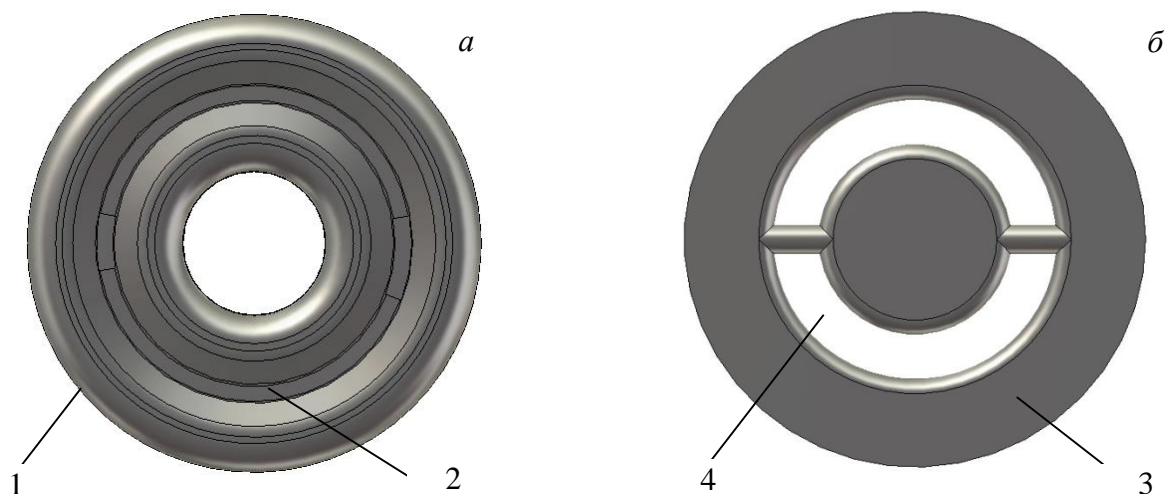


Рисунок 2.8 – Геометрия элементов системы формирования ВЭП: а) катода (1) с расположенными в углублениях эмитирующих участков (2) и б) анода (3) с анодными отверстиями (4) для случая двухзеркального гиротрона

В предлагаемом устройстве уменьшение апертуры анода по сравнению с МИП, связанное с разделением потока электронов на отдельные лучи, позволяет значительно уменьшить число электронов, возвращающихся к катоду после отражения магнитной пробкой. Преобладающая часть отраженных электронов оседает на внешней поверхности первого анода и не попадает в отверстия. Это также способствует более устойчивой работе предлагаемой пушки по сравнению с МИП.

В итоге в пушке формируется электронный поток, разделенный на части, занимающие в поперечном сечении геометрическое место кольца.

По сравнению с прототипом, в предлагаемом устройстве не нужен дополнительный изолятор, что упрощает конструкцию пушки и позволяет исключить высокие риски электрического пробоя между элементами поддержки катода и анода.

Таким образом, предложенные варианты пушек позволяют достигнуть большей устойчивости и эффективности работы, нежели аналоги и прототип.

Выбор круглой или сегментированной формы эмитирующих участков и анодных отверстий дает дополнительную возможность формировать в промежутке между катодом и анодом электрическое поле, при котором в электронном луче, исходящем из каждого из эмитирующих участков, разброс компонент скоростей электронов может быть минимизирован. При выборе формы учитывается влияние пространственного заряда электронного потока и отклонение электронов от прямолинейных траекторий под действием магнитного поля.

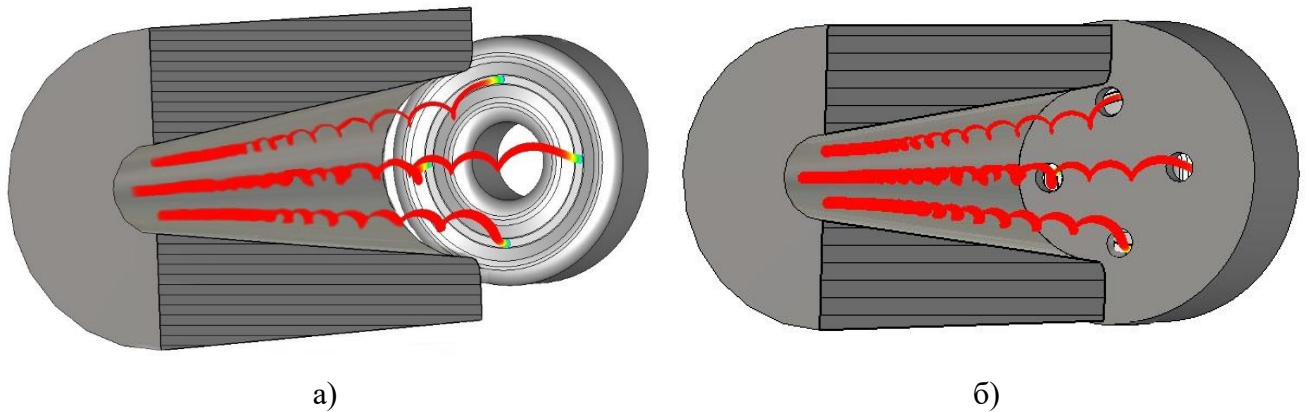


Рис. 2.9 – Система формирования ВЭП для четырехствольного гиротрона: а) без первого анода, для демонстрации формы эмиссионных центров, б) с первым анодом

Уклонение траекторий электронов от прямолинейного движения в радиальном и азимутальном направлениях происходит под действием магнитного поля. Оно будет тем бóльшим, чем больше время пролета электронов от эмитирующих участков катода до отверстий анода. Соответственно, центры круглых отверстий анода могут быть смещены относительно перпендикуляров, восстановленных из середин круглых эмитирующих участков; смещения анодных отверстий в форме сегментов кольца относительно проекций эмитирующих участков указанной формы на поверхность анода не требуется.

Размеры и положение отверстий анода определяются из численного расчета с учетом следующих частично противоречивых требований: полного токопрохождения, минимального разброса компонент скоростей электронов и наибольшего перехвата анодом электронов, отраженных магнитной пробкой, на их возвратном движении к катоду.

Предлагаемую неадиабатическую пушку с круглыми эмитирующими участками катода и круглыми отверстиями анода предпочтительно использовать в гиротронах с мощностью порядка нескольких десятков киловатт. Пушку с эмитирующими участками в форме сегментов кольца и аналогичными отверстиями анода, в которой возможны большие токи электронного потока и сравнительно меньшие локальные нагрузки коллектора МЦР, предполагается использовать в приборах различной мощности излучения, достигающей и превышающей 100 кВт.

Расчеты параметров пучка для двух систем формирования ВЭП - двухзеркального и четырехствольного гиротрона, выполнялись на основе программы CST Studio Suite.

В случае двухзеркального гиротрона катод имел два участка эмиссии с угловыми размерами 90 градусов каждый, с центрами секторов, отстоящими друг от друга на 180 градусов. Согласно расчетам, замена катода с кольцевым эмиттером, на катод, имеющий два сектора эмиссии приводит, при сохранении полного тока пучка 3 А и увеличении плотности тока вдвое, (плотность тока увеличивается с $j=1.87 \text{ A/cm}^2$ до $j=3.74 \text{ A/cm}^2$, параметр пространственного

заряда $t_j = 0.5$) к некоторому увеличению питч-фактора относительно аксиально симметричной системы, что вполне типично для неадиабатических систем, поскольку под действием пространственного заряда внешние электроны увеличивают свой угол входа в магнитное поле, а также к увеличению скоростного разброса. Однако, как отмечалось ранее, требуемая выходная мощность в таких системах относительно невелика (сотни ватт или несколько киловатт), поэтому для сохранения прежней величины скоростного разброса целесообразно снижение тока до 1.5 А. Отметим, что в этом случае параметр пространственного заряда все равно остается очень значительным ($t_j = 0.25$). Тем не менее, параметры пучка формируемого неадиабатической системой с секционированным эмиттером остаются лучше, чем для аксиально симметричных адиабатических МИП.

Другим важным параметром является величина азимутального дрейфа пучка, поскольку парциальные пучки должны находиться в области сильного ВЧ поля внутри каустики и положение зеркал должно быть повернуто на соответствующий угол относительно центров эмиссии парциальных пучков. Согласно расчетным данным, при формировании и дальнейшем движении пучков в канале транспортировки угол поворота составляет относительно небольшую величину порядка 10-15°, что, тем не менее, надо учитывать при проектировании электродинамической системы гиротрона. Несколько изменяется при этом и поперечное сечение пучка вследствие неравномерного дрейфа внешних слоев пучка относительно внутренних при совместном действии собственного кулоновского поля пучка и внешнего магнитного поля формирующей системы (см. рисунок 2.10), что может сказываться на эффективном сопротивлении связи пучка с электромагнитным полем резонатора.

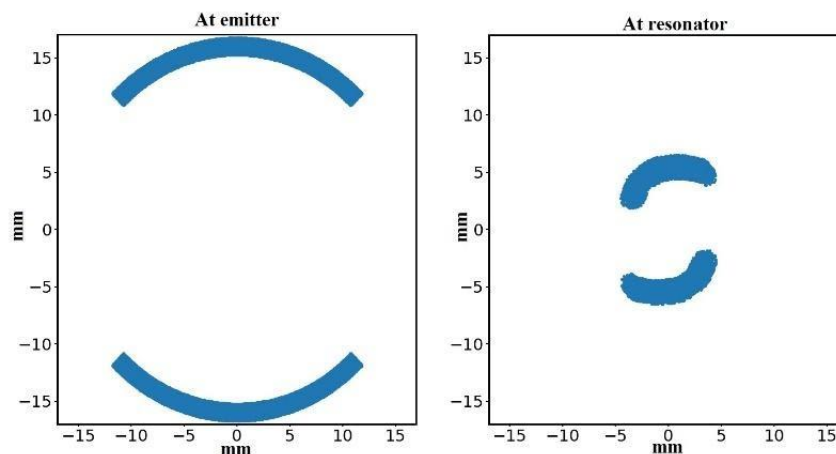


Рисунок 2.10 – Профили парциальных пучков при старте с эмиттера и в области рабочего магнитного поля

Для четырехствольного гиротрона катод имел четыре участка эмиссии круглой формы радиусом 0.8 мм, с центрами секторов, отстоящими друг от друга на 90 градусов. В этом случае,

при увеличении плотности тока до $j=5 \text{ A/cm}^2$ (полный ток составит 0.4 А) питч-фактор и разброс осцилляторных скоростей увеличиваются относительно аксиально симметричной системы, но остаются в рамках типичных значения для аксиально симметричных адиабатический МИП, что вполне приемлемо для реализации четырехствольного гиротрона.

В ЭОС, предназначенной для формирования многоствольного ВЭП существенное влияние на скоростной разброс, дополнительно оказывают неадиабатические поля, возникающие в области круговых вырезов для пропуска парциальных пучков через первый анод. Их масштаб оказывается сопоставим с радиусом и шагом электронной траектории, что приводит к возникновению дополнительного скоростного разброса. Для его компенсации необходимо сглаживать края вырезов в аноде.

Рассмотренные варианты ЭОС имеют пониженное значение полного рабочего тока по сравнению с аксиально-симметричным вариантом (рисунок 2.6), однако несомненным преимуществом указанных систем является возможность быстрого (в масштабе периода продольных колебаний электрона в адиабатической ловушке между катодом и резонатором) перехвата отраженных от магнитного зеркала частиц, что открывает возможности дальнейшего увеличения питч-фактора электронного пучка. Как показывают расчеты, в пушке с круглыми эмитирующими участками (рисунок 2.11) практически все отраженные электроны перехватываются первым анодом на их первом обратном пролете; в пушке с эмитирующими участками в форме сегментов кольца перехват составляет около 90% отраженных электронов.

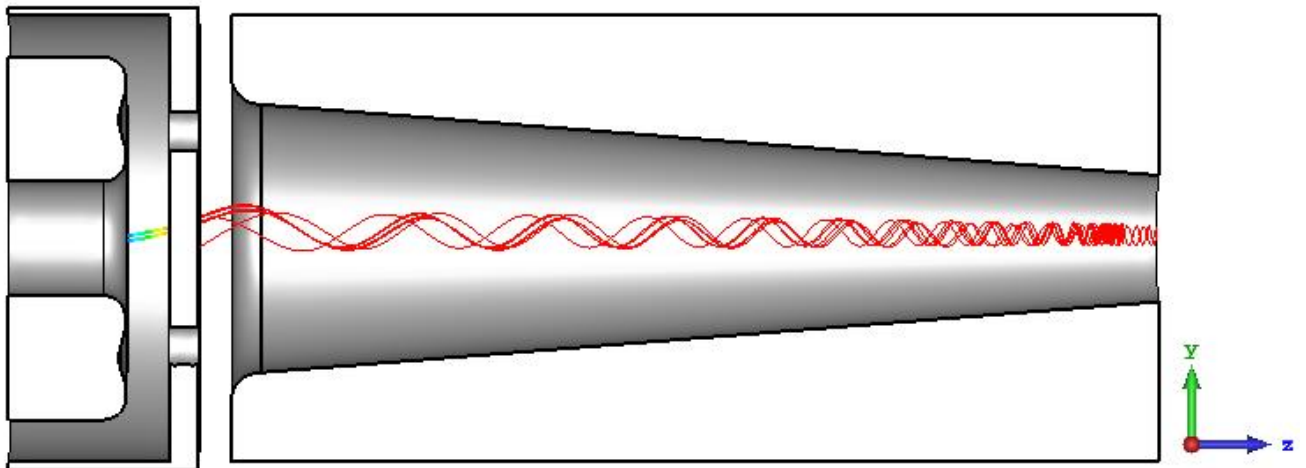


Рисунок 2.11 – Траектории отраженных электронов в ЭОС с круглыми эмитирующими участками

2.4 Выводы по главе

В главе 2 показано, что использование неадиабатической схемы формирования винтового электронного пучка в гиротронах позволяет устранить влияние на величину разброса скоростей электронов таких критически важных для гиротронов факторов, как шероховатости поверхности

и начальные скорости. В результате становится возможным увеличение питч-фактора электронного пучка, что способствует повышению выходного КПД, улучшению устойчивости одномодовой генерации, снижению омических потерь и росту эффективности систем рекуперации энергии. В данной системе возможно независимое изменение напряжения и тока пучка, а также питч-фактора в широких пределах при неизменном радиусе ВЭП в рабочем пространстве гиротрона. Рассмотрены причины увеличения разброса компонент скоростей электронов с ростом тока пучка. Показано, что при больших токах основным фактором увеличения разброса является действие резонансного механизма изменения осцилляторных скоростей в области регулярных взаимных пересечений электронных траекторий. Подавить указанный фактор можно за счет ионного фона пучка.

Выполнен предварительный анализ ЭОС, пригодных для формирования ВЭП в многозеркальных и многоствольных гиротронах. В смоделированной ЭОС для двухзеркального гиротрона удалось реализовать более простую схему крепления и юстировки первого анода, поскольку в этом случае внутренняя и внешняя часть анода представляют собой единую деталь. Показано, что по сравнению с аксиально-симметричной системой, в ЭОС с секторной эмиссией разброс скоростей может существенно возрастать. Для его снижения целесообразно удалять края секторов от краев щели на расстояние порядка ширины щели. В ЭОС, предназначенной для формирования многоствольного ВЭП существенное влияние на скоростной разброс, дополнительно оказывают неадиабатические поля, возникающие в области круговых вырезов для пропуска парциальных пучков через первый анод. Их масштаб оказывается сопоставим с радиусом и шагом электронной траектории, что приводит к возникновению дополнительного скоростного разброса. Для его компенсации необходимо сглаживать края вырезов в аноде. Несомненным преимуществом систем с секционированным эмиттером является возможность быстрого (в масштабе периода продольных колебаний электрона в адиабатической ловушке между катодом и резонатором) перехвата отраженных от магнитного зеркала частиц.

ГЛАВА 3. Численный анализ электронно-оптических систем для однолучевых и многолучевых giro-ЛБВ

Гиро-ЛБВ известны как широкополосные источники, которые обеспечивают когерентное излучение в диапазоне миллиметровых волн с шириной полосы усиления 5–10 %, импульсной мощностью в сотни киловатт и средней или непрерывной мощностью около 10 кВт [6, 7, 37, 38, 63 – 81]. Такие характеристики делают эти устройства привлекательными для ряда промышленных (радиолокация и телекоммуникации) и научных (плазменная диагностика, ускорение заряженных частиц, магнитно-резонансная спектроскопия и т. д.) приложений [6, 7, 63 – 67]. На сегодняшний день несколько модификаций giro-ЛБВ, таких как giro-ЛБВ с потерями с диэлектрическими вставками [68 – 74], квазиоптических giro-ЛБВ [75, 76], giro-ЛБВ на фотонных кристаллах [77] и спирально-волноводные giro-ЛБВ [37, 38, 77 – 81] демонстрируют надежную работу экспериментальных образцов и начинают использоваться для приложений [37, 67, 81]. Одна из этих модификаций, giro-ЛБВ со спирально-гофрированным волноводом (СГВ), перспективна для достижения высокого уровня средней или непрерывной мощности на коротких миллиметровых волнах [35, 37, 38, 42]. Использование волновода со специально выбранным спиральным гофром обеспечивает значительное снижение чувствительности усилителя к разбросу скоростей электронов и обеспечивает его стабильную работу без использования дополнительных поглотителей [79]. Другим преимуществом таких giro-ЛБВ является работа на второй циклотронной гармонике, что позволяет вдвое снизить требуемое статическое магнитное поле. В настоящее время большой интерес представляют исследования, направленные на создание таких приборов в диапазоне частот 95 ГГц.

Успех в реализации эффективных giro-ЛБВ во многом определяется качеством ВЭП. При этом характеристики ВЭП и выбор способа их формирования в значительной степени зависят от геометрии электродинамической системы. В данной главе проведено исследование ЭОС для двух новых концепций giro-ЛБВ со спирально гофрированным волноводом (СГВ), предложенных в работах [35, 42, 82]. П. 3.1 посвящен оценке параметров и моделированию двух электронных пушек, формирующих пучки для giro-ЛБВ 3-мм диапазона длин волн, работающих на второй циклотронной гармонике. Пара таких усилителей, образует каскад с высоким коэффициентом усиления. В п. 3.2 рассматривается многоствольный giro-усилитель бегущей волны на второй гармонике циклотроной частоты (giro-ЛБВ), использующий несколько параллельных волноводов с винтовой гофрировкой, в каждом из которых движется моновинтовой электронный пучок. Данная концепция giro-ЛБВ, аналогичная многолучевым или кластерным клистроном с линейным пучком, может обеспечить многократное снижение тепловой нагрузки и увеличение порога ВЧ-пробоя для каждого волновода при одинаковых средней или импульсной выходной

мощностях или значительном увеличении выходной мощности при умеренном уровне указанных факторов.

3.1 Формирование моновинтовых ВЭП в ЭОС с реверсом магнитного поля

В работах [35, 42, 82] была предложена концепция каскада из двух giro-ЛБВ с пространствами взаимодействия в виде волноводов с винтовой гофрировкой, работающих на второй циклотронной гармонике и обеспечивающих рекордную импульсную и среднюю мощность в 3-мм диапазоне длин волн (90...100 ГГц). Теоретический и численный анализ взаимодействия пучка с волной [35, 42], а также оценки теплового и высокочастотного пробоя [82] показали, что каскад способен генерировать импульсную мощность 350 кВт и среднюю мощность 50 кВт, с мгновенной полосой усиления около 8 ГГц при использовании источника ВЧ-излучения с уровнем мощности несколько десятков милливатт. Проведенный анализ показал, что первая лампа в каскаде может быть запитана относительно низкоэнергетическим электронным пучком с энергией частиц 40 кэВ и током пучка 0.5 А. Для требуемого пучка при значении питч-фактора $g = v_{\perp}/v_{\parallel}$ 1.2–1.4 и рабочего магнитного поля $B_0 = 1.82$ Тл максимальный радиус пучка не должен превышать 0.45 мм (в два раза меньше радиуса критического канала дрейфа) при относительном разбросе поперечных скоростей, $\delta v_{\perp} = \Delta v_{\perp}/v_{\perp}$, менее 3 %, где Δv_{\perp} - стандартное (среднеквадратичное) отклонение v_{\perp} от его среднего значения v_{\perp} .

Вторая лампа в каскаде требует гораздо более мощного электронного пучка с энергией частиц в диапазоне 80–100 кэВ и током 16–13 А, но с менее строгими требованиями к позиционному разбросу электронов и их скоростей: при значении питч-фактора 1.3–1.4 радиус встрела электронов и разброс поперечных скоростей должны быть менее 0.9 мм и 10 % соответственно для магнитного поля $B_0 = 1.96$ Т.

Данный раздел посвящен проектированию и моделированию ЭОС, формирующих пучки в соответствии с параметрами, перечисленными выше. Оценка радиусов Лармора для этих двух случаев, а именно 0.3 мм (для 40 кэВ) и 0.46 мм (для 100 кэВ), наряду с ограничениями на радиус электронных пучков 0.45 и 0.9 мм, неизбежно приводит к конфигурации почти приосевого пучка, с радиусом ведущего центра меньше радиуса Лармора, что, в свою очередь, влечет за собой использование электронной пушки с реверсом магнитного поля в качестве наиболее подходящего типа ЭОС [17 – 22, 86]. За последние десятилетия такие пушки активно применялись для формирования электронного пучка в гиротронах с большой орбитой [14 – 16], работающих на второй и третьей циклотронных гармониках, giro-ЛБВ и giro-ЛОВ, работающих на второй циклотронной гармонике [37, 38, 83 – 85]. В то время как пушка для первой giro-ЛБВ с пучком 40 кэВ / 0.5 А представляется относительно простой в разработке, в виду того, что

аналогичные системы были экспериментально реализованы для giro-ЛБВ Ка-диапазона [37, 83, 84] и W-диапазона [38] частот, пушка для мощной giro-ЛБВ с пучком 100 кВ / 13 А является более сложной. Ближайшие аналоги, доступные в литературе [37, 83], имеют почти в два раза меньшую мощность (70 кВ / 10 А) и используются для giro-ЛБВ в Ка - диапазоне, работающих при почти в три раза меньших статических магнитных полях. Однако прямое масштабирование системы, обратно пропорциональное величине статического магнитного поля, как показывают аналитические оценки, неизбежно сталкивается с фундаментальными и технологическими ограничениями, которые включают ограничения, налагаемые электростатическим пробоем, и достижимой плотностью эмиссии катода.

3.1.1 Предварительные аналитические оценки параметров ЭОС по модели мгновенного реверса

Для многих разновидностей устройств гиротронного типа, конфигурация основного соленоида обычно определяется условиями оптимального электронно-волнового взаимодействия, особенностями сборки и типом магнита (с постоянным током и жидкостным охлаждением, сверхпроводящий, постоянный и т. д.). Как и в большинстве других подобных работ, при разработке пушки с реверсом, используется только одна дополнительная катушка (далее называемая катодной катушкой), создающая реверс осевого магнитного поля рядом с катодом (рисунок 3.1). Кроме того, в силу требований к величине рабочего магнитного поля, будут рассматриваться только ЭОС на основе сверхпроводящих катушек (как основных, так и катодных), имеющих несколько другую геометрию по сравнению со случаями, обсуждаемыми в работах [37, 38, 85], где были реализованы катушки с нормальной проводимостью с жидкостным охлаждением.

Для предварительных оценок используется аналитическая модель идеального реверса, в которой зависимость осевого магнитного поля от продольной координаты имеет вид ступенчатой функции [21, 86]. После плоскости реверса осевой профиль магнитного поля считается адиабатическим. Данные предположения позволяют сделать оценки на основе закона сохранения энергии, теоремы Буша и закона сохранения поперечного адиабатического инварианта (подробнее см. [86]). Предполагается, что плотность тока эмиссии составляет 5 А/см^2 , порог пробоя по электростатическому полю на поверхности выбирается равным 70 кВ/см , а предварительное значение ширины эмиттера ΔR_{em} относительно его среднего радиуса, R_{em} , пропорционально максимально допустимому разбросу поперечных скоростей, $\Delta R_{em}/R_{em} = 3.5 * \delta v_{\perp}$ (коэффициент 3.5 появляется из-за соотношения между $\max - \min$ и стандартным отклонением для функции распределения прямоугольной формы).

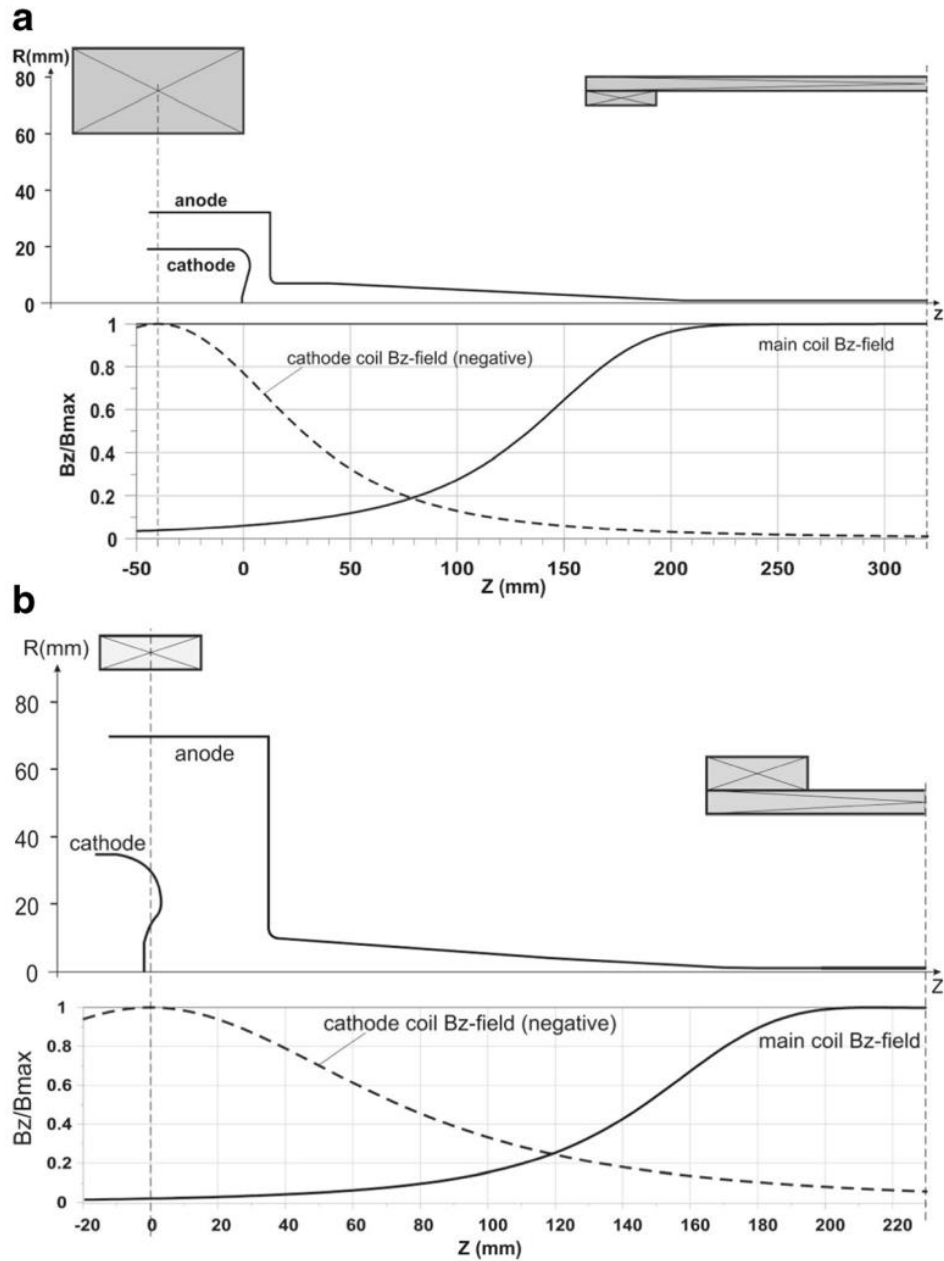


Рисунок 3.1 – Схематический вид магнитной и электростатической систем, а также нормированная зависимость осевой компоненты магнитного поля для (а) низко-мощной и (б) высоко-мощной gyro-ЛБВ; B_{max} для катодной катушки равно 0.086 (а) и 0.026 (б) от B_{max} основной катушки

Использование данных значений в аналитической модели идеального реверса позволяет определить величину компрессии магнитного поля, радиус и ширину эмиттера, расстояние между катодом и анодом, предварительное положение пушки относительно центра основного соленоида и некоторые другие параметры (таблица 3.1). Последующая численная оптимизация ЭОС позволяет найти оптимальную геометрию пушки, положения и токи соленоидов, необходимые для создания пучка с желаемыми параметрами.

Таблица 3.1 Параметры электронно-оптических систем, которые следуют из аналитических оценок по модели мгновенного реверса (величина компрессии магнитного поля, радиус и ширина эмиттера, расстояние между катодом и анодом, предварительное положение пушки относительно центра основного соленоида)

Параметры	Значения	
	ЭОС1	ЭОС2
Напряжение, U_0 (кВ)	40	80-100
Магнитное поле, B_0 (Тл)	1.82	1.96
Максимальная плотность эмиссионного тока, j_{em} (А/см ²)	5-7	
Максимальное значение электрического поля E_{max} (кВ/см)	70	
Ток пучка I_{beam} (А)	0.5	16-13
Питч-фактор g	1.2-1.5	
Скоростной разброс осцилляторных скоростей δv_{\perp} , %	3	10
Максимальный радиус пучка R_b (мм)	0.45	0.9

Стоит отметить, что процедура оптимизации существенно сложнее, чем оптимизация обычных магнетронно-инжекторных пушек (МИП) [13], поскольку помимо высокого питч-фактора и приемлемого разброса скоростей, требуется также обеспечить малое в масштабе Ларморовского радиуса отклонение ведущих центров частиц от оси. Большая часть численного моделирования проводилась с помощью двумерного кода EPOS [13, 87]. Окончательные расчетные параметры ВЭП в оптимальной конструкции пушек близки к данным, полученным с помощью трехмерного кода 3D Solver Tracking Solver из CST Studio Suite [33]. Использование двух независимых кодов повышает надежность конструкции пушек. Данные и требуемые параметры для обоих ЭОС приведены в таблице 3.1.

3.1.2 Оптимизация низкоперевансных ЭОС

Как показывают оценки на основе подхода, рассмотренного выше, оптимальное осевое магнитное поле на эмиттере, B_{cath} , является отрицательным и составляет всего 10 мТл. В результате, даже при умеренном токе пучка 0.5 А квадрат отношения плазменной частоты к циклотронной частоте $F = (\omega_p/\omega_c)^2$ превышает 3, что указывает на сильное влияние пространственного заряда пучка. Согласно [86] для уменьшения возмущения параметров пучка силами пространственного заряда, необходимо обеспечить относительно высокий градиент магнитного поля в начале канала транспортировки таким образом, чтобы F стало меньше 0.1 на расстоянии от входа в транспортный канал примерно равном радиусу канала (в диодной части

пушки осуществляется электростатическая фокусировка пучка). Это соображение было учтено при оптимизации магнитной системы путем регулировки положения катодной катушки.

Дальнейшая оптимизация формы катода и анода позволила выполнить условие параллельности траекторий частиц линиям ведущего магнитного поля после входа в канал транспортировки (условие магнитного удержания - [86]), и, таким образом, обеспечить малые пульсации границы пучка (рисунок 3.2). Численное моделирование показало, что среднее отклонение ведущего центра частиц от оси в области взаимодействия составляет всего 0.06 мм, а его максимальное значение не превышает 0.12 мм, что в 2.5 раза меньше ларморовского радиуса. Таким образом, максимальная радиальная координата неппульсирующего пучка в рабочей области магнитного поля составляет $R_b = 0.42$ мм, что намного меньше максимально допустимого значения, указанного выше. Особое внимание также было уделено максимальному значению электрического поля E_{max} на поверхностях электродов. В оптимизированной версии пушки E_{max} не превышает 68 кВ/см, что является приемлемым для уровня вакуума, используемого в гиротронах.

Небольшие изменения тока катодной катушки приводят к довольно значительному изменению магнитного поля на эмиттере, что позволяет регулировать питч-фактор частиц в диапазоне $1.2 \div 1.5$ без значительного изменения разброса скоростей, которое остается достаточно умеренным и удовлетворяет желаемому пределу в 3 % с довольно большим запасом (таблица 3.2). Численное моделирование с помощью программы CST Tracking Solver дает практически совпадающие параметры ВЭП, что свидетельствует о хорошей точности и надежности проведенных расчетов (таблица 3.2).

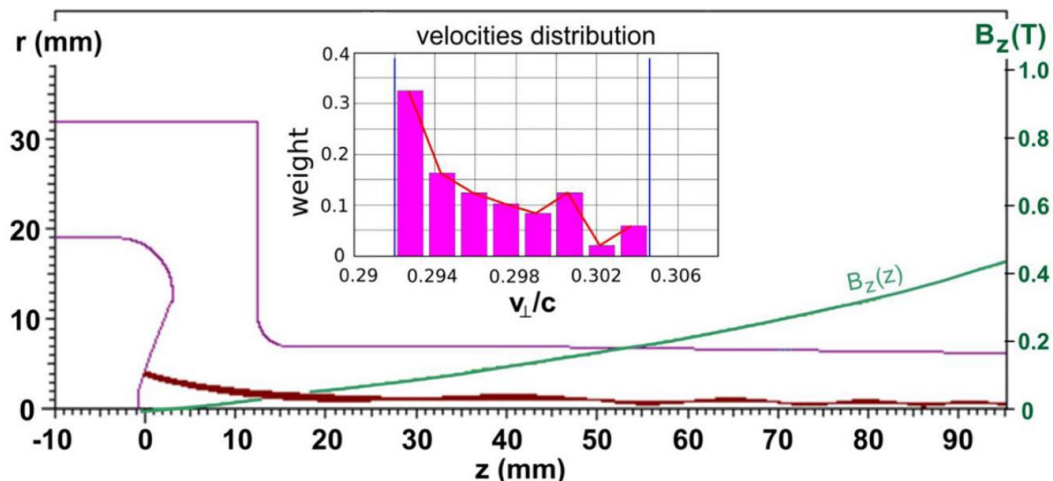


Рисунок 3.2 – Геометрия электродов, траектории частиц, а также профиль ведущего магнитного поля для ЭОС с низким током. Распределение поперечных скоростей при $z = 250$ мм показано во вставке, в которой вертикальные голубые линии соответствуют минимальному и максимальному значениям

Таблица 3.2 Рассчитанные параметры (EPOS и CST) пучка для ЭОС 1 при различных значениях тока пучка и магнитного поля на катоде

$B_{cath}, мТл$	$I_{beam}=1 мА$				$I_{beam} = 0.5 А$			
	g		$\delta v_{\perp}, \%$		g		$\delta v_{\perp}, \%$	
	EPOS	CST	EPOS	CST	EPOS	CST	EPOS	CST
-8.8	1.22	1.22	1.37	1.43	1.19	1.17	1.51	1.12
-9.6	1.34	1.33	1.43	1.51	1.30	1.29	1.20	1.14
-10.4	1.49	1.48	1.49	1.57	1.44	1.44	1.11	1.26

3.1.3 Оптимизация высокоперевансных ЭОС

Магнитная система для второй лампы отличается от рассмотренной выше более укороченной основной катушкой и увеличенным диаметром катодной катушки (рисунок 3.1). Также важно, чтобы данная ЭОС обеспечивала пучок со значительно большей плотностью тока и общим током. Следовательно, можно ожидать значительного увеличения влияния сил пространственного заряда на качество пучка. В результате, наиболее важным параметром, влияющим на качество пучка, становится степень жесткости магнитной фокусировки, описываемая параметром F .

В качестве первого шага, была проведена оценка параметров пушки, в том числе F , соответствующих различным радиусам эмиттера в диапазоне $R_{em} = 10 \div 20$ мм. Были рассмотрены две комбинации ускоряющего напряжения U_0 и тока пучка I_0 , соответствующие примерно одинаковой мощности пучка $1200 \div 1300$ кВт: $U_0 = 80$ кВ с током $I = 16$ А и $U_0 = 100$ кВ с током $I = 13$ А. Во всех случаях плотность эмиссии предполагалась одинаковой, т. е. не выше $7 А/см^2$. Важно отметить, что требования к скоростному разбросу в этом случае менее строгие, $\delta v_{\perp} < 10\%$. Выбор больших значений R_{em} приводит к упрощению процедуры изготовления и сборки катодного узла системы, но в то же время абсолютное значение магнитного поля на катоде становится очень низким (менее 1 мТл, которое становится сопоставимым в пределах порядка величины с магнитным полем Земли). При такой высокой степени магнитной компрессии ($B_0 / B_{cath} > 2000$) пушка становится чувствительна к небольшим возмущениям, вызванным: внешними магнитными полями, несоосностью, тепловыми скоростями электронов и некоторыми другими факторами. Более того, для данной пушки параметр F превышает 200 (по сравнению с $F = 3$ для ЭОС1), что вызывает большой разброс скоростей из-за влияния сил пространственного заряда. С другой стороны, небольшой

радиус эмиттера уменьшает влияние перечисленных выше факторов, но вызывает увеличение разброса скоростей, пропорционально отношению $\Delta R_{em}/R_{em}$. В итоге, после рассмотрения некоторых вариантов пушек и первых результатов траекторного анализа стало ясно, что наилучшим шансом для получения подходящих параметров пучка было использование электронной пушки с радиусом $R_{em} = 12.8$ мм. Предварительные параметры пушки были следующими: $R_{em} = 12.8$ мм, $V_{cath} = - 2.6$ мТл, $F = 70$, $\Delta R_{em} = 2.4$ мм. Траекторный анализ также показал, что комбинация более высокого напряжения и меньшего тока, 100 кВ/13 А, дает лучшее качество пучка из-за уменьшения плотности объемного заряда в области формирования пучка.

Дальнейшее численное моделирование было направлено на определение тока и положения катодной катушки, а также формы электродов, обеспечивающих умеренный разброс скоростей, небольшое отклонение ведущих центров от оси и питч-фактор в диапазоне $1.3 \div 1.5$. Положение катодной катушки было оптимизировано для обеспечения достаточно большого (не менее 1.5–3.0 Тл/м) градиента осевого магнитного поля, ∇B , и в то же время небольшого (менее 1%) возмущения распределения магнитного поля в пространстве взаимодействия, вызванном этой катушкой (пространство взаимодействия гиро-ЛБВ расположено в однородной (с запасом 2%) части магнитного поля). Важно отметить, что как слишком малые, так и слишком большие значения ∇B не подходят для формирования электронного пучка с желаемыми параметрами. В первом случае область после входа в канал транспортировки со слабым магнитным удержанием, где практически единственной силой, действующей на пучок, является сила пространственного заряда, становится недопустимо длинной. В противоположном случае очень трудно обеспечить магнитное сопровождение частиц, т.е. ситуацию, когда траектории частиц параллельны линиям ведущего магнитного поля после плоскости, где F становится меньше 0.1, что приводит к большим пульсациям формы пучка и, как следствие, к большому отклонению ведущих центров от оси.

В результате оптимизации многих параметров системы, было получено, что для плоского эмиттера в форме конуса, как и для предыдущей пушки (рисунок 3.2), подходящие параметры пучка могут быть получены только для токов не превышающих 10 А. Для более сильных токов, даже при больших градиентах магнитного поля, силы пространственного заряда настолько велики, что невозможно сфокусировать пучок и обеспечить малый разброс радиусов частиц, пересекающих плоскость магнитного реверса, в результате чего различные части пучка приобретали поперечные скорости с большим разбросом значений. Кроме того, имел место резонансный механизм [13], также увеличивающий разброс скоростей за счет регулярных пересечений электронных траекторий.

В результате разброс скоростей, а также радиальное отклонение ведущих центров значительно превысили допустимые уровни. Наилучшая фокусировка электронного пучка была достигнута, после изменения формы эмиттера с плоской на вогнутую дугу (рисунок 3.3). Используя эту конфигурацию и оптимизируя геометрию в окрестности эмиттера, а также ток и положение катодной катушки относительно положения главной катушки и эмиттера (таблица 3.3), была получена окончательная версия пушки (рисунок 3.3).

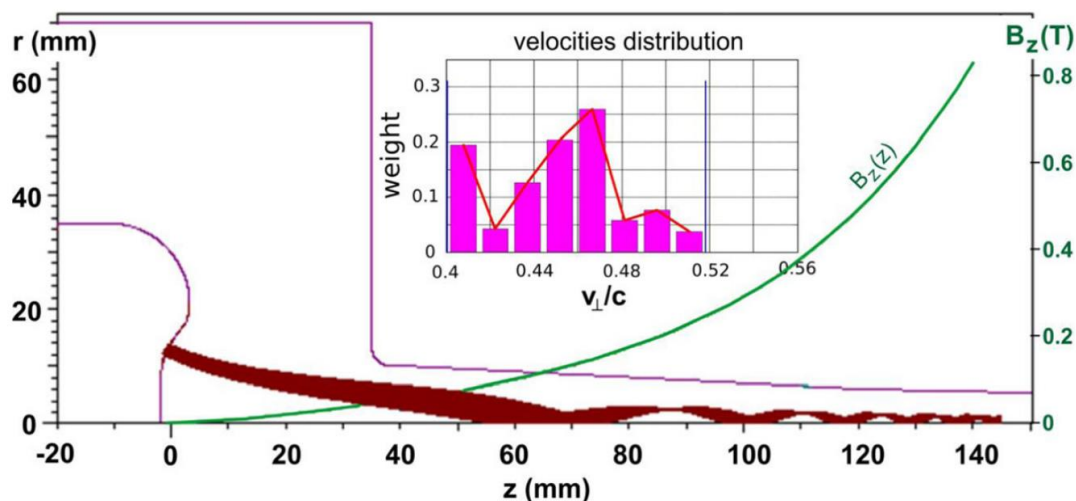


Рисунок 3.3 – Геометрия электродов, траектории частиц, а также профиль ведущего магнитного поля для ЭОС с высоким током. Распределение поперечных скоростей при $z = 220$ мм показано во вставке, в которой вертикальные голубые линии соответствуют минимальному и максимальному значениям

Согласно 2D моделированию в программе EPOS и 3D моделированию в программе CST STUDIO SUITE, данная ЭОС позволяет формировать электронный пучок с основными параметрами, перечисленными в таблице 3.4, которые с небольшим запасом удовлетворяют требованиям, перечисленным в таблице 3.1.

Важно отметить, что для обоих режимов, перечисленных в таблице 3.4 нет частиц, отраженных от магнитного зеркала – максимальное значение $v_{\perp} = 0.515$ с меньше, чем значение полной скорости 0.545 с (см. вставку на рисунке 3.3). Оптимизация, основной целью которой являлась минимизации разброса скоростей для максимального тока пучка, привела к конфигурации, в которой осевое магнитное поле на эмиттере оказывается положительным (см. таблицу 3.4), а не отрицательным, как обычно бывает для пушек данного типа. В результате получаемый электронный пучок изменяет свою топологию с приосевого моновинтового на поливинтовую (конфигурацию подобную ВЭП в МИП), но с радиусами ведущего центра всего на несколько процентов больше, чем радиус Лармора.

Таблица 3.3 Параметры ЭОС 2 и область их оптимизации

Расстояние между катодом и центром магнитной системы	180÷250 мм
Зазор между катодом и анодом	30÷45 мм
Радиус эмиттера	10÷20 мм
Угол наклона эмиттера к оси системы	45÷90°
Кривизна поверхности эмиттера	15÷100 мм
Угол наклона конической поверхности над и под эмиттером	30÷90°
Плотность эмиссионного тока	5÷7 А/см ²
Напряжение на катоде	80÷100 кВ
Мощность пучка	1.2÷1.3 МВ
Величина магнитного поля на катоде	-5÷2 мТл

Вследствие этого факта пучок имеет большее эффективное поперечное сечение и, следовательно, меньшую плотность, что, очевидно, помогает уменьшить отрицательное влияние его объемного заряда. Максимальное радиальное положение частиц в области взаимодействия составляет 0.88 мм, а минимальный радиус электродинамической системы gyro-ЛБВ – 1.16 мм; поэтому, несмотря на увеличенное поперечное сечение пучка, его юстировка, обеспечивающая 100% токопрохождение, представляется технически осуществимой. В оптимальной конфигурации пушки плотность тока эмиссии должна составлять около 7 А/см², что представляется разумным значением для длительной (10⁴–10⁵ ч) работы в импульсном режиме при использовании диспенсерных катодов и соответствующих технологий для их изготовления (см., например, [88]).

Таблица 3.4: Рассчитанные (программами EPOS и CST) параметры пучка ЭОС 2 при различных токах пучка и величине магнитного поля при $z = 0$

$B_{cath}, мТл$	$I_{beam}=1 мА$				$I_{beam}=13А$			
	g		$\delta v_{\perp}, \%$		g		$\delta v_{\perp}, \%$	
	EPOS	CST	EPOS	CST	EPOS	CST	EPOS	CST
0.98	1.05	1.03	2.7	3.3	1.23	1.25	8.9	9.7
0.59	1.24	1.22	2.7	3.7	1.49	1.52	7.4	9.1

3.2 Многоствольная ЭОС для gyro-ЛБВ с несколькими идентичными параллельными винтовыми волноводами

Несмотря на то, что электронные пушки с реверсом успешно использовались в многочисленных реализациях gyro-ЛБВ и ГБО вплоть до субтерагерцового частотного диапазона, опыт в экспериментальных исследованиях и компьютерном моделировании

показывает, что они более чувствительны к различным отклонениям геометрии и нарушению осевой симметрии статических полей по сравнению с обычными магнетронно-инжекторными пушками [89]. Такая чувствительность пушек с реверсом приводит к нежелательному увеличению разброса скоростей частиц, что в первую очередь влияет на ширину полосы частот giro-ЛБВ с винтовой гофрировкой. Кроме того, как показывают расчеты [89], при продвижении к более коротковолновым диапазонам, максимально достижимая мощность пучка для пушек с реверсом начинает заметно падать. В п.3.1 было показано, что, например, для giro-ЛБВ диапазона 95 ГГц из-за влияния объемного заряда ограничение мощности для пучка пушки с реверсом при приемлемом разбросе поперечных скоростей и ведущих центров не превышает 1.3 МВт. Высоким оказывается и оптимальное значение ускоряющего напряжения (100 кВ). Упомянутые выше трудности при реализации таких пушек стимулируют поиск альтернативных конфигураций giro-ЛБВ с винтовыми волноводами, сохраняя при этом положительные свойства электронно-волнового взаимодействия в спирально-гофрированных волноводах.

В данном разделе рассмотрена возможность применения метода разделения пространства электрон-волнового взаимодействия на параллельные секции, который широко используется для других электронных устройств О-типа (см., например, [31]). В этом методе вместо одного электронного пучка, проходящего через одну электродинамическую систему и взаимодействующего с её электромагнитным полем, используются несколько электронных пучков, параллельных друг другу и оси z . В некоторых случаях эти пучки запитывают общую электродинамическую систему, обычно с высокой поперечной модой. Такая схема наиболее популярна среди клистронов с линейными пучками, которые называются многолучевыми клистрономы [26 – 28]. Существуют также кластерные или многоствольные клистроны [31, 32], в которых параллельные пучки запитывают отдельные электродинамические системы, излучение которых затем когерентно суммируется. Различные варианты многолучевых и многоствольных конфигураций ЭОС для приборов гиротронного типа и мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) также рассматривались в работах [29, 30, 90 – 92].

Указанный выше подход стимулирует интерес к многоствольным giro-ЛБВ с секционированными эмиттерами на основе адиабатических МИП, которые, как известно, отличаются малой чувствительностью к вариациям параметров и режима работы и в то же время позволяют формировать многолучевые электронные потоки.

3.2.1 Геометрия пространства взаимодействия и электронного пучка

В данном разделе представлены расчеты такой МИП для той же общей мощности (1.3 МВт) электронного пучка, имеющего пич-фактор $g = 1.2-1.5$ и разброс поперечной скорости менее 10 % от среднего значения (среднеквадратичное отклонение), но при более

низком напряжении, а именно 80 кВ. Реализация такой МИП определяется прежде всего конфигурацией и количеством парциальных пучков. С этой целью рассмотрим сначала кратко конфигурацию пространства взаимодействия (рисунок 3.4).

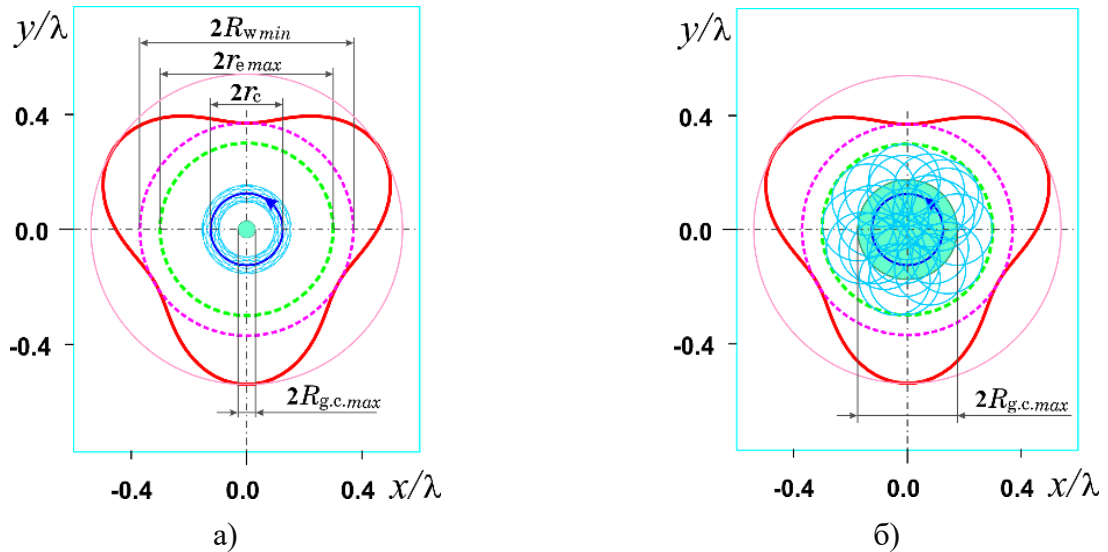


Рисунок 3.4 – Поперечное сечение единичного гофрированного по спирали волновода (красная сплошная линия) и проекции траекторий электронов (синие кружки) с малым (а) и (б) достаточно большим разбросом радиусов ведущих центров (они равномерно распределены внутри бирюзового круга радиуса $R_{в.ц. max}$)

Рабочая величина магнитоэстатического поля (магнитного поля) для обсуждаемой гиро-ЛБВ составляет 1.92 Тл, что при энергии частиц 80 кэВ и питч-факторе 1.5 приводит к циклотронному радиусу $r_c = 0.43$ мм. В этом случае минимальный радиус электродинамической системы для прохождения пучка составляет $R_{w min} = 1.15$ мм. Возьмем 0.25 мм в качестве допустимого зазора между стенкой электродинамической системы и границей пучка, тогда радиус круга, который могут занимать электроны ($r_{e max}$ на рисунке 3.4), будет составлять $r_{e max} = 0.9$ мм, что почти в два раза больше циклотронного радиуса и радиус окружности, занятой ведущими центрами ($R_{в.ц. max}$ на рисунке 3.4), будет равен 0.47 мм. Несколько таких пучков могут быть сформированы пушкой магнетронного типа.

Рассмотрим случай, когда N электронных пучков запитывают N волноводных структур, оси которых эквидистантно распределены по окружности с радиусом R_{com} (рисунок 3.5). Предполагается, что пучки эмитируются из отдельных пятен, распределенных по поверхности одного осесимметричного катода. Очевидно, что чем ближе расположены винтовые структуры друг к другу, тем более эффективно использование поверхности катода. Обозначим через D_{ax} минимально допустимое расстояние между осями винтовых волноводов (см. рисунок 3.5), тогда

$R_{com} \approx N \cdot D_{ax} / 2\pi$ (с точностью лучше 5 % для $N > 4$). Если взять в качестве единицы площадь кольца, заполненного ведущими центрами электронов при азимутально-равномерной эмиссии с внешним радиусом $R_{com} + R_{в.ц\ max}$ и внутренним радиусом $R_{com} - R_{в.ц\ max}$ (см. рисунок 3.5), тогда коэффициент заполнения K_S этой области парциальными пучками (чьи направляющие центры занимают N окружностей с радиусами $R_{в.ц\ max}$), будет равен $K_S = \pi * R_{в.ц\ max} / 2D_{ax}$, независимо от количества парциальных пучков.

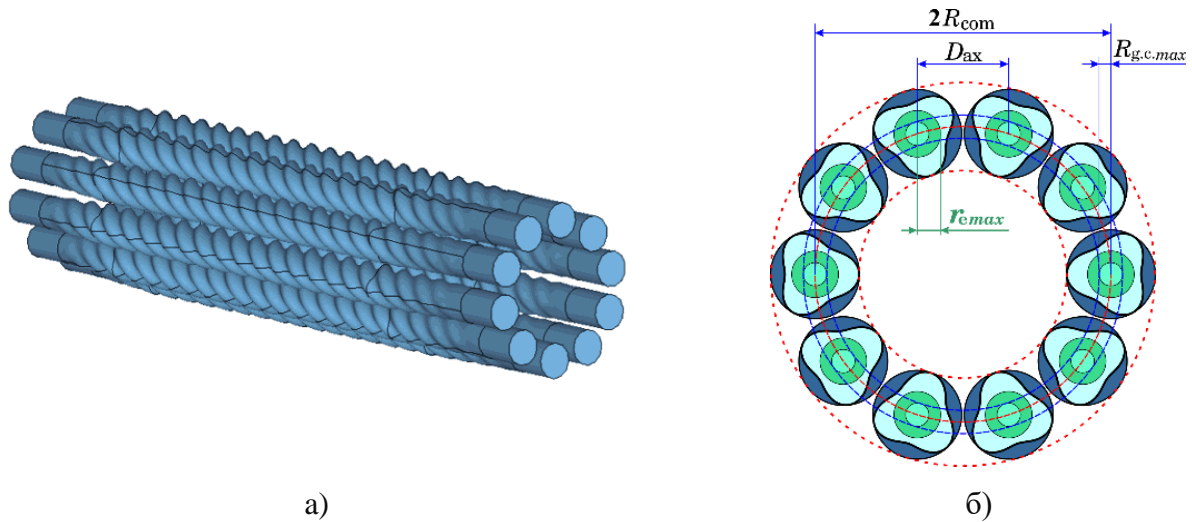


Рис. 3.5 – Схема взаимодействия (синее «заполнено вакуумом») 10-лучевой gyro-ЛБВ (а) и поперечное сечение (б), показаны области, занятые траекториями электронов (зеленые кружки с $r_{e\ max}$) и их радиусы ведущих центров (бирюзовые круги с $R_{в.ц\ max}$)

В случае рассматриваемой gyro-ЛБВ диапазона частот 95 ГГц технологические соображения предполагают, что D_{ax} может быть сделан вплоть до размера 3.5 мм. Тогда, учитывая, что $R_{в.ц\ max} = 0.47$ мм, коэффициент заполнения K_S кольцевой эмитирующей поверхности довольно мал и составляет около 20 %. Важно заметить, что из-за линейного масштабирования по отношению к длине волны это значение может использоваться в качестве начальной оценки для проектирования любой адиабатической конфигурации МИП [9, 10, 93] для предлагаемой многоствольной gyro-ЛБВ любого диапазона частот.

3.2.2 Предварительные оценки параметров МИП в адиабатическом приближении

Следуя концепции, изложенной выше, разработку многолучевой МИП стоит начать с анализа обычной гиротронной МИП. Учитывая указанный выше коэффициент заполнения 20 %, поиск был начат с МИП с азимутально однородной эмиссией, которая формирует тонкий трубчатый пучок с током 80 А, что является нетривиальной задачей, поскольку например, детально исследованные МИП мегаваттных гиротронов, имеют энергии частиц 80–100 кэВ и

токи 40–50 А (см., например, [94]). В качестве источника магнитного поля был выбран основной соленоид мощной гиро-ЛБВ, рассмотренный в [35], геометрия которой и распределение поля представлены в п. 3.1. В отличие от пушки с каспом, рассмотренной ранее, здесь не было использовано никаких дополнительных катушек. В качестве остальных начальных ограничений были выбраны значение плотности тока эмиссии на катоде менее 7 А/см², значение статического электрического поля на катоде менее 7 кВ/мм и адиабатический режим МИП с параметром пространственного заряда t_j , равным 0.2–0.3. Как следует из обсуждений, изложенных выше, азимутально однородный трубчатый пучок в рабочем магнитном поле должен иметь радиусы ведущих центров, распределенные внутри кольца со средним радиусом R_{com} и шириной $2R_{в.ц\ max}$ (см. рисунок 3.5). Согласно адиабатической теории, траектории ведущих центров совпадают с соответствующими линиями магнитного поля, поэтому Z-сечение трубки, заполненной этими ведущими центрами, будет кольцом с радиусом и шириной $R_{com} \times \sqrt{\alpha_{B(z)}}$ и $2R_{в.ц\ max} \times \sqrt{\alpha_{B(z)}}$ соответственно, где $\alpha_{B(z)} = B_0/B_z(z)$ - коэффициент компрессии магнитного поля, равный отношению рабочей величины магнитного поля, B_0 к его значения при определенной осевой координате z (рисунок 3.6). Трубка ведущих центров пересекается с поверхностью катода, образуя соответствующую излучающую ленту (рисунок 3.6), площадь которой из-за наклона превышает площадь z-сечения на определенный коэффициент, K_{incl} , который может достигать значений $K_{incl} = 2 - 4$.

Используя этот простой подход и аналитическую теорию адиабатической МИП [9, 10, 93], было получено, что оптимальный коэффициент сжатия $\alpha_{B(z)}$ лежит в диапазоне 12–20, что приблизительно определяет число пучков N в диапазоне 7–15.

В качестве компромиссного значения было выбрано $N = 10$ и $\alpha_B \approx 15$, для которых уже проводилось более подробное численное моделирование с использованием двумерного кода EPOS [13] и трехмерного кода из пакета CST Studio Suite [33].

Для компенсации влияния сил пространственного заряда на скоростной разброс в холодной системе создавалось монотонно возрастающая зависимость осцилляторной скорости от координаты точки вылета $v_{\perp}(x)$ (здесь x - координата, отсчитываемая от левого к правому краю эмиттера). Такое распределение будет компенсировать влияние сил пространственного заряда и в результате в некотором диапазоне токов $v_{\perp}(x)$ будет выглаживаться [95], что ведет к снижению скоростного разброса в этих режимах. Для реализации этого подхода использовалась конфигурация катода, где слева за эмиттером организовывалась особая точка электрического поля с $E \rightarrow 0$ за счет установки конуса с большим углом (образуется тупой угол на стыке двух поверхностей – рисунок 3.6). Помимо этого, организовывался раскрыв анодного конуса в сторону левой границы эмиттера.

Как уже отмечалось выше, рассматриваемая МИП даже при умеренном параметре пространственного заряда $t_j = 0.2$ имеет очень большую величину тока (80 А), что приводит к сильной экранировке электрического поля на катоде и быстрому падению пичч-фактора. Так при напряжении на первом аноде (anode_1 на рисунке 3.6), U_{a1} , равном 41 кВ, пичч-фактор снизился с $g = 1.5$ до $g = 0.9$ с увеличением плотности тока катода от 0 до 5.5 А/см^2 , тогда как общий ток пучка достиг 80.7 А. Однако пичч-фактор можно восстановить до рабочего значения $g = 1.5$ с увеличением U_{a1} до 44 кВ. При этих параметрах разброс поперечный скоростей, согласно расчетным данным, составил приемлемое значение около 8% (среднеквадратичное отклонение – см формулу (1.5)). Следует ожидать, что при секционировании эмиттера (см. п. 3.2.3) эффект экранировки существенно уменьшится и при той же плотности тока параметры пучка улучшатся.

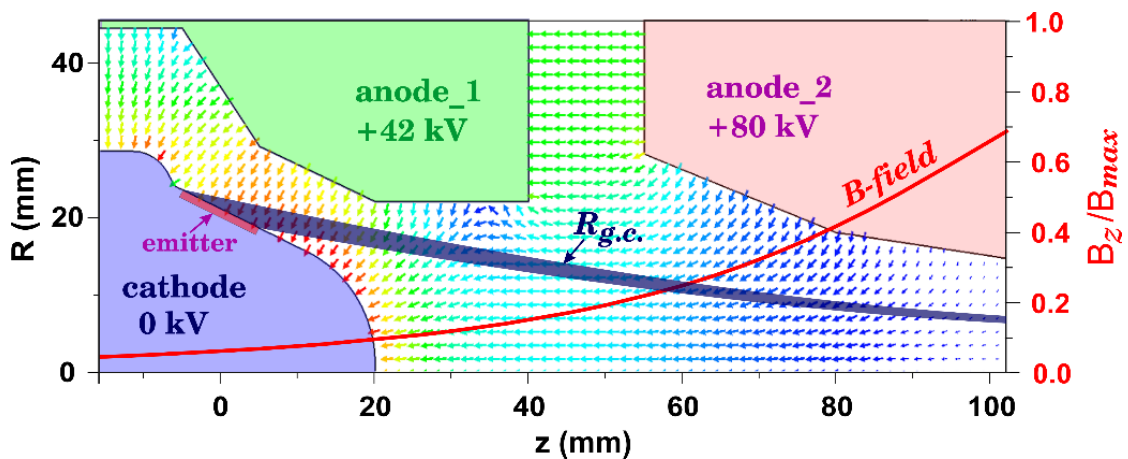


Рисунок 3.6 – Конфигурация МИП, генерирующей азимутально однородный электронный пучок: цветные стрелки отображают статическое электрическое поле; красная кривая показывает нормированное осевое магнитное поле как функцию осевой координаты z (центр соленоида расположен на $z = 171 \text{ мм}$); темно-синяя область, начинающаяся от эмиттера, ограничена линиями магнитного поля и отображает положения ведущих центров электронов

3.2.3 Специфика оптимизации многолучевой пушки и основные физические факторы, влияющие на качество и геометрию ВЭП

Осесимметричная конфигурация МИП, обсуждавшаяся в предыдущем разделе, была взята за основу для трехмерного моделирования многолучевой пушки. Как отмечалось выше, азимутально-однородная эмиссия была заменена эмиссией из отдельных-азимутально разнесенных пятен. На практике это может быть реализовано путем соответствующего нанесения эмиссионного покрытия и использования тепловых экранов. Основная цель моделирования состояла в том, чтобы найти форму элементарных эмиттеров, обеспечивающую формирование десяти одинаковых парциальных пучков с круговым поперечным сечением в рабочем

пространстве и приемлемым скоростным разбросом. Геометрические требования для этих парциальных пучков следующие: в области однородного магнитного поля, где расположен многоствольная электродинамическая система (см. рисунок 3.5), оси пучков должны быть азимутально разнесены на 36° по кругу с радиусом $R_{com} = 5.6$ мм, а их z-сечения должны занимать области внутри окружностей с радиусами $r_{e\ max} = 0.9$ мм. Частицы также должны иметь $g = 1.2-1.5$ с минимальным разбросом скоростей при общем токе около 16 А и ускоряющем напряжении 80 кВ.

Как показали трехмерные расчеты, из-за дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях рядом с катодом происходит заметный азимутальный сдвиг конечного положения каждого пучка относительно его начальной точки на эмиттере. Этот поворот также сопровождается значительным изменением формы поперечного сечения пучка. Простейшая адиабатическая теория может описывать только радиальные границы пучка (см. рисунок 3.6). Если пренебречь азимутальным дрейфом частиц, то окружности, занятые направляющими центрами полученных пучков, проецируются на эмиттер в форме эллипсов, причем их большие оси ориентированы вдоль радиального направления.

Однако трехмерное моделирование показало, что такие радиально ориентированные эллипсы приводят не к круглым сечениям выходных парциальных пучков, а к эллиптическим с большой разницей между полуосями и заметным наклоном относительно начальной ориентации. Такое преобразование сечений пучка значительно уменьшает и без того небольшой коэффициент заполнения площади эмиттера.

Поэтому был проведен подробный трехмерный анализ траекторий, в результате которого было обнаружено, что эллипс, повернутый на 11° относительно его центра, является более оптимальной формой элементарного эмиттера (рисунок 3.7). В этом случае z-сечения выходных пучков становятся более похожими на окружности, а коэффициент заполнения области эмиттера составляет 19 % (рисунок 3.8).

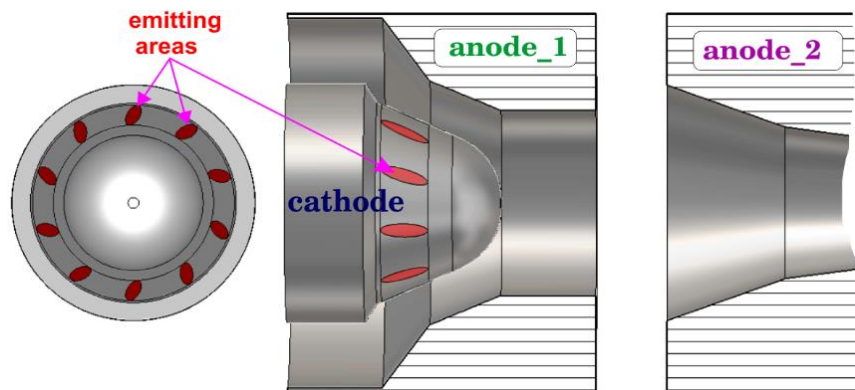


Рисунок 3.7 – Конфигурация МИП, формирующей 10 винтовых электронных пучков (катод показан неразрезанным, размеры r и z соответствуют рисунку 3.6)

Для более подробного трехмерного анализа траекторий использовалась программа постобработки результатов расчетов (см. главу 1). При обработке результатов траекторного анализа отмечались частицы, которые в процессе движения вдоль силовых линий магнитного поля оказывались вне допустимой области (см. рисунок 3.5). Программа позволяла не только выделить частицы, оказавшиеся вне допуска, но и определить их стартовые координаты на поверхности эмиттера, что существенно упрощало поиск оптимальной геометрии отдельного эмиттера.

Как показали результаты трехмерного моделирования, основные параметры выходного пучка, такие как питч-фактор и поперечный разброс скоростей, зависят от общего тока пучка (рисунок 3.9). Требуемый общий ток пучка 16 А достигается при плотности тока равной 5.7 A/cm^2 .

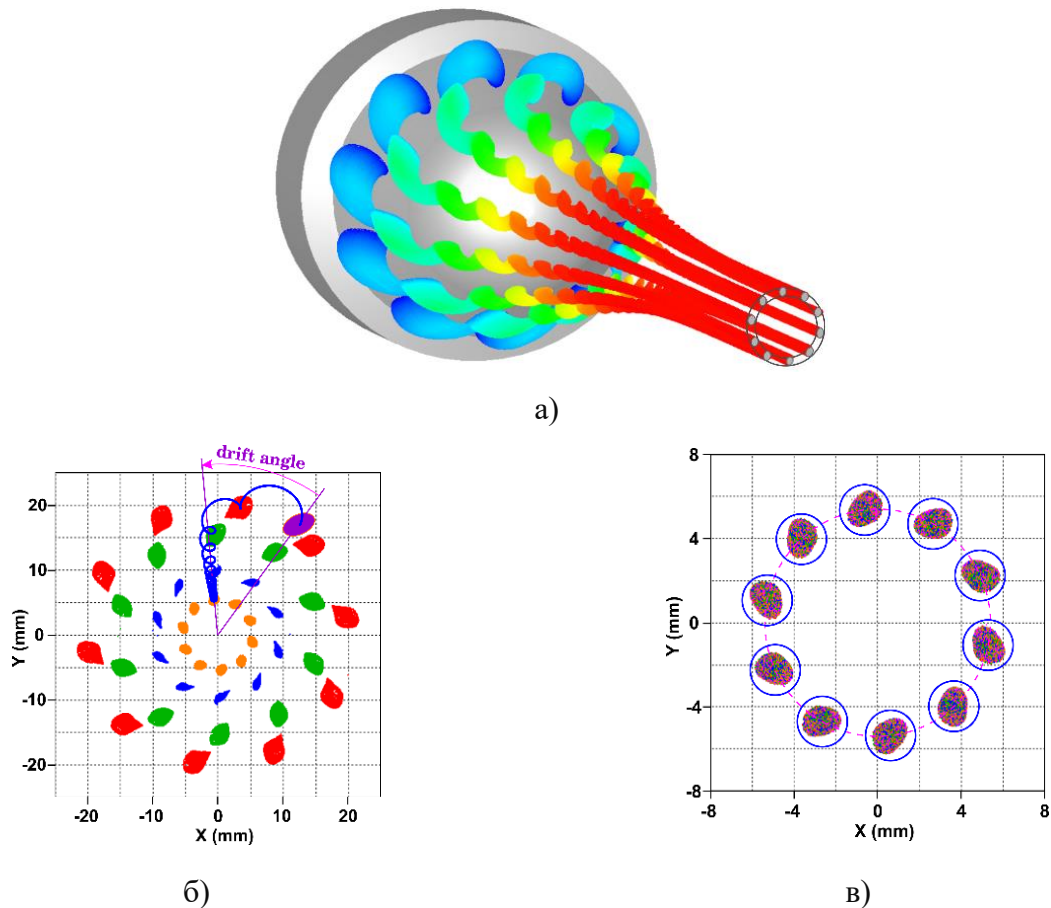


Рисунок 3.8 – Результаты трехмерного моделирования пучки, показанной на рис. 3.7: а) электронные траектории; б) поперечные сечения пучка в различных плоскостях z : $z = 10 \text{ мм}$ (красный), 28 мм (зеленый), 65 мм (синий), 157 мм (оранжевый); синяя кривая отображает проекцию X-Y траектории одиночной частицы, начиная с центра излучающего эллипса, показанного фиолетовым; в) поперечные сечения пучка в пространстве взаимодействия (многоцветные точки отображают положения частиц в сечениях z от 150 до 175 мм через каждые 5 мм , синие кружки показывают допустимые границы схемы)

При этом токе поперечный разброс скоростей составлял около 8 %, а питч-фактор электронов можно было регулировать в диапазоне от $g = 1.2$ до $g = 1.56$, когда напряжение U_{a1} изменялось от 40 до 42 кВ. Как отмечалось выше, электроны претерпевают значительный азимутальный дрейф, который при рабочих параметрах пушки составлял около 43° (см. рисунок 3.8). Такой дрейф потребует не только точного центрирования, но и правильной азимутальной ориентации электродинамической системы прибора в случае практической реализации многоствольной гиро-ЛБВ. Этот азимутальный поворот пучка достаточно чувствителен к изменениям параметров пушки и требует выдерживать номинальное напряжение с точностью 5 %. Тогда смещение внешних границ пучка не превышает 0.1 мм.

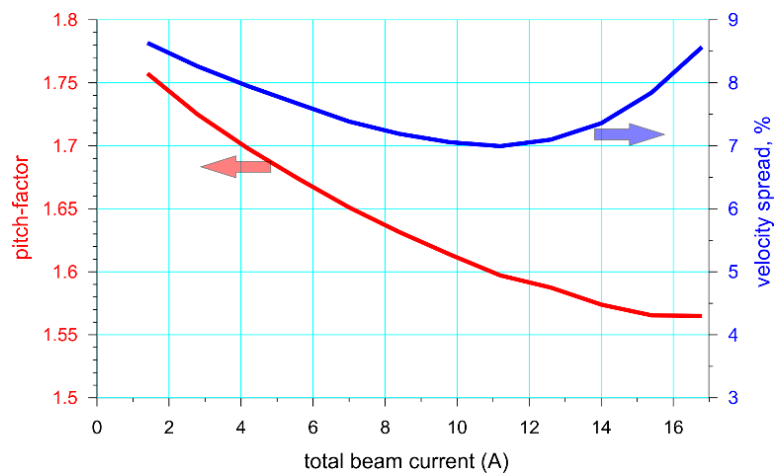


Рисунок 3.9 – Моделируемые параметры пучка в пространстве взаимодействия: питч-фактор (красная кривая) и среднеквадратичный разброс поперечной скорости (синяя кривая) как функции полного тока пучка

Исследование ЭОС на критичность к малым вариациям геометрии и режима работы показало, в частности, что параллельное смещение оси катода на 0.5 мм привело к увеличению питч-фактора примерно на 2 % и разбросу скорости на 7.6 %, в то время как максимальное смещение любой границы пучка не превышало 0.1 мм.

3.3 Выводы по главе

Разработаны и оптимизированы неадиабатические электронно-оптические системы с реверсом магнитного поля, формирующие моновинтовые электронные пучка как для низкоперевансных (40 кВ, 0.5 А), так и высокоперевансных (80-100 кВ, 16 А) систем, предназначенных для использования в усилительном каскаде из двух гиро-ЛБВ, работающих в W диапазоне (90-100 ГГц) при полосе перестройки 8 ГГц и выходной мощности до 350 кВт.

Предложены рекомендации по выбору градиента магнитного поля в таких системах и выбору формы эмиттера, в зависимости от степени жесткости магнитной фокусировки $F = (\omega_p/\omega_c)^2$, где ω_p и ω_c - соответственно плазменная и циклотронная частоты. Показано, что

при умеренных значениях степени жесткости $F \sim 3$ достаточно использовать конический эмиттер, наклоненный к продольной оси прибора, в то время как при увеличении F более чем на порядок для сохранения фокусировки пучка необходимо выполнять профиль эмиттера в виде дуги окружности, нормаль к центру которой наклонена по отношению к продольной оси прибора. В оптимизированных таким образом ЭОС удается одновременно обеспечить достаточно высокие значения питч-фактора $g = 1.2 - 1.5$ при величине скоростного разброса не более 10 % и реализовать отклонение ведущего центра от оси прибора, не оказывающее существенного влияния на возбуждение рабочей моды.

Предложена многопучковая адиабатическая МИП с секционированным эмиттером. Проанализированы основные особенности процессов формирования ВЭП в адиабатической МИП с секционированным эмиттером, способной формировать одновременно 10 моновинтовых электронных пучков. Для снижения скоростного разброса использован профилированный катод, где в области за эмиттером реализуется распределение электрического поля с $E \rightarrow 0$. Гибкое управление параметрами ВЭП реализуется за счет триодной схемы МИП. Показано, что в мультипучковой МИП принципиально необходим учет азимутального дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях, приводящий к двум эффектам – повороту каждого парциального пучка и искажению поперечного сечения каждого пучка по сравнению с окружностью. Для компенсации указанного эффекта необходимо каждый эллиптический парциальный эмиттер поворачивать относительно продольной оси прибора. Разработанная МИП пригодна для использования в многоствольной мощной гиро-ЛБВ W диапазона.

ГЛАВА 4. Теоретическое и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторной пушки для мощного планарного гиротрона миллиметрового диапазона длин волн

Несмотря на высокую степень электродинамической и электронной селекции, по мере продвижения классических схем гиротронов в субтерагерцовый и терагерцовый диапазоны подавление паразитных колебаний в пределах полосы циклотронного резонанса становится одним из главных ограничивающих факторов. Эффективным методом дополнительного разрежения спектра высокодобротных мод является использование резонаторов, частично открытых не только в продольном, но и в поперечном (по отношению к направлению поступательного движения электронов) направлении. В частности, в работах [23, 24] предложена схема гиротрона, отличительной особенностью которого является планарная конфигурация пространства взаимодействия и дифракционный вывод энергии перпендикулярно поступательному движению ВЭП.

Преимуществом указанной схемы по сравнению с традиционной цилиндрической геометрией гиротронов является возможность обеспечения когерентности излучения при большем факторе сверхразмерности χ (отношении площади поперечного сечения S к квадрату длины волны λ) за счет дифракционного механизма селекции мод по открытой поперечной координате и синхронизации излучения различных фракций ленточного ВЭП поперечными потоками энергии. При запитке широким ленточным ВЭП указанный механизм оказывается эффективным для синхронизации излучения различных фракций пучка с поперечными размерами резонатора до 100 длин волн ($\chi = S/\lambda^2 > 500$), что обеспечивает возможность радикального повышения мощности излучения и снижение доли омических потерь за счет поперечного профилирования планарной электродинамической системы в коротковолновых субтерагерцовых и терагерцовых гиротронах при сохранении умеренной плотности тока пучка и интенсивности ВЧ полей [24, 40]. Разрежение спектра мод облегчает также реализацию генерации на гармониках гирочастоты. Кроме того, эквидистантный спектр мод в указанных резонаторах способствует более эффективной реализации режимов умножения частоты при одновременной генерации нескольких гармоник гирочастоты. В этом режиме частоты генерации различных циклотронных гармоник оказываются кратными, поэтому соответствующие расстройки циклотронных резонансов могут быть достаточно оптимальными для выбранной гармоники [41]. Наконец, ряд практических задач требует реализации генераторов, обладающих перестройкой частоты излучения. К таким задачам, прежде всего, относятся методы диагностики и спектроскопии различных сред, включая динамическую поляризацию ядер. Предложенные в работах [23, 24, 40, 41] планарные схемы гиротронов позволяют реализовать достаточно

широкую перестройку частоты генерации порядка нескольких процентов в пределах возбуждения одной поперечной моды за счет механического изменения расстояния между пластинами резонатора.

С точки зрения обеспечения высокой эффективности энергообмена в гиротроне планарной геометрии вместо поливинтовых электронных потоков традиционной трубчатой геометрии целесообразно использовать ленточную геометрию. Как следствие, становится актуальной задача формирования мощных ленточных ВЭП, что требует разработки соответствующих электронно-оптических систем. Выполненный ранее в работе [25] анализ в рамках «квазидвумерной» упрощенной модели ВЭП показал принципиальную возможность формирования подобных пучков в планарных магнетронно-инжекторных пушках. Однако анализ [25] не учитывал такие принципиально важные особенно для субтаргерцового диапазона частот факторы как шероховатость эмиттера, влияние краевых (в поперечном к направлению движения пучка) эффектов, отличие структуры и скоростного распределения разных фракций пучка, стартующих с разных краев эмиттера. Не рассматривалась и проблема обеспечения электропрочности в таких МИП при типичных для гиротронов относительно высоких ускоряющих напряжениях порядка 50–100 кВ. Не была разработана и методика оптимизации электронно-оптических систем, учитывающая специфику формы электродов и электронного пучка, а также искажение его формы за счет поперечного к направлению распространения пучка дрейфа электронов в скрещенных полях.

В данной главе на примере расчета планарной МИП для гиротрона с рабочей частотой 140 ГГц, ускоряющим напряжением 50 кВ и током пучка 30 А проиллюстрированы подходы, учитывающие все перечисленные выше факторы. Численное моделирование проводилось с помощью двумерного кода EPOS [13] и трехмерного кода CST Studio Suit [33] с учетом влияния шероховатости эмиссионной поверхности и тепловых начальных скоростей частиц (см. главу 1) на режим работы МИП и параметры формируемого ленточного ВЭП. Экспериментальные исследования были проведены для модифицированного варианта МИП с удвоенным напряжением, для получения мощности пучка 3 МВт.

4.1 Аналитические оценки режима и геометрии электродов и формы ВЭП в рамках адиабатической теории

В настоящее время отработанными системами формирования ВЭП гиротронов являются МИП. Поэтому ниже для формирования ВЭП предложено использовать МИП планарной геометрии (см. рисунок 4.1). Традиционно МИП работают в режиме температурного ограничения эмиссии, когда отношение тока пучка I к ленгмюровскому току пушки I_L равно $t_j = I/I_L < t_{jmax} = 0.1 \div 0.2$ и электрическое поле на эмиттере лишь немного ослаблено

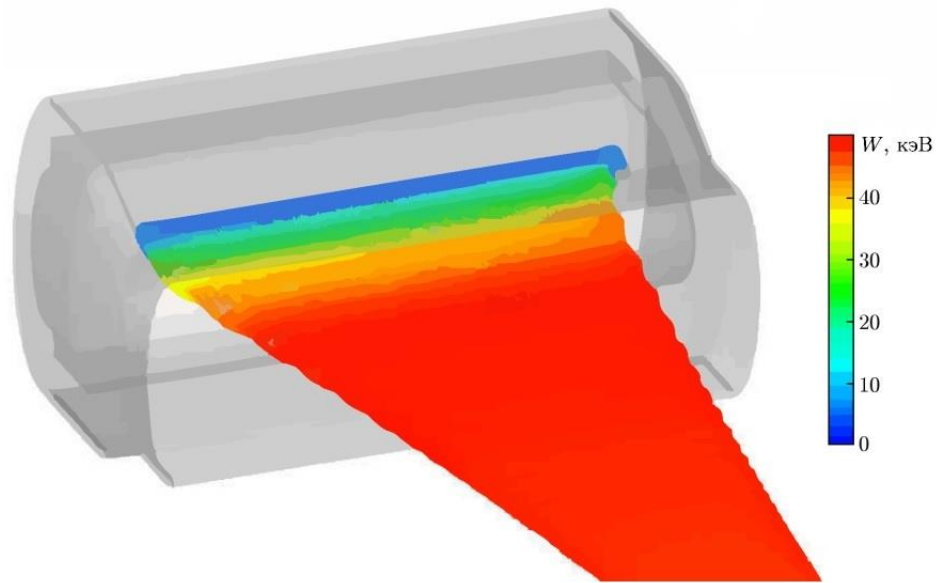
полем пространственного заряда пучка. Для МИП гиротронов с $t_j < t_{jmax}$ на протяжении всей траектории электрона статические электрическое и магнитное поля изменяются достаточно плавно, т. е. приближённо можно считать выполненными условия адиабатичности. В результате при оценке средней поперечной скорости поле объёмного заряда можно рассматривать как малую поправку и использовать адиабатическую теорию [9, 44] без учёта пространственного заряда для описания движения частиц в МИП. Тогда для предварительного рассмотрения режима и геометрии МИП можно воспользоваться плоской моделью МИП, развитой в работе [11] и основанной на законах сохранения адиабатического инварианта и энергии, дрейфовом уравнении в приближении сильного поля, теореме Буша и предположении о параксиальности магнитного поля в области эмиттера. Единственное отличие расчётных формул от [9], уравнения (10.153)–(10.169)] заключается в учёте формы эмиттера (прямоугольник вместо кольца) при расчёте полного тока пучка. Подстановка в указанные формулы величин тока, напряжения и рабочего магнитного поля, а также типичного для МИП миллиметрового диапазона длин волн значения питч-фактора $g \sim 1.3$ даёт основные параметры МИП, приведённые в таблице 4.1 (см. также рисунок 4.1).

Стоит отметить, что адиабатические формулы [9, уравнения (10.153)–(10.169)] допускают некоторое варьирование входящих туда параметров, в частности электрического поля на эмиттере E_{cath} , плотности тока, ширины и длины эмиттера, а также угла наклона φ магнитного поля к поверхности эмиттера. Последний выбирался равным 26° для гарантированного формирования ламинарного ВЭП в прикатодной области пушки, что обеспечивает пониженное влияние сил пространственного заряда как на падение питч-фактора, так и на увеличение разброса поперечных скоростей [9, 13].

Величина электрического поля на катоде E_{cath} выбиралась из компромиссных соображений. Значения $E_{cath} \geq 5 \div 6$ кВ/мм усложняют обеспечение хорошей электропрочности системы, особенно на боках катода (см. ниже), а значения $E_{cath} \leq 2$ кВ/мм, как правило, приводят к чрезмерно большому влиянию поля пространственного заряда на параметры ВЭП даже в случае формирования ламинарных пучков. Поэтому ниже взято компромиссное значение $E_{cath} = 3$ кВ/мм.

Ширина эмиттера L_ξ выбрана равной 6 мм, что близко к максимально используемым размерам эмиттера в аксиально-симметричных МИП. Дальнейшее увеличение L_ξ ведёт к значительному увеличению разброса координат ведущих центров и поперечных скоростей электронов и затрудняет его минимизацию, т. к. L_ξ становится близким к величине зазора катод—анод D .

(a)



(б)

(в)

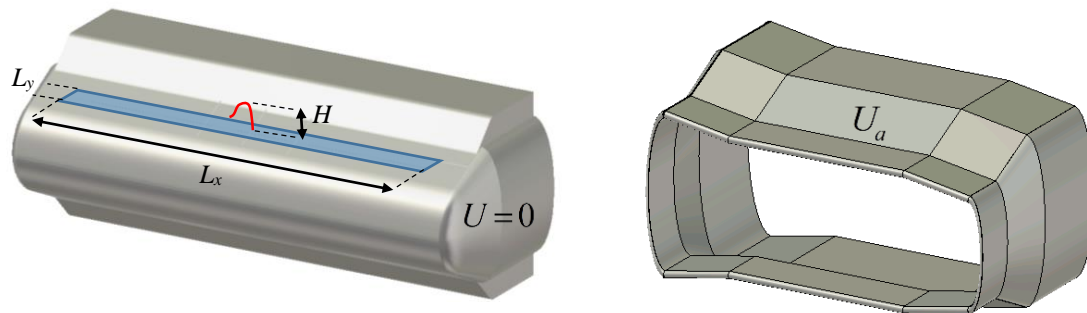


Рисунок 4.1 – (а) Схема прикатодной области планарной магнетронно-инжекторной пушки. Показаны найденные в рамках трёхмерного моделирования траектории электронного пучка в оптимальной электропрочной ЭОС и соответствующие энергии электронов W . (б) Катод, на котором расположен эмиттер, с которого стартует ленточный винтовой электронный пучок. (в) Форма анода

Протяженность эмиттера L_x по поперечной координате x , отсчитываемой в сторону открытого конца системы, ограничена технологией установки МИП в аксиально-симметричный криомагнит гиротрона (гиротрон вставляется в магнит пушечным концом), обеспечением малого влияния краевых эффектов на процесс формирования ВЭП (подробнее см. ниже), электропрочностью и необходимостью разместить анод сложной формы внутри лампы. В результате приемлемое значение L_x выбрано равным 120 мм. Таким образом, ширина ленточного ВЭП в резонаторе составляет 20 мм (10λ). Указанные габариты эмиттера потребовали использования относительно большой плотности тока, 4.2 А/см^2 (соответствующее

значение $t_j \approx 0,1$). Однако такие значения ещё являются вполне допустимыми для длинноимпульсных гиротронов.

Таблица 4.1 Результаты предварительных оценок для планарной МИП

Входные параметры		Вычисленные параметры	
Длина волны	$\lambda \sim 2.1 \text{ mm}$ ($f = 140 \text{ GHz}$)	Электрическое поле на эмиттере	$E_c \sim 3 \text{ кВ/мм}$
Рабочее магнитное поле	$H_0 \sim 56 \text{ кЭ}$	Коэффициент компрессии магнитного поля	$\alpha = H_0/H_c = 36$
Ускоряющее напряжение	$U_0 = 50 \text{ кВ}$	Расстояние между эмиттером и резонатором	$Z_E = 460 \text{ мм}$
Электронный ток	$I_0 = 30 \text{ А}$	Ширина эмиттера	$L_x = 120 \text{ мм}$
Ширина электронного пучка в резонаторе	$l_x = 20 \text{ мм}$ ($\sim 10\lambda$)	Толщина эмиттера	$L_y = 6 \text{ мм}$
Угол наклона магнитных силовых линий к плоскости эмиттера	$\varphi = 26^\circ$	Зазор катод – анод	$D = 13 \text{ мм}$
Питч-фактор	$g \sim 1.3$	Плотность тока на эмиттере	$j_c = 4.2 \text{ А/см}^2$
Отношение тока электронного пучка к Ленгмюровскому	$t_j \approx 0.1$	Разброс ведущих центров электронных орбит в резонаторе	$\Delta Y_0 \sim \lambda/5$

Одним из важных вопросов в теории формирования ленточных электронных пучков является определение величины смещения краев пучка. Для аналитической оценки этого параметра применительно к данной задаче рассмотрим ленточный ВЭП как совокупность вложенных в параллелепипед равномерно заряженных цилиндров с диаметром, равным толщине слоя (см. рисунок 4.2.). Тогда на боковых гранях слоя возникает компонента поля E_x , которая вместе с полем B_z приводит к смещению края пучка по координате y . Дрейфовая скорость движения по этой координате может быть оценена как

$$v_y = E_x/B_z = E_x/B_k \quad (4.1)$$

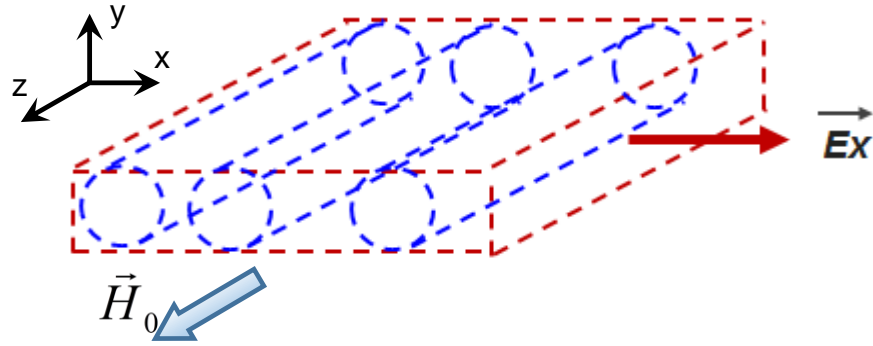


Рисунок 4.2 – Модель ленточного ВЭП в прикатодной области как совокупность вложенных в него заряженных цилиндров

Здесь B_k – магнитная индукция на катоде. Примем для простоты, что $v_y = const$ и действие скрещенных полей продолжается, пока частица не разгонится до полного ускоряющего потенциала U_a . Обычно это происходит на расстояниях порядка зазора катод – анод D . Тогда смещение пучка по y в прикатодной области будет

$$\Delta y = t_{pass} E_x / B_k \quad (4.2)$$

здесь t_{pass} – время пролета расстояния D , которое определяется величиной продольной скорости в диодном промежутке катод – анод. Примем, что на катоде продольная скорость $v_z = 0$, а на выходе из промежутка – $v_z = \sqrt{2\eta U_a}$, т. к. компрессия магнитного поля на катоде $\alpha \geq 10$ в большинстве МИП миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Тогда средняя величина продольной скорости $\bar{v}_z = \sqrt{2\eta U_a} / 2$ и время пролета

$$t_{pass} = 2D / \sqrt{2\eta U_a} \quad (4.3)$$

Отсюда смещение края пучка по y в области катода

$$\Delta y = \frac{2D}{\sqrt{2\eta U_a}} \frac{E_x}{B_k} \quad (4.4)$$

Поскольку магнитное поле сжимается в α раз, в области резонатора соответствующее смещение $\Delta y_0 = \Delta y / \sqrt{\alpha}$. Таким образом, задача сводится к нахождению электрического поля на краю пучка, на боковой узкой грани параллелепипеда.

Толщина электронного слоя (параллелепипеда) в нашей модели равна $L_x \sin \varphi$. Тогда E_x можно рассчитать, как суперпозицию полей конечного числа стоящих встык друг к другу m цилиндров, где

$$m = \frac{L_x}{L_\xi \sin \varphi} \quad (4.5)$$

Полагая, что для каждого цилиндра для расчета поля можно пользоваться формулой бесконечного заряженного цилиндра и используя принцип суперпозиции электрических полей, можно показать, что относительное смещение электрона в рабочем пространстве, измеренное в долях длины волны

$$\frac{\Delta y_0}{\lambda} = \frac{4}{9\pi^2} K t_j \frac{\sqrt{2\eta U_a} L_\xi}{c D} \sqrt{\alpha} \quad (4.6)$$

где $K = \sum_{n=0}^m \frac{1}{2n+1}$.

4.2 Основные физические факторы, влияющие на функцию распределения электронов по вращательным скоростям. Методика и результаты численной оптимизации планарной МИП

Последующая оптимизация геометрии электродов и режима работы МИП проводилась в рамках трёхмерного моделирования с помощью пакета CST Studio Suite [33] и методик предварительного задания координат и скоростей стартующих с катода частиц, а также специфических для систем формирования ВЭП алгоритмов обработки данных траекторного анализа в трёхмерных ЭОС, развитых в главе 1. Следует отметить трудоёмкость проводимых расчётов. Трёхмерный траекторный анализ проводился от эмиттера до рабочего пространства (традиционно анализ ЭОС ведётся до некоторого промежуточного сечения, а далее параметры пучка пересчитываются в резонатор по адиабатической теории (см., например, [25])), что, с одной стороны, позволяло точно вычислить поперечные скорости электронов в рабочем пространстве, а с другой — упрощало процедуру обработки данных расчёта и построения функции распределения по поперечным скоростям. Характерное число ячеек сетки тетраэдрального типа составляло около десяти миллионов, количество трубок тока во всех вариантах было не менее 40 000. Соответственно, время расчёта одного варианта на 16-ядерном мультипроцессорном вычислительном модуле достигало 48 ч.

Проведённый анализ показал, что планарная МИП по сравнению с аксиально-симметричной обладает рядом отличий. Это связано, прежде всего, с возникновением краевых эффектов на кромках катода планарной ЭОС. Кроме того, в данном случае, в отличие от

цилиндрических МИП, на формирование пучка может оказать существенное влияние дрейф электронов в скрещённых полях вдоль поперечной координаты x в области катода. Это приводит к неоднородной (вдоль x) экранировке электрического поля вдоль эмиттера и соответствующему увеличению разброса скоростей. Наконец, следует отметить влияние поперечного (вдоль y) дрейфа электронов в скрещённых электрическом и магнитном полях, особенно заметно проявляющееся вблизи боковых кромок катода, где вследствие специфики его формы существенно увеличивается x -компонента электрического поля (в центре эмиттера $E_x = 0$).

Отметим, что, помимо поля электродов МИП, ещё больший вклад в этот эффект даёт собственное кулоновское поле пучка, которое также имеет компоненту $E_x \neq 0$. В результате пучок в резонаторе планарного гиротрона оказывается наклонённым относительно своего первоначального положения на катоде на некоторый угол, причём периферийные фракции пучка, стартующие с краёв эмиттера ($x \sim \pm L_x/2$), разворачиваются на существенно большие углы, чем центральные ($x \approx 0$), что, в принципе, может менять условия взаимодействия с электромагнитным полем, снижать коэффициент полезного действия и ухудшать выходные характеристики прибора. Все отмеченные выше факторы необходимо учитывать в процессе оптимизации.

Первоначальная конфигурация электродов МИП выбиралась на основании оценок раздела 4.1 с учётом того, чтобы зазор катод—анод на боковых сторонах катода (см. рисунок 4.1) был примерно таким же, как над центром эмиттера МИП (см. таблицу 4.1) для обеспечения приемлемой электропрочности пушки. При этом анод над регулярной частью эмиттера полагался параллельным катоду, что в рамках адиабатической теории обеспечивает малый разброс поперечных (вращательных) скоростей электронов. Форма катода и анода ниже плоскости $y = 0$, в принципе, может быть произвольной, но удовлетворять единственному условию — обеспечению электропрочности МИП. Ниже она выбиралась примерно симметричной геометрии МИП при $y > 0$, т. к. это упрощает технологию изготовления соответствующих электродов.

Как уже отмечалось выше, дрейф электронов вдоль поперечной координаты x приводит к тому, что над левым (согласно рисунку 4.1б) краем эмиттера находится меньший пространственный заряд, чем над правым. Соответственно, при рабочих токах пучка поле на правом краю эмиттера оказывается существенно ниже. Вблизи центра эмиттера указанный эффект значительно слабее, т. к. шаг квазициклоиды, по которой электрон движется сразу после старта, в несколько раз меньше ширины эмиттера L_x . Поэтому для компенсации этого эффекта анод МИП был спроектирован профилированным (см. рисунок 4.1в): центральная часть была параллельна поверхности эмиттера, а правая и левая части имели некоторый наклон по отношению к оси x . В результате зазор анод—катод на левом краю оказывался больше, чем в

центральной части эмиттера, а на правом — меньше. Соответственно, «холодное» электрическое поле (когда ток $I = 0$) при $x \approx -L_x/2$ будет меньше, а при $x \approx L_x/2$ — больше, чем в центре эмиттера. Такое распределение $E(x)$ компенсирует эффект неоднородной экранировки электрического поля вдоль координаты x .

Эффект неоднородной экранировки электрического поля наблюдается не только вдоль координаты x , но и вдоль поперечной координаты ξ . Однако в данном случае компенсировать его путём соответствующего профилирования анода относительно поверхности катода вдоль образующей последнего, как это делалось в аксиально-симметричных МИП гиротронов длинноволновой части миллиметрового диапазона [36], нецелесообразно, т. к. ширина эмиттера L_ξ в этом направлении существенно меньше зазора катод—анод. Ниже аналогично развитому ранее в работе [95] подходу было применено профилирование катода позади эмиттера путём стыка двух плоскостей, имеющих разный угол наклона к продольной оси z . При таком стыке позади эмиттера образуется особая точка электрического поля с $E \rightarrow 0$, а поле на поверхности эмиттера монотонно возрастает как функция z в «холодном» режиме ($\partial E / \partial z > 0$), что обеспечивает компенсацию эффекта неоднородной экранировки поля пространственным зарядом пучка (чем больше z , тем больше экранировка при движении точки наблюдения вдоль координаты ξ перпендикулярно границе эмиттера) в некотором рабочем диапазоне токов.

Описанные выше подходы позволили в рамках статической самосогласованной модели без учета шероховатостей и начальных тепловых скоростей электронов получить конфигурацию планарной МИП, представленную на рисунке 4.3б (сравни с исходным профилем электродов до оптимизации, приведённом на рисунок 4.3а). На рисунках 4.4- 4.5 представлены результаты траекторного анализа при различных значениях полного тока пучка $I = 0 - 30$ А. Рисунок 4.4 демонстрирует изменение формы следа электронного потока в рабочем пространстве. Сплошные кривые соответствуют зависимостям среднего значения координаты y пучка от длинной поперечной координаты x , демонстрирующие величину наклона ленточного ВЭП по отношению к оси y по отношению к оси x .

Моделирование показывает, что представленная в п.4.1 аналитическая оценка относительного смещения электрона в рабочем пространстве (4.6) достаточно хорошо соотносится с результатами траекторного анализа. Для рассматриваемой электронно-оптической системы $t_j \approx 0.1$, $L_\xi = 6$ мм, $D = 13$ мм, $\alpha = 36^\circ$, $\lambda = 2$ мм, $m = 50$ величина смещения в центральной области составляет $\Delta y_0 \approx 0.03$ мм, а на краях пучка $\Delta y_0 \approx 0.5$ мм (ср. с рисунком 4.4, т. е. ошибка менее 10 %).

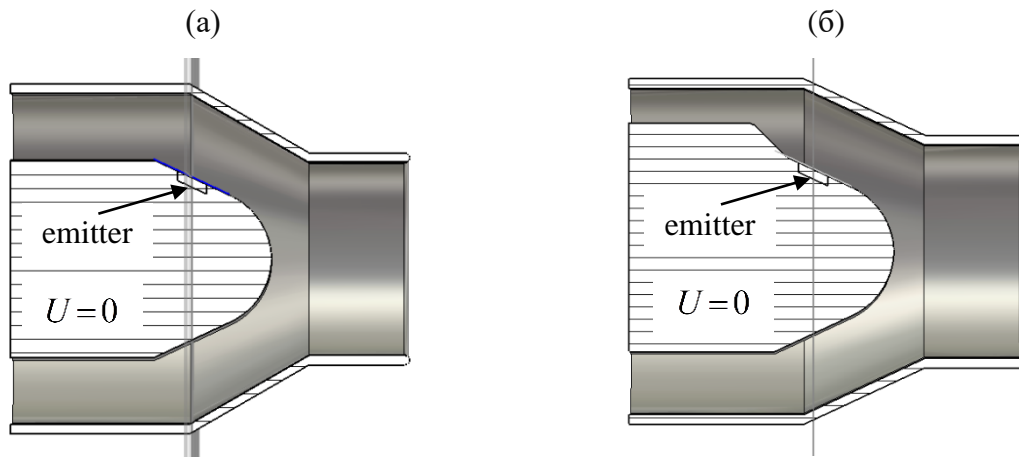


Рисунок 4.3 – Профиль исходной (а) и оптимизированной (б) геометрии электродов в прикатодной области. Стрелкой показан эмиттер

Данные траекторного анализа показывают также, что основным фактором, приводящим к дрейфу периферийных электронов по y является поле пространственного заряда пучка. Наличие x -компоненты поля электродов относительно слабо сказывается на форме пучка (сравни рисунок 4.3 при разных токах пучка), поскольку края катода расположены далеко от краев эмиттера.

Зависимость от тока величины скоростного разброса δV_{\perp} , вычисленного как стандартное отклонение, деленное на среднее, приведена на рисунке 4.4. Значение разброса в рабочем режиме не превышает 15 %, что вполне приемлемо для эффективного электрон-волнового взаимодействия в планарном гиротроне.

Очень важным и принципиально неустранимым фактором, влияющим на скоростное распределение в ВЭП, особенно в гиротронах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, является совместное действие шероховатостей эмиттирующей поверхности и тепловых скоростей электронов [9, 11]. Как показано в [36], для совместного учета указанных выше факторов при моделировании ВЭП можно для каждой точки старта задать начальные скорости частиц вдоль направления скорости дрейфа в момент старта с катода (в нашем случае это x – направление) в предположении, что ток каждой скоростной фракции имеет закон распределения $F(v_x)$ близкий к гауссовому. Ширина Гауссовой функции выбирается такой, чтобы в «холодной» (в отсутствии электронного пучка) системе обеспечить величину разброса осцилляторных скоростей для группы электронов, стартующей с каждой элементарной площадки S_i , на которые разбивается эмиттер при моделировании методом трубок тока, порядка 15–20 % (типичная величина скоростного разброса, обусловленного совместным действием шероховатостей и тепловых скоростей для узкого эмиттера). Применительно к трехмерному случаю указанный подход был развит в главе 1.

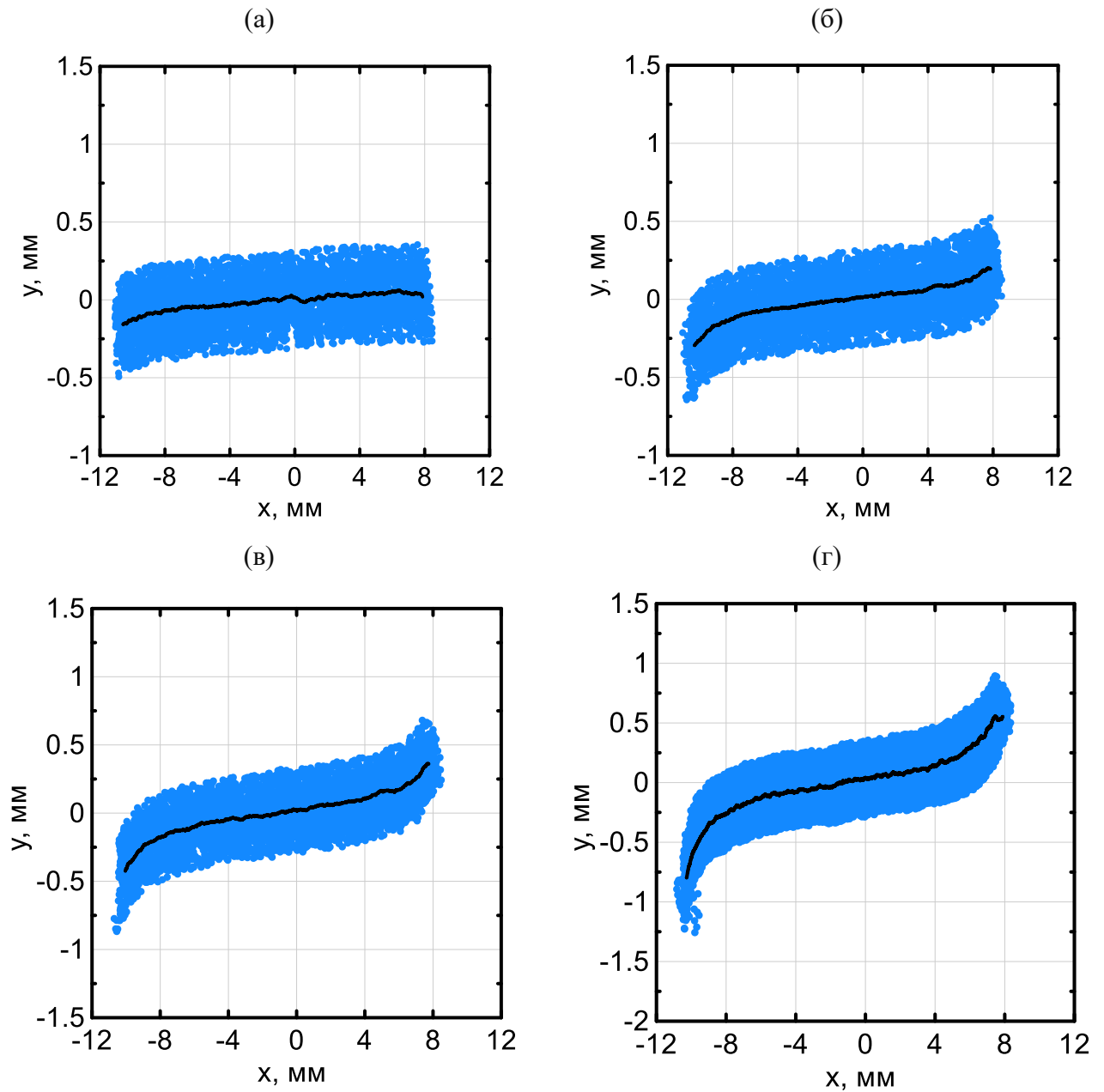


Рисунок 4.4 – Форма следа электронного потока в рабочем пространстве при различных значениях полного тока пучка: $I = 0$ (а), $I = 10$ А (б), $I = 20$ А (в), $I = 30$ А (г). Сплошные кривые соответствуют зависимостям среднего значения координаты y пучка от поперечной координаты x

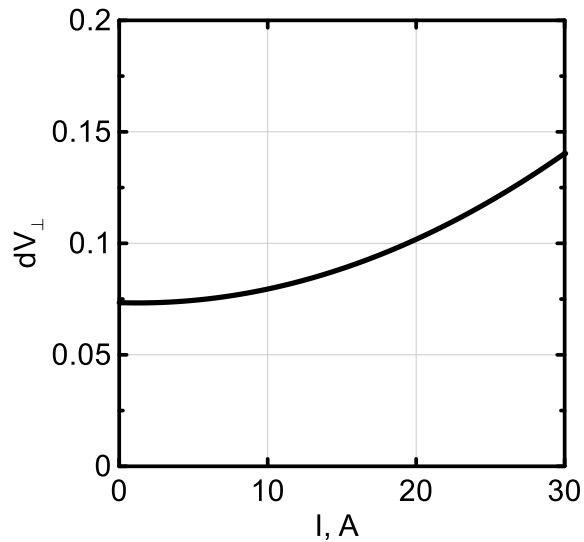


Рисунок 4.5 – Зависимость разброса поперечных скоростей δV_{\perp} от тока пучка

Разработанные специальные программы для пред- и пост- обработки данных траекторного анализа, выполняемого с помощью комплекса CST Studio Suite позволили реализовать описанный выше метод применительно к планарной МИП и получить функции распределения (рисунок 4.6) для рабочего режима МИП.

На рисунке 4.6ж показано разбиение ленточного электронного потока на 5 фракций по поперечной координате x в области эмиттера. Функция распределения по поперечным скоростям ленточного ВЭП, усреднённая по всем пяти фракциям, представлена на рисунке 4.6а. Разброс скоростей для тока 30 А по сравнению с данными модели раздела 4.2 при этом увеличивается с 15 до 20 %.

Как видно, расчётные функции распределения близки к гауссовым, что свидетельствует об устойчивости ВЭП в рабочих режимах [36]. Небольшой «хвост» распределения в области низких поперечных скоростей для фракции электронов, стартующих с правого края эмиттера, вероятно, связан с большей экранировкой электрического поля пространственным зарядом пучка.

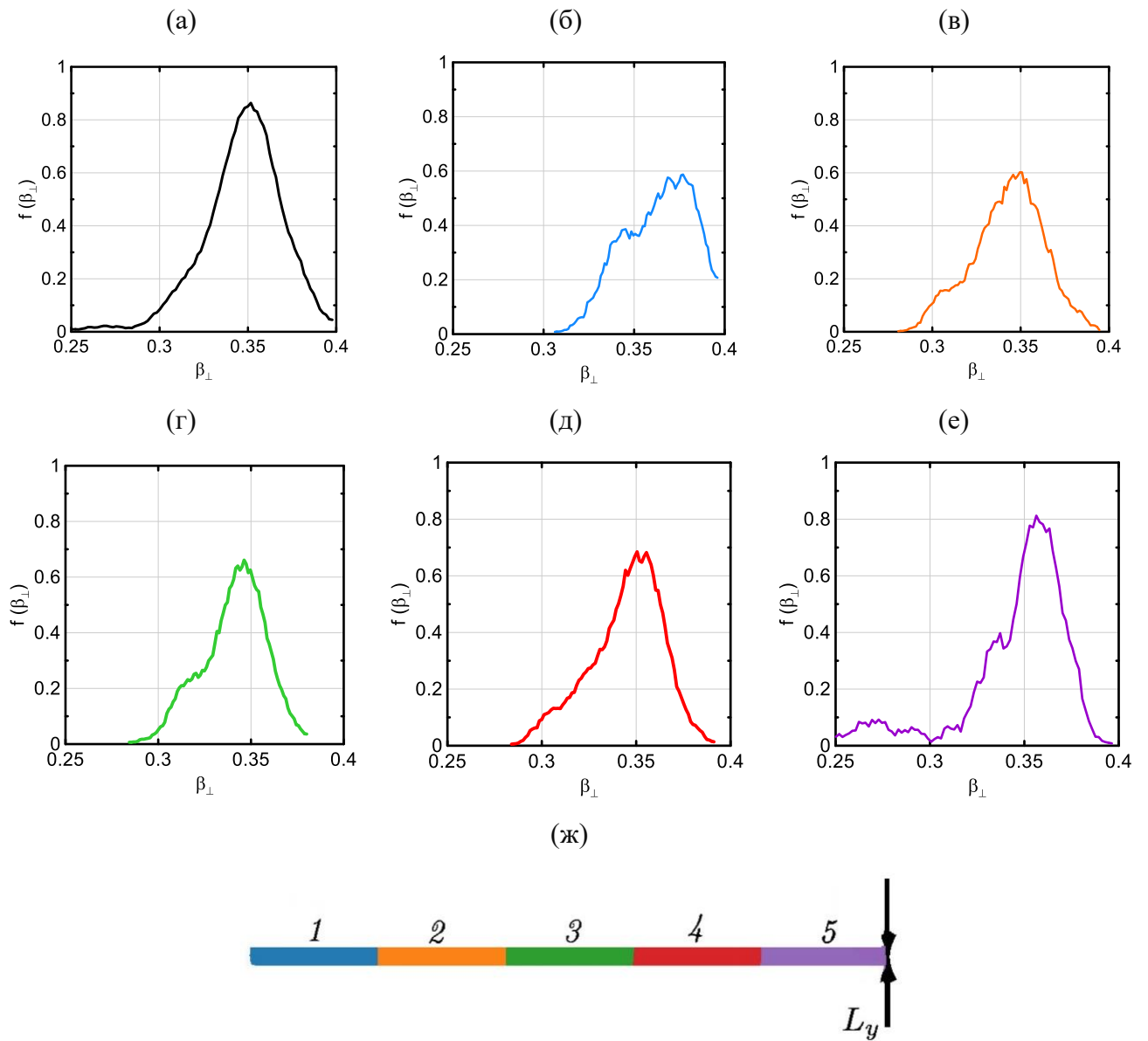


Рисунок 4.6 – Результаты трёхмерного моделирования планарной МИП при учёте влияния шероховатости эмиссионной поверхности и тепловых скоростей электронов. Функции распределения по нормированным поперечным скоростям $\beta_{\perp} = V_{\perp}/c$ ленточного ВЭП в целом (а) и для пяти вышеуказанных фракций (б–е), соответствующих разбиению ленточного электронного потока по поперечной координате x в области эмиттера (ж)

4.3 Измерение эмиссионных характеристик МИП и распределения электронов по осцилляторным скоростям. Сопоставление с данными расчета

С практической точки зрения наибольший интерес представляют гиротроны, обеспечивающие мегаваттный уровень мощности. Соответственно, мощность пучка должна превышать 3 МВт. Поэтому, для экспериментальной проверки развитого выше подхода по оценке параметров планарной МИП и последующей ее оптимизации был рассмотрен модифицированный вариант МИП с повышенным вдвое, до 100 кВ, ускоряющим напряжением. Соответственно, зазор анод-катод также был увеличен примерно вдвое. Последующая оптимизация и анализ нового варианта МИП велись аналогично методике, изложенной в п. 4.2. Параметры модифицированной МИП сведены в таблице 4.2.

Таблица 4.2 Результаты предварительных оценок для модифицированной планарной МИП

Входные параметры		Вычисленные параметры	
Номер циклотронной гармоники	1	Электрическое поле на эмиттере	$E_c \sim 3$ кВ/мм
Рабочее магнитное поле	$H_0 \sim 56$ кЭ	Коэффициент компрессии магнитного поля	$\alpha = H_0/H_c = 36$
Ускоряющее напряжение	$U_0 = 100$ кВ	Расстояние между эмиттером и резонатором	$Z_E = 460$ мм
Электронный ток	$I_0 = 30$ А	Ширина эмиттера	$L_x = 120$ мм
Ширина электронного пучка в резонаторе	$l_x = 20$ мм	Толщина эмиттера	$L_z = 6$ мм
Угол наклона магнитных силовых линий к плоскости эмиттера	$\varphi = 26^\circ$	Зазор катод – анод	$D = 21$ мм
Питч-фактор	$g \sim 1.3$	Плотность тока на эмиттере	$j_c = 4.2$ А/см ²
Отношение тока электронного пучка к Ленгмюровскому	$t_j \approx 0.1$	Разброс ведущих центров электронных орбит в резонаторе	$\Delta Y_0 \sim \lambda/5$

Стоит отметить, что для всех фракций пучка, отличающихся координатой старта x , функции распределения по осцилляторным скоростям остаются близкими к Гауссовой при любом токе от 0 до 30 А, что свидетельствует об устойчивости формируемого ВЭП.

Экспериментальное исследование ЭОС проводилось в два этапа. На первом этапе проводилось пирометрирование катода (см. рисунок 4.7) с целью определения его эмиссионных характеристик. Измерения показали хорошую однородность распределения температуры по поверхности катода и хорошую термоизоляцию эмиттера от корпуса катода: разница температур между эмиттером и окружающими его частями превышает 300–4000. Это позволяет рассчитывать на большой срок службы катода и снизить мощность его подогрева. Согласно результатам измерений (рисунок 4.8) требуемая плотность тока в высокотемпературном борид-лантановом катоде ($2.5 \div 3.0 \text{ А/см}^2$) обеспечивалась уже при мощности накала 800–900 Вт (ток накала 27–28 А), что близко к характеристикам лучших аксиально-симметричных МИП для традиционных гиротронов.

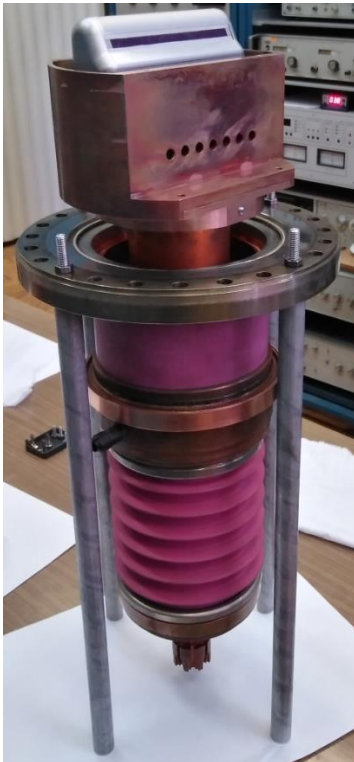


Рисунок 4.7 – Катодный узел в сборе (слева) и фото катода при пирометрировании – справа

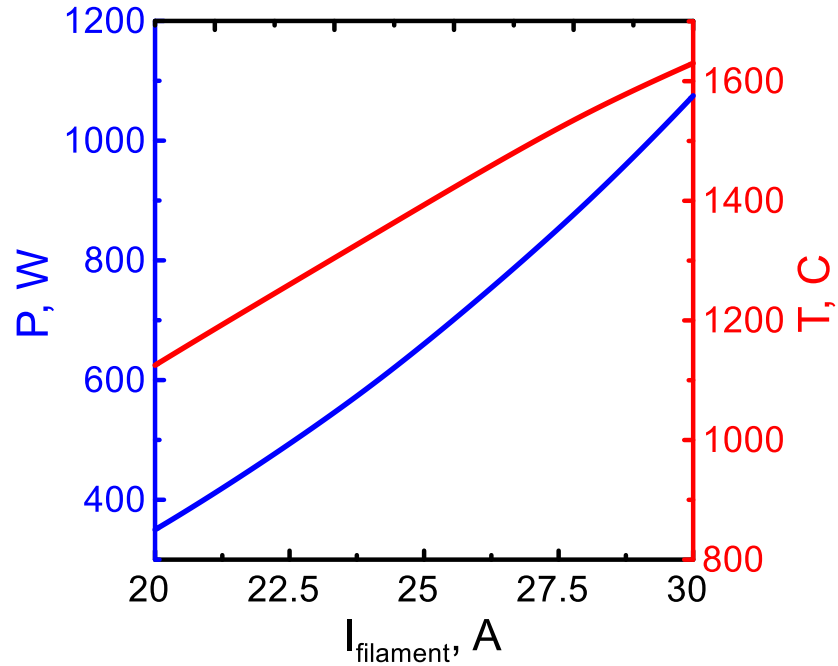


Рисунок 4.8 – Эмиссионные характеристики катода – мощность накала, ток и температура

На втором этапе измерялись зависимости пичч-фактора и скоростного разброса от тока пучка. Использовался традиционный для экспериментального исследования характеристик ВЭП метод тормозящего поля [12]. Поскольку мощность пучка в рабочем режиме превышает 3 МВт, то, чтобы избежать пробоя и перегрева деталей анализатора, все измерения проводились в моделирующем режиме, когда ток пучка, магнитное поле и напряжение удовлетворяют условиям подобия, сохраняющим электронные траектории.

$$\begin{cases} U = U_0/k, \\ I = I_0/k^{\frac{3}{2}}, \\ B = B_0/k^{1/2} \end{cases} \quad (4.7)$$

В формуле (4.7) индекс «0» соответствует рабочему режиму, k - коэффициент моделирования (в нашем случае $k = 10$). Измеренные величины пичч-фактора и скоростного разброса приведены на рисунке 4.9. Как видно, характеристики пучка вполне достаточны для получения выходной мощности 1 МВт. Расчетные параметры планарного ВЭП хорошо совпадают с экспериментальными.

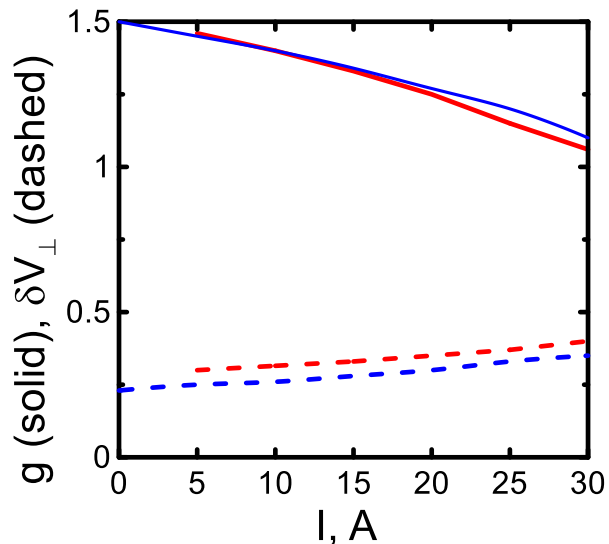


Рисунок 4.9 – Зависимости g , δv_{\perp} от тока пучка, пересчитанные на рабочий режим. Красные кривые – эксперимент, синие – теоретический расчет

4.4 Выводы по главе

На основе адиабатической теории кратко рассмотрена методика определения начальной конфигурации ЭОС и режима работы МИП. Выполнены аналитически оценки искажения формы пучка, вызванного дрейфом электронов в скрещённых электрическом и магнитном полях.

Разработана методика численной оптимизации МИП планарных гиротронов, учитывающая специфику их трёхмерной геометрии. Показано, что для снижения разброса скоростей, вызванного действием кулоновского поля пучка, целесообразно профилировать анод по поперечной координате, отсчитываемой в сторону открытого конца системы, а катод — по координате поперёк планарной системы. При этом катод позади эмиттера должен быть выполнен в виде стыка двух плоскостей, образующих между собой тупой угол. Это обеспечивает нарастание электрического поля вдоль координаты поперёк планарной системы и позволяет компенсировать неоднородное экранирующее действие пространственного заряда на электрическое поле на эмиттере. Рассчитано искажение следа пучка в рабочем пространстве гиротрона по сравнению с идеальным прямоугольным, возникающее вследствие дрейфа электронов в скрещённых электрическом и магнитном полях. Показано, что при оптимальном выборе формы электродов МИП основным фактором, приводящим к небольшому отличию профиля пучка от идеального, является его собственное кулоновское поле. Выведена приближённая формула для оценки смещения границ пучка. Сравнение данных аналитических оценок для смещения с результатами численного моделирования показывает, что погрешность теории не превышает 10÷20 %. Выполнен расчёт параметров ВЭП по физической модели, учитывающей все основные факторы, влияющие на распределение скоростей (неоднородное

поле электродов, поле пространственного заряда, тепловые скорости стартующих электронов, шероховатость эмиттера), и показано, что как отдельные фракции электронов, стартующие с разных краёв эмиттера, так и пучок в целом имеют функцию распределения по поперечным скоростям, близкую к гауссовой. Последнее свидетельствует об устойчивости ВЭП в рабочих режимах. Разработанная методика может быть применима к трёхмерным ЭОС планарных gyroприборов различных диапазонов частот и уровней мощности. Проведено экспериментальное измерение эмиссионных характеристик планарного катода и параметров ВЭП, формируемых планарной МИП. Характеристики пучка вполне достаточны для получения выходной мощности 1 МВт. Расчетные параметры планарного ВЭП хорошо совпадают с экспериментальными.

Предложенная методика позволяет оптимизировать электродные конфигурации планарной МИП и скоростное распределение в ВЭП и демонстрирует возможность создания технологичной конструкции планарной МИП с приемлемым качеством пучка.

Заключение

Основные результаты диссертации

1. Развита основанная на использовании программы CST Studio Suite методика численного анализа адиабатических и неадиабатических систем формирования винтовых электронных пучков для новых разновидностей giroприборов при произвольной трехмерной геометрии электродов электронной пушки. Разработаны соответствующие алгоритмы и программы пред- и пост- обработки результатов траекторного анализа с пользовательским интерфейсом, позволяющим задавать исходные данные и обрабатывать результаты моделирования.
2. Предложены и проанализированы новые варианты неадиабатических систем формирования ВЭП, основанные на принципе инжекции прямолинейного электронного пучка под углом к магнитному полю для придания частицам первоначальной вращательной скорости. Показано, что при умеренных значениях тока ВЭП (несколько ампер) такие системы обеспечивают в 1.5–2 раза меньшие, по сравнению с адиабатическими МИП, значения скоростного разброса, вследствие чего их питч-фактор может быть увеличен до 1.8–2 при сохранении устойчивости пучка.
3. Разработаны и оптимизированы неадиабатические электронно-оптические системы с реверсом магнитного поля, формирующие моновинтовые электронные пучки с разной, отличающейся на порядок, величиной первеанса (0.1 и 1 мкпв). Оптимизированные ЭОС, обеспечивающие значения питч-фактора 1.2-1.5 при величине скоростного разброса не более 10%, предназначены для усилительного каскада, включающего две винтовые giro-ЛБВ. При этом удается добиться величин отклонения ведущих центров электронных орбит от оси приборов, не оказывающих существенного влияния на возбуждение рабочей моды.
4. Предложена и проанализирована 10-пучковая адиабатическая МИП с секционированным эмиттером для мощной giro-ЛБВ W-диапазона. Для снижения скоростного разброса использован профилированный катод, где в области за эмиттером реализуется особая точка с напряженностью электрического поля стремящейся к нулю. Показано, что в мультипучковой МИП принципиально необходим учет азимутального дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях, приводящий к двум эффектам – повороту каждого парциального пучка и искажению его поперечного сечения по сравнению с окружностью. Для компенсации указанного эффекта необходимо каждый эллиптический парциальный эмиттер поворачивать относительно продольной оси прибора.
5. Теоретически и экспериментально исследована адиабатическая МИП, формирующая мощный (3 МВт) ленточный ВЭП, предназначенный для использования в планарном гиротроне с рабочей частотой 140 ГГц с поперечным выводом СВЧ излучения. Показано, что влияние сил

пространственного заряда на скоростной разброс может быть скомпенсировано за счет профилирования электродов ЭОС. Найдена геометрия электродов, обеспечивающая малое искажение формы пучка, значения питч-факторов порядка 1.2-1.3 и скоростной разброс менее 25%. Измерения параметров пучка методом тормозящего электрического поля продемонстрировали хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Список трудов автора по теме диссертации

- A1. Samsonov, S. V. Multitube helical-waveguide gyrotron traveling-wave amplifier: device concept and electron-optical system modeling / S. V. Samsonov, **K. A. Leshcheva**, V. N. Manuilov // IEEE Trans. Electron Devices. – 2020. – Vol. 67, No. 8. – P.3385 – 3390.
- A2. Manuilov, V. N. Cusp guns for helical-waveguide gyro-TWTs of a high-gain high-power W-band amplifier cascade / V. N. Manuilov, S. V. Samsonov, S. V. Mishakin, A. V. Klimov, **K. A. Leshcheva** // J. Infrared Milli. Terahz. Waves. – 2018. – Vol. 39, No. 9. – P. 447 – 455.
- A3. Гольденберг, А. Л. Неадиабатическая электронно-оптическая система технологического гиротрона / А. Л. Гольденберг, М.Ю. Глявин, В. Н. Мануилов, **К. А. Лещева** // Изв. вузов. Радиофизика. – 2017. – Т. 60, №. 5. – P. 442 – 448.
- A4. Мануилов, В. Н. Оптимизация магнетронно-инжекторной пушки для мощного планарного гиротрона миллиметрового диапазона длин волн / В. Н. Мануилов, В. Ю. Заславский, А. Н. Куфтин, **К. А. Лещева** // Изв. вузов. Радиофизика. – 2021. – Т. 64, № 4. – С. 253 – 264.
- A5. **Лещева, К. А.** Численное 3D-моделирование систем формирования винтовых электронных пучков гироприборов с азимутально неоднородным распределением тока эмиссии / К. А. Лещева, В. Н. Мануилов // Успехи прикладной физики. – 2019. – Т. 7. № 3. – С. 298 – 308.
- A6. Гольденберг, А. Л. Влияние неоднородности эмиссии на качество винтовых пучков, формируемых неадиабатическими электронно-оптическими системами гироприборов / А. Л. Гольденберг, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов // Прикладная физика. – 2020. – № 4. – С. 40
- A7. Кунцевич, А. Д. Численное моделирование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов с нарушением азимутальной симметрии плотности тока эмиссии / А. Д. Кунцевич, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов // «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2015)». Материалы докладов 25-ой Международной Крымской конференции. – Севастополь, 2015. – С. 193–194.
- A8. Гольденберг, А. Л. Неадиабатическая электронно-оптическая система технологического гиротрона / А. Л. Гольденберг, М. Ю. Глявин, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов // «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение». Сборник трудов II российско-белорусской научно-технической конференции им. О. В. Лосева. – Нижний Новгород, 2015. – С.268 – 270.
- A9. **Лещева, К. А.** Магнетронно-инжекторные пушки для гиротронов с эллиптическими и двухзеркальными резонаторами / К. А. Лещева, А. Д. Кунцевич, В. Н. Мануилов // «Элементная база отечественной радиоэлектроники: импортозамещение и применение». Сборник трудов II российско-белорусской научно-технической конференции

- им. О. В. Лосева. – Нижний Новгород, 2015. – С. 261–263.
- A10. **Лещева, К. А.** 3-D моделирование возмущения скоростного распределения в магнетронно-инжекторных пушках гиротронов с нарушенной аксиальной симметрией / К. А. Лещева, И. Е. Уткина, В. Н. Мануилов // Тезисы докладов X Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. – Нижний Новгород, 2016. – С.70–71.
- A11. Гольденберг, А. Л. Параметры винтового электронного пучка, формируемого в неадиабатической электронной пушке гиротрона / А. Л. Гольденберг, М. Ю. Глявин, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов, И. Е. Уткина // «Электроника и микроэлектроника СВЧ». Сборник статей V Всероссийской конференции. – Санкт-Петербург, 2016. – С. 215–217.
- A12. **Лещева, К. А.** Неадиабатические электронно-оптические системы гиротронов / К. А. Лещева // XXII Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические науки): материалы докладов. – Княгинино, 2017. – С. 55–56.
- A13. **Лещева, К. А.** 3-D Моделирование влияния азимутальной несимметрии плотности тока эмиссии на параметры электронного пучка субтерагерцового гиротрона / К. А. Лещева, В. Н. Мануилов // «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2017)». Материалы докладов 27-й Международной Крымской конференции. – Севастополь, 2017. – С. 271–275.
- A14. Уткина, И. Е. Методика компьютерного моделирования трехмерных возмущений геометрии и распределения плотности объемного заряда в магнетронно-инжекторных пушках гиротронов / И. Е. Уткина, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов // «Электроника и микроэлектроника СВЧ». Сборник статей VII Всероссийской конференции. – Санкт-Петербург, 2018. – С. 630–632.
- A15. **Лещева, К. А.** Численное моделирование и анализ параметров магнетронно-инжекторных пушек гиротронов с азимутально неоднородным распределением тока эмиссии / К. А. Лещева, В. Н. Мануилов // «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2018)». Материалы докладов 28-й Международной Крымской конференции. – Севастополь, 2018. – С. 1124–1130.
- A16. Уткина, И. Е. Методика компьютерного моделирования трехмерных возмущений геометрии и распределения плотности объемного заряда в неадиабатических магнетронно-инжекторных пушках гиротронов / И. Е. Уткина, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов // «Научный форум: технические и физико-математические науки». Сборник статей по материалам XXXIV международной научно-практической конференции. – Москва, 2019. – С. 14–18.
- A17. **Leshcheva, K. A.** Three-dimensional nonadiabatic electron-optical gyrotron systems with inhomogeneous current density / K. A. Leshcheva, V. N. Manuilov, A. L. Goldenberg // ITM Web

of Conferences.– 2019. – Vol. 30. – Art. no. 09003.

- A18. Гольденберг, А. Л. Проект электронно-оптической системы неадиабатической магнетронно-инжекционной пушки для гиротрона с частотой излучения 24 ГГц / А. Л. Гольденберг, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов, М. Д. Проявин // «Электроника и микроэлектроника СВЧ». Сборник статей X Всероссийской конференции. – Санкт-Петербург, 2021. – С. 257–261.
- A19. Zaslavsky, V. Novel Magnetron-injection gun forming ribbon helical electron beam for terahertz gyrotrons of megawatt power level / V. Zaslavsky, V. Manuilov, A. Kuftin, A. Klimov, **K. Leshcheva** // The 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz'2021). – Chengdu, China, 2021. – P. 1–2.
- A20. Патент: 2765773. Российская Федерация. МПК H01J23/06 H01J25/00 . Неадиабатическая электронная пушка для мазера на циклотронном резонансе / М. Ю. Глявин, А. Л. Гольденберг, **К. А. Лещева**, В. Н. Мануилов, М. Д. Проявин, Е. А. Солуянова, Е. М Тай; заявитель и патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук" (ИПФ РАН). – № 2021116212; заявл. 03.06.2021; опубл. 02.02.2022, Бюл. № 4

Список цитированной литературы

1. Гапонов, А. В. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике / А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1967. – Т. 10, № 9–10. – С. 1414 – 1453.
2. Flyagin, V. A. The gyrotron / V. A. Flyagin [et al.] // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. – 1977. – Vol. 25, No. 6. – P. 514–521.
3. Братман, В. Л. Циклотронные и синхротронные мазеры / В. Л. Братман [и др.] // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР. – 1979. – Вып. 1. – С. 157–216.
4. Bratman, V. L. Relativistic gyrotrons and cyclotron autoresonance masers / V. L. Bratman [et al.] // Int. J. Electron. – 1981. – Vol. 51. – P. 541-567.
5. Thumm, M. K. A. High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive / M. K. A. Thumm [et al.] // Nucl. Fusion. – 2019. – Vol. 59, No.7. – P. 073001.
6. Thumm, M. State-of-the-Art of High-Power Gyro-Devices and Free Electron Masers/ M. Thumm // J. Infrared Milli Terahz Waves. – 2020. – V. 41. – P. 1–140.
7. Nusinovich, G. Introduction to the physics of gyrotrons / G. Nusinovich – Baltimore, MD, USA: The Johns Hopkins Univ. Press, 2004. – 352 p.
8. Ергаков, В. С. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона / В. С. Ергаков, М. А. Моисеев, Р. Э. Эрм // Электронная техника, Электроника СВЧ. – 1980. – № 3. – С.20
9. Tsimring, Sh. E. Electron beams and microwave vacuum electronics / Sh. E. Tsimring. – Hoboken, New Jersey: Wiley Interscience, 2007. – 573 p.
10. Goldenberg, A. L. Formation of helical electron beams in adiabatic gun/ A. L. Goldenberg, M. I. Petelin // Radiophys. QuantumElectron. – 1973. – Vol. 16, No. 1. – P.106-111.
11. Цимринг, Ш. Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пучках / Ш. Е. Цимринг // Изв. вузов. Радиофизика. – 1972. – Т. 15, № 8. – С. 1247–1258.
12. Авдошин, Е. Г. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР/ Е. Г. Авдошин, А. Л. Гольденберг // Изв. вузов. Радиофизика. – 1973. – Т.16, №10. – С.1605–1612.
13. Krivosheev, P. V. Numerical simulation models of forming systems of intense gyrotron helical electron beams / P. V. Krivosheev [et al.] // Int. J. Infrared Millim. Waves. – 2001. – Vol. 22, No. 8. – P. 1119 – 1146.
14. Idehara, T. Electron gun for powerful large orbit gyrotron / T. Idehara [et al.] // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. – 2004. – Vol. 25, No. 1. – P. 3–14
15. Bratman, V. L. Large orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range / V. L. Bratman, Y. K. Kalynov, V. N. Manuilov // Physical Review Letters. – 2009. – Vol.102, No. 24. – P. 245101

16. Kalynov, Yu. K. Powerful continuous-wave sub-terahertz electron maser operating at the 3rd cyclotron harmonic / Yu. K. Kalynov [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2019. – V.114, No. 21. – P. 213502.
17. Rhee, M. J. Relativistic electron dynamics in a cusped magnetic field / M. J. Rhee, W. W. Destler // *Phys. Fluids.* – 1974. – Vol. 17, No. 8. – P.1574–1581.
18. Gallagher, D. A. High-power cusp gun for harmonic gyro-device applications / D. A. Gallagher [et al.] // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* – 2000. – Vol. 28, No. 3. – P. 695 – 699.
19. Donaldson, C. R. Design and numerical optimization of a cusp-gun-based electron beam for millimeter-wave gyro-devices / C. R. Donaldson [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2009. – Vol. 37, No. 11. – P. 2153 – 2157.
20. Donaldson, C. R. A cusp electron gun for millimeter wave gyrodevices / C. R. Donaldson [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 96, No. 16. – P. 141501
21. Sabchevski, S. Computer simulation of axis-encircling beams generated by an electron gun with a permanent magnet system/ S. Sabchevski [et al.] // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves.* – 2000. – Vol. 21, No. 8. – P.1191–1209.
22. Du, C. H. Development of a magnetic cusp gun for terahertz harmonic gyrodevices / C. H. Du [et al.] // *IEEE Trans. Electron Devices.* – 2012. – Vol. 59, No. 12. – P. 3635-3640.
23. Гинзбург, Н. С. Субмиллиметровые планарные гиротроны с поперечным дифракционным выводом излучения / Н. С. Гинзбург [и др.] // *Письма в ЖТФ.* – 2011. – Т. 37. № 2. – С. 62–70.
24. Ginzburg, N. S. High-power terahertz-range planar gyrotrons with transverse energy extraction / N. S. Ginzburg [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V. 108, – P. 105101.
25. Manuilov, V. N. Electron-optical systems for planar gyrotrons/ V. N. Manuilov [et al.] // *Physics of Plasmas.* – 2014. – V. 21. – P. 023106.
26. Boyd, M. R. The multiple-beam klystron / M. R. Boyd [et al.] // *IRE Trans. Electron Devices.* – 1962. – Vol. 9, No. 3. – P. 247-252.
27. Gelvich, E. A. The new generation of high-power multiple-beam klystrons/ E. A. Gelvich [et al.] // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques.* – 1993. – Vol. 41, No. 1. – P. 15-19.
28. Freydovich, I. A. A variable high-power multi-beam klystron design / I. A. Freydovich [et al.] // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A.* – 2005. – Vol. 539, No. 1–2. – P. 63-73.
29. Zapevalov, V. E. Multibarrel gyrotrons / V. E. Zapevalov, A. S. Zuev, A. N. Kuftin // *Radiophys Quantum Electron.* – 2020. – Vol. 63, No 2. – P. 97–105.
30. Патент: 2755826. Российская Федерация. МПК H01J23/06. Многоствольный гиротрон / Запевалов В. Е., Зуев А. С.; заявитель и патентообладатель: Федеральное государственное бюджетное научное учреждение "Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук" (ИПФ РАН). – №2021102698; заявл. 04.02.2021; опубл. 22.09.2021; Бюл. № 27

31. Grigoriev, A. D. O-type microwave devices / A. D. Grigoriev, V. A. Ivanov, S. I. Molokovsky // *Microwave Electronics, Springer Series in Advanced Microelectronics*. Springer, Cham. – 2018. – Vol. 61. – P.109-202.
32. Palmer, R. B. The cluster klystron demonstration experiment / R. B. Palmer [et al.] // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*. – 1995. – Vol. 366, No. 1. – P. 1-16.
33. CST Studio Suite [Электронный ресурс]. - Режим доступа: <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>
34. Python Software Foundation [Электронный ресурс]. - Режим доступа: www.python.org
35. Samsonov, S. V. Cascade of Two W -Band Helical-Waveguide Gyro-TWTs With High Gain and Output Power: Concept and Modeling / S. V. Samsonov [et al.] // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2017. – Vol. 64, No. 3. – P. 1305 - 1309.
36. Lygin, V. K. Numerical simulation of intense helical electron beams with the calculation of the velocity distribution functions / V. K. Lygin // *Int. J. of Infrared and MM waves*. – 1995. – Vol. 16, No. 2. – P. 363-376.
37. Samsonov, S. V. Ka-band gyrotron traveling-wave tubes with the highest continuous-wave and average power / S. V. Samsonov [et al.] // *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2014. – Vol.61, No.12. – P. 4264 – 4268.
38. He, W. Broadband amplification of low-terahertz signals Using Axis-Encircling Electrons in a Helically Corrugated Interaction Region / W. He [et al.] // *Phys. Rev. Lett*. – 2017. – Vol. 119, No. 18. – P. 18480.
39. Завольский, Н. А. Влияние разброса энергий и скоростей в электронном пучке на стартовые условия и КПД гиротрона / Н. А. Завольский, В. Е. Запевалов, М. А. Моисеев // *Изв. ВУЗов Радиофизика*. – 2006. – Vol. 49, № 2. – P. 121–133.
40. Zaslavsky, V. Yu. Three-dimensional particle-in-cell modeling of terahertz gyrotrons with cylindrical and planar configurations of the interaction space / V. Yu. Zaslavsky [et al.] // *Phys. Plasmas*. – 2013. – V. 20. – P. 043103.
41. Zaslavsky, V. Yu. Frequency multiplication in planar gyrotrons as a method for production of high-power multi-THz radiation / V. Yu. Zaslavsky [et al.] // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2021. – V. 68, No. 3. – P. 1267 – 1270.
42. Samsonov, S. V. W-band helical-waveguide gyro-TWTs yielding high gain and high output power: design and simulations / S. V. Samsonov [et al.] // *2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. – London, UK. – 2017. – P.1-2
43. Запевалов, В. Е. Численное моделирование и экспериментальное исследование винтовых электронных пучков сверхмощных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн / В. Е. Запевалов [и др.] // *Прикладная физика*. – 2000. – №3. – С.14 – 24.

44. Цимринг, Ш. Е. Формирование винтовых электронных пучков - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. / Ш. Е. Цимринг – Саратов: СГУ, 1974. – С. 3–94.
45. Братман, В. Л. Формирование электронного пучка с малыми циклотронными пульсациями для мазеров на свободных электронах / В. Л. Братман, В. Н. Мануилов, С. В. Самсонов // Журнал технической физики. – 1996. – Т.66, № 8. – С. 190–195.
46. Goldenberg, A. L. Technological gyrotron with low accelerating voltage / A. L. Goldenberg // Radiophys. Quantum Electron. – 2005. – Vol. 48, No. 10–11. – P. 741–747.
47. Goldenberg, A. L. Electron-optical system of a high-power gyrotron with nonadiabatic electron gun / A. L. Goldenberg, V. N. Manuilov, M. Yu. Glyavin // Radiophys. Quantum Electron. – 2005. – Vol. 48, No. 6. – P. 461 – 465.
48. Lawson, W. High-power microwave generation from a large-orbit gyrotron in vane and hole-and-slot conducting wall geometries / W. Lawson, W. W. Destler, C. D. Striffler // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1985. – Vol. 13, No.6. – P. 444 – 453.
49. Братман, В. Л. Субтерагерцовые и терагерцовые гиротроны с большой орбитой / В. Л. Братман, Ю. К. Калынов, В. Н. Мануилов // Изв. ВУЗов Радиофизика. – 2009. – Т. 52, № 7. – С. 525 – 535.
50. Louksha, O. I. On potentials of gyrotron efficiency enhancement: measurements and simulations on a 4-mm gyrotron / O. I. Louksha [et al.] // IEEE Trans. Plasma Science. – 2006. – Vol. 34, No. 3 (1). – P. 502–511
51. Hermansfeldt, W. B. Electron trajectory program / W. B. Hermansfeldt – SLAC Report 226, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, 1979.
52. Luksha, O. I. Simulation of non-uniform electron beams in the gyrotron electron-optical system / O. I. Luksha, P. A. Trofimov // Tech. Phys. – 2018. – Vol. 63, No. 4. – P. 598 – 604.
53. Pagonakis, J. G. Evolution of an electron beam with azimuthal density nonuniformity in a cylindrical beam tunnel / J. G. Pagonakis, J. L. Vomvoridis // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2004. – Vol. 32, No. 3. – P. 890 – 898.
54. Malygin, A. Design and 3-D simulations of a 10-kW/28-GHz gyrotron with a segmented emitter based on controlled porosity-reservoir cathodes / A. Malygin [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2013. – Vol. 41, No. 10. – P. 2717 – 2723
55. Мануилов, В. Н. К теории формирования релятивистских винтовых электронных пучков / В. Н. Мануилов, Ш. Е. Цимринг // ЖТФ. – 1981. Т. 26, Вып. 12. – С. 2483 – 2490.
56. Meeker, D. Finite element method magnetics (FEMM 4.2) / D. Meeker/ User's Manual – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.femm.info/wiki/Files/files.xml?action=download&file=manual.pdf>

57. Kufin, A. N. Advanced numerical and experimental investigation for gyrotrons helical electron beams / A. N. Kufin [et al.] // *Int. J. Infrared Millim. Waves.* – 1999. – Vol. 20, No. 3. – P. 361 – 382.
58. Manuilov, V. N. Ion compensation for space charge in the helical electron beams of gyrotrons / V. N. Manuilov, V. E. Semenov // *Radiophys. Quantum Electron.* – 2016. – Vol. 59, No. 1. – P. 33 – 42.
59. Glyavin, M. Yu., Experimental studies of the electron-optical system of a low-voltage gyrotron with a nonadiabatic electron gun / M. Yu. Glyavin [et al.]// *Radiophys. Quantum Electron.* – 2011. – Vol. 54, No. 8-9. – P. 622–626.
60. Bykov, Yu. 24-84-GHz gyrotron systems for technological microwave applications / Yu. Bykov [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2004. – Vol. 32, No. 1. – P. 67 – 72.
61. Glyavin, M. The Ka-band 10-kW continuous wave gyrotron with wide-band fast frequency sweep / M. Glyavin, A. Luchinin, M. Morozkin // *Rev. Sci. Instrum.* – 2012. – Vol. 83, No.7. – P. 074706.
62. Goldenberg, A. L., Energy spectrum and energy recovery possibilities in gyrotrons/ A. L. Goldenberg [et al.] // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1997. – Vol.18, No. 1. – P. 43 – 55.
63. Gaponov-Grekhov, A. V. Applications of high-power microwaves / A. V. Gaponov-Grekhov, V. L. Granatstein – Boston, MA, USA: Artech House, 1994. – 364 p.
64. Chu, K. R. The electron cyclotron maser / K. R. Chu // *Rev. Mod. Phys.* – 2004. – Vol. 76, No. 2. – P. 489–540
65. Thumm, M. Novel applications of millimeter and submillimeter wave gyro-devices/ M. Thumm // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves.* – 2001. – Vol. 22, No. 3. – P. 377–386.
66. Blank, M. W-band gyroamplifiers at haystack ultra-wide satellite imaging radar / M. Blank [et al.]// *Dig. Joint 32nd Int. Conf. Infr. Millim. Waves, 15th Int. Conf. Terahertz Electron.* – Cardiff, U.K. – 2007. – P. 364–366.
67. MacDonald, M.E. The HUSIR W-band transmitter / M.E. MacDonald [et al.] // *Lincoln Laboratory Journal.* – 2014. – Vol. 21, No. 1. – P. 106 – 114.
68. Chu, K. R. A wide-band millimeter-wave gyrotron traveling-wave amplifier experiment / K. R. Chu [et al.] // *IEEE Trans. Electron Devices.* – 1990. – Vol. 37, No.6. – P. 1557–1560.
69. Garven, M. A. gyrotron-traveling-wave tube amplifier experiment with a ceramic loaded interaction region / M. A. Garven [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2002. – Vol. 30, No.3. – P. 885–893.
70. Pershing, D. E. A TE₁₁ Ka-band gyro-TWT amplifier with high-average power compatible distributed loss / D. E. Pershing [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2004. – Vol. 32, No. 3. – P. 947 – 956.
71. Song, H. H. Theory and experiment of a 94 GHz gyrotron traveling-wave amplifier / H. H. Song [et al.] // *Phys. Plasmas.* – 2004. – Vol. 11, No. 5. – P. 2935 – 2941.
72. Wang, E. Experimental Study of high-power gyrotron traveling-wave tube with periodic lossy material loading / E. Wang [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2012. – Vol. 40, No. 7. – P. 1846 – 1853.

73. Yan, R. Design and experimental study of a high-gain W-band gyro-TWT with nonuniform periodic dielectric loaded waveguide / R. Yan, Y. Tang, Y. Luo // *IEEE Trans. on Electron Devices*. – 2014. – Vol. 61, No. 6. – P. 2564 – 2569
74. Yan, R. Investigation on high average power operations of gyro-TWTs with dielectric-loaded waveguide circuits/ R. Yan [et al.]// *IEEE Trans. on Electron Devices*. – 2018. – Vol. 65, No. 7. – P. 3012 – 3018.
75. Joye, C. D. Demonstration of a 140-GHz 1-kW confocal gyro-traveling-wave amplifier / C. D. Joye [et al.]// *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2009. – Vol. 56, No. 5. – P. 818 – 827.
76. Kim, H. J., Amplification of picosecond pulses in a 140-GHz gyrotron-traveling wave tube / H. J. Kim [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 105, No.13. – P. 135101.
77. Nanni, E. A. Photonic-band-gap traveling-wave gyrotron amplifier / E. A. Nanni [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 111, No.23. – P. 235101.
78. Denisov, G. G. Gyro-TWT with a helical operating waveguide: new possibilities to enhance efficiency and frequency bandwidth / G. G. Denisov [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 1998. – Vol. 26, No. 3. – P. 508–518.
79. Denisov, G.G. Gyro-TWTs with helically corrugated waveguides: overview of the main principles / G. G. Denisov [et al.] // *In Proc. 44th Int. Conf. on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*. – Paris, France. – 2019. – P. 1 – 3.
80. Bratman, V. L. High-gain wide-band gyrotron traveling wave amplifier with a helically corrugated waveguide / V. L. Bratman [et al.]// *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84, No. 12. – P. 2746 – 2749.
81. Samsonov, S. V. CW Ka-band kilowatt-level helical-waveguide gyro-TWT / S. V. Samsonov [et al.]// *IEEE Trans. Electron Devices*. – 2012. – Vol. 59, No. 8. – P. 2250 – 2255.
82. Mishakin, S. V. Thermal analysis of gyro-amplifiers with helically corrugated waveguides / S. V. Mishakin, S. V. Samsonov // *EPJ Web of Conferences*. – 2017. – Vol. 141. – P. 04040
83. Bratman, V. L. High-efficiency wideband gyro-TWTs and gyro-BWOs with helically corrugated waveguides / V. L. Bratman [et al.] // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 2007. – Vol. 50, No. 2. – P. 95 – 107.
84. Harriet, S. B. Cusp gun TE₂₁ second-harmonic Ka-band gyro-TWT amplifier / S. B. Harriet [et al.] // *IEEE Trans. Plasma Sci.* – 2002. – Vol. 30, No. 3. – P. 909 – 914.
85. He, W. High power wideband gyrotron backward wave oscillator operating towards the terahertz region / W. He [et al.]// *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 110, No. 16. – P. 165101.
86. Bratman, V. L. Electron-optical system of terahertz gyrotron / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov // *J. Commun. Technol. El.* – 2011. – Vol. 56, No. 4. – P. 500 – 507.
87. Lygin, V. K. Effective code for numerical simulation of the helical relativistic electron beam / V. K. Lygin, V. N. Manuilov, Sh. E. Tsimring // *Proceedings of the 11-th International Conference on High Power Particle Beams*. – Prague, Czech Republic. – 1996. – June 10–14. – Vol.1. – P. 385 – 388.

88. Ives, R. L. Advanced dispenser cathodes / R. L. Ives [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2012. – Vol. 40, No. 5. – P.1299 – 1302.
89. Samsonov, S. V. Studies of a gyrotron traveling-wave tube with helically corrugated waveguides at IAP RAS: results and prospects / S. V. Samsonov [et al.] // Radiophys. Quantum Electron. – 2019. – Vol. 62, No. 7. – P. 455 – 466.
90. Zapevalov, V. E. Multibeam gyrotrons / V. E. Zapevalov, Sh. E. Tsimring // Radiophys. Quant. Electron. – 1990. – Vol. 33, No. 11. – P. 954 – 960.
91. Nusinovich, G. S. Theory of multibeam stagger-tuned gyroklystrons / G. S. Nusinovich, B. Levush, B. G. Danly // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. – Vol. 26, No. 3. – P. 475 – 481.
92. Jerby, E. Cyclotron-resonance-maser arrays / E. Jerby [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – Vol. 27, No. 2. – P. 445 – 455.
93. Tsimring, S. E. Synthesis of systems for the formation of helical electron beams / S. E. Tsimring // Radiophys. Quantum. Electron. – 1977. – Vol. 20, No. 10. – P. 1068 – 1076.
94. Lygin, V. K., A diode electron gun for a 1 MW 140 GHz gyrotron / V. K. Lygin [et al.] // Int. J. Electron. – 1997. – Vol. 82, No.2. – P. 193 – 202.
95. Manuilov, V. N. Magnetron-injection gun with increased current for frequency tunable medium power sub-THz gyrotron / V. N. Manuilov [et al.] //J Infrared Milli Terahz Waves. – 2020. – Vol.41. – P.1488 – 1497.