

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

МИХЕЕВ Димитрий Алексеевич

ДИНАМИКА ПОПЕРЕЧНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА
В НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

01.04.03 – радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Ю.А. ПИРОГОВ

Москва, 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В МИКРОВОЛНОВЫХ УСТРОЙСТВАХ	9
§ 1.1. Введение	9
§ 1.2. Поперечные волны электронного потока.....	11
§ 1.3. Ленточный электронный поток в магнитном поле	17
§ 1.4. Механизм группировки электронов в свободном пространстве.	22
§ 1.5. Методы моделирования динамики электронных потоков	27
§ 1.5.1. Метод конечных интегралов.....	27
§ 1.5.2. Метод «частица в ячейке»	32
§ 1.6. Выводы.	36
ГЛАВА 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ПОПЕРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ	38
§ 2.1. Введение	38
§ 2.2. 3D модель цилиндрического резонатора типа Каччия.....	40
§ 2.3. Выбор формы петли связи для ввода микроволновой энергии.....	42
§ 2.4. Модовый состав и структура мод цилиндрического резонатора.	46
§ 2.5. Взаимодействие электронного пучка с высокочастотным электрическим полем цилиндрического резонатора в однородном магнитном поле.....	50
§ 2.6. Выводы	53
ГЛАВА 3. ТРАНСПОРТИРОВКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННО- ГО ПОТОКА В РАСШИРЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ	55
§ 3.1. Введение	55
§ 3.2. Многопериодная модель ленточного электронного потока	55
§ 3.3. Трехмерная реализация многопериодной модели ленточного электронного потока методом крупных частиц.....	59
§ 3.4. Распространение ленточного электронного потока в отсутствие циклотронного вращения во внешнем однородном магнитном поле.....	62
§ 3.5. Распространение ленточного электронного потока с циклотронным вращением во внешнем аксиально-симметричном магнитном поле.....	66
§ 3.6. Распространение ленточного электронного потока с циклотронным вращением во внешнем плоско-симметричном магнитном поле.....	71

§ 3.7. Эффективность преобразования циклотронной энергии ленточного пучка в энергию его продольного движения	73
§ 3.8. Применение ленточного электронного потока в циклотронном преобразователе энергии	77
§ 3.9. Выводы	78
ГЛАВА 4. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ	80
§ 4.1. Введение	80
§ 4.2. Модель электронного пучка	80
§ 4.3. Пространственная группировка электронного потока в аксиально-симметричном магнитном поле	83
§ 4.4. Пространственная группировка электронного потока в плоско-симметричном магнитном поле	87
§ 4.5. Спектральный анализ сгруппированного электронного потока	89
§ 4.6. Принцип пространственной 3D группировки электронного потока в неоднородных магнитных полях	96
§ 4.7. Выводы	98
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	99
ЛИТЕРАТУРА	101

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

В современной электровакуумной технике большинство проводимых фундаментальных исследований продиктованы необходимостью решения ряда практических задач, главными из которых на текущий момент являются:

- 1) Повышение выходной СВЧ мощности и энергии электровакуумных устройств, работающих как в импульсном, так и в непрерывном режиме, повышение средней мощности импульсных приборов;
- 2) Повышение эффективности использования энергии, запасенной в пучках вакуумных устройств, увеличение коэффициента полезного действия (КПД) приборов СВЧ;
- 3) Освоение субтерагерцового и терагерцового диапазона длин волн;
- 4) Уменьшение массогабаритов устройств СВЧ.

Традиционно центральная роль отводится решению первых двух задач: создание мощных и высокоэффективных устройств СВЧ [1-4]. Использование устройств СВЧ с одним цилиндрическим или трубчатым электронным потоком на данном этапе уже является недостаточным для решения указанных проблем, так как входная микроволновая мощность таких устройств сильно ограничена по уровню максимального входного тока пучка и остается сравнительно невысокой.

В настоящее время в отечественной вакуумной электронике вопрос повышения входной мощности устройств СВЧ решается применением многолучевых приборов на основе пучков круглого сечения [5-9]. Однако использование подобных устройств сопряжено с рядом затруднений, неизбежно возникающих при разработке и изготовлении многолучевых приборов. Во-первых, существует проблема фокусировки пучков, которые находятся в различных начальных условиях, что в итоге сказывается не только на эффективности устройства в целом, но и ограничивает его входную мощность. Во-вторых, при переходе в миллиметровый и более коротковолновые диапазоны длин волн поперечные размеры как пучков, так и каналов, в которых они распространяются, становятся настолько малы, что «протянуть» все пучки вдоль канала взаимодействия без оседания электронов на стенки устройства представляется практически неосуществимой задачей.

В настоящей работе в качестве альтернативы многолучевым устройствам предлагается использование ленточных электронных потоков для создания высокомошных электровакуумных приборов СВЧ [10-26]. Ленточные электронные потоки с широким прямоугольным (или эллипсоидальным) сечением дают возможность реализовать одновременно большой ток пучка

и низкую плотность пространственного заряда, снизить уровень фокусирующего магнитного поля и обеспечить высокую эффективность устройств с широкой рабочей полосой частот, высокими значениями импульсной и средней мощности.

Исследования, проведенные в последние годы за рубежом, продемонстрировали перспективность устройств СВЧ с ленточными электронными пучками [27-32]. В настоящее время уже существуют экспериментальные образцы мощных устройств СВЧ с ленточными электронными пучками. Например, клистрон и лампа бегущей волны (ЛБВ) в миллиметровом диапазоне длин волн [28, 30].

Особое внимание в работе уделяется поперечно-волновому взаимодействию электронных потоков с высокочастотными электромагнитными полями [33, 34]. Высокая эффективность преобразования энергии микроволн в энергию постоянного тока может быть достигнута при модуляции ленточного электронного потока поперечными электрическими полями. Теоретические и экспериментальные работы продемонстрировали возможность и перспективность поперечно-волнового взаимодействия применительно к мощным приборам СВЧ [35].

Отметим, что проведенные в работе исследования, которые связаны с изучением энергообмена ленточного электронного потока с поперечными электромагнитными полями, позволили обнаружить новый эффект, получивший название пространственной 3D группировки электронного потока. Рассмотрению данного эффекта выделена одна из глав диссертации.

Цель диссертационной работы – изучение динамики поперечных волн электронного потока в неоднородных электрических и магнитных полях с аксиальной и плоской симметрией. В рамках указанной цели решались следующие задачи:

1. Разработка трехмерной (3D) дискретной математической модели ленточного электронного пучка для исследования устойчивости и динамики распространения пучка в неоднородных электрических и магнитных полях.
2. Анализ модового состава и структуры мод высокочастотного электрического поля цилиндрического резонатора с ламельным зазором, изучение динамики взаимодействия электронного пучка с высокочастотным поперечным полем резонатора.
3. Исследование динамики электронных пучков с циклотронным вращением в расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях с целью повышения мощности и эффективности СВЧ устройств с поперечной модуляцией электронного потока.
4. Изучение возможности пространственной группировки электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях без начальной модуляции продольной скорости электронов.

Научная новизна

1. Разработана оригинальная трехмерная (3D) дискретная математическая модель ленточного электронного пучка для исследования устойчивости и динамики распространения пучка в неоднородных электрических и магнитных полях.
2. Впервые изучен модовый состав и структура мод высокочастотного электрического поля цилиндрического резонатора с ламельным зазором, изучены процессы взаимодействия электронного пучка с высокочастотным поперечным полем резонатора.
3. Исследована возможность прямого преобразования энергии быстрой циклотронной волны ленточного электронного потока в энергию постоянного электрического тока в неоднородных расширяющихся магнитных полях.
4. Впервые изучены вопросы устойчивости и деформации поперечного сечения ленточных электронных пучков с циклотронным вращением в расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях.
5. Впервые показана возможность пространственной 3D группировки электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях в отсутствие начальной модуляции продольной скорости электронов.

Достоверность результатов, представленных в диссертационной работе, подтверждается численными и модельными экспериментами, а также соответствием полученных результатов априорной информации, теоретическим расчетам и данным, полученным в работах других авторов.

Практическая значимость

1. Предложенная трехмерная (3D) дискретная модель ленточного электронного потока является перспективной для моделирования и разработки широкого класса микроволновых устройств с ленточными электронными пучками в миллиметровом и терагерцовом диапазонах.
2. Предложена оригинальная конструкция цилиндрического резонатора с поперечным электрическим полем, который может быть использован для транспортировки и модуляции как ленточных, так и цилиндрических потоков. Разработанная модель резонатора также может быть использована для группировки электронных потоков.
3. Повышение устойчивости ленточных электронных пучков с циклотронным вращением в расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях дает дополнительные перспективы для разработки мощных СВЧ устройств с поперечной модуляцией электронного потока.

4. Выявленный эффект пространственной 3D группировки электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях необходимо учитывать при разработке мощных СВЧ устройств с поперечной модуляцией электронного потока.

Положения, выносимые на защиту

1. Оптимизация формы петли связи в цилиндрическом резонаторе с ламельным зазором обеспечивает возбуждение основной моды высокочастотного электрического поля с однородным электрическим полем в канале взаимодействия с электронным пучком. Применение согласующего узла треугольной формы позволяет достичь максимально возможного коэффициента передачи энергии сигнала в электронный поток.
2. В расширяющихся аксиально-симметричных магнитных полях распространение ленточных электронных потоков становится более стабильным благодаря уменьшению поля пространственного заряда $\vec{E}$ и фокусирующего магнитного поля $\vec{B}$, т.е. уменьшению фактора $\vec{E} \times \vec{B}$, вызывающего деформацию поперечного сечения ленточного пучка.
3. Установлена возможность прямого преобразования энергии быстрой циклотронной волны ленточного электронного потока в энергию постоянного электрического тока в неоднородных расширяющихся магнитных полях.
4. В случае аксиально-симметричных магнитных полей пространственная 3D группировка электронного потока возникает в условиях несоосности между магнитным полем и осью циклотронного вращения электронов. В плоско-симметричных магнитных полях в случае, когда ось вращения потока лежит в плоскости симметрии магнитного поля, в потоке возбуждаются только четные гармоники плотности тока.

Апробация работы и публикации

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих научных российских и международных конференциях и семинарах: IV и V Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2015, 2016), 10-й Международной конференции по вакуумным источникам энергии (Санкт-Петербург, 2014), 2-м Международном форуме «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической энергетике» (Москва, 2014), V научно-технической конференции молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы развития систем и средств ВКО» (Москва, 2014), IX Всероссийской научной молодежной школе «Возобновляемые источники энергии» (Москва, 2014), 13-й Международной конференции по вакуумной электронике (Монтерей, США, 2012), на Научных сессиях НИЯУ МИФИ (Москва, 2012, 2013, 2014, 2015), Всероссийской школе-семинаре «Физика и применение микроволн» (Звенигород, 2012; Красновидово, 2013, 2014, 2015, 2016), Ломоносов-

ских чтениях (Москва, 2016), семинаре кафедры фотоники и физики микроволн Физического факультета МГУ. По теме диссертации опубликовано 27 работ, в том числе 6 научных статей в реферируемых изданиях из списка ВАК [80-10].

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) в рамках выполнения работ по научному проекту № 16-32-00826 мол_а.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертационной работе результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Структура и объем диссертации

Диссертация включает введение, четыре главы, заключение и список литературы из 106 наименований. Объем диссертации – 109 страниц, число рисунков – 68, число таблиц – 13.

ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В МИКРОВОЛНОВЫХ УСТРОЙСТВАХ

§1.1. Введение

В вакуумной электронике уже на протяжении многих десятилетий ключевыми вопросами остаются повышение мощности и эффективности устройств СВЧ [1-4]. Дальнейшее увеличение входной мощности устройств, использующих электронные пучки круглого сечения, ограничено уровнем тока при заданном на катоде напряжении. Также возможно использование многолучевых микроволновых устройств [5-9] с целью повышения выходной мощности, однако и здесь существует ряд вопросов, описанных выше во введении к диссертационной работе.

В связи с практической необходимостью увеличения уровня входной мощности устройств СВЧ в современной вакуумной электронике в последнее десятилетие получило новое развитие направление, связанное с применением ленточных электронных пучков в микроволновых усилителях и преобразователях волн [27-32]. Теория ленточных потоков была разработана в 50-60-е годы прошлого века, но ввиду невозможности создания точной аналитической модели ленточных потоков их применение ограничивалось лишь устройствами малой мощности. С развитием численных методов моделирования и увеличением производительности компьютеров появилась возможность полноценного анализа ленточных потоков. Этим и объясняется появившийся интерес к тематике ленточных электронных потоков.

Микроволновые устройства с ленточными электронными потоками могут обладать очевидными преимуществами по сравнению с СВЧ-устройствами с цилиндрическими электронными пучками. Уровень входной мощности электровакуумных устройств СВЧ с ленточными пучками может быть существенно увеличен за счет ширины пучка, которая может превосходить его толщину в несколько десятков раз. Таким образом, при плотности тока, близкой или равной плотности тока электронного пучка круглого сечения можно получить существенный прирост суммарного тока и, как следствие, входной и выходной мощности устройства.

В традиционных конструкциях СВЧ приборов выходная мощность уменьшается пропорционально квадрату рабочей частоты, в то время как в приборе с ленточным пучком при достаточно большом отношении сторон пучка этот параметр изменяется линейно [36]. Преимущества подобных приборов делают их перспективными источниками СВЧ энергии сверхвысокого уровня.

Широкое применение ленточный электронный пучок может найти в вакуумной микроэлектронике. В работах [32, 37-42] высказывается возможность использования ленточных пото-

ков в компактных устройствах СВЧ в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах. Применение ленточных потоков существенно снижает массогабаритные характеристики подобных устройств.

Для повышения эффективности вакуумных устройств СВЧ предлагается использовать поперечные волны электронного потока, возбуждаемых посредством резонаторов типа Каччия [35, 43, 44]. Оригинальная модель подобного резонатора предложена в одной из глав диссертации. Отличительной особенностью подобного резонатора является линейная передача энергии микроволн в электронный пучок в однородном магнитном поле, а также слабое воздействие сил пространственного заряда на электронный поток ввиду отсутствия в нем периодических сгущений. Тем не менее, при определенных конфигурациях магнитного поля при помощи резонаторов типа Каччия, сообщаящих электронному потоку вращательное движение, можно зафиксировать эффект пространственной 3D группировки электронного потока. До сих пор группировка электронов в клистродах характеризовалась сгустками, сильно локализованными в пространстве и испытывающими сильное воздействие сил пространственного заряда. Эффект пространственной группировки, описанный в четвертой главе, позволяет во многом снять этот вопрос и уменьшить локализацию сгустков.

Использование ленточных электронных потоков достаточно перспективно для поперечно-волновых устройств СВЧ. Поперечно-волновые устройства СВЧ обладают большими значениями суммарного КПД. Например, в циклотронном преобразователе энергии (ЦПЭ) эффективность преобразования энергии микроволнового излучения в энергию постоянного тока может достигать 80% [45-46]. Известно, что ЦПЭ могут быть применены в проектах солнечной космической энергетики [47-48]. Однако стоит отметить, что входная мощность опытных образцов ЦПЭ, изготовленных к текущему моменту, остается сравнительно невысокой и не превышает 10 кВт [49]. Применение ленточных электронных потоков существенно может повысить выходную мощность данного устройства. Возможности создания ЦПЭ с ленточным пучком посвящен один из параграфов третьей главы.

Значительная часть результатов, представленных в настоящей работе, получена методами численного моделирования. Процессы формирования и распространения электронных потоков носят существенно нелинейный характер, что значительно усложняет их аналитическое рассмотрение. Этот факт делает необходимым совершенствование методов численного моделирования динамики электронных потоков.

В диссертационной работе в первой главе достаточно полно описаны ставшие уже стандартными методы моделирования электронных потоков (метод конечных интегралов и метод «частица в ячейке») [50, 51]. Также предложен оригинальный метод крупных частиц для моделирования ленточных электронных потоков.

§1.2. Поперечные волны электронного потока

В электровакуумных СВЧ устройствах существует два принципа динамического управления электронным потоком, если говорить о направлении воздействия внешних сил на электронный пучок.

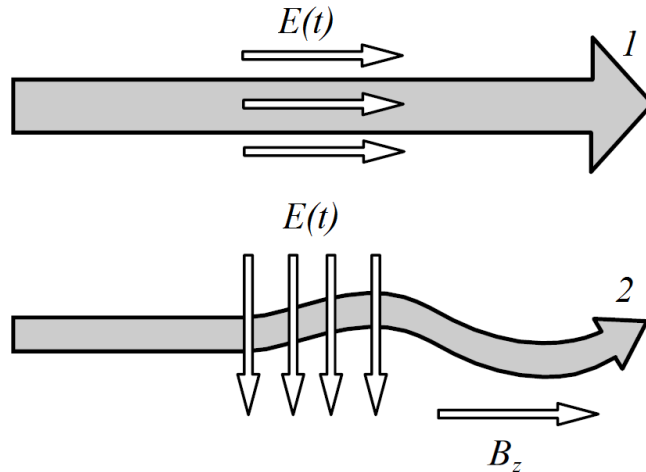


Рис. 1.1. Модуляция электронного потока: 1 – продольная, 2 – поперечная.
 $E(t)$ – переменное электрическое поле, B_z – продольное магнитное поле.

В первом случае переменное электрическое высокочастотное поле $E(t)$ направлено вдоль вектора скорости дрейфа электронного потока (рис. 1.1). Такой принцип модуляции получил название продольной модуляции электронного потока. Продольная модуляция потока используется в большинстве классических СВЧ приборов, в частности, в клистронах, лампах бегущей и обратной волны [52].

В другом случае электронный поток дрейфует вдоль внешнего продольного магнитного поля B_z , а переменное электрическое поле $E(t)$ действует перпендикулярно к нему (рис. 1.1). Данный принцип динамического управления электронным потоком называется поперечной модуляцией. Поперечная модуляция не получила столь широкого применения, как продольная модуляция, и используется в циклотронных преобразователях и усилителях волн, в частности, в циклотронных преобразователях энергии, циклотронных защитных устройствах, электронно-лучевых параметрических и электростатических усилителях [35].

Продольная модуляция обычно описывается волнами пространственного заряда. При продольной модуляции электронного потока возбуждаются быстрая и медленная волны пространственного заряда. Эти волны распространяются внутри пучка и являются продольными. Фазовые скорости быстрой (+) и медленной (–) волн пространственного заряда имеют следующий вид:

$$v_{p\pm} = \frac{v_z}{1 \mp \omega_q/\omega}, \quad (1.1)$$

где v_z – продольная скорость электронного потока, ω – частота сигнала, ω_q – редуцированная плазменная частота.

При использовании продольной модуляции электронного потока возникают существенные проблемы, связанные с нелинейной природой сил пространственного заряда, что создает определенные трудности в процессах фокусировки электронного потока и его энергообмена с внешними электромагнитными полями. Кроме того, фазовые скорости волн пространственного заряда характеризуются низкой дисперсией, что существенным образом сказывается на характеристиках СВЧ устройств, в частности, для клистронов – на коэффициентах усиления и шума.

Вопросов, связанных с действием сил пространственного заряда, в значительной мере удастся избежать применением принципа поперечной модуляции электронного потока. В этом случае электронный поток, свободно дрейфующий в продольном магнитном поле, описывается в поперечном направлении двумя независимыми координатами и поэтому может содержать вдвое большее по сравнению с продольным случаем количество нормальных волн (до четырех).

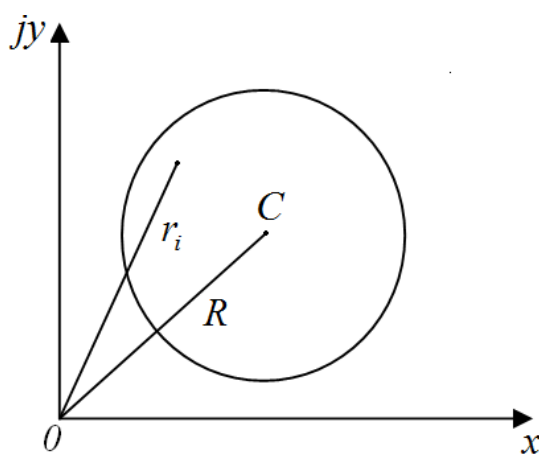


Рис. 1.2. Отдельное сечение (диск) электронного потока: r_i – координата i -ой частицы диска, C – центр масс диска, R – координата центра масс диска.

Поперечные волны электронного потока исследовались в ряде работ [33-35, 43, 44, 53, 55]. Среди подходов к анализу поперечных колебаний и волн электронного потока выделим метод связанных волн в дисковой модели электронного потока [53, 54]. В рамках дисковой модели электронный пучок представляется в виде совокупности дисков бесконечно малой толщины, движущихся вдоль оси z с постоянной продольной скоростью v_z .

Ввиду бесконечно малой толщины дисков, задача сводится к анализу движения некоторого сечения пучка (Рис. 1.2). Пусть положение i -ой частицы диска описывается комплексной координатой

$$r_i(z, t) = x_i(z, t) + jy_i(z, t). \quad (1.2)$$

Тогда координата центра масс представляется следующим образом:

$$R(z, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N r_i(z, t), \quad (1.3)$$

где N – число электронов в некотором сечении электронного потока.

Пусть пучок распространяется в однородном магнитном поле $B_z = B_0$. Запишем уравнение движения центра масс анализируемого сечения:

$$\frac{d^2 R}{dt^2} - j\omega_c \frac{dR}{dt} = \frac{1}{mN} \sum_{i=1}^N F_i, \quad (1.4)$$

где $\omega_c = (e/m)B_0$ – циклотронная частота, F_i – внешняя поперечная сила, действующая на электрон с номером i ; e – заряд электрона, m – масса электрона.

Решение данного уравнения ищется методом связанных волн в виде суммы двух циркулярно-поляризованных волн

$$R(z, t) = R_+(z)e^{j(\omega t - \beta_e z)} + R_-(z)e^{-j(\omega t - \beta_e z)}, \quad (1.5)$$

где $\beta_e = \omega / v_z$ – электронная постоянная распространения. Отметим, что амплитуды волн $R_{\pm}$ зависят только от продольной координаты z .

Внешнюю поперечную силу, действующую на сечение электронного пучка, перепишем аналогичным образом:

$$\frac{1}{mN} \sum_{i=1}^N F_i(z, t) = F_+(z)e^{j(\omega t - \beta_e z)} + F_-(z)e^{-j(\omega t - \beta_e z)}. \quad (1.6)$$

Подставляя выражения (1.5) и (1.6) в исходное уравнение центра масс сечения электронного пучка (1.4), получим уравнения для амплитуд двух циркулярно-поляризованных волн:

$$\frac{d^2 R_{\pm}}{dz^2} - j\beta_c \frac{dR_{\pm}}{dz} = \frac{1}{v_z} F_{\pm}, \quad (1.7)$$

где $\beta_c = \omega_c / v_z$ – циклотронная постоянная распространения.

В отсутствие внешних сил ($F_{\pm} \equiv 0$) решение системы уравнений (1.7) имеет вид

$$R_{\pm}(z) = R_{2\pm} + R_{1\pm} e^{j\beta_c z}, \quad (1.8)$$

где амплитуды $R_{2\pm} = \text{const}_{2\pm}$, $R_{1\pm} = \text{const}_{1\pm}$.

Тогда решение уравнения (1.4) представимо в виде

$$\begin{aligned} R(z, t) = & R_{1+} e^{j[\omega t - (\beta_e - \beta_c)z]} + R_{1-} e^{-j[\omega t - (\beta_e + \beta_c)z]} \\ & + R_{2+} e^{j(\omega t - \beta_e z)} + R_{2-} e^{-j(\omega t - \beta_e z)}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

В случае, когда внешние сил присутствуют ($F_{\pm} \neq 0$), решение уравнения (1.4) также представимо в виде (1.9), но с переменными амплитудами:

$$\begin{aligned} R(z, t) = & R_{1+}(z) e^{j[\omega t - (\beta_e - \beta_c)z]} + R_{1-}(z) e^{-j[\omega t - (\beta_e + \beta_c)z]} + \\ & + R_{2+}(z) e^{j(\omega t - \beta_e z)} + R_{2-}(z) e^{-j(\omega t - \beta_e z)}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Нахождение амплитуд $R_{1\pm}(z)$ и $R_{2\pm}(z)$ с учетом дополнительных условий

$$\frac{dR_{2\pm}(z)}{dz} + \frac{dR_{1\pm}(z)}{dz} e^{j\beta_c z} = 0 \quad (1.11)$$

для разрешимости системы уравнений (1.7) сводится к интегрированию соотношений

$$\frac{dR_{1\pm}(z)}{dz} = -j \frac{1}{\beta_c v_z^2} F_{\pm}(z) e^{j(\pm\beta_e - \beta_c)z}, \quad (1.12)$$

$$\frac{dR_{2\pm}(z)}{dz} = j \frac{1}{\beta_c v_z^2} F_{\pm}(z) e^{\pm j\beta_e z}. \quad (1.13)$$

Таким образом, движение электронного потока, дрейфующего в однородном продольном магнитном поле, может быть описано суммой четырех независимых циркулярно-поляризованных волн. Две волны с амплитудами R_{1+} и R_{1-} – быстрая и медленная циклотронные волны (БЦВ и МЦВ) соответственно. Их фазовые скорости зависят от циклотронной частоты

$$v_{p\pm}^c = \frac{v_z}{1 \mp \omega_c / \omega}. \quad (1.14)$$

Две другие волны с амплитудами R_{2+} и R_{2-} – быстрая и медленная синхронные волны (БСВ и МСВ). Их фазовые скорости равны продольной скорости электронного потока

$$v_{p\pm}^s = v_z. \quad (1.15)$$

Пара волн с амплитудами R_{1+} и R_{2+} имеют правую циркулярную поляризацию, другая пара волн с амплитудами R_{1-} и R_{2-} – левую.

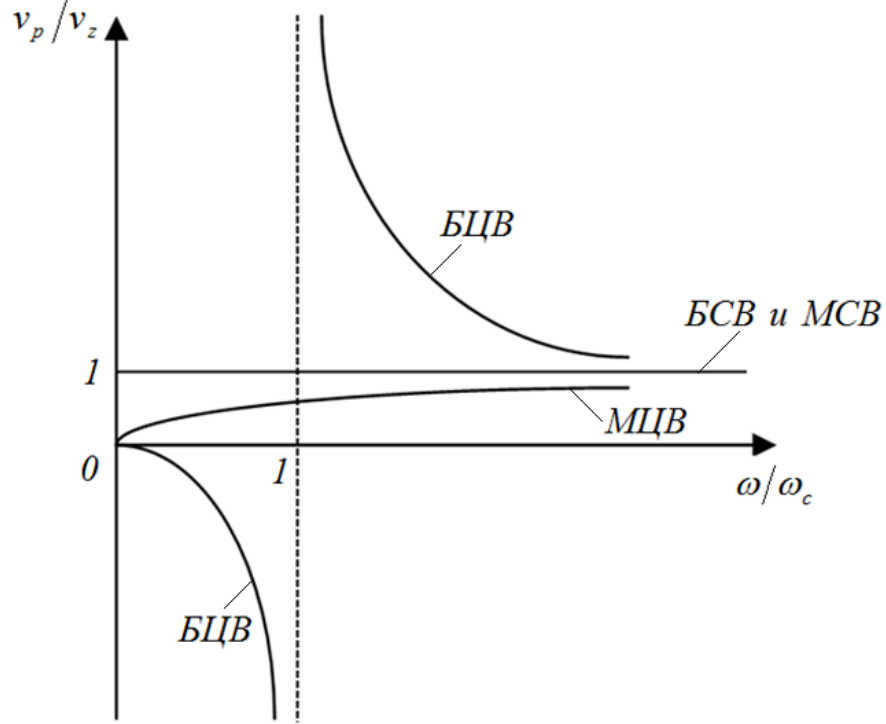


Рис. 1.3. Дисперсионные характеристики поперечных волн.

Перейдем в движущуюся со скоростью v_z вдоль оси z систему координат, полагая, что $z = v_z t$. Тогда выражение (1.9) перепишется следующим образом:

$$R = (R_{2+} + R_{2-}) + (R_{1+} + R_{1-})e^{j\omega_c t}. \quad (1.16)$$

Таким образом, циклотронные волны описывают поперечные скорости электронов, а их амплитуды определяют радиус вращения электрона с циклотронной частотой. Синхронные волны описывают поперечные смещения центра орбитального движения электронов относительно оси системы.

В области циклотронного резонанса (при $\omega/\omega_c \rightarrow 1$) дисперсия фазовой скорости БЦВ достигает максимального значения (рис. 1.3), а ее величина стремится к бесконечности:

$$v_{p+}^c (\omega \rightarrow \omega_c) \rightarrow \infty. \quad (1.17)$$

При этом фазовые скорости МЦВ, БСВ и МСВ при циклотронном резонансе конечны и относительно фазовой скорости БЦВ малы по величине:

$$v_{p-}^c(\omega \rightarrow \omega_c) = v_z/2, \quad (1.18)$$

$$v_{p\pm}^s(\omega \rightarrow \omega_c) = v_z. \quad (1.19)$$

Таким образом, можно утверждать, что существует возможность селективного взаимодействия поперечного электрического поля только с БЦВ электронного потока.

Пусть в электронном пучке возбуждается только БЦВ. В этом случае электроны потока участвуют в двух видах движения одновременно: вращении вокруг оси z с круговой частотой ω_c и движении вдоль оси z с продольной скоростью v_z . В фиксированный момент времени электроны пучка располагаются по спиралям. Направления закрутки спиралей при $\omega/\omega_c > 1$ и $\omega/\omega_c < 1$ противоположны. В случае циклотронного резонанса $\omega/\omega_c = 1$ спираль вырождается в прямую линию, вращающуюся как единое целое вокруг оси z и движущуюся вдоль нее.

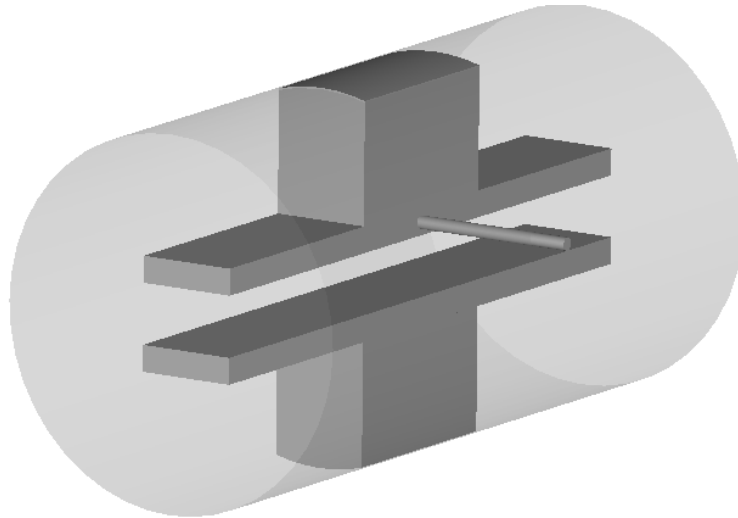


Рис. 1.4. Цилиндрический резонатор типа Каччия.

На практике для возбуждения БЦВ электронного потока используются резонаторные устройства типа Каччия (Рис. 1.4). Как правило, в полости резонатора располагаются две прямоугольные ламели, в узком и протяженном зазоре между которыми возбуждается поперечное высокочастотное электрическое поле сигнала, вводимого в резонатор с помощью петли связи. Электронный поток инжектируется в резонатор через круглое отверстие в торце, проходит через зазор между ламелями и выходит из резонатора через отверстие в противоположном торце.

Отличительной особенностью данной конструкции резонатора является длительное взаимодействие поперечного электрического поля с БЦВ электронного потока. В сравнении с резонаторами клистронов, где пролетный угол электронов обычно не превышает $\pi/2$, в резонаторе с ламелями пролетный угол электронов может быть равен нескольким десяткам π .

Геометрические размеры резонатора и конфигурация магнитного поля выбираются таким образом, чтобы обеспечить условия циклотронного резонанса и возбуждение БЦВ в электронном потоке. Возбуждение остальных нормальных волн в пучке можно не учитывать, так как они далеки от условий синхронизма с полем резонатора.

На выходе резонатора поперечная кинетическая энергия электронного потока имеет максимальное значение и значительно превышает величину энергии продольного движения потока в $W = P_{ex}/P_0$ раз за вычетом потерь в резонаторе, где P_{ex} – входная СВЧ мощность, P_0 – начальная мощность пучка.

Резонаторы типа Каччия исследованы во многих работах, например, в [43, 44, 56]. Ограничение по уровню вводимой в электронный поток мощности связано с величиной тока пучка I_0 и с геометрическими размерами емкостного зазора D резонатора, определяющими максимально возможное значение радиуса вращения электронов R_c ($D > 2R_c$):

$$P_{ex} = \frac{I_0 \omega_c^2 R_c^2}{2(e/m)}. \quad (1.20)$$

При реально осуществимых значениях ω_c и R_c входная мощность может достигать нескольких сотен киловатт для пучка круглого сечения. Величина разброса продольных скоростей электронов на выходе из резонатора можно считать незначительной [57].

§1.3. Ленточный электронный поток в магнитном поле

Идея использования ленточных электронных потоков в вакуумных устройствах СВЧ выглядит привлекательной с точки зрения транспортировки пучков большой мощности при меньшей или равной плотности тока в сравнении с классическими вакуумными приборами, в которых используются цилиндрические потоки [10-32]. Высокие значения мощности могут быть достигнуты за счет увеличения эффективной площади электронного потока по одной из поперечных координат.

Концепция устройств СВЧ с ленточными электронными пучками не нова и имеет сравнительно долгую историю. Широкое распространение идея использования ленточных пучков получила в 50-е годы прошлого столетия при разработке клистронных усилителей и изучении возможности повышения их выходной мощности. В ряде аналитических работ были представ-

лены модельные ленточные потоки, описывающие их фокусировку и транспортировку в магнитных полях различной конфигурации [58-60]. Особое внимание в этих работах уделено различным типам неустойчивостей, возникающим при распространении ленточных потоков в каналах взаимодействия с электромагнитными полями.

В отечественной литературе идея применения ленточных электронных потоков в электровакуумных устройствах впервые описана В. Ф. Коваленко [61]. Подробный анализ ленточных электронных потоков для случая пучков бесконечной ширины приведен в монографии И. В. Алямовского [10].

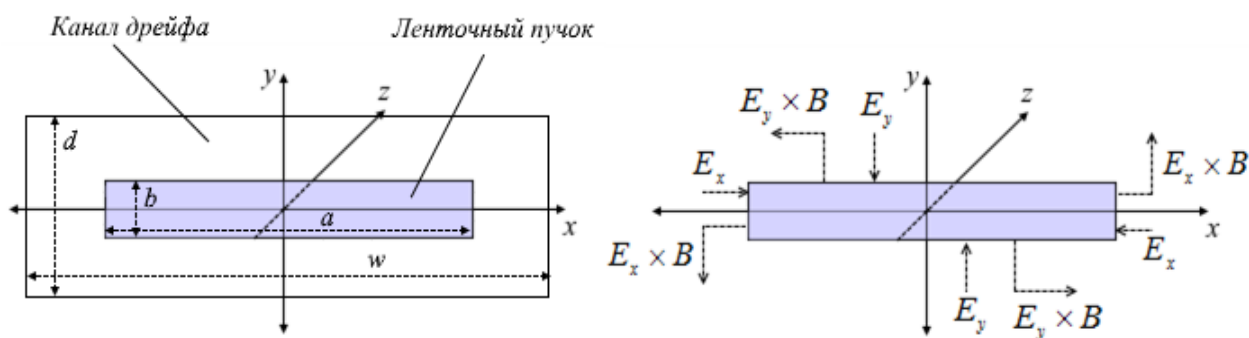


Рис.1.5. Ленточный электронный поток: а) пучок в канале дрейфа в волноводе с проводящими стенками, a и b – ширина и толщина пучка, w и d – ширина и толщина волновода; б) поперечное сечение пучка, E_x и E_y – компоненты электрического поля пространственного заряда пучка, B – внешнее магнитное поле.

Ленточные электронные потоки нашли применение в ряде вакуумных устройств СВЧ, например, в лампах бегущей и обратной волны [62]. Первые приборы с применением ленточных электронных потоков не отличались высокими уровнями выходной мощности. По большей части это были низковольтные устройства с небольшими суммарными значениями КПД и тока.

Основной проблемой при транспортировке ленточных электронных потоков является возникновение диокотронной неустойчивости, которая проявляется под воздействием сил магнитного поля и пространственного заряда. Например, в однородном магнитном поле диокотронная неустойчивость возникает под воздействием фактора $\vec{E} \times \vec{B}$ (Рис. 1.5). При этом возникает сдвиг потока между верхней и нижней половинами в сечении ленточного пучка. Профиль потока начинает изменяться. В итоге края пучка закручиваются (Рис.1.6). При определенных условиях под действием диокотронной неустойчивости ленточный электронный поток может разрушиться и распасться на отдельные структуры [31, 59, 60, 63-65].

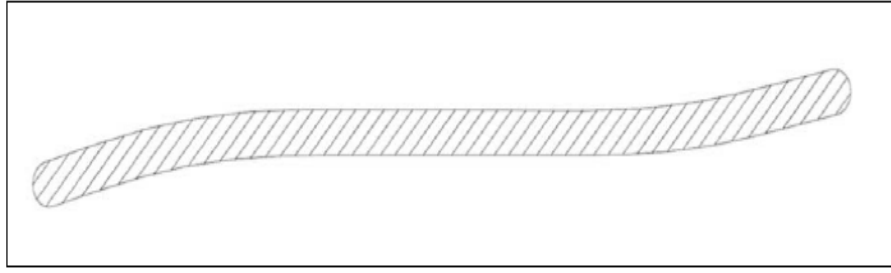


Рис.1.6. Скручивание краев ленточного пучка при его распространении в канале дрейфа.

Деформация формы поперечного сечения возникает под влиянием E_x – компоненты поля пространственного заряда, резко нарастающей к краям поперечного сечения пучка (Рис. 1.6). Согласно [27] выражение для E_x – компоненты может быть записано аналитически (Рис. 1.7):

$$E_x = -\frac{4m\omega_p^2}{2\eta_0} \sum_j \frac{\sin(k_j b/2)}{k_j^2} \frac{\cosh[k_j(w-a)/2]}{\cosh(k_j w/2)} \cos(k_j y) \sinh(k_j x). \quad (1.21)$$

где $k_j = (2j+1)\pi/d$, $\omega_p = (e\rho/m\varepsilon_0\gamma^3)^{1/2}$ – плазменная частота, $\gamma = \sqrt{1-(v_z/c)^2}$, v_z – продольная скорость, c – скорость света в вакууме, e – заряд электрона, m – масса электрона, $\eta_0 = e/m$ – удельный заряд электрона, ρ – удельная плотность заряда, ε_0 – диэлектрическая проницаемость в вакууме.

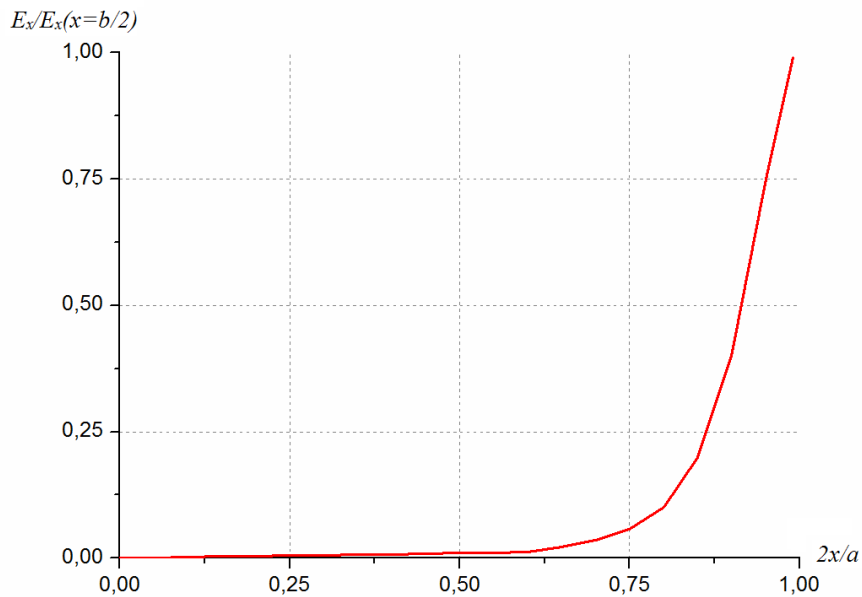


Рис.1.7. Изменение E_x – компоненты поля пространственного заряда при приближении к краям поперечного сечения ленточного пучка.

Длину нарастания диокотронной неустойчивости при этом задается выражением

$$L_d > \frac{v_z \omega_c}{\omega_p^2} \approx 8\gamma^3 \left(\frac{v_z}{c} \right)^2 \frac{B_z}{j_b}, \quad (1.22)$$

где $\omega_c = eB_z/m$ — циклотронная частота, B_z — продольное однородное магнитное поле, j_b — плотность тока пучка.

Согласно (1.22) подавление диокотронной неустойчивости может быть достигнуто несколькими путями. Во-первых, применением электронных потоков высокой мощности (релятивистские потоки с большим значением γ) или низкой плотности j_b , что позволит снизить действие сил пространственного заряда. Во-вторых, увеличением значения напряженности продольного магнитного поля B_z . Использование данных способов подавления неустойчивости продемонстрировано в ряде экспериментальных работ [28, 31, 66, 67]. Среди других методов устранения неустойчивости в однородном поле выделим применение близкорасположенных к пучку проводящих стенок волновода, вдоль которых движется поток [63]. При этом возникают зеркальные заряды и токи, способствующие устойчивости электронного потока. Также вместо прямоугольных пучков целесообразнее использование пучков не прямоугольного, а эллипсоидального сечения [31]. При этом краевые эффекты оказываются не столь выраженными.

Альтернативным методом устранения диокотронной неустойчивости является применение периодических магнитных полей [63]. Поля подобной конфигурации рассмотрены в ряде теоретических и экспериментальных работ [42, 63], подтвердивших перспективность их применения, в частности, в компактных устройствах СВЧ [39, 42].

До недавнего времени существенно трехмерная структура ленточного пучка не позволяла разработать его адекватную аналитическую модель. В первых работах по ленточным пучкам применялись довольно упрощенные аналитические модели: пучки бесконечной ширины, бесконечно тонкие пучки, нерелятивистские и моноэнергетические пучки и .п. Эти модели не могли достаточно полно и точно отразить характер распространения ленточных потоков в электромагнитных полях. Постепенно интерес к тематике ленточных потоков падал, и долгое время их применение ограничивалось СВЧ приборами малой мощности. Благодаря возможности получить довольно точный аналитический расчет для случая цилиндрического или трубчатого потоков, именно они получили распространение и начали использоваться в широком классе СВЧ приборов.

Тем не менее, со временем возрастали требования к мощности электронных потоков. В связи с этим в отечественной вакуумной электротехнике развитие получили многолучевые устройства СВЧ [5-9], в которых осуществлялась одновременная фокусировка и транспортировка

множества пучков круглого сечения. Однако при продвижении рабочей полосы приборов СВЧ в область высоких частот (30 ГГц – 300 ГГц и выше) становилось все труднее протянуть цилиндрические пучки вдоль продольной оси устройства ввиду существенного уменьшения геометрических размеров каналов дрейфа.

Продвижение в область высоких частот, а также развитие численных методов моделирования динамики электронных потоков и, главным образом, существенный прорыв в производительности современных компьютеров вновь привели к идее использования ленточных пучков с целью повышения мощности устройств СВЧ.

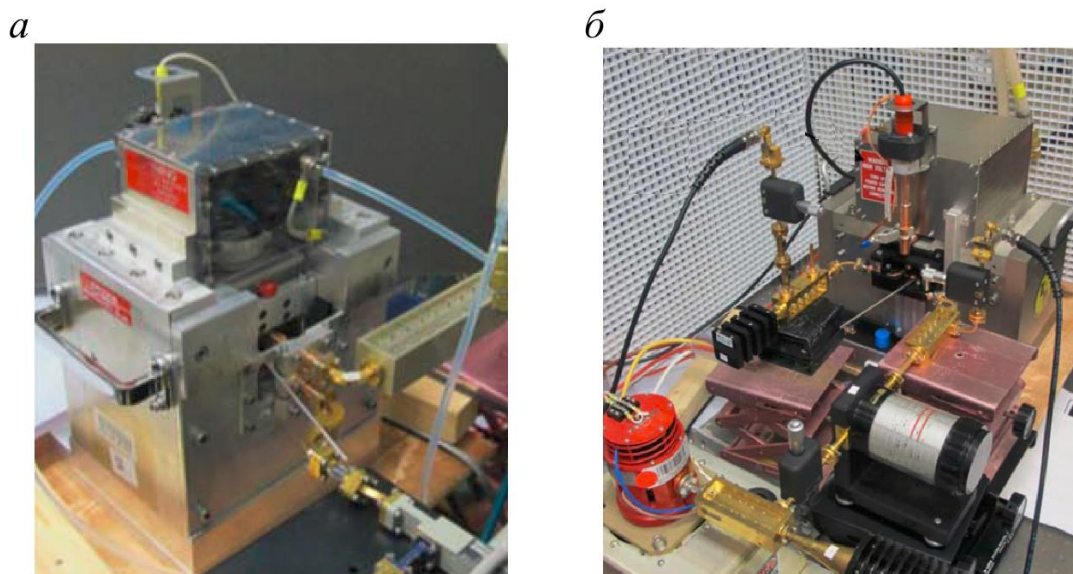


Рис.1.8. ЛБВ (а) и клистрон (б) с ленточным электронным пучком (проекты Naval Research Laboratory, США).

В последнее десятилетие наблюдается существенный рост публикаций по тематике ленточных пучков. Вектор исследований большинства статей направлен на изучение ленточных пучков в однородном магнитном поле [27, 28, 30, 31]. Здесь получены наиболее существенные результаты. Особое внимание следует обратить на изготовленные в Naval Research Laboratory (США) образцы устройств с ленточными электронными пучками – трехрезонаторный клистронный усилитель в диапазоне частот 94 ГГц с выходной мощностью 7,5 кВт [28] (Рис. 1.8.а) и ЛБВ в диапазоне частот 34 ГГц с выходной мощностью более 10 кВт в полосе частот 5 ГГц [30] (Рис. 1.8.б).

Изучению транспортировки пучков в периодических магнитных полях также отводится должное внимание, но все же отмечается, что на практике периодические поля менее эффективны, чем однородные, так как пучок в периодическом магнитном поле подвержен пробоям и

сильно восприимчив к механическим смещениям [31]. Кроме того, периодическое магнитное поле обладает меньшей средней напряженностью в сравнении с однородным. Среди публикаций следует отметить [68], в которой рассказывается о клистроне с ленточным пучком, созданном для стэнфордского ускорителя. Выходная импульсная мощность в X-диапазоне составила 2,6 МВт, средняя мощность – 20 кВт при напряжении 73 кВ.

Проведенный анализ показал, что режимы распространения ленточных электронных потоков в однородных магнитных полях могут обладать хорошей устойчивостью. Ключевым объектом исследования диссертации являются электронные пучки с циклотронным вращением. Поведение ленточных электронных пучков с циклотронным вращением при транспортировке как вдоль однородных, так и неоднородных (аксиально- и плоско-симметричных) магнитных полей до сих пор оставался практически не изученным. При этом особенно важным был вопрос о предельно допустимых значениях тока и переноса ленточного электронного пучка. Изучению ленточного электронного потока в неоднородных расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях посвящена одна из глав диссертации.

§1.4. Механизм группировки электронов в свободном пространстве.

Работы по управлению электронными потоками в целях создания усилителей и генераторов СВЧ излучения были начаты еще в 30-х гг. прошлого века [52]. С повышением частоты сигнала применение традиционного метода сеточной модуляции тока электронов, использовавшегося в радиолампах с электростатическим управлением, становилось все более затруднительным. Это заставило искать новые перспективные методы, что в итоге привело к динамическому способу управления электронным потоком.

При динамическом управлении током электронов на поле пространственного заряда в прикатодной области действует только постоянное ускоряющее электрическое поле, а переменный (модулированный) ток возникает в значительно удаленной от катода области при взаимодействии электронного потока с высокочастотным электрическим полем резонатора. Динамический способ управления в настоящее время применяется во всех устройствах СВЧ с прямолинейным электронным потоком, в том числе в клистронных усилителях.

Первый пролетный клистрон был создан братьями Х. и Р. Вариян (1937-1939). Идея группировки электронного потока, предварительно модулированного по продольной скорости высокочастотным сигналом, была сформулирована Р. Варияном в следующем виде: «...электроны после прохождения через управляющие сетки будут иметь различные скорости в зависимости от фазы в колебательной системе. Если электроны движутся прямолинейно, то ускоренные будут догонять отстающие и поток электронов превращается из однородного в состоящий из последовательности сгущений электронов» [69].

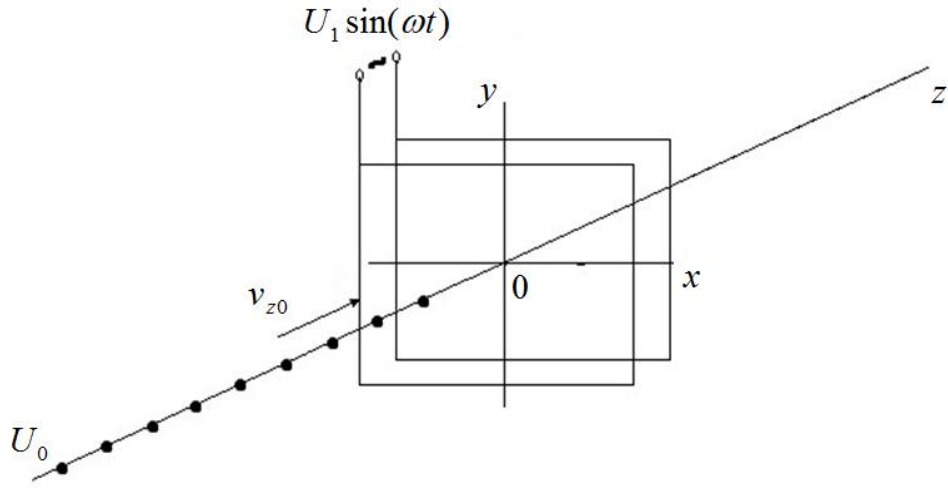


Рис.1.9. Схема пространственной группировки электронного потока.

Предложенный принцип группировки электронов в потоке иллюстрирует рис.1.9. Электроны, последовательно влетающие с одинаковой продольной скоростью v_{z0} в резонатор, испытывают воздействие поля переменного модулирующего сигнала $U_1 \sin(\omega t)$ в зазоре резонатора.

На выходе из резонатора продольные скорости электронов v_z будут зависеть от времени влета t в резонатор:

$$v_z = v_{z0} \left(1 + \frac{1}{2} \xi M \sin(\omega t + \varphi) \right), \quad (1.22)$$

где $\xi = U_1/U_0$, U_0 – постоянный потенциал пучка, U_1 – амплитуда модулирующего сигнала, ω – частота модулирующего сигнала, M – коэффициент модуляции пучка в зазоре, φ – некоторая фаза.

Вылетающие из резонатора электроны будут двигаться вдоль оси z области дрейфа с разными начальными скоростями, и ускоренные в зазоре электроны будут догонять замедленные, но вылетевшие ранее. В результате в некотором сечении $z = \text{const}$ будут образовываться периодические электронные сгустки, а ток электронного пучка будет промодулирован на частоте ω сигнала.

Наглядное представление о группировке в свободном пространстве дает пространственно-временная диаграмма движения электронов (рис. 1.10), по которым можно проследить изменение траекторий электронов в пространстве дрейфа в зависимости от времени и фазы влета электронов в резонатор. Пунктирная кривая характеризует изменение модулирующего напряжения во времени.

Так как первоначально электронный поток является однородным по плотности и скорости (область $z < 0$), то траектории электронов в пространстве до резонатора разделены одинаковыми временными интервалами, что характеризует однородность потока по плотности, и имеют одинаковый наклон, что характеризует однородность его по скорости. Точки пересечения прямых с осью времени определяют фазу влета электронов в пространство дрейфа (область $z > 0$). Модуляция скорости электронов приводит к периодическому изменению наклона прямых.

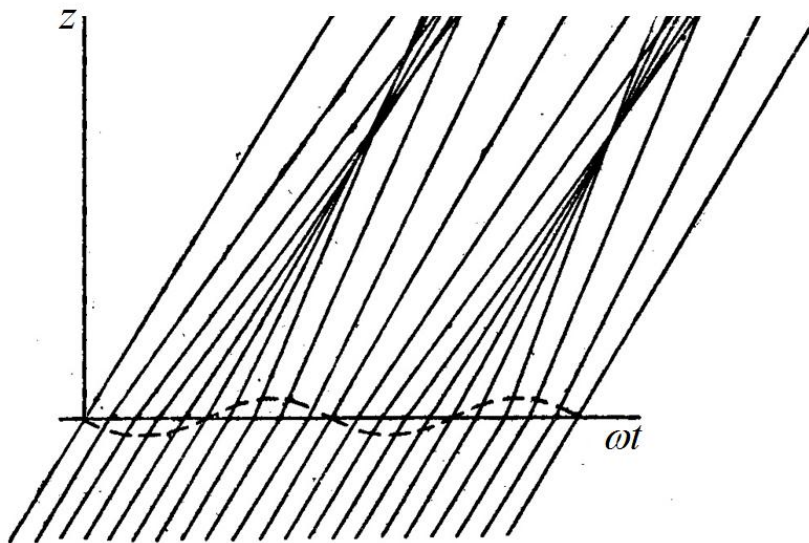


Рис.1.10. Пространственно-временная диаграмма движения электронов.

Для электронов, которые пересекают резонатор в момент, когда высокочастотное напряжение равно нулю, наклон прямой остается неизменным. Для тех электронов, которые проходят высокочастотное поле в тормозящей фазе, наклон прямой уменьшается, для других, наоборот, увеличивается. В результате в некотором сечении $z = const$ траектории электронов сходятся, что и представляет явление группировки электронов или фазовой фокусировки. Плотность траекторий электронов на пространственно-временной диаграмме условно может характеризовать плотность пространственного заряда в данной точке пространства в данный момент времени.

Согласно представленной пространственно-временной диаграмме движения электронов сгруппированный ток I_0 может быть представлен как

$$I = \frac{I_0}{1 - X \cos \omega t}, \quad (1.23)$$

где I_0 - ток электронного луча резонатора, X - параметр группировки.

Параметр группировки может быть записан следующим образом:

$$X = \frac{\xi M}{2v_{z0}} \omega l \quad (1.24)$$

где l - расстояние от центра резонатора до некоторой точки в области дрейфа.

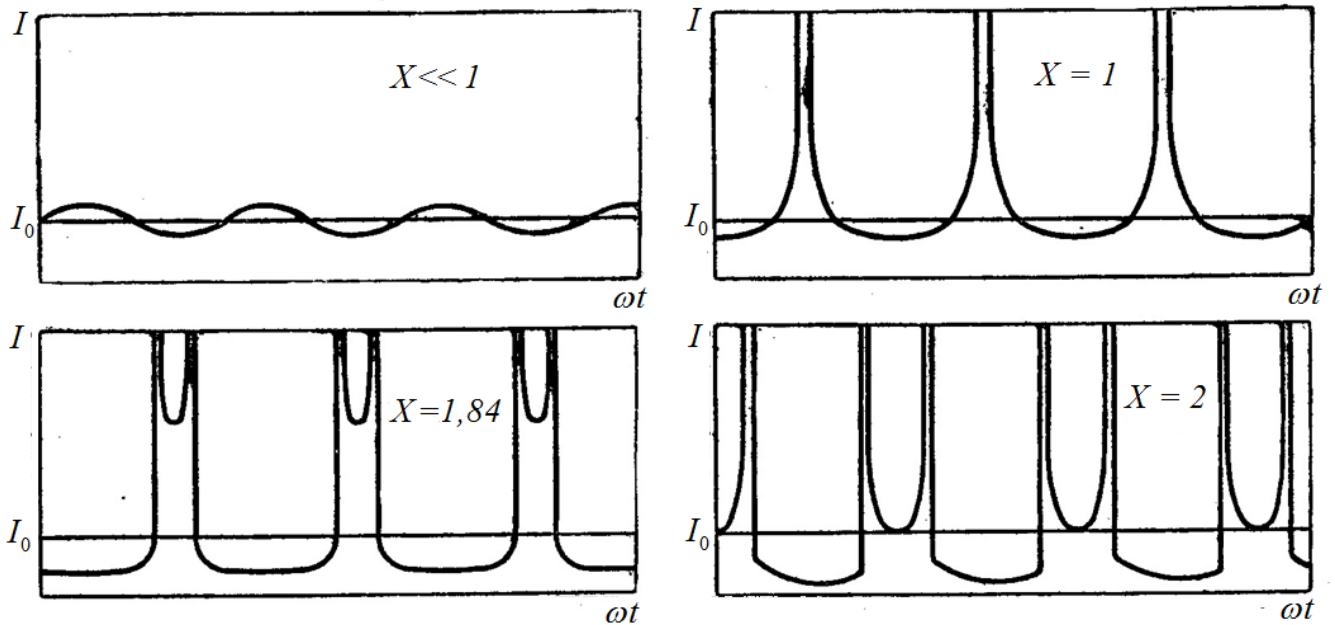


Рис.1.11. Зависимость сгруппированного тока от времени для различных параметров модуляции.

При $X \ll 1$ ток меняется по гармоническому закону, амплитуда переменной составляющей тока невелика (Рис. 1.11). При возрастании параметра группировки амплитуда периодического члена в знаменателе также растет. Пульсация тока при этом увеличивается.

Процесс образования сгустков имеет периодический характер. Следовательно, если на каком-либо расстоянии от резонатора расположить колебательный контур (выходной резонатор), то электронный поток, воздействуя на него периодически сгустками тока высокой амплитуды, должен поддерживать в нем колебания.

Реальные колебательные системы, используемые в вакуумной электронике СВЧ, характеризуются довольно узкими полосами пропускания, поэтому практически они взаимодействуют лишь с одной из гармонических составляющих сгруппированного тока, который в силу своей сложной временной зависимости имеет много гармоник. Поэтому колебательную систему необходимо помещать в такую точку пространства дрейфа, где максимальное значение имеет не весь сгруппированный ток, а лишь его гармоническая составляющая соответствующей частоты.

Максимум первой гармоники соответствует параметру группировки, большему едини-

цы, а именно $X = 1,84$. С увеличением номера гармоники оптимальное расстояние от резонатора приближается к идеальному, соответствующему $X = 1$ (Рис. 1.12).

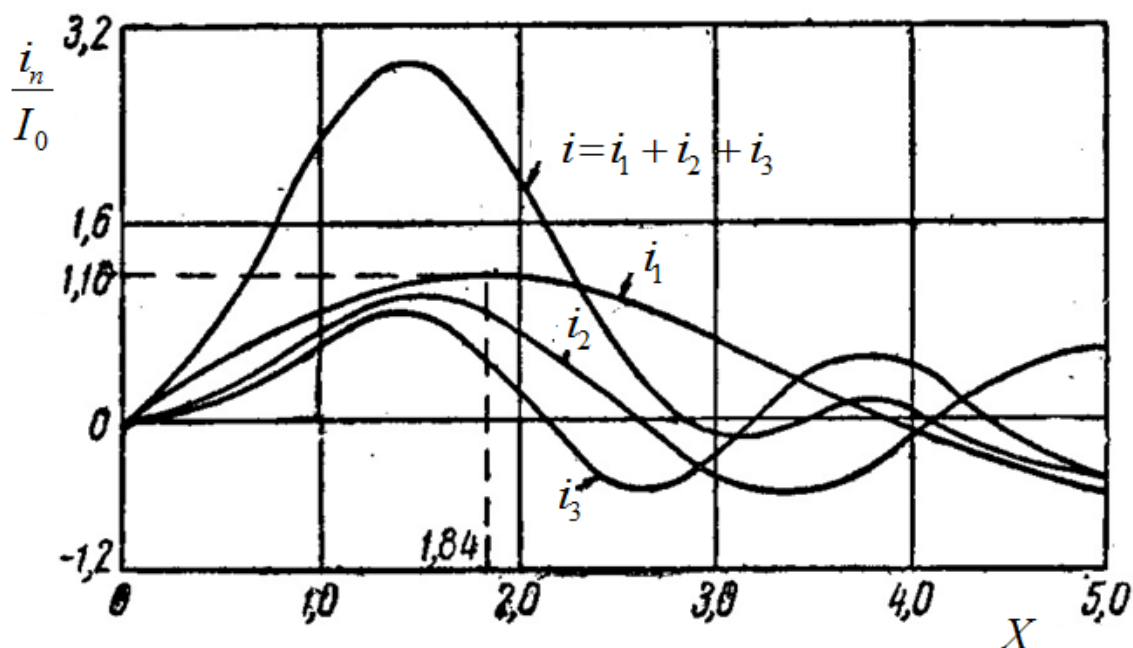


Рис.1.12. Зависимость гармоник тока от параметра модуляции.

Для клистронных усилителей и генераторов первостепенное значение имеет основная гармоника частоты ω . В случае пролетного клистрона для $X = 1,84$ основная гармоника тока достигает максимального значения, равного $i_1 = 1,16 I_0$.

Представленный механизм группирования электронов в клистронных усилителях широко используется в классических приборах СВЧ и по сегодняшний день. Помимо пролетных клистронов, с целью повышения мощности и эффективности устройств СВЧ были созданы мощные многорезонаторные и многолучевые клистроны, а также клистроны с ленточным потоком [8, 9, 28]. Все эти устройства используют представленный принцип группировки электронного потока.

Тем не менее, при разработке подобных устройств СВЧ требуется учитывать фундаментальные ограничения, связанные с нарастающим действием сил пространственного заряда при образовании более плотных электронных сгустков. Во многом снять эти ограничения, на взгляд автора, позволяет использование нового принципа группирования электронов без предварительной модуляции продольной скорости электронов. Этому принципу посвящена одна из глав диссертации.

§1.5. Методы моделирования динамики электронных потоков

При моделировании динамики электронных потоков возникает необходимость численного решения уравнений Максвелла. Существуют различные методы их решения: метод конечных элементов, метод конечных разностей во временной или частотной области, метод конечных интегралов и многие другие. На предварительном этапе моделирования электронных потоков в цилиндрическом резонаторе с поперечными электромагнитными полями использован метод конечных интегралов (Finite Integration Technique) [50, 70].

Метод конечных интегралов отличается своей универсальностью. Он может быть реализован как в частотной, так и во временной области. Метод конечных интегралов эффективен при расчете статических полей сложной конфигурации и позволяет проводить моделирование трехмерных систем различной сложности. Также добавим, что данный метод в сравнении остальными методами, перечисленными выше, более эффективен в отношении времени вычислений.

Для моделирования ленточных потоков в работе используется 2 метода: известный метод «частица в ячейке» (Particle-In-Cell Method) [51] и метод крупных частиц в многопериодной модели электронного потока. Второй метод является оригинальным. Он разработан совместно с сотрудником ФГУП «НПП «Торий» Конновым А. В. [81]. Метод крупных частиц в многопериодной модели электронного потока используется при моделировании динамики ленточного электронного потока в неоднородных магнитных полях. Подробно о модели и самом методе рассказано в одной из глав диссертации.

В данной работе метод «частица в ячейке» используется при моделировании динамики цилиндрических и ленточных электронных потоков в резонаторе с поперечными электромагнитными полями. В рамках данного метода производится решение системы уравнений Власова. Численное решение данной системы уравнений требует больших вычислительных ресурсов современных компьютеров.

На сегодняшний день существует ряд эффективных программных реализаций метода «частица в ячейке», ориентированных на кластерные системы: OSIRIS, EPOCH, VLPL, MAGIC, VPIC, PIConGPU [71-76] и др.

§1.5.1 Метод конечных интегралов

Метод конечных интегралов подразумевает последовательную дискретизацию уравнений Максвелла, записанных, в отличие от большинства численных алгоритмов, не в дифференциальной, а в интегральной форме. При этом система уравнений Максвелла решается в ограниченной односвязной пространственной области $\Omega \in R^3$.

Запишем уравнения Максвелла в интегральном виде, привязав к ним материальные уравнения. Для произвольных S и $V \in R^3$ имеем

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_{\partial S} \vec{E}(\vec{r}, t) d\vec{l} = - \iint_S \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} d\vec{s}, \\ \oint_{\partial S} \vec{H}(\vec{r}, t) d\vec{l} = \iint_S \left(\frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t) \right) d\vec{s}, \\ \oint_{\partial V} \vec{D}(\vec{r}, t) d\vec{s} = \iiint_V \rho(\vec{r}, t) dV, \\ \oint_{\partial V} \vec{B}(\vec{r}, t) d\vec{s} = 0. \end{array} \right. \quad (1.25)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} + \vec{j}_s. \quad (1.26)$$

Здесь $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля, $\vec{B}$ – индукция магнитного поля, $\vec{D}$ – вектор электрического смещения, $\vec{H}$ – вектор напряженности магнитного поля, $\vec{j}$ – плотность тока, $\vec{j}_s$ – плотность свободных токов, ρ – плотность электрического заряда, ε – диэлектрическая проницаемость среды, μ – магнитная проницаемость среды, σ – проводимость, S – поверхность, ограниченная замкнутым контуром ∂S , V – объем, ограниченный замкнутой поверхностью ∂V , $d\vec{l}$ – бесконечно малый векторный элемент контура ∂S , $d\vec{s}$ – бесконечно малый векторный элемент поверхности S .

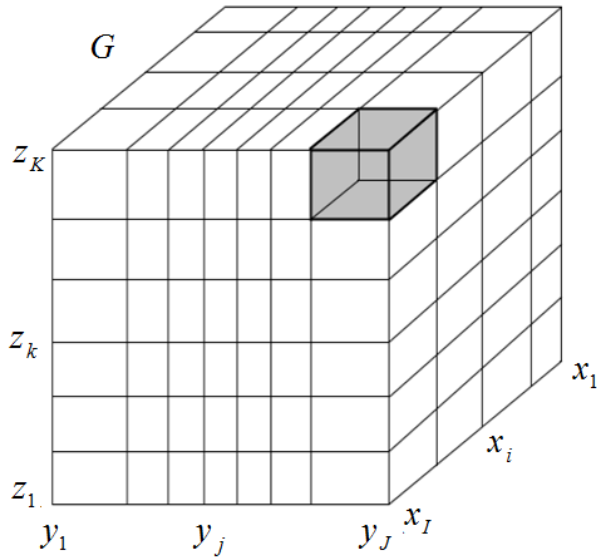


Рис.1.13. Декартова сетка G , состоящая из $N = I \cdot J \cdot K$ узлов. Каждый узел (x_i, y_j, z_k) пронумерован индексами $i = 1, \dots, I$, $j = 1, \dots, J$, $k = 1, \dots, K$ вдоль осей x, y, z .

Область Ω разбивается на конечное число непересекающихся ячеек (тетраэдральных, гексаэдральных и др.), каждая из которых содержит в себе информацию о пространственных

переменных. Разбиение производится при помощи расчетных сеток. Это могут быть как декартовы сетки, так и любые другие координатные сетки, ортогональные и неортогональные. Также может применяться локальное измельчение координатных сеток для корректного моделирования областей сложной конфигурации [50].

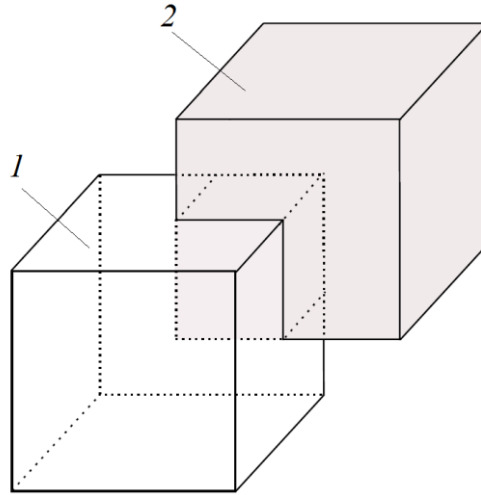


Рис.1.14. Схема расположения ячейки первичной сетки (1) относительно ячейки вторичной сетки (2).

Для простоты остановимся на декартовой сетке с гексаэдральными ячейками. После разбиения области Ω декартовой сеткой G , которую называют первичной, строится вторичная или двойная сетка $\tilde{G}$, ортогональная первичной сетке. Вторичная сетка смещена относительно первичной на половину ячейки, то есть вершины ячеек одной сетки лежат в центрах ячеек другой (Рис.1.14). Пространственная дискретизация уравнений Максвелла производится на этих двух ортогональных сетках.

Обозначим:

$$\begin{aligned} e &= \int_{L_r} \vec{E}(\vec{r}, t) d\vec{l}, \quad h = \int_{\tilde{L}_r} \vec{H}(\vec{r}, t) d\vec{l}, \\ d &= \int_{\tilde{S}_r} \vec{D}(\vec{r}, t) d\vec{s}, \quad b = \int_{S_r} \vec{B}(\vec{r}, t) d\vec{s}, \\ j &= \int_{\tilde{S}_r} \vec{E}(\vec{r}, t) d\vec{l}, \quad q = \int_{\tilde{V}_r} \rho(\vec{r}, t) dV, \end{aligned} \quad (1.27)$$

где L_r и S_r – длина сторон и площадь граней каждой ячейки первичной сетки G , $\tilde{L}_r$, $\tilde{S}_r$ и $\tilde{V}_r$ – длина сторон, площадь граней и объем каждой ячейки вторичной сетки $\tilde{G}$. Таким образом, электрические и магнитные напряжения интегрируются вдоль сторон ячеек первичной

и вторичной сеток соответственно. Аналогично магнитные и электрические потоки интегрируются на гранях первичной и вторичной сеток соответственно.

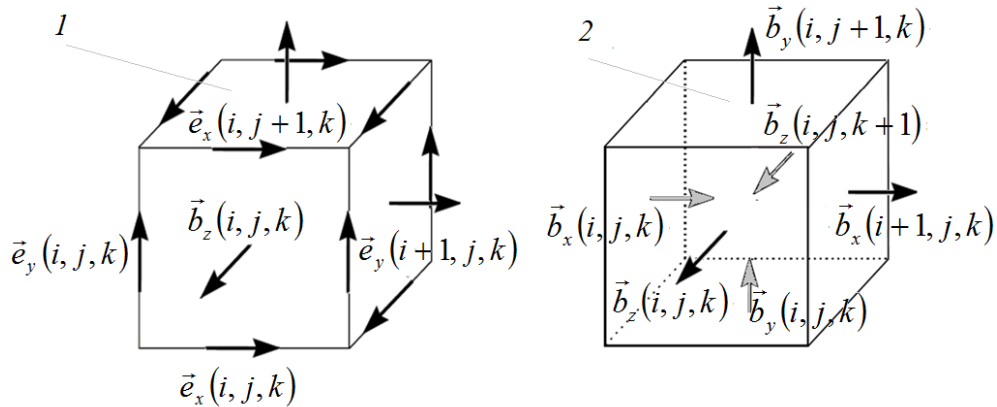


Рис.1.15. Ячейка $V_{i,j,k-1}$ первичной сетки G :

1 – к расчету первого уравнения системы (1.25),
2 – к расчету второго уравнения системы (1.25)

Введем дискретные координаты первичной сетки $i=1, \dots, I$, $j=1, \dots, J$, $k=1, \dots, K$ вдоль осей x , y , z соответственно. Всего получим $N = I \cdot J \cdot K$ узлов и $M = (I-1)(J-1)(K-1)$ ячеек. Рассмотрим отдельную ячейку $V_{i,j,k-1}$ первичной сетки G . Тогда согласно рис. 1.15 (ячейка слева) первое уравнение системы (1.25) для грани ячейки $V_{i,j,k-1}$ может быть переписано как:

$$e_x(i, j, k) + e_y(i+1, j, k) - e_x(i, j+1, k) + e_y(i, j, k) = -\frac{d}{dt} b_z(i, j, k). \quad (1.28)$$

Такие же выражения можно получить для всех граней ячеек первичной сетки. При этом электрические напряжения $e_x(i, j, k)$, $e_y(i, j, k)$, $e_z(i, j, k)$ и магнитные потоки $b_x(i, j, k)$, $b_y(i, j, k)$, $b_z(i, j, k)$ можно сгруппировать в отдельные вектора-столбцы $\vec{e}$ и $\vec{b}$ в лексикографическом порядке. Тогда уравнение (1.25) для всех ячеек первичной сетки может быть записано в матричном виде:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & \dots & 1 & \dots & -1 & \dots & -1 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}}_C \underbrace{\begin{pmatrix} e_x(0,0,0) \\ \vdots \\ e_z(I,J,K) \end{pmatrix}}_{\vec{e}} = -\frac{d}{dt} \underbrace{\begin{pmatrix} b_x(0,0,0) \\ \vdots \\ b_z(I,J,K) \end{pmatrix}}_{\vec{b}}. \quad (1.29)$$

Матрица C представляет собой дискретный оператор ротора на первичной сетке. Элементы матрицы принимают целые значения $C_{ij} = \{-1, 0, 1\}$.

Если рассмотреть ячейку справа на Рис. 1.15, можно записать

$$-b_x(i, j, k) + b_x(i+1, j, k) - b_y(i, j, k) + b_y(i, j+1, k) - b_z(i, j, k) + b_z(i, j, k+1) = 0. \quad (1.30)$$

Запишем (1.30) в матричном виде для всех ячеек:

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dots & -1 & 1 & -1 & 1 & -1 & 1 & \dots \end{pmatrix}}_S \underbrace{\begin{pmatrix} \vdots \\ b_x(i, j, k) \\ b_x(i+1, j, k) \\ b_y(i, j, k) \\ b_y(i, j+1, k) \\ b_z(i, j, k) \\ b_z(i, j, k+1) \\ \vdots \end{pmatrix}}_{\vec{b}} = 0. \quad (1.31)$$

Матрица S представляет собой дискретный оператор дивергенции на первичной сетке. Элементы матрицы принимают целые значения $S_{ij} = \{-1, 0, 1\}$. Уравнение (1.31) представляет собой дискретную запись четвертого уравнения системы (1.25).

Для дискретизации второго и третьего уравнений системы (1.25) используется такая же схема, как и для дискретизации первого и четвертого уравнений, примененная к вторичной ортогональной сетке $\tilde{G}$. В итоге уравнения Максвелла переписываются следующим образом:

$$\begin{cases} C \vec{e} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{b} \\ \tilde{C} \vec{h} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{d} + \vec{j} \\ S \vec{b} = 0 \\ \tilde{S} \vec{d} = q \end{cases} \quad (1.32)$$

Систему уравнений (1.32) называют системой сеточных уравнений Максвелла. Матрицы $\tilde{C}$ и $\tilde{S}$ представляют собой дискретные операторы ротора и дивергенции на вторичной сетке.

Материальные уравнения после дискретизации примут следующий вид:

$$\vec{d} = M_\epsilon \vec{e}, \quad \vec{b} = M_\mu \vec{h}, \quad \vec{j} = M_\sigma \vec{e} + \vec{j}_s, \quad (1.33)$$

где M_ε , M_μ и M_σ – матрицы диэлектрической проницаемости, магнитной проницаемости и проводимости соответственно.

Для того, чтобы проследить эволюцию электромагнитных полей, входящих в систему сеточных уравнений Максвелла, можно воспользоваться методом конечных интегралов как во временной, так и в частотной области [77]. Остановимся на первом варианте. Данный алгоритм дискретизации также называют схемой с перешагиванием (leapfrog scheme) [78].

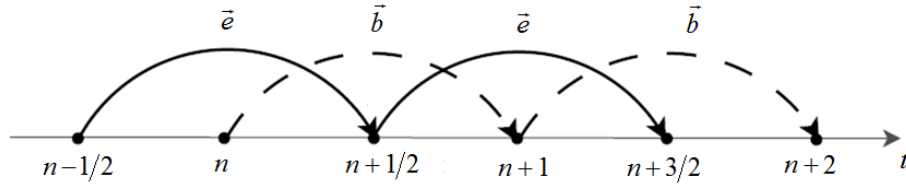


Рис.1.16. Вычислительная схема с перешагиванием.

Для расчета электрического поля на временном шаге $n+1/2$ используется электрическое поле временного шага $n-1/2$ и магнитное поле на шаге n (Рис.1.16):

$$\begin{aligned}\vec{e}^{n+1/2} &= \vec{e}^{n-1/2} + \Delta t M_\varepsilon^{-1} (\tilde{C} M_\mu^{-1} \vec{b}^n + \vec{j}^n), \\ \vec{b}^{n+1} &= \vec{b}^n - \Delta t \tilde{C} \vec{e}^{n+1/2},\end{aligned}\tag{1.34}$$

На границе области вычислений задаются поглощающие граничные условия или, например, идеально согласованные слои, чтобы смоделировать уход волн на бесконечность. Реализация этой схемы позволяет найти распределение полей внутри расчетной области.

§1.5.2 Метод «частица в ячейке»

Метод «частица в ячейке» – один из широкого спектра методов крупных частиц, используемых для трехмерного моделирования электронных потоков [51]. В рамках этого метода электронный пучок представляется как совокупность большого количества модельных (крупных) частиц, движущихся в самосогласованном электромагнитном поле. Каждая модельная частица описывает движение многих электронов пучка и обладает своим набором характеристик: заряд, импульс, масса и т. д.

Метод «частица в ячейке» используется, как говорилось ранее, для численного решения для системы уравнений Власова [79], образованной уравнением Власова-Пуассона для функций распределения заряженных частиц:

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + q \left(\vec{E} + \frac{\vec{p}}{m} \times \vec{B} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0, \quad (1.35)$$

и уравнениями Максвелла с самосогласованными полями. Здесь $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ – функция распределения заряженных частиц, q – заряд частицы, m – масса частицы, $\vec{r}$ – радиус-вектор частицы, $\vec{p}$ – вектор импульса.

Как и в §1.5.1, область моделирования разбивается координатной сеткой. Модельные частицы помещаются в некоторые из ячеек сетки, причем каждая модельная частица занимает ровно одну ячейку. Данный способ разбиения позволяет избежать прямого решения уравнения (1.35) и сводится к интегрированию уравнений движения [51]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad \frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad (1.36)$$

где $\vec{F}$ – сила Лоренца в нерелятивистском варианте написания.

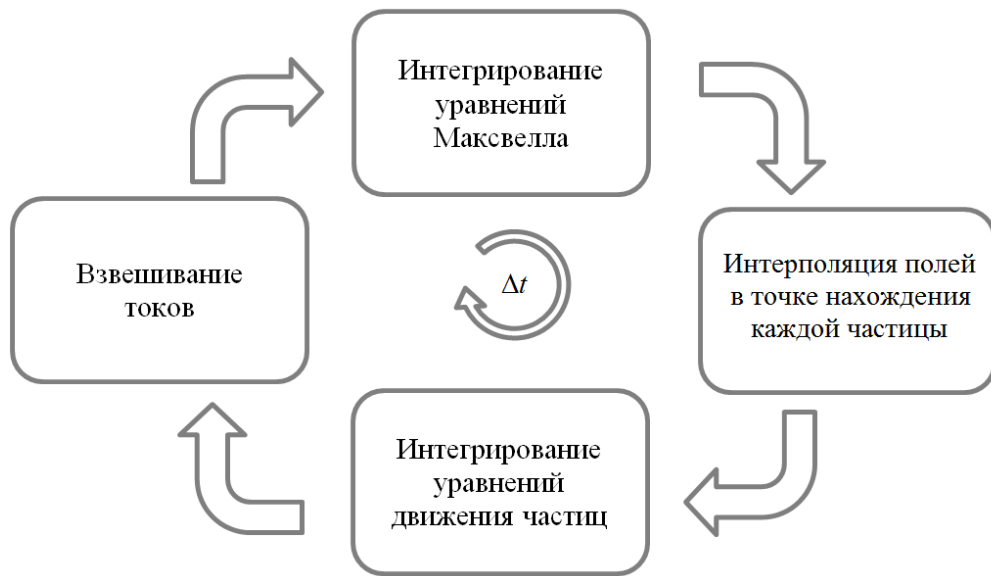


Рис.1.17. Вычислительная схема метода «частица в ячейке».

Вычислительная схема метода «частица в сетке» на каждой итерации включает в себе 4 основных этапа (Рис.1.17):

1) Интегрирование уравнений Максвелла.

В начальный момент времени $t = 0$ известны скорости $\vec{v}$ и координаты $\vec{r}$ частиц. Значит, можно вычислить величины плотности тока $\vec{j}$ и заряда ρ в фазовом пространстве $\vec{v}$ и $\vec{r}$, а затем связать полевые величины с $\vec{v}$ и $\vec{r}$. Интегрирование уравнений Максвелла можно производить методом конечных интегралов (в этом случае можно отказаться от вычисления ρ) согласно схеме с перешагиванием, описываемой уравнения-

ми (1.34). В момент времени $t_n = n\Delta t$ в узлах декартовой первичной сетки получаем значения электрического поля $\vec{e}^{n+1/2}(i, j, k)$, в узлах вторичной – значения магнитного поля $\vec{b}^{n+1}(i, j, k)$.

2) Интерполяция электромагнитных полей в точках нахождения модельных частиц.

После определения полей в узлах сетки, необходимо провести интерполяцию полей в точках нахождения каждой из крупных частиц. Значения полей в точках нахождения частиц интерполируются по значениям полей в узлах сетки.

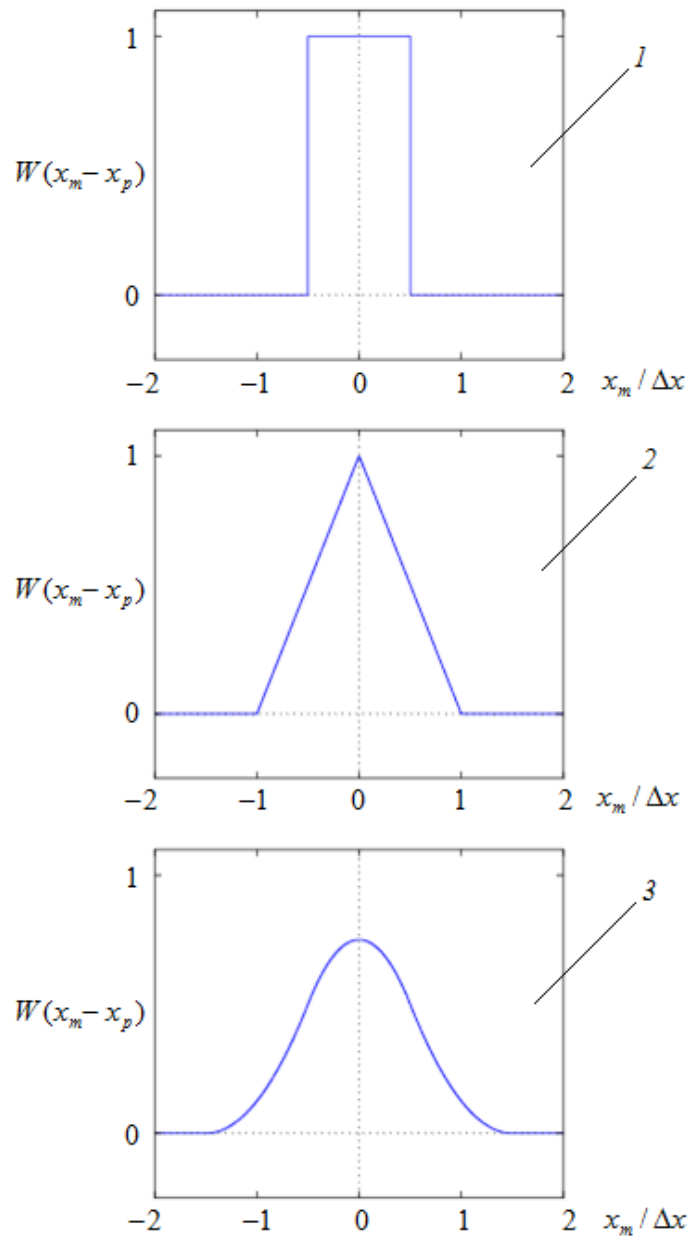


Рис.1.18. Различные весовые функции: 1 – интерполяция первого порядка, 2 – интерполяция второго порядка, 3 – интерполяция третьего порядка.

Для отдельной ячейки декартовой координатной сетки имеем

$$\begin{aligned}\vec{e}_p &= \sum_{m=1}^8 \vec{e}_m W(\vec{r}_m - \vec{r}_p), \\ \vec{b}_p &= \sum_{m=1}^8 \vec{b}_m W(\vec{r}_m - \vec{r}_p),\end{aligned}\tag{1.37}$$

где $\vec{e}_p$ и $\vec{b}_p$ – значения электрического и магнитного полей для крупной частицы с индексом $p=1, \dots, M$, $\vec{e}_m$ и $\vec{b}_m$ – значения электрического и магнитного полей в узлах отдельной ячейки, $\vec{r}_p$ – радиус-вектор крупной частицы, $\vec{r}_m$ – радиус-вектор узла отдельной ячейки, $W(\vec{r}_m - \vec{r}_p)$ – весовая (интерполяционная) функция.

На практике чаще используются интерполяции нулевого (Near Grid Point), первого (Cloud in Cell) и второго (Triangle Shaped Cloud) порядков. В простейшем одномерном случае весовая функция в нулевом порядке принимает значение

$$W(x_m - x_p) = \begin{cases} 1, & |x_m - x_p| \leq \frac{\Delta x}{2} \\ 0, & |x_m - x_p| > \frac{\Delta x}{2} \end{cases},\tag{1.38}$$

в первом порядке:

$$W(x_m - x_p) = \begin{cases} 1 - \frac{|x_m - x_p|}{\Delta x}, & |x_m - x_p| \leq \Delta x \\ 0, & |x_m - x_p| > \Delta x \end{cases},\tag{1.39}$$

и во втором порядке:

$$W(x_m - x_p) = \begin{cases} \frac{3}{4} - \frac{(x_m - x_p)^2}{(\Delta x)^2}, & |x_m - x_p| \leq \frac{3\Delta x}{2} \\ 0, & |x_m - x_p| > \frac{3\Delta x}{2} \end{cases},\tag{1.40}$$

где Δx – расстояние между двумя узлами одномерной сетки.

3) Интегрирование уравнений движения частиц.

На третьем этапе цикла вычислений возникает необходимость усреднения значения магнитного поля, так как электрические и магнитные поля на первом этапе вычисляются не одновременно, а поочередно. В первом приближении процесс усреднения можно описать выражением:

$$\vec{b}_p^* = \frac{\vec{b}_p^{n+1} + \vec{b}_p^n}{2} = \vec{b}_p^{n+1/2} + O(\Delta t^2). \quad (1.41)$$

Интегрирование уравнений движения выполняется при помощи той же вычислительной схемы с перешагиванием, использованной ранее:

$$\begin{aligned} \frac{\vec{r}_p^{n+1/2} - \vec{r}_p^{n-1/2}}{\Delta t} &= \vec{v}_p^n, \\ \frac{\vec{v}_p^{n+1} - \vec{v}_p^n}{\Delta t} &= \frac{q_p}{m} \left(\vec{e}_p^{n+1/2} + \frac{\vec{v}_p^{n+1} + \vec{v}_p^n}{2} \vec{b}_p^* \right), \end{aligned} \quad (1.42)$$

где q_p – заряд крупной частицы.

4) Взвешивание токов.

На этом этапе вновь возникает необходимость усреднения, так как на прошлом этапе радиус-вектор $\vec{r}$ и вектор скорости $\vec{v}$ вычислялись поочередно. Проведем усреднение по координате в первом приближении:

$$\vec{r}_p^* = \frac{\vec{r}_p^{n+1/2} + \vec{r}_p^{n-1/2}}{2} = \vec{r}_p^n + O(\Delta t^2). \quad (1.43)$$

Тогда сеточная плотность тока определяется соотношением

$$\vec{j}_m^n = \sum_p \vec{v}_p^n \frac{q_p}{\Delta x} W(\vec{r}_m^n - \vec{r}_p^*). \quad (1.44)$$

На этом этапе цикл завершается. Получив значения плотности тока, вновь переходим к первому этапу и следующему шагу интегрирования. Расчет заканчивается по достижении максимального времени интегрирования (или заданной точности).

§1.6. Выводы

1. Использование ленточных электронных пучков перспективно для создания высоко-мощных электровакуумных микроволновых устройств. Для ленточного электронного пучка, распространяющегося параллельно осевому однородному магнитному полю, воздействие сил магнитного поля и пространственного заряда приводит к сдвигу потока между верхней и нижней половинами в сечении пучка. Взаимодействие поля пространственного заряда пучка с фокусирующим магнитным полем, полями резонаторов и труб дрейфа электродинамической системы и ускоряющим электрическим полем приводит к закручиванию краев пучка и возникновению диоктронной неустойчивости.

2. В однородном магнитном поле диокотронная неустойчивость может быть устранена высоким коэффициентом заполнения труб дрейфа, увеличением напряженности магнитного поля или снижением плотности тока в пучке.

3. Высокая эффективность преобразования энергии микроволн в энергию постоянного тока может быть достигнута при поперечной модуляции ленточных электронных потоков в цилиндрических резонаторах с ламельным зазором Каччия. При поперечной модуляции электронного потока в неоднородных магнитных полях может проявиться эффект пространственной 3D группировки электронного потока.

4. Процессы формирования и распространения электронных потоков носят существенно нелинейный характер, что значительно усложняет их аналитическое рассмотрение. Этот факт делает необходимым совершенствование методов численного моделирования динамики электронных потоков. Одним из методов, достаточно точно и корректно описывающим динамику электронных потоков, является метод «частица в сетке».

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ПОПЕРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

§2.1. Введение

На практике для возбуждения БЦВ электронного потока, как отмечалось в Главе 1, используются резонаторы с поперечным электрическим полем типа Каччия (Рис. 1.4).

Отличительной особенностью данной конструкции резонатора является тот факт, что в электронном пучке, инжектированном в полость резонатора, не происходит продольной модуляции по плотности, то есть пучок не группируется в сгустки. Поэтому действие сил пространственного заряда незначительно и передача мощности сигнала в пучок имеет линейный характер. Следовательно, электровакуумные приборы, в которых используется данный вариант резонаторного устройства, свободны от ограничений по КПД, связанных с действием сил пространственного заряда.

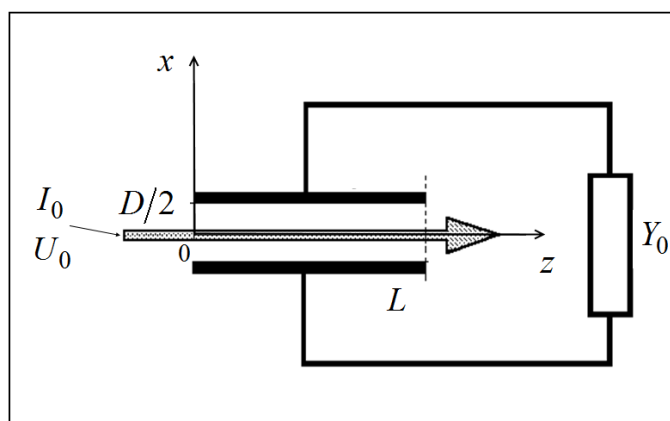


Рис.2.1. Эквивалентная схема резонаторного устройства Каччия.

Рассмотрим эквивалентную схему резонатора с поперечным электрическим полем типа Каччия (рис. 2.1). Пусть длина ламелей (пластин) резонатора равна L , величина зазора между ламелями резонатора – D и соблюдаются условия синхронизма с БЦВ электронного потока. Тогда выражения (1.12)-(1.13) для амплитуд поперечных волн, за исключением выражения для амплитуды БЦВ, обнуляются [35]:

$$\frac{dR_{1-}}{dz} = 0, \quad \frac{dR_{2+}}{dz} = 0, \quad \frac{dR_{2-}}{dz} = 0. \quad (2.1)$$

Проинтегрируем уравнение (1.12) для БЦВ по длине резонатора в скрещенных поперечном электрическом $\vec{E} = \{E_x, E_y, 0\}$ и продольном однородном магнитном $\vec{B} = \{0, 0, B_z\}$ полях согласно эквивалентной схеме (Рис. 2.1). Получим известное выражение, связывающее амплитуды БЦВ на входе и выходе электронного пучка из резонатора [53],

$$R_{1+}(L) = \left(1 - \frac{2G_e}{Y_\Sigma}\right) R_{1+}(0), \quad (2.2)$$

где G_e – проводимость электронного потока, $Y_\Sigma = Y_0 + Y_e + Y_c$, $Y_0 = G_s$ – проводимость внешней нагрузки, которую обычно можно считать активной, $Y_e = G_e + jB_e$ – полная проводимость электронного потока, $Y_c = G_c + jB_c$ – полная проводимость эквивалентной цепи.

Из выражения (2.1) следует, что

$$P_{1+}(L) = \left|1 - \frac{2G_e}{Y_\Sigma}\right|^2 P_{1+}(0). \quad (2.3)$$

где P_{1+} – мощность БЦВ. Тогда при условии

$$2G_e = Y_\Sigma \quad (2.4)$$

вся мощность БЦВ электронного потока будет извлечена из него и передана в нагрузку внешней цепи.

При циклотронном резонансе $\omega_0 = \omega_c$, где ω_0 – частота СВЧ сигнала на входе резонатора, комплексные проводимости B_e и B_c компенсируют друг друга, а проводимость электронного потока определяется соотношением

$$G_e = \frac{1}{8} \frac{I_0}{U_0} \left(\frac{L}{D}\right)^2, \quad (2.5)$$

где I_0 – ток электронного пучка, U_0 – ускоряющее напряжение электронного потока. Тогда выражение (2.3) переписывается следующим образом:

$$G_s = G_e + G_c. \quad (2.6)$$

Как правило, $G_c \ll G_e$. Тогда коэффициент передачи мощности БЦВ в нагрузку внешней цепи определяется выражением [35]:

$$K = 1 - \frac{G_c}{G_e} \approx 1 - \frac{Q_L}{Q_0}, \quad (2.7)$$

где Q_L – добротность нагруженного электронным пучком резонатора, Q_0 – его собственная добротность.

В резонаторах типа Каччия обычно $Q_L \ll Q_0$. Поэтому потери в резонаторе оказываются равными 1-2% [35]. Таким образом, почти всю энергию БЦВ можно передать во внешнюю нагрузку цепи.

В Главе 2 настоящей диссертации приводится оригинальная 3D-модель цилиндрического резонатора. Выбирается оптимальная форма согласующего узла резонатора, обеспечивающая высокоэффективный энергообмен микроволнового сигнала с БЦВ электронного потока. Оценивается эффективность передачи мощности микроволн в электронный пучок. Изучается модовый состав резонатора и вычисляются значения нагруженных и собственных добротностей резонатора на различных гармониках. Оценивается эффективность передачи энергии микроволн в нагрузку внешней цепи.

§2.2. 3D модель цилиндрического резонатора типа Каччия

Для изучения взаимодействия электронных потоков с высокочастотными поперечными электромагнитными полями был предложен вариант конструкции цилиндрического резонатора относительно простой конструкции, что естественно играет немаловажную роль при его изготовлении.

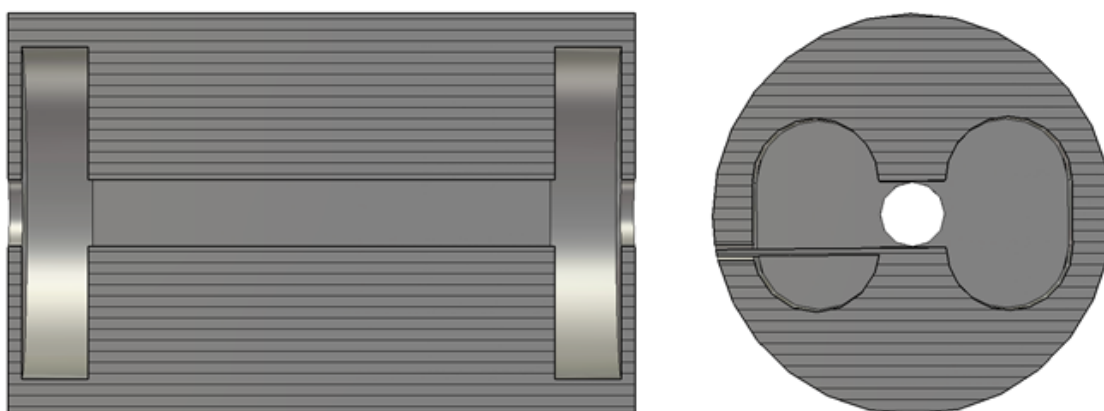


Рис.2.1. Цилиндрический резонатор в продольном и поперечном сечениях.

В полости резонатора имеется два цилиндрических отверстия и одно прямоугольное. Верхние грани прямоугольного отверстия образуют ламели, в узком и протяженном зазоре ме-

жду которыми возбуждается поперечное высокочастотное поле микроволнового сигнала, вводимого посредством петли связи.

Электронный пучок инжектируется в резонатор через круглое отверстие в торце, проходит через зазор между ламелями и выходит из резонатора через отверстие в противоположном торце. При взаимодействии высокочастотного поля с электронным пучком подводимая энергия микроволн преобразуется в поперечное циклотронное вращение пучка при условии циклотронного резонанса. В конструкцию резонатора заложена возможность использования ленточного электронного потока с целью увеличения тока пучка и, как следствие, его мощности.

Для получения результатов взаимодействия электронных потоков различного сечения с высокочастотным поперечным полем была создана трехмерная модель цилиндрического резонатора (Рис. 2.2).

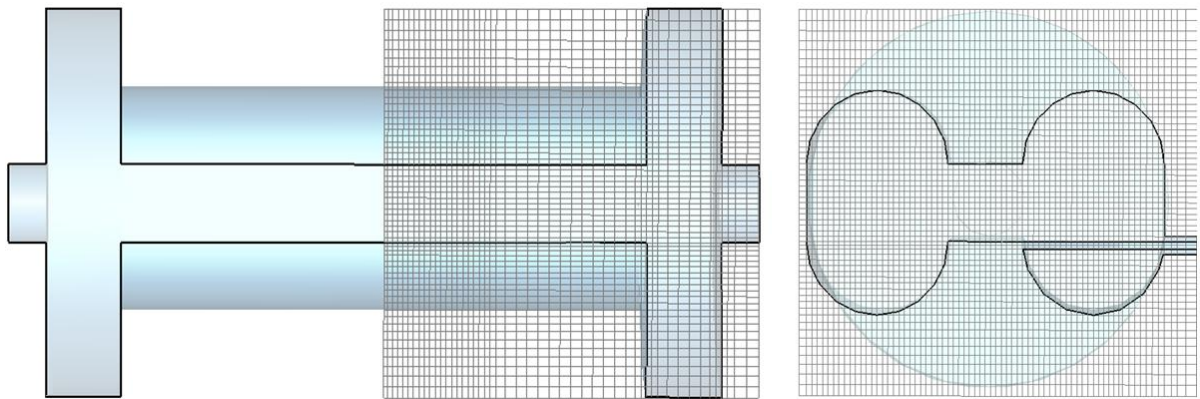


Рис.2.2. Разбиение модели цилиндрического резонатора регулярной декартовой сеткой.

Эволюция полей в рамках данной модели определяется посредством решений уравнений Максвелла методом конечных интегралов во временной области, который описан в §1.5.1. В рамках данного алгоритма модель разбивается регулярной декартовой гексагональной сеткой. Число разбиений сетки определяет время расчета модели. Ввиду простой конструкции резонатора число разбиений невелико. Кроме того, симметрия модели по одной из поперечных координат также сокращает время расчета (Рис. 2.2).

Задача по определению параметров взаимодействия электронного пучка с высокочастотным полем резонатора решается в два этапа. На первом этапе для симуляции электронного пучка используется дискретный порт с некоторым сопротивлением (Рис. 2.3). Сопротивление дискретного порта Z выражается как обратная величина проводимости пучка:

$$Z = \frac{1}{G_e}. \quad (2.8)$$

Энергия микроволн при этом подводится через волноводный порт. Для моделирования используется пакет программ CST Microwave Studio.

Моделирование резонатора позволяет получить S-параметры матрицы рассеяния, в частности, коэффициент отражения S_{11} и коэффициент передачи сигнала (по амплитуде) из волноводного порта в дискретный S_{12} . Проводится оптимизация данных параметров с целью получения максимально возможного коэффициента передачи при минимально возможном коэффициенте отражения для обеспечения высокоэффективного энергообмена резонансной моды с электронным пучком. В результате определяется оптимальная форма узла согласования, обеспечивающая высокоэффективный энергообмен микроволн с пучком, вычисляется соответствующий КПД, а также изучаются структуры основной и высших мод резонатора.

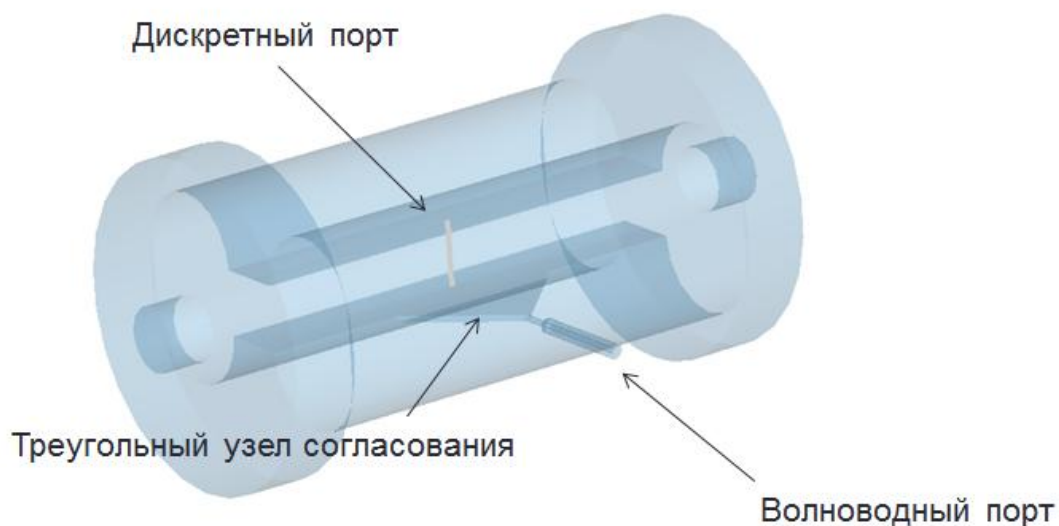


Рис. 2.3. Полость цилиндрического резонатора с треугольной вставкой.

На втором этапе моделируется непосредственно взаимодействие пучка круглого сечения и ленточного пучка с полем резонатора методом «частица в ячейке», который описан в §1.5.2. Для моделирования используется пакет программ CST Particle Studio. На этом этапе вновь измеряется эффективность передачи СВЧ мощности в пучок круглого сечения и ленточный пучок. Измеряется разброс скоростей на выходе из резонатора для обоих пучков. Проводится сравнительный анализ между цилиндрическим и ленточным пучком.

§2.3. Выбор формы петли связи резонатора для ввода микроволновой энергии.

Параметры модели резонатора представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1

Параметр	Обозначение	Значение
Геометрические размеры резонатора, мм ³	V	60×60×104
Длина пластин резонатора, мм	L	70
Зазор между пластинами резонатора, мм	D	10
Сопротивление волноводного порта, Ом	Z_0	50
Сопротивление дискретного порта, Ом	Z	3260

В рамках представленной 3D модели резонатора петля связи представляет собой узел согласования низкоомной нагрузки Z_0 волноводного порта и высокоомной нагрузки Z дискретного. Исследовались согласующие узлы различной формы (Рис. 2.4).



Рис.2.4. Согласующие узлы цилиндрического резонатора: I-образный (слева), I-образный с прямоугольной вставкой (в середине), I-образный с треугольной вставкой (справа)

Сначала использовалась простая петля связи в виде тонкого цилиндрического стержня. Назовем его I-образный узел согласования. Стержень крепится прямо к краю пластины резонатора по центру. Как показали результаты моделирования, перемещение стержня вдоль пластины на ± 30 мм немного, но все же ухудшает значение параметра S_{12} (на 1-2 %). Поэтому выбор был сделан в пользу центрального положения узла относительно пластины (Таблица 2.2).

Таблица 2.2

Положение узла относительно центрального положения, мм	S_{11}	S_{12}
-30	0,4225	0,8994

Положение узла относительно центрального положения, мм	S_{11}	S_{12}
-20	0,4199	0,9019
-10	0,4175	0,9043
0	0,4123	0,9072
10	0,4171	0,9046
20	0,4205	0,9018
30	0,4221	0,8997

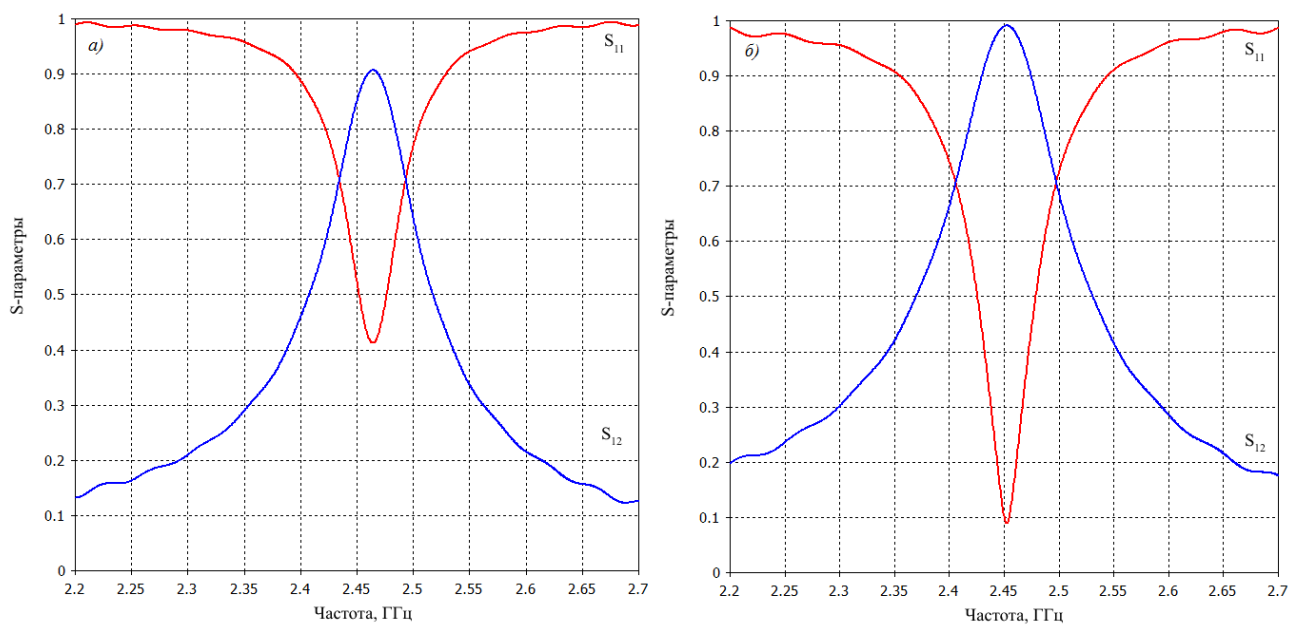


Рис. 2.5. S-параметры матрицы рассеяния: а) для I-образного узла, б) для I-образного узла с прямоугольной вставкой.

На следующем шаге между петлей связи и пластинами резонатора устанавливался узел согласования прямоугольной формы, геометрические размеры которого подбирались таким образом, чтобы обеспечить максимум возможного S_{12} . Моделирование показало (рис. 2.5), что подобная конструкция узла позволяет значительно улучшить характеристики резонатора в сравнении с узлом в виде тонкого цилиндрического стержня.

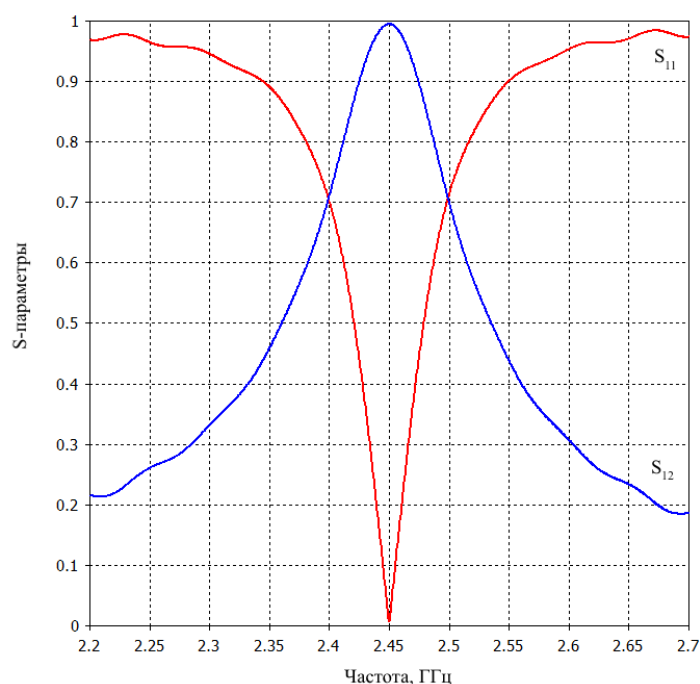


Рис. 2.6. S-параметры матрицы рассеяния для I-образного узла с треугольной вставкой.

Чтобы еще улучшить значение S_{12} можно использовать несколько прямоугольников, соединенных друг с другом в ступенчатом порядке, но лучше поступить другим образом и выбрать треугольный узел согласования. Данный вид узла более технологичен при изготовлении по сравнению с узлом, состоящим из прямоугольников. После нахождения оптимальных геометрических размеров треугольного узла согласования, характеристики резонатора значительно улучшились (Рис. 2.6).

Результаты по моделированию резонатора с различными узлами согласования представлены в сводной таблице 2.3.

Таблица 2.3

Вид согласующего узла	S_{11}	S_{12}	КПД
I-образный	0,412	0,907	0,822
I-образный с прямоугольной вставкой	0,093	0,986	0,972
I-образный с треугольной вставкой	0,049	0,995	0,990

Из таблицы 2.3 видно, что узел с треугольной вставкой позволяет получить лучшие в сравнении с остальными узлами значения S-параметров матрицы рассеяния. В итоге для прове-

дения дальнейших расчетов выбор был сделан в пользу резонатора с треугольным узлом согласования (Рис. 2.3)..

Конструкция цилиндрического резонатора с треугольным узлом согласования выбрана таким образом, чтобы обеспечить резонанс на частоте $f = 2,45$ ГГц (Рис. 2.5). В результате моделирования установлено, что эффективность энергообмена поперечного поля резонатора с электронным пучком может достигать 99 % (Таблица 2.3). Иными словами, в электронный пучок можно передать почти всю мощность входного микроволнового сигнала. КПД энергообмена оценивался как квадрат коэффициента передачи S_{12} . При этом коэффициент отражения по мощности (квадрат коэффициента S_{11} по амплитуде) составил $\approx 0,25$ %. Иными словами, на высшие гармоники электрического поля, возбуждаемые в цилиндрическом резонаторе, приходится менее 1% энергии.

Отметим, что результаты моделирования получены без учета тепловых потерь энергии подводимого к цилиндрическому резонатору микроволнового сигнала в металлических стенках резонатора. Очевидно, что наличие потерь приведет к некоторому ухудшению значений КПД.

§2.4. Модовый состав и структура мод цилиндрического резонатора.

После выбора узла согласования и предварительной оценки эффективности энергообмена поперечного электрического поля резонатора с электронным потоком частотный диапазон был расширен до 8 ГГц и были получены собственные и нагруженные частоты f_0 и f_L высших мод резонатора. Собственные частоты резонатора – моды резонатора в отсутствии электронного потока, нагруженные частоты – моды резонатора при наличии электронного пучка в ламельном зазоре резонатора. В данном случае в качестве электронного пучка выступает дискретный порт.

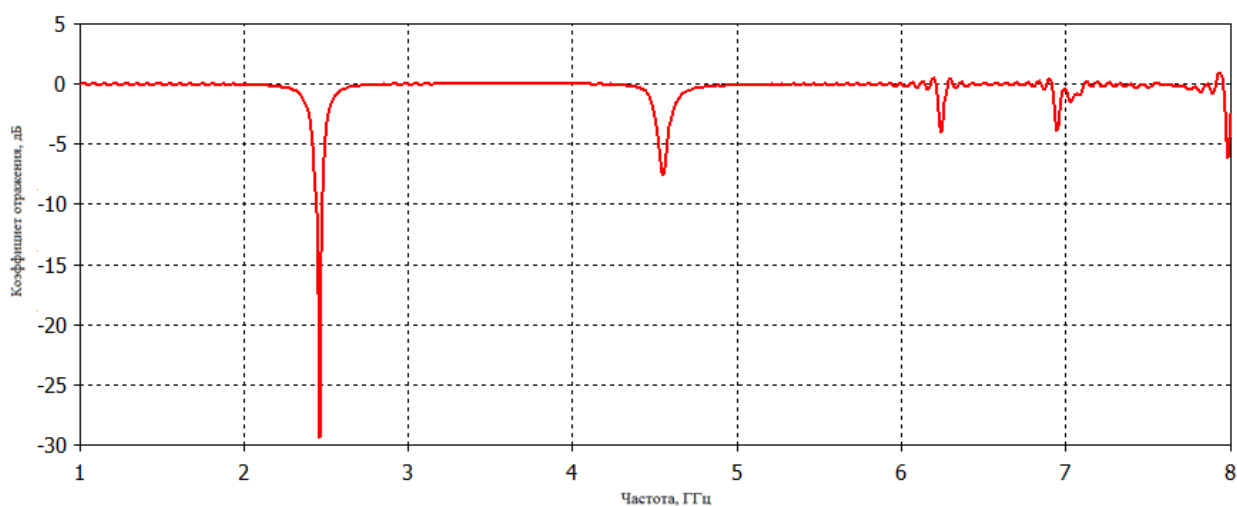


Рис. 2.7. Модовый состав нагруженного цилиндрического резонатора.

В частотном диапазоне 0-8 ГГц оказалось 5 мод резонатора (Рис. 2.7). После определения резонансных частот были найдены собственные и нагруженные добротности Q_0 и Q_L для мод, которые могут возбуждаться в резонаторе (Таблица 2.4). Аналогично, собственная добротность – это добротность резонатора в отсутствие пучка, а нагруженная добротность – добротность резонатора при наличии электронного пучка (в данном случае в качестве пучка выступает дискретный порт).

Таблица 2.4

Мода	f_0 , ГГц	f_L , ГГц	Q_0	Q_L
1	2,481	2,450	979	37
2	4,502	4,554	604	46
3	6,250	6,248	1358	97
4	7,139	6,994	1719	134
5	7,992	7,984	2371	160

Далее были изучены структуры собственных мод резонатора. Электрическое поле основной (первой) моды сосредоточено между пластинами (Рис. 2.8) имеет необходимую однородную поперечную структуру (Рис. 2.9), обеспечивающую высокоэффективное преобразование микроволновой энергии в циклотронное вращение пучка.

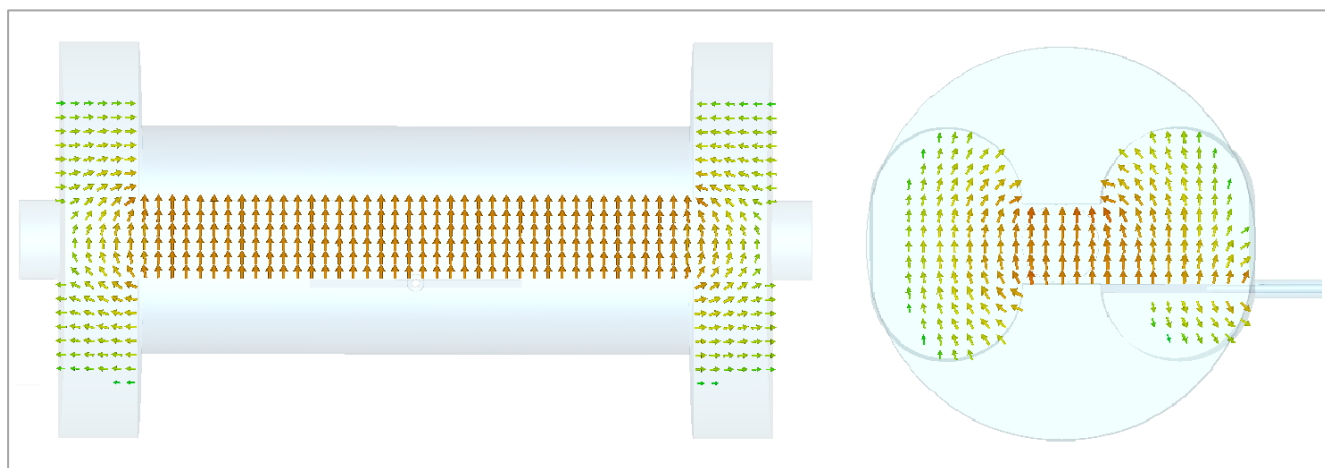


Рис. 2.8. Структура основной моды резонатора на частоте 2,481 ГГц.

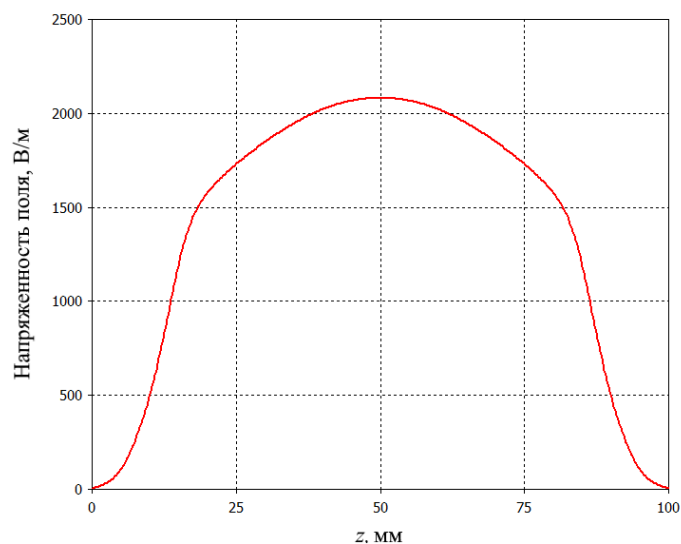


Рис. 2.9. Электрическое поле вдоль продольной оси резонатора для основной моды на частоте 2,481 ГГц.

Согласно таблице 2.4 для основной моды резонатора можно рассчитать коэффициент передачи энергии БЦВ во внешнюю нагрузку. Подставляя значения для собственной и нагруженной добротностей основной моды резонатора в выражение (2.7), получим $K \approx 0,963$. Следовательно, с учетом энергообмена поперечного электрического поля с дискретным портом резонатора (99%) на основной моде во внешнюю нагрузку можно передать более 95% энергии микроволнового сигнала.

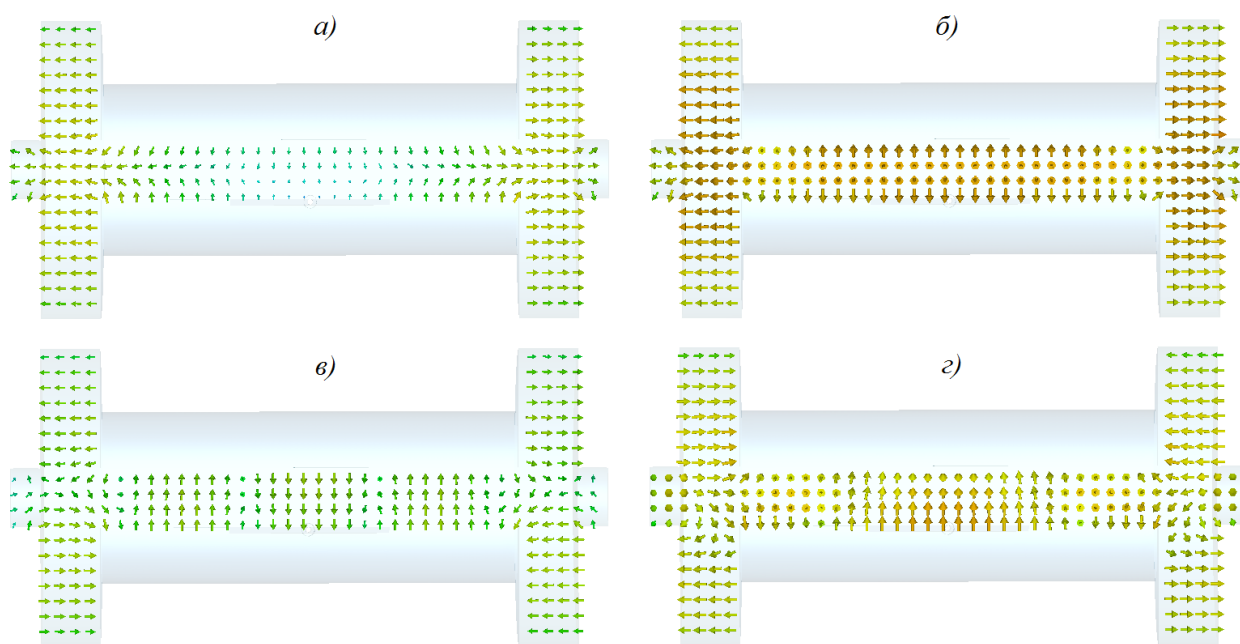


Рис. 2.10. Структуры высших мод резонатора: а) вторая мода на частоте 4,502 ГГц, б) третья мода на частоте 6,250 ГГц, в) четвертая мода на частоте 7,139 ГГц, г) пятая мода на частоте 7,552 ГГц.

Высшие моды резонатора также обладают низкими значениями нагруженной добротности и высокими значениями собственной добротности. Следовательно, коэффициент передачи во внешнюю нагрузку мощности БЦВ, возбуждаемой на необходимой частоте, имеет относительно высокие значения. Однако в отличие от основной моды, почти все высшие моды резонатора имеют существенно неоднородную структуру (Рис. 2.10-2.11). При такой структуре полей невозможно организовать эффективный энергообмен микроволнового сигнала с БЦВ потока. Вторая мода резонатора по большей части сосредоточена вне пластин резонатора (Рис. 2.10а), а на оси резонатора электрическое поле имеет 3 отчетливых максимума и 2 нулевых минимума (Рис. 2.11а). Третья мода имеет довольно однородную структуру на оси резонатора (Рис. 2.11б). Тем не менее, поле не является поперечным, и существенная его часть расположена вне пластин резонатора (Рис. 2.10б).

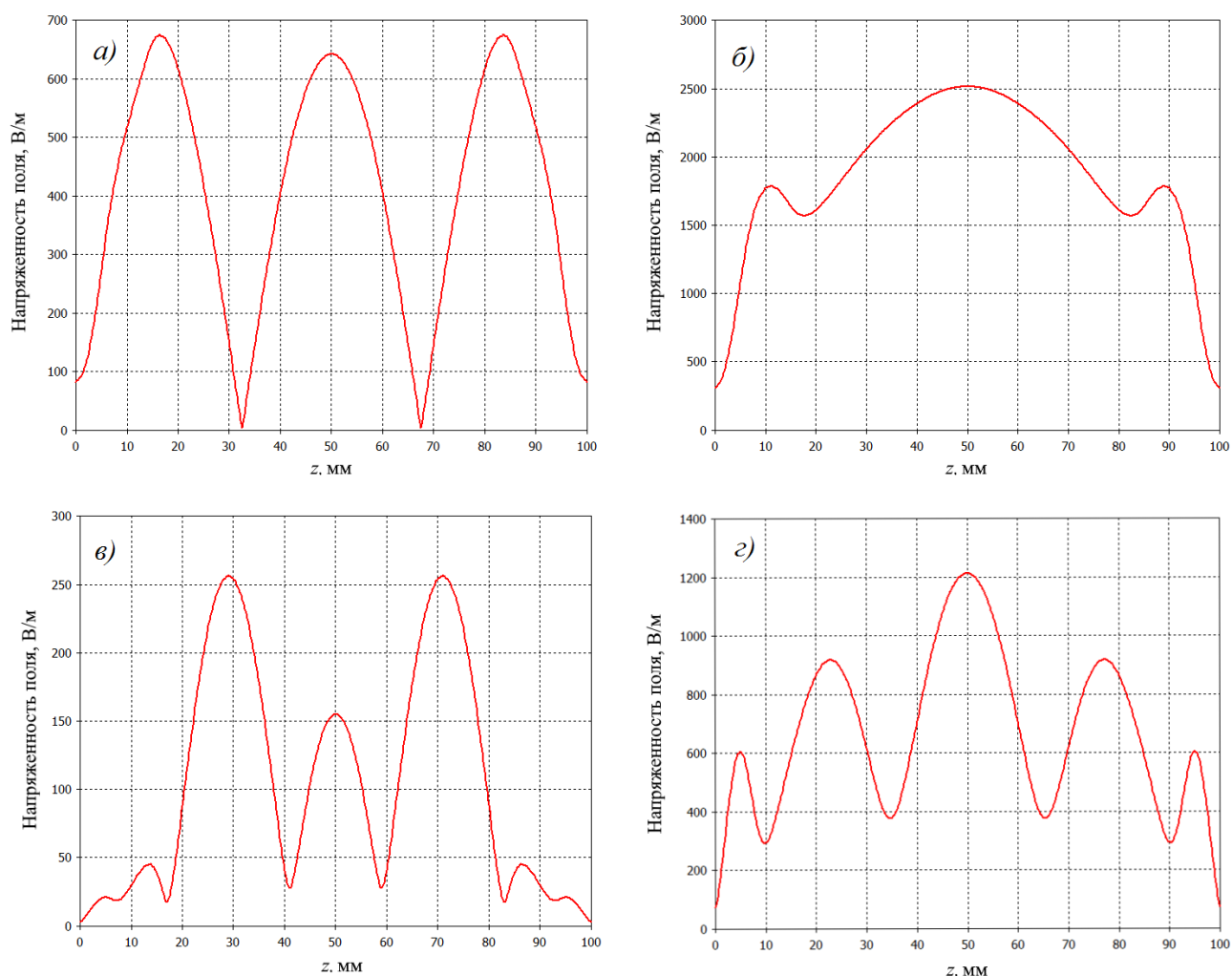


Рис. 2.11. Электрическое поле вдоль продольной оси резонатора для различных мод: а) вторая гармоника на частоте 4,502 ГГц, б) третья гармоника на частоте 6,250 ГГц, в) четвертая гармоника на частоте 7,139 ГГц, г) пятая гармоника на частоте 7,552 ГГц.

Четвертая и пятая мода на оси резонатора имеют ряд максимумов и минимумов (Рис. 2.11в-2.11г). Значительная часть электрических полей мод расположена вне пластин резонатора (Рис. 2.10в-2.10г).

Отметим, что моды со второй по пятую отбирают часть мощности входного микроволнового сигнала. Тем не менее, данная величина не велика и в данном случае на высшие моды приходится не более 1 % мощности входного микроволнового сигнала.

§2.5. Взаимодействие электронного пучка с высокочастотным электрическим полем цилиндрического резонатора в однородном магнитном поле.

На втором этапе была изучена динамика взаимодействия электронного пучка круглого сечения и ленточного электронного пучка с высокочастотным поперечным полем цилиндрического резонатора методом «частица в ячейке» в условиях циклотронного резонанса (рис. 2.12).

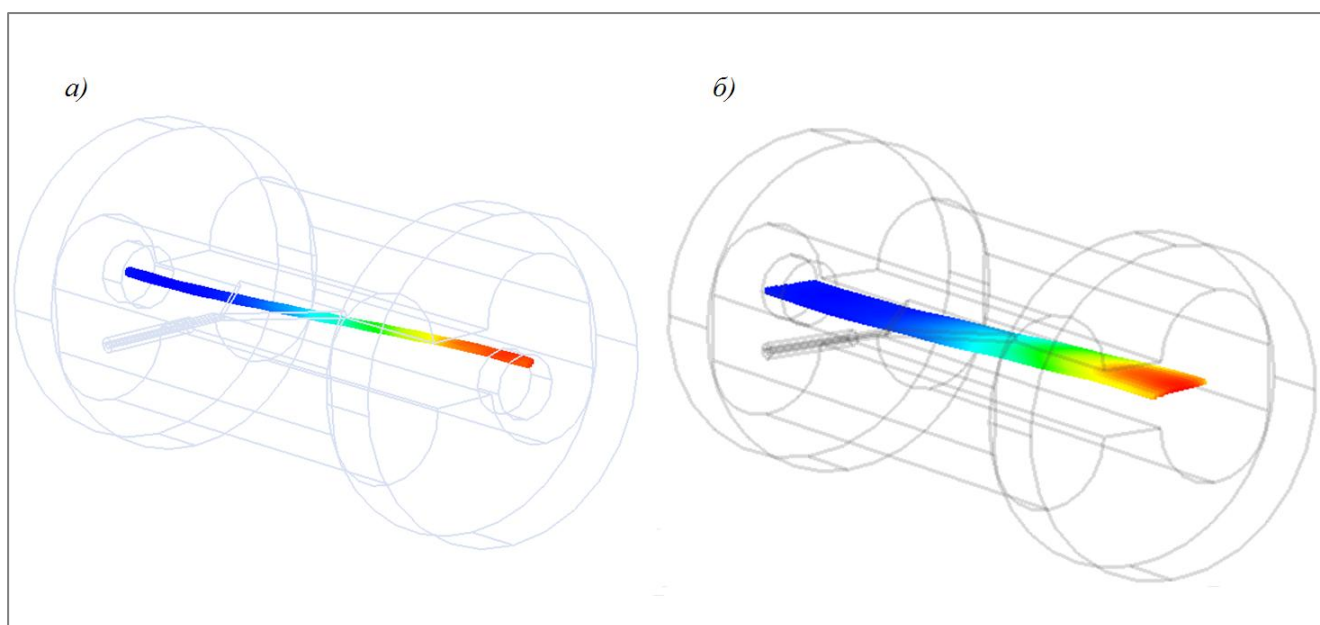


Рис. 2.12. Электронный пучок круглого сечения (а) и ленточный электронный пучок (б) в полости цилиндрического резонатора в условиях циклотронного резонанса.

Выбиралась та же модель резонатора с треугольным узлом согласования, но теперь уже без дискретного порта. Вместо него в полость между пластинами резонатора запускался электронный поток. В случае пучка круглого сечения выбирался прямоточный катод круглого сечения, а в случае ленточного пучка – прямоточный прямоугольный катод. Резонатор помещался в однородное продольное магнитное поле $B_z = B_0$. Проводилась дополнительная оптимизация геометрических размеров резонатора, чтобы обеспечить условия циклотронного резонанса. Согласно рис. 2.12 этого удалось добиться – оба пучка имеют вид прямой линии и вращаются как единое целое. Оптимизация для каждого вида пучка проводилась по отдельности. При этом

геометрические размеры пластин резонатора не изменялись. Оптимизация осуществлялась за счет изменения объема цилиндрических отверстий резонатора. Параметры пучков и модели представлены в таблице 2.5.

Таблица 2.5

Параметр	Обозначение	Значение	
		пучок круглого сечения	ленточный электронный пучок
Потенциал пучка, кВ	U_0	2	10
Ток пучка, А	I_0	0,1	0,5
Первеанс пучка, мкА/В ^{3/2}	P_μ	1,1	0,5
Радиус пучка, мм	r_b	0,8	-
Сечение пучка, мм ²	S_b	2,01	11,25 (1:5)
Плотность тока, А/см ²	j	4,98	4,44
Число частиц	N_p	50	62
Входная мощность пучка	P_0	0,2	5,0
Входная мощность микроволн	$P_{\text{вх}}$	1,0	5,0
Напряженность магнитного поля, Тл	B_0	0,0876	
Циклотронная частота, ГГц	f_c	2,45	

Магнитная экранировка прямоточных катодов отсутствует. Катоды помещены в то же однородное продольное магнитное поле, как и весь резонатор. В обоих случаях в электронных пучках не возникает сгустков (Рис. 2.12).

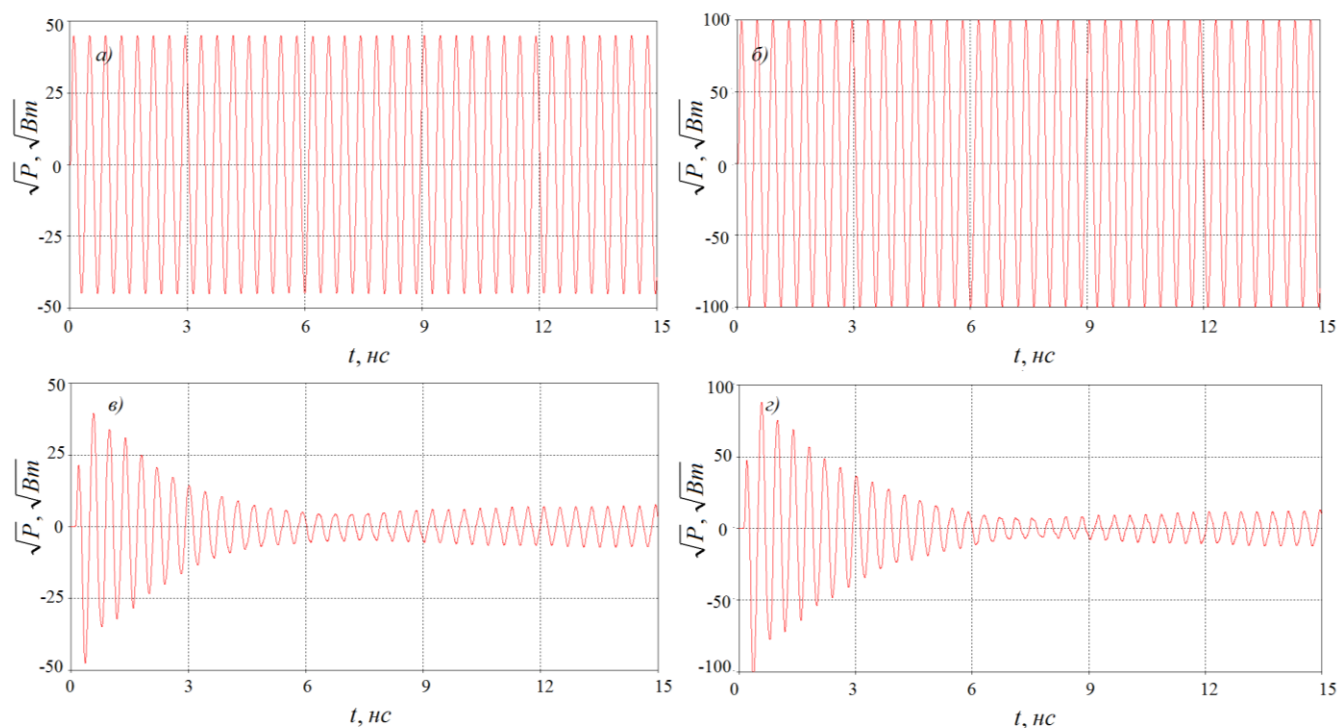


Рис. 2.13. Амплитуды входного и отраженного сигнала для электронного пучка круглого сечения (а, в) и ленточного электронного потока (б, г).

Результаты моделирования представлены в таблице 2.6.

Таблица 2.6

Параметр	Обозначение	Значение	
		пучок круглого сечения	ленточный электронный пучок
Длительность переходного процесса, нс	t	10-12	
Средняя скорость на выходе из резонатора, м/с	$\bar{v}$	$4,807 \pm 0,007$	$8,905 \pm 0,024$
Относительный разброс продольных скоростей	$\delta \bar{v}_z$	1,2	1,7
Относительный разброс поперечных скоростей	$\delta \bar{v}_\perp$	3,6	5,9
Отраженный сигнал микроволн, Вт	$P_{отр}$	56	100

Параметр	Обозначение	Значение	
		пучок круглого сечения	ленточный электронный пучок
Эффективность энергообмена	ξ	0,972	0,990

Получен спектр скоростей на выходе из резонатора. Спектр скоростей частиц характеризуется узкополосностью и малым разбросом скоростей (Таблица 2.6). Как цилиндрические, так и ленточные пучки при заданных параметрах на выходе из резонатора можно считать моноскоростными. Отметим, что основной вклад в разброс скоростей вносят поперечные скорости частиц.

Процесс энергообмена микроволнового сигнала с электронным пучком довольно быстро выходит на стационарный режим. Это определяет еще одну отличительную особенность резонатора с поперечным электрическим полем. При перегрузках и сбоях в работе устройства СВЧ с подобными резонаторами быстро восстанавливают свою функциональность.

В результате моделирования установлено, что эффективность энергообмена поперечного электрического поля с БЦВ как цилиндрического, так и ленточного электронного потока может достигать величин более 97% без учета потерь в металлических стенках резонатора, причем в случае ленточного электронного потока КПД получается даже выше в сравнении с пучком круглого сечения. Помимо высокой эффективности ленточный пучок при заданных параметрах модели и при сопоставимой плотности тока реализует мощность микроволнового сигнала, в 5 раз превышающую величину в случае пучка с круглым сечением. Таким образом, использование ленточных пучков в резонаторах с поперечным электрическим полем позволяет передать в электронный пучок в разы большую мощность в сравнении с пучками круглого сечения.

§2.6. Выводы.

1. Проведено трехмерное моделирование резонатора с поперечным электрическим полем. Впервые изучен модовый состав и структура мод высокочастотного поля в резонаторе циклотронного преобразователя. Показано, что основная мода может обладать высокой однородностью электрического поля в канале взаимодействия с электронным пучком.

2. Разработан треугольный узел согласования для резонатора с поперечным электрическим полем с целью повышения коэффициента передачи энергии СВЧ в электронный пучок.

3. Проведено трехмерное моделирование динамики электронного потока в цилиндрическом резонаторе с поперечным электрическим полем. Исследована возможность прямого

преобразования энергии микроволн в энергию быстрой циклотронной волны ленточного электронного потока в однородном магнитном поле (более 95 %).

4. Получен спектр скоростей на выходе из резонатора с поперечным электрическим полем. Спектр скоростей частиц характеризуется узкополосностью и малым разбросом скоростей. Как цилиндрические, так и ленточные пучки при заданных параметрах на выходе из резонатора можно считать моноскоростными.

5. Показано, что применение ленточных электронных пучков в резонаторах с поперечным электрическим полем позволяет передать в пучок значительно больше энергии микроволн в сравнении с цилиндрическими пучками.

ТРАНСПОРТИРОВКА И УСТОЙЧИВОСТЬ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В РАСШИРЯЮЩИХСЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

§3.1 Введение

В последнее десятилетие активизировались работы по изучению ленточных электронных потоков, их формированию и транспортировке в электромагнитных полях различной конфигурации. Повышенный интерес к исследованию ленточных потоков напрямую связан с развитием трехмерных программ численного моделирования и огромным скачком в росте производительности современного компьютерного оборудования [36].

В данной работе представляется трехмерная (3D) дискретная многопериодная математическая модель ленточного электронного пучка в продольном статическом магнитном поле. Рассматривается движение как вращающегося ленточного потока в неоднородных (аксиально- и плоско-симметричном) расширяющихся магнитных полях в условиях циклотронного резонанса, так и пучка в однородном магнитном поле в отсутствие циклотронного вращения. Моделирование проводится методом крупных частиц. 3D модель реализована в программной среде Delphi. Отметим, что исследования ленточного электронного пучка с циклотронным вращением в расширяющемся магнитном поле проводятся впервые.

§3.2 Многопериодная модель ленточного электронного пучка

В рамках рассматриваемой 3D модели изучается движение ленточного электронного пучка в статическом продольном магнитном поле в слаборелятивистском приближении, т. е. без учета магнитного взаимодействия частей самого электронного пучка. Сопровождающее магнитное поле может быть однородным, спадающим или реверсным и иметь произвольную эллиптическую поляризацию в поперечном сечении. Пусть область взаимодействия ленточного пучка имеет прямоугольное (эллиптическое) или круглое сечение, а система координат совмещена с осями симметрии области взаимодействия, как показано на рис. 3.1.

Ленточный пучок инжектируется в рассматриваемую область в направлении оси z с продольной скоростью v_{z0} , причем центр симметрии поперечного сечения пучка вращается вокруг оси z с круговой (циклотронной) частотой ω_c и циклотронным радиусом вращения R_c (рис. 3.1). В частных случаях и круговая частота ω_c и радиус вращения R_c могут быть равны нулю. Электроны инжектированного пучка могут иметь разброс продольных скоростей. В этом случае v_{z0} является средней продольной скоростью инжекции.

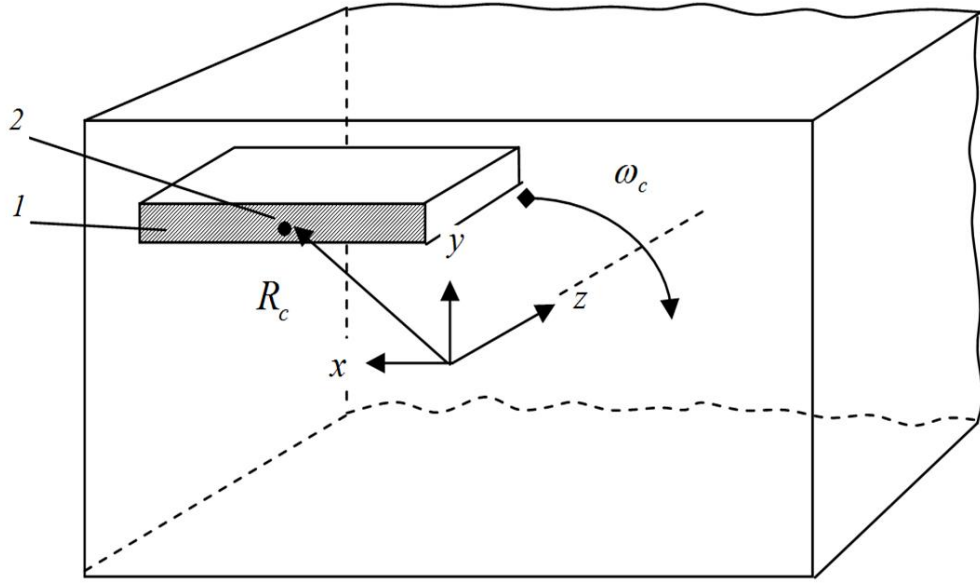


Рис.3.1. Модель ленточного электронного пучка: 1 – пучок, 2 – центр симметрии.

Уравнения движения электронов пучка в релятивистском варианте написания в рамках модели записываются следующим образом:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\gamma\eta_0 \left\{ [\vec{v}\vec{B}] + (\gamma\vec{E} - \frac{\vec{v}(\vec{v}\vec{E})}{c^2}) \right\}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}, \quad (3.2)$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор частицы, $\vec{v}$ – скорость частицы, t – текущее время, $\gamma = \sqrt{1 - \frac{|\vec{v}|^2}{c^2}}$, c – скорость света в вакууме, $\eta_0 = \frac{e}{m_e}$ – удельный заряд электрона, $\vec{B} = \{B_x(x, y, z), B_y(x, y, z), B_z(z)\}$ – магнитное поле в области, в частности, в параксиальном приближении получаем $B_x \approx -\frac{x}{2} \frac{\partial B_z(z)}{\partial z}$, $B_y \approx -\frac{y}{2} \frac{\partial B_z(z)}{\partial z}$, электрическое поле $\vec{E} = \vec{E}_{pc} + \vec{E}_q$, где $\vec{E}_{pc}$ – электростатическое поле предколлектора, $\vec{E}_q = \{E_{qx}(x, y, z), E_{qy}(x, y, z), E_{qz}(x, y, z)\}$ – поле пространственного заряда.

В рассматриваемой модели длина области взаимодействия l для удобства выражается в циклотронных длинах волн λ_c как $l = N_c \lambda_c$, где N_c – число циклотронных длин волн, а

$$\lambda_c = \frac{2\pi v_{z0}}{\omega_c}.$$

Для моделирования стационарных процессов взаимодействия необязательно проводить детальный анализ движения всего ленточного пучка. Наиболее целесообразно рассмотреть фрагмент протяженного в продольном направлении пучка с периодическими по оси z граничными условиями. Подобная модель включает нечетное количество периодов инжекции пучка N_i . В этом случае параметры взаимодействия определяются по “средней” группе инжектированных электронов, принадлежащих $(N_i + 1)/2$ периоду. Все остальные частицы являются буферными.

Необходимо отметить, что в самой быстрой и экономичной однопериодной модели возникают наиболее значительные ошибки (до 100%) при вычислении полей пространственного заряда в силу их разрыва на границах периода.

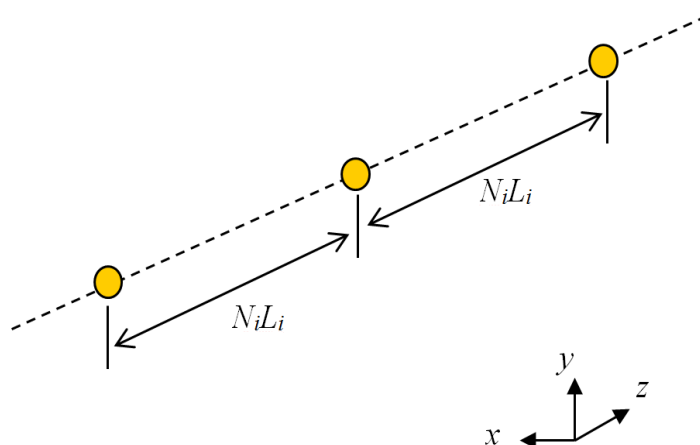


Рис. 3.2. Фрагмент крупной частицы.

Крупная частица в 3D модели ленточного пучка представляет собой бесконечную последовательность частиц (субчастиц) шарообразной формы с равномерно распределенной плотностью пространственного заряда, имеющих всегда одинаковые поперечные координаты x и y и расположенных на одной прямой, параллельной оси z , на расстоянии $N_i L_i$, где L_i – длина цуга инжектированных за период частиц (рис. 3.2). В частности, $L_i = \lambda_c$. Субчастица, принадлежащая «среднему» периоду инжекции, является базовой по отношению к остальным субчастицам. Все субчастицы, входящие в одну крупную частицу, двигаются синхронно.

Поле пространственного заряда, создаваемое одной i -ой крупной частицей, записывается в виде суперпозиции полей составляющих ее субчастиц:

$$\vec{E}_{qi} = \vec{E}_{qi0} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \sum_{k, k \neq 0} \frac{\vec{r}_{ik}}{|\vec{r}_{ik}|^3}, \quad (3.3)$$

где $\vec{r}_{ik}$ – радиус-вектор от k -ой субчастицы i -ой крупной частицы в точку наблюдения, q – заряд субчастицы, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, k – индекс суммирования, причем $|k| > 0$, $\vec{E}_{qi0}$ – поле, создаваемое базовой субчастицей в точке наблюдения, определяемое как

$$\vec{E}_{qi0} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_{i0}}{|\vec{r}_{i0}|^3}, \text{ при } |r_{i0}| > r_s, \quad (3.4)$$

$$\vec{E}_{qi0} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{r}_{i0}}{r_s^3}, \text{ при } |r_{i0}| < r_s, \quad (3.5)$$

где r_s – радиус субчастицы.

Суммирование по k в (3.3) проводится от $-\infty$ до $+\infty$. В действительности ряд в (3.3) быстро сходится (тем быстрее, чем больше $N_i L_i$), поэтому в сумме (3.3) можно ограничиться несколькими членами со значениями $|k| \in (0, 7)$.

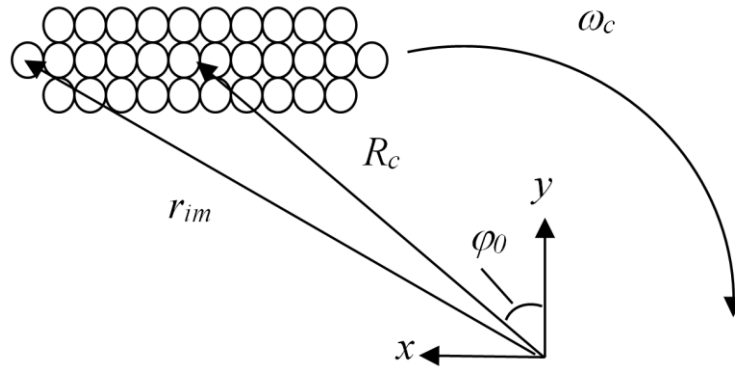


Рис. 3.3. Дискретизация поперечного сечения инжектированного ленточного пучка.

Поперечное сечение ленточного пучка разбивается на $N_x N_y$ крупных частиц (рис. 3.3) с дискретностью по фазам влета N_z . Таким образом, в области взаимодействия пучка может находиться одновременно $N_i N_x N_y N_z$ крупных частиц.

Уравнения движения крупных частиц (3.1)-(3.2) интегрируются в координатах (t, t_{im}) , где t_{im} – время влета m -ой крупной частицы i -го поперечного сечения (m – номер, характеризующий ее положение в поперечном сечении) с начальными условиями

$$\begin{aligned}x_{im} &= X_{0m} - R_c \sin(\varphi_0), \\y_{im} &= Y_{0m} + R_c \cos(\varphi_0), \\z_{im} &= Z_{0i}, \\v_{xim} &= -\omega_{co} R_c \cos(\varphi_0), \\v_{yim} &= -\omega_{co} R_c \sin(\varphi_0), \\v_{zim} &= v_{z0},\end{aligned}\tag{3.6}$$

где φ_0 – начальная фаза поворота сечения пучка, X_{0m} , Y_{0m} , Z_{0i} – начальные координаты крупной частицы при $\varphi_0 = 0$ и $R_c = 0$, v_{xim} , v_{yim} , v_{zim} – ее начальные скорости.

Влияние металлической границы области взаимодействия учитывается методом вторичных источников.

§3.3. Трехмерная реализация многопериодной модели ленточного электронного потока методом крупных частиц

Предложенная 3D модель ленточного электронного потока была реализована в программной среде Delphi. Остановимся на программе численного моделирования динамики ленточного потока подробнее.

На рис. 3.4 представлено окно расчетов для модели ленточного потока, в котором максимально отражена информация о моделируемом пучке. Справа до начала моделирования задаются необходимые для расчета параметры пучка, магнитного поля и области взаимодействия: потенциал и ток пучка, напряженность магнитного поля, высота и ширина области взаимодействия и т. д.

В верхней части окна можно проследить движение ленточного пучка вдоль области взаимодействия в плоскостях xu , xz и yz . Сечение потока в плоскости задается эллипсоидальным, чтобы снизить действие сил пространственного заряда на края пучка. При численном моделировании количество периодов инжекции пучка задавалось равным $N_i = 3$, как показано на рис. 3.4. Для более точного моделирования в программе предусмотрена возможность $N_i = 5$, однако при этом время расчета может увеличиться в несколько раз. При этом результаты расчетов отличаются незначительно (1-2 %). При $N_i = 1$, как отмечалось ранее, расчет получается

некорректным ввиду разрыва полей на границах периода. Форма пучка при этом сильно искажается, он может развалиться на отдельные фрагменты.

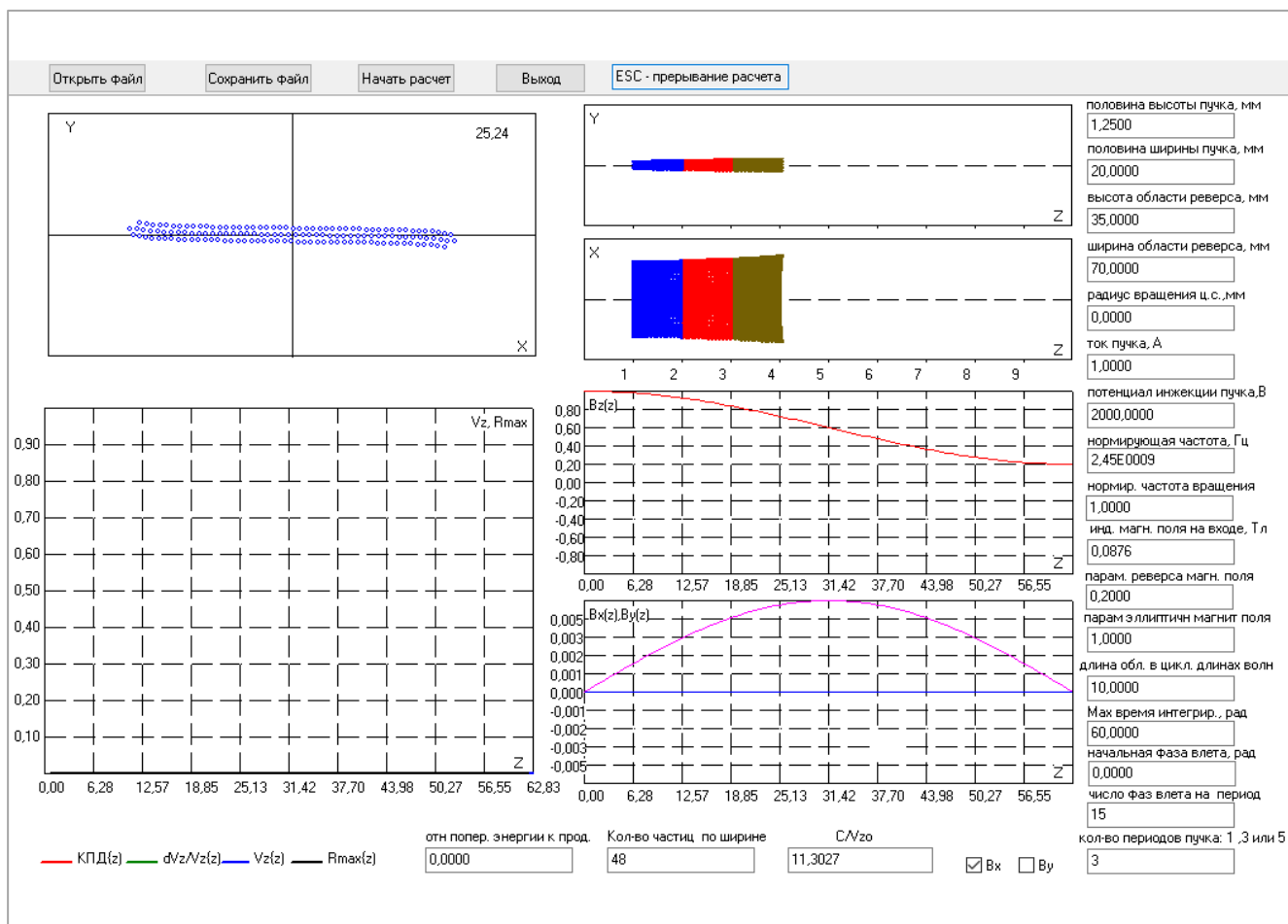


Рис. 3.4. Окно численного моделирования динамики ленточного электронного потока в плоско-симметричном магнитном поле.

Форма магнитного поля определяется выставлением включением/выключением компонент B_x и B_y в нижней части экрана (для аксиально-симметричного поля включены обе компоненты, для плоско-симметричного – одна из двух). После выбора формы магнитного поля в окне строятся графики всех компонент поля в зависимости от продольной координаты z .

Выставить параметры моделирования можно как в самом окне программы, так и загрузив необходимый файл формата .txt с записанными в него параметрами. Для этого необходимо нажать на кнопку «Открыть файл» и выбрать необходимый документ.

После выбора параметров моделирования необходимо нажать кнопку «Начать расчет». Расчет можно прервать в любой момент времени нажатием на клавишу ESC на клавиатуре компьютера. Выход из программы моделирования осуществляется нажатием соответствующей кнопки в окне программы.

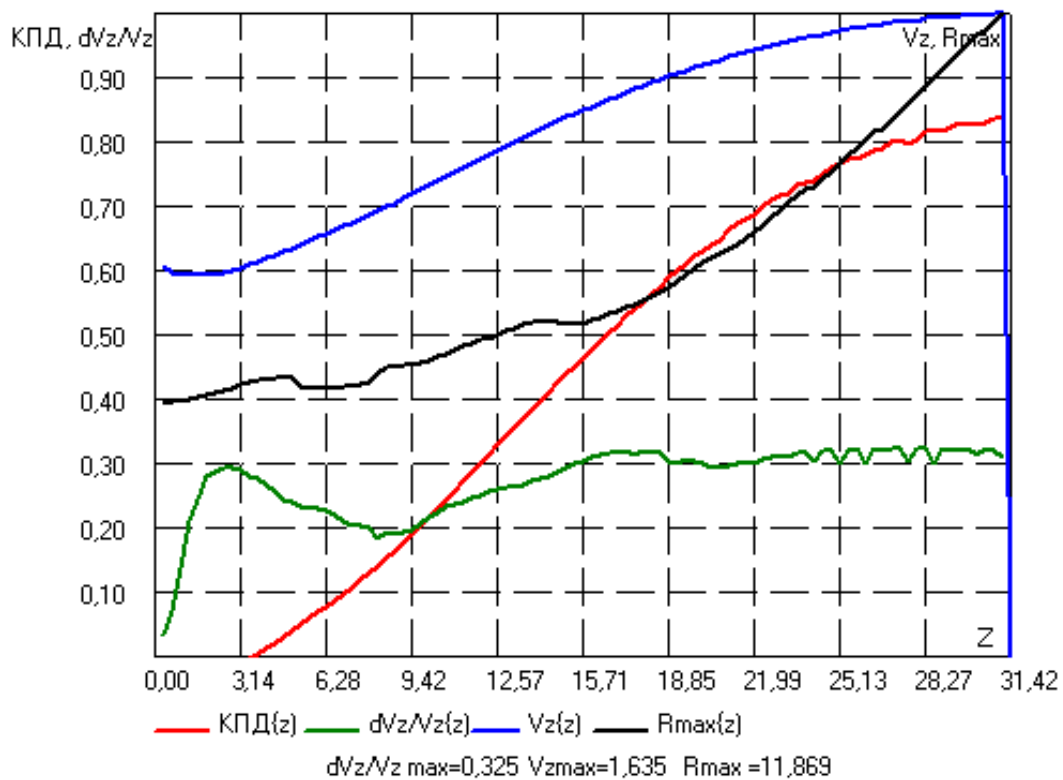


Рис. 3.5. Фрагмент окна программы с результатами моделирования.

После проведения расчетов в окне программы слева строятся графики, отражающие результаты численного моделирования (Рис. 3.5). На графиках представлены четыре зависимости от продольной координаты z : циклотронный радиус пучка, продольная скорость пучка, разброс продольных скоростей и КПД преобразования циклотронной энергии пучка в энергию его продольного движения. Циклотронный радиус вращения R_c увеличивается при снижении величины продольного магнитного поля, продольная скорость v_z растет при преобразовании циклотронной энергии потока в энергию его продольного движение. При этом в ленточном потоке под действием сил пространственного заряда растет разброс продольных скоростей по мере продвижения пучка вдоль области взаимодействия, что сказывается в итоге на КПД преобразования. На выходе из области взаимодействия фиксируются КПД и разброс продольных скоростей, а также значения циклотронного радиуса $R_{c\max}$ и продольной скорости $v_{z\max}$ по отношению к их начальным значениям R_{c0} и v_{z0} .

По окончании расчетов координаты и скорости частиц на каждом этапе интегрирования значения КПД и разброса продольных скоростей записываются в отдельные файлы формата .xls для постобработки.

Представленная программа использовалась для исследования динамики ленточного электронного потока. На первом этапе моделирования была рассмотрена транспортировка элек-

тронного потока во внешнем однородном магнитном поле в отсутствие циклотронного вращения.

Далее задавался циклотронный радиус пучка и проводилось численное моделирование динамики ленточного электронного потока в аксиально- и плоско-симметричном магнитном полях поочередно. На наш взгляд, выбранная таким образом конфигурация сопровождающего магнитного поля при определенных параметрах неоднородных полей может помочь избежать возникновения существенных искажений пучка, связанных с действием сил пространственного заряда при его транспортировке вдоль области взаимодействия.

На третьем этапе изучалась эффективность преобразования энергии циклотронного вращения ленточного электронного потока в энергию его поступательного движения, а также была обсуждена возможность применения ленточного электронного потока в поперечно-волновых устройствах СВЧ.

Перейдем к непосредственным результатам моделирования.

§3.4. Распространение ленточного электронного потока в отсутствие циклотронного вращения во внешнем однородном магнитном поле

Осуществлялась транспортировка ленточного электронного потока во внешнем однородном продольном магнитном поле

$$\begin{aligned} B_x &= 0, \\ B_y &= 0, \\ B_z &= B_0 \end{aligned} \tag{3.7}$$

в отсутствие кругового вращения.

Параметры моделирования представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1

Параметр	Обозначение	Значение
Потенциал пучка, кВ	U_0	10
Ток пучка, А	I_0	1-20
Первеанс пучка, $\text{мкА/В}^{3/2}$	P_μ	1-20
Входная мощность пучка, кВт	P_0	10-200

Параметр	Обозначение	Значение
Сечение пучка, мм ²	S	2,5x40 (1:16)
Плотность тока, А/см ²	j	1-20
Число частиц	N_p	142
Число частиц по высоте	N_h	3
Число периодов инжекции пучка	N_i	3
Начальная фаза влета, град.	φ_0	0
Циклотронный радиус, мм	R_c	0
Напряженность магнитного поля, Тл	B_0	0,0876
Сечение области взаимодействия, мм ²	S_0	40x80
Длина области взаимодействия (в циклотронных длинах волн)	l	5

Прослеживалась форма поперечного сечения ленточного потока и спектр продольных скоростей в зависимости от первеанса $p_\mu = I_0/U_0^{3/2}$ пучка. Согласно таблице 3.1 первеанс пучка p_μ менялся в пределах 1-20 мкА/В^{3/2} (соответствует значениям тока пучка $I_0 = 1-20$ А и плотности тока $j = 1-20$ А/см²). При таких значениях первеанса входная мощность пучка P_0 составила 10-200 кВт в непрерывном режиме.

Отметим, что большие значения первеанса ленточного электронного потока не должны вызывать недоумения (в вакуумной электронике принято говорить о реально достижимых значениях первеанса до $p_\mu = 2$). Большие значения первеанса достигаются за счет большей площади сечения ленточного пучка в сравнении с цилиндрическим пучком (и соответственно большей величины электрического тока при одинаковой для обоих пучков плотности тока).

Обозначим $X = x/A$ и $Y = y/B$, где A – ширина области взаимодействия, B – высота области взаимодействия. Пусть T – время пролета области взаимодействия. Спектр продольных скоростей будем определять по среднему ряду частиц (в среднем ряду всего $N = 48$ частиц).

Спектр продольных скоростей остается практически неизменным для $p_\mu = 1$. На выходе из области взаимодействия края пучка едва закручены. Для случая $p_\mu = 5$ начинает проявляться эффект, когда центральные частицы пучка ускоряются сильнее краевых. Края пучка скручиваются сильнее.

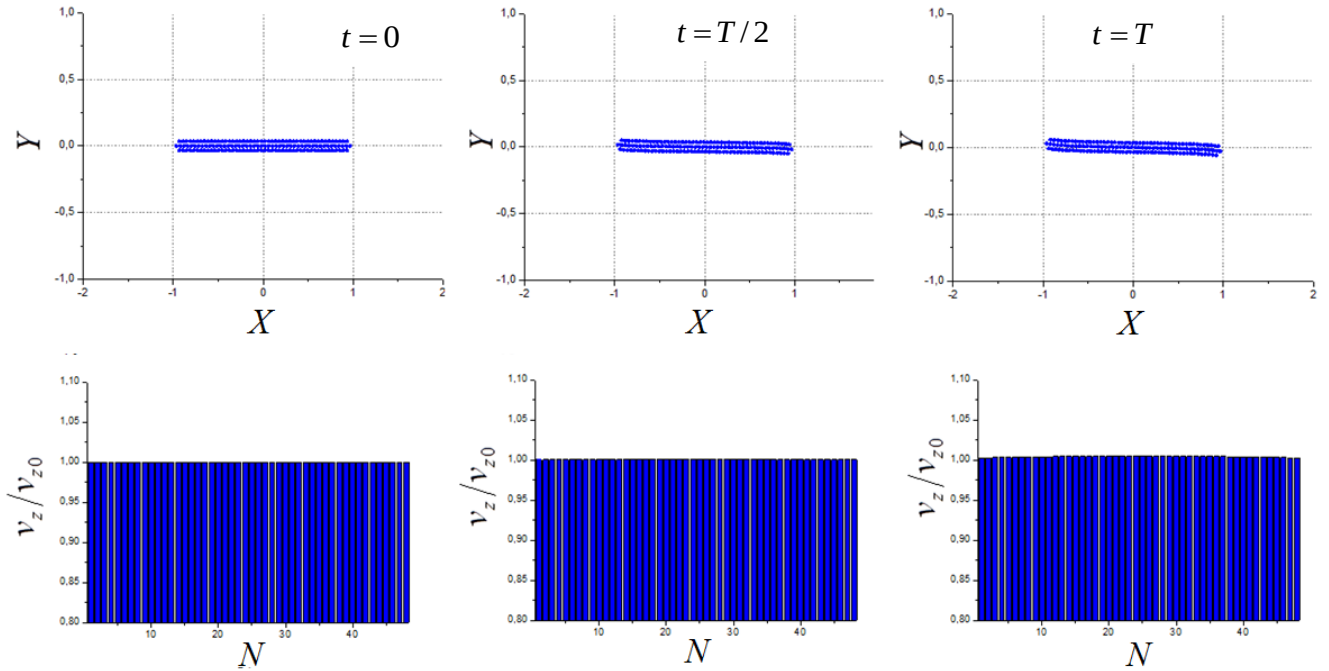


Рис. 3.6. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 1$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

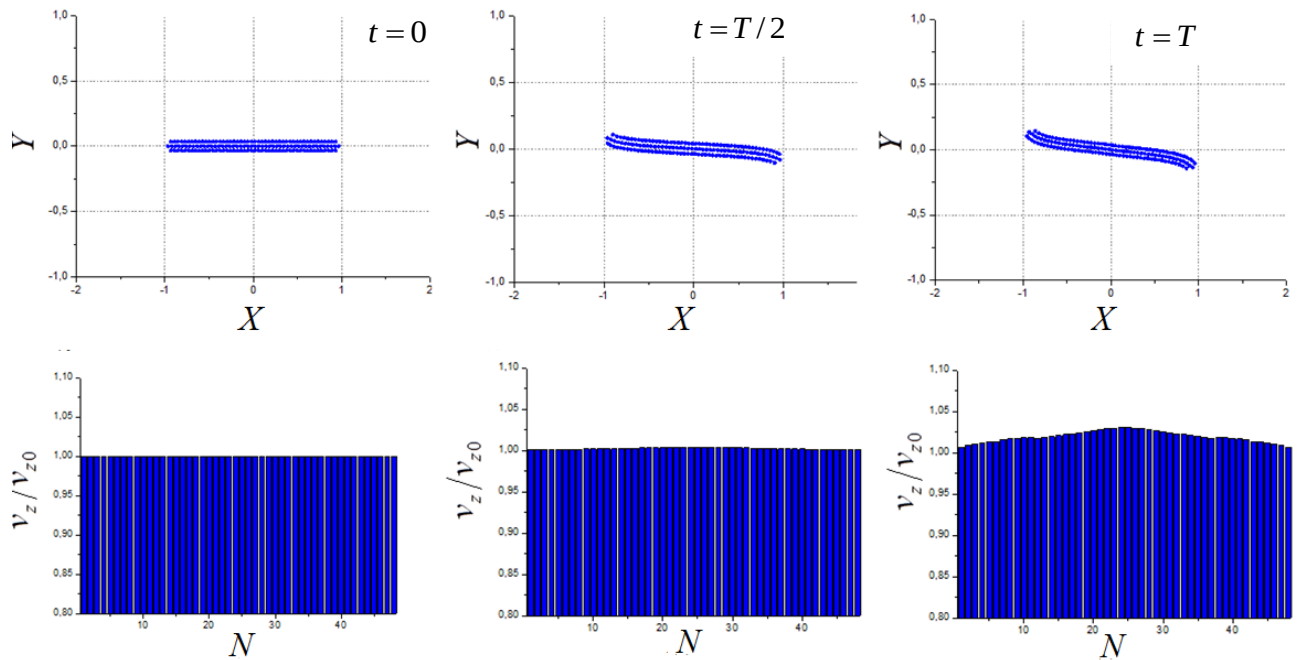


Рис. 3.7. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 5$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

Таким образом, в случае однородного внешнего фокусирующего магнитного поля ленточный электронный пучок при заданных параметрах системы практически сохраняет форму своего поперечного сечения при токе пучка, соответствующем значениям первеанса $p_\mu = 1-5$ мкА/В^{3/2} (рис.3.6 и 3.7).

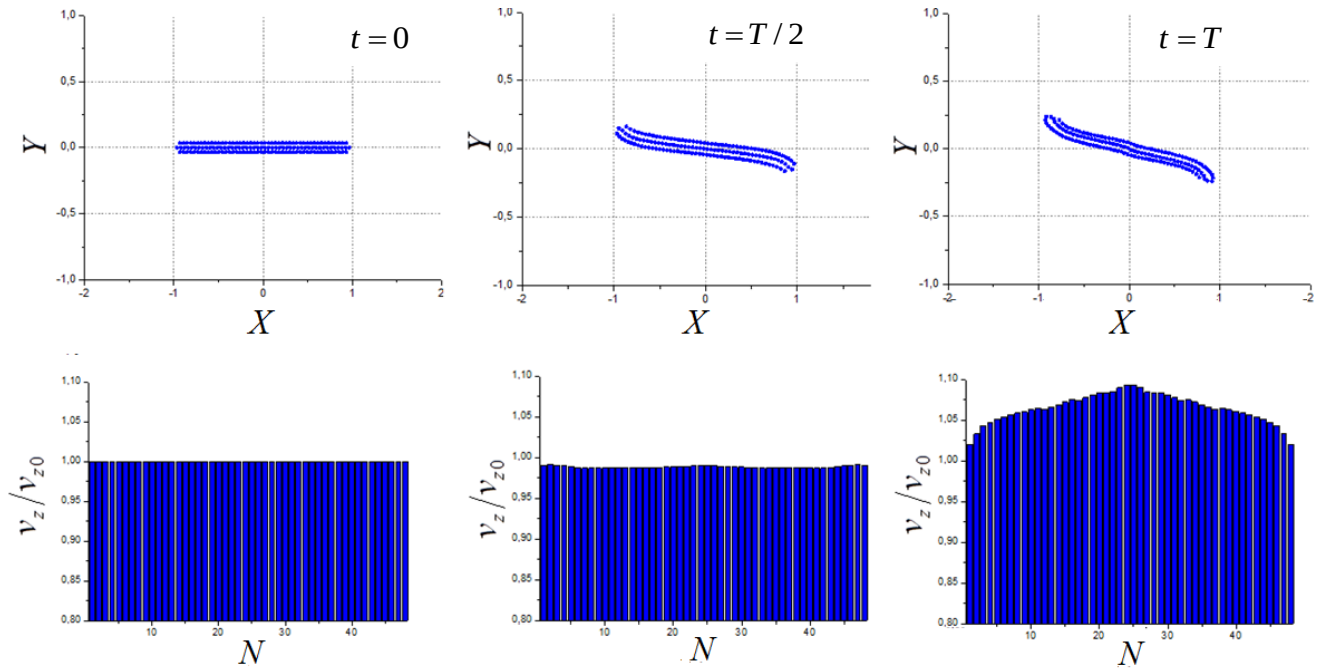


Рис. 3.8. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 10$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

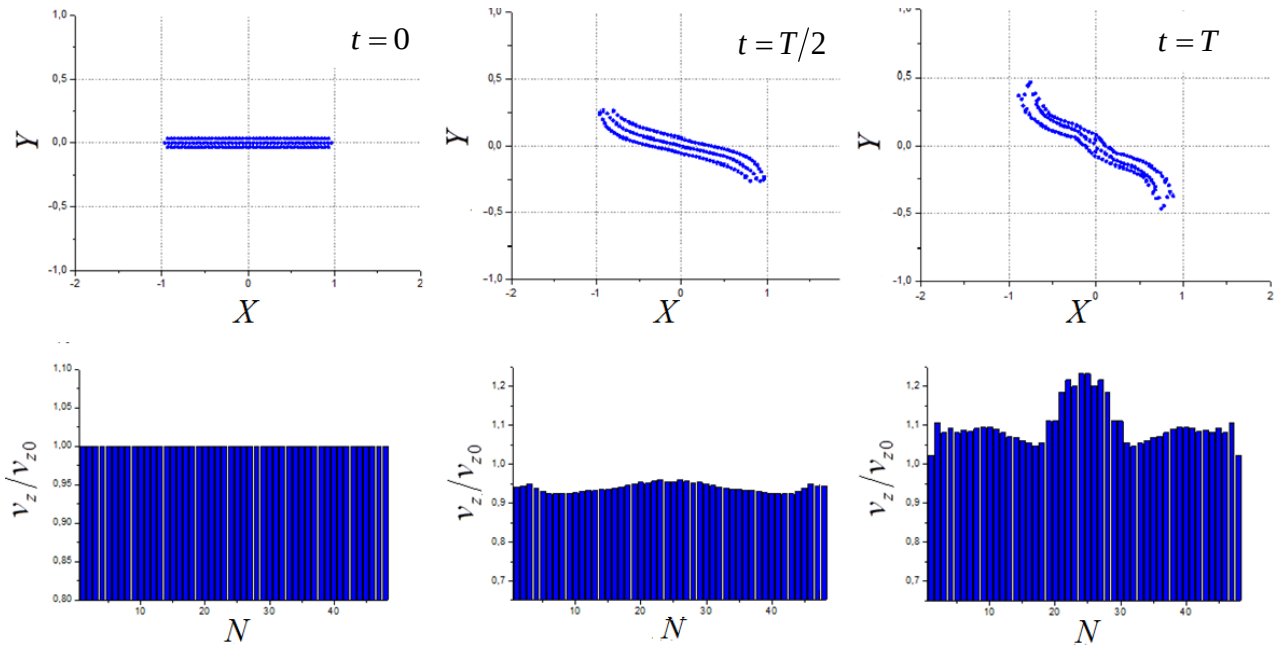


Рис. 3.9. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 20$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

С первеансом $p_\mu = 10$ существенно проявляется диокотронная неустойчивость ленточного электронного пучка (рис. 3.8). Центральные частицы пучка ускоряются еще быстрее крайних частиц. Края пучка отчетливо скручиваются. Пучок начинает пульсировать (на рис. 3.8 промежуточное сечение шире сечения пучка на выходе из области взаимодействия).

Еще сильнее эффект диокотронной неустойчивости и разброса продольных скоростей проявляется при первеансе $p_\mu = 20$ (рис. 3.9). Края ленточного пучка начинают разрушаться, распадаясь на отдельные фрагменты. Сам пучок сильно разворачивается вокруг оси z (вплоть до 45 градусов). Пульсации в пучке усиливаются.

Таким образом, увеличение тока пучка I_0 до предельных значений (соответствующих значениям первеанса $p_\mu = 10-20$ мкА/В^{3/2}) может приводить к заметным искажениям формы поперечного сечения вдоль области дрейфа (рис.3.8 и 3.9), пульсациям внешних размеров сечения и возбуждению диокотронной неустойчивости. По-видимому, этому же способствует отклонение начальной толщины пучка b от его равновесного значения [10]

$$b_e = 5,41 \times 10^{-7} \frac{2I_0}{aB_0^2 \sqrt{U_0}}, \quad (3.8)$$

где a – ширина ленточного потока. В нашем случае, $b_e \approx 0,705$ мм.

Подведем промежуточные итоги. Ленточный электронный пучок дает возможность реализовать устойчивую форму электронного потока и малый разброс продольных скоростей при увеличении значений первеанса пучка до $p_\mu = 5$ мкА/В^{3/2} (соответствует плотности тока $j = 5$ А/см²). При увеличении первеанса до значений $p_\mu = 10-20$ мкА/В^{3/2} (соответствует плотности тока $j = 10-20$ А/см²) возможно возникновение диокотронной неустойчивости и дестабилизация ленточного пучка.

Для стабилизации ленточного потока можно использовать два пути – уменьшение толщины пучка до близкой к равновесной (3.8) для уменьшения пульсаций в пучке и снижение плотности тока пучка за счет увеличения ширины пучка. При этом ширина пучка должна расти быстрее, чем уменьшаться его толщина, чтобы уменьшалась плотность тока в пучке.

§3.5. Распространение ленточного электронного потока с циклотронным вращением во внешнем аксиально-симметричном магнитном поле

Далее в программе задавался циклотронный радиус пучка R_c и проводился траекторный анализ распространения ленточного пучка в неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле. Вновь исследовалась форма поперечного сечения ленточного потока и спектр про-

дольных скоростей в зависимости от первеанса пучка p_μ . Циклотронный радиус определяется выражением

$$R_c = \frac{1}{\omega_c} \sqrt{\frac{2eU_0 W}{m_e}}, \quad (3.9)$$

где W – отношение поперечной (циклотронной) энергии ленточного электронного потока к энергии его продольного движения.

Компоненты аксиально-симметричного магнитного поля в рамках многопериодной модели в параксиальном приближении задаются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} B_x(x, z) &= x \frac{\pi}{4l} B_0 (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}, \\ B_y(y, z) &= y \frac{\pi}{4l} B_0 (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}, \\ B_z(z) &= 0.5 B_0 (1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{l}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где B_0 – величина магнитного поля на входе в область реверсивного изменения магнитного поля, $C_0 = B_1/B_0$ – параметр изменения магнитного поля, B_1 – величина магнитного поля на выходе из области реверсивного изменения магнитного поля.

Параметры модели представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2

Параметр	Обозначение	Значение
Потенциал пучка, кВ	U_0	10
Ток пучка, А	I_0	1-20
Первеанс пучка, мкА/В ^{3/2}	p_μ	1-20
Входная мощность пучка, кВт	P_0	10-200
Сечение пучка, мм ²	S	2,5x40 (1:16)
Плотность тока, А/см ²	j	1-20
Число частиц	N_p	142
Число частиц по высоте	N_h	3
Число периодов инжекции пучка	N_i	3

Параметр	Обозначение	Значение
Начальная фаза влета, град.	φ_0	0
Отношение поперечной энергии к продольной	W	2
Циклотронный радиус, мм	R_c	5,45
Напряженность магнитного поля, Тл	B_0	0,0876
Циклотронная частота, ГГц	$f_c = \omega_c / 2\pi$	2,45
Параметр изменения магнитного поля	C_0	0,1
Сечение области взаимодействия, мм ²	S_0	60x120
Длина области взаимодействия (в циклотронных длинах волн)	l	5

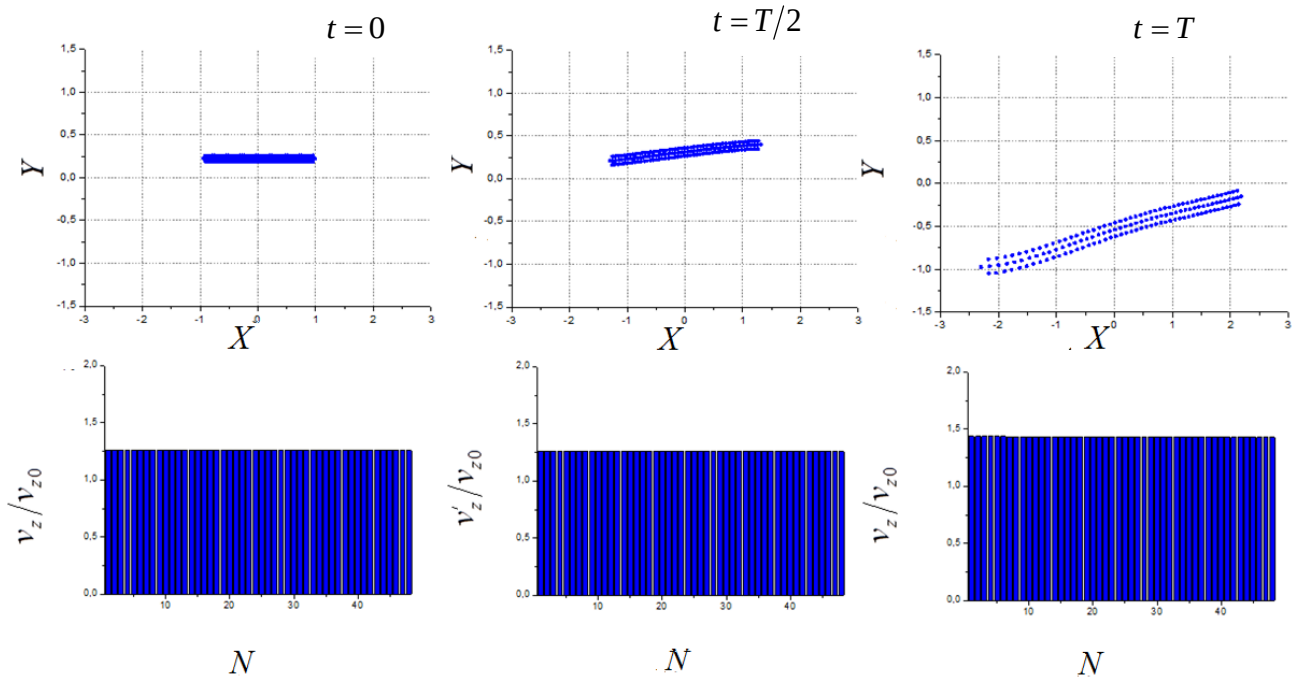


Рис. 3.10. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 1$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

Согласно рис. 3.10 для $p_\mu = 1$ продольная скорость частиц практически не изменяется при транспортировке пучка вдоль области взаимодействия, края пучка практически не скручиваются. Однако пучок поворачивается вокруг оси z . При этом в отличие от случая однородного магнитного поля пучок поворачивается в противоположную сторону, что связано превашированием циклотронного вращения над силами пространственного заряда. Отметим также, что сечение пучка расширяется, плотность тока в потоке падает.

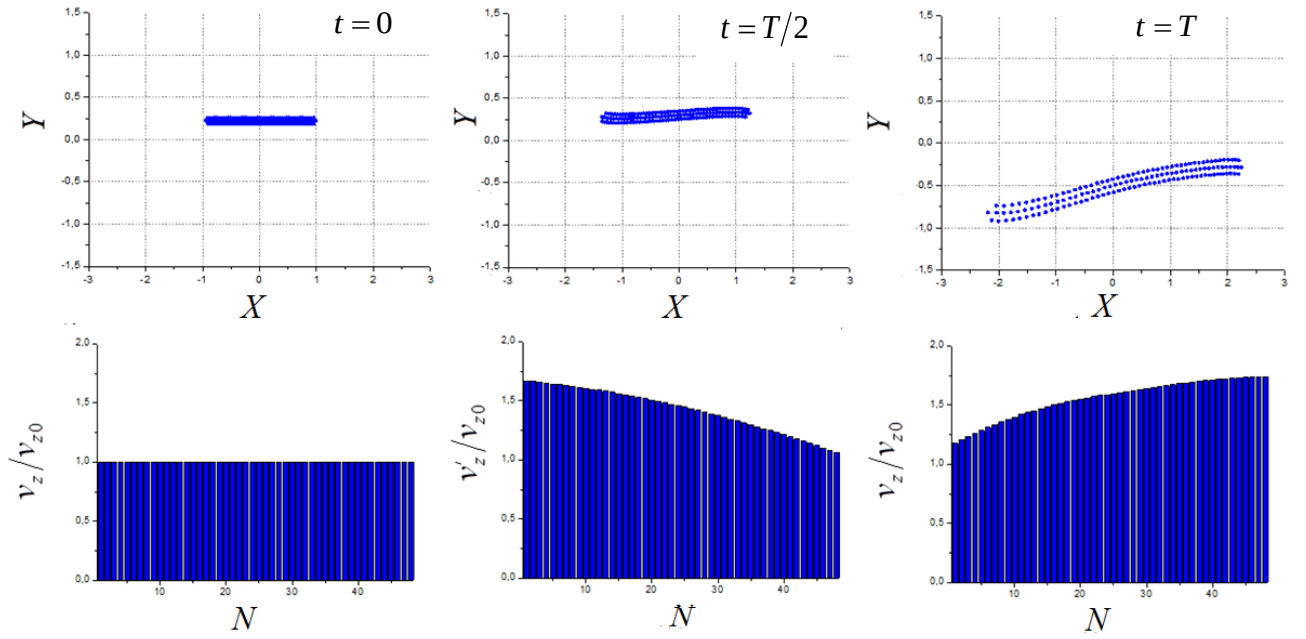


Рис. 3.11. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 5$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

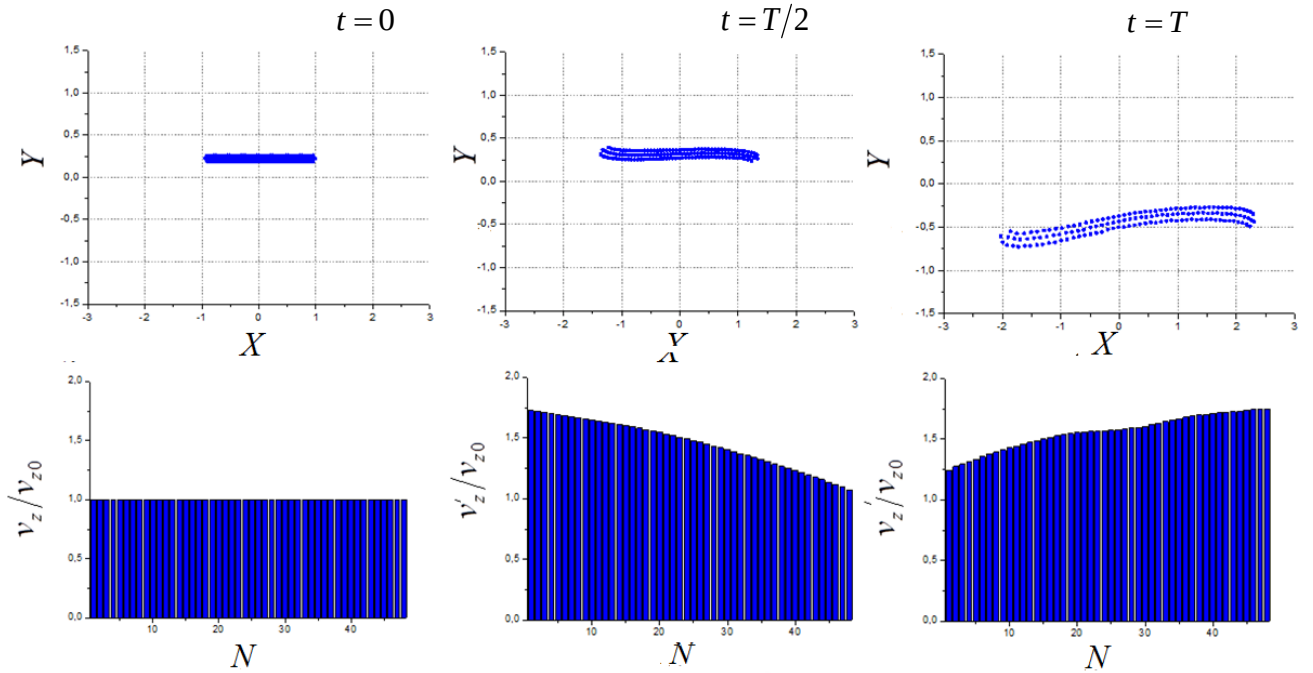


Рис. 3.12. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 10$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

При $p_\mu = 5$ продольная скорость частиц существенно изменяется при транспортировке пучка вдоль области взаимодействия (до 70%), стабильность ленточного пучка несколько снижается (рис. 3.11). Прослеживается плавное увеличение скорости от одного края пучка к другому. Однако, несмотря на значительное различие скоростей частиц, искажения формы сечения

ленточного потока достаточны небольшие. Угол поворота пучка вокруг оси z уменьшается в сравнении со случаем $p_\mu = 1$.

Случай $p_\mu = 10$ немногим отличается от случая $p_\mu = 5$ (рис. 3.11). Отметим, что продольная скорость частиц увеличивается, а поворот вокруг оси z почти нивелировался.

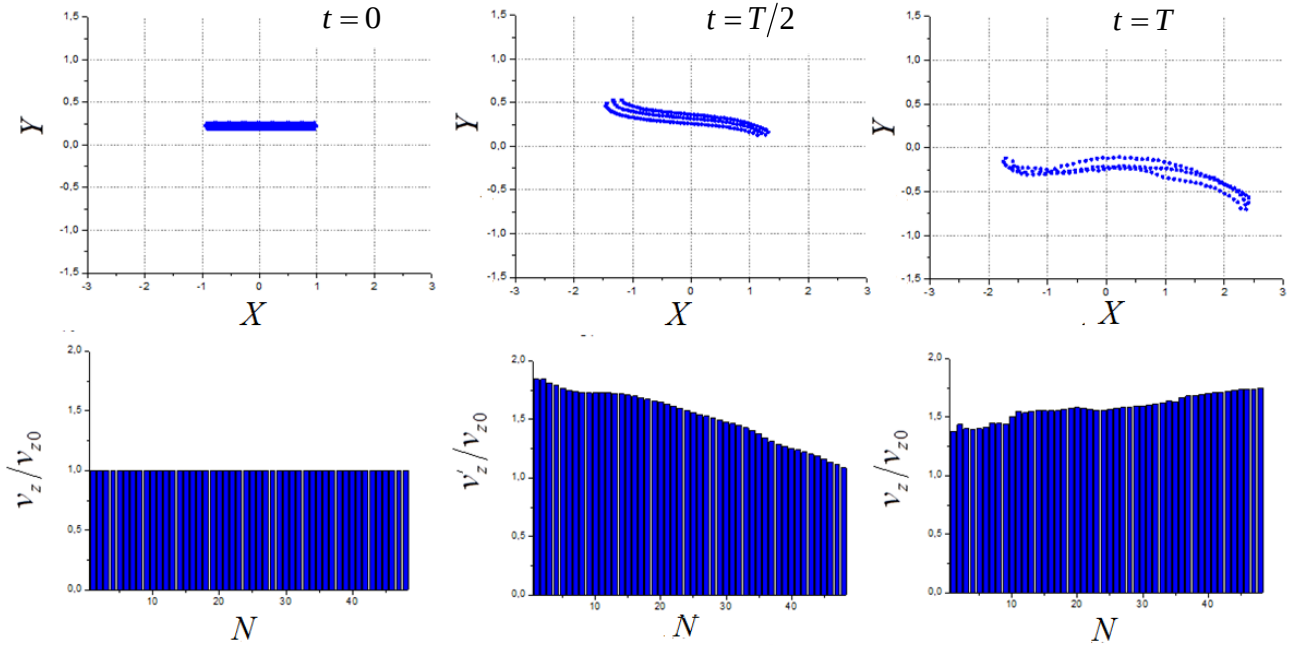


Рис. 3.13. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 20$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

Рассмотрим вариант транспортировки ленточного потока с $p_\mu = 20$. В этом случае увеличение продольной скорости пучка от одного края к другому не носит плавный характер. Наблюдаются искажения внутри пучка. Однако в целом пучок сохраняет необходимую форму, а поворот вокруг оси z остается относительно невысоким.

Стабильность пучка при высоких значениях первеанса пучка и при таком разбросе продольных скоростей поддерживается за счет уменьшения фактора $\vec{E} \times \vec{B}$, ответственного за деформацию поперечного сечения ленточного пучка. В расширяющемся аксиально-симметричном магнитном поле происходит как уменьшение поля пространственного заряда $\vec{E}$ при расширении пучка в области взаимодействия, так и снижение напряженности фокусирующего магнитного поля $\vec{B}$ в 10 раз по длине области.

Таким образом, при наличии циклотронного вращения устойчивость ленточного пучка в расширяющемся неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле может быть более стабильной в сравнении с ленточным пучком без вращения в однородном магнитном поле. Пу-

чок остается устойчивым вплоть до $p_\mu = 20$. В поле такой конфигурации можно реализовать наибольшую эффективность преобразования энергии циклотронного вращения пучка в энергию его поступательного движения (§3.7).

§3.6. Распространение ленточного электронного потока с циклотронным вращением во внешнем плоско-симметричном магнитном поле

На третьем этапе моделирования траекторный анализ проводился в неоднородном плоско-симметричном магнитном поле в параксиальном приближении

$$\begin{aligned} B_x(x, z) &= 0, \\ B_y(y, z) &= y \frac{\pi}{2l} B_0 (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}, \\ B_z(z) &= 0.5 B_0 (1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{l}). \end{aligned} \quad (3.11)$$

В поле подобной конфигурации в пучке с циклотронным вращением может наблюдаться группировка электронов. Об этом подробнее будет рассказано в Главе 4.

Случай наличия компоненты поля B_x и отсутствия компоненты B_y в рамках диссертации не рассматривался. Отметим только, что в этом случае поперечная компонента магнитного поля воздействует на толщину пучка, которая значительно меньше его ширины. При больших значениях первеанса довольно сильно проявляется эффект диокотронной неустойчивости, пучок может распасться на отдельные фрагменты.

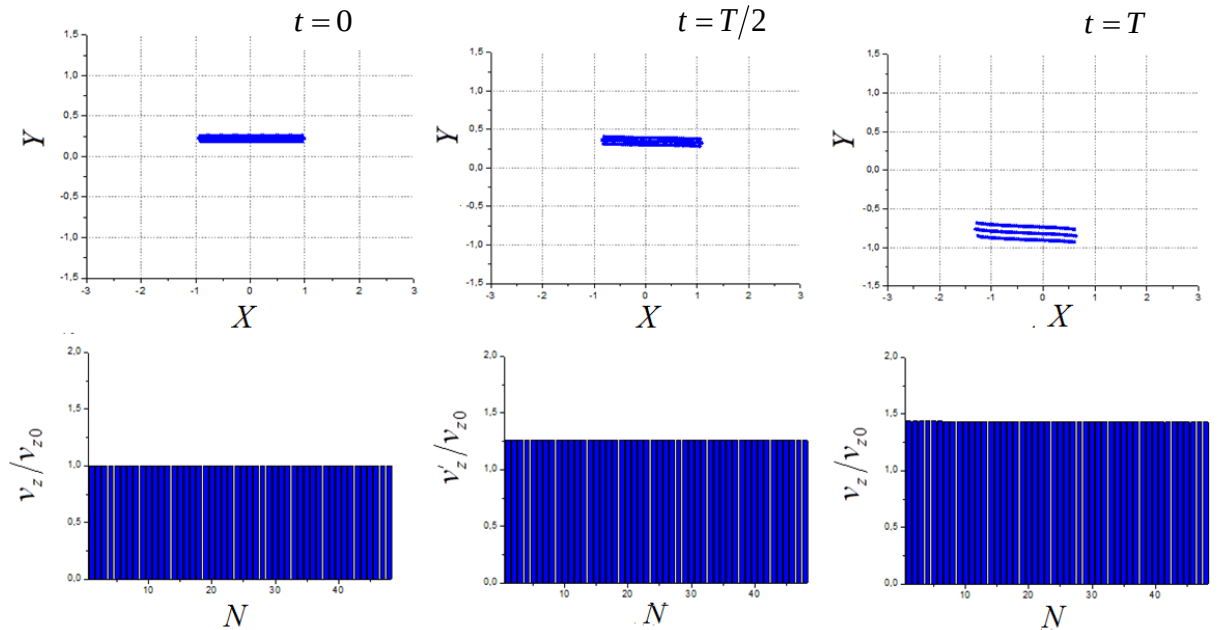


Рис. 3.14. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 1$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

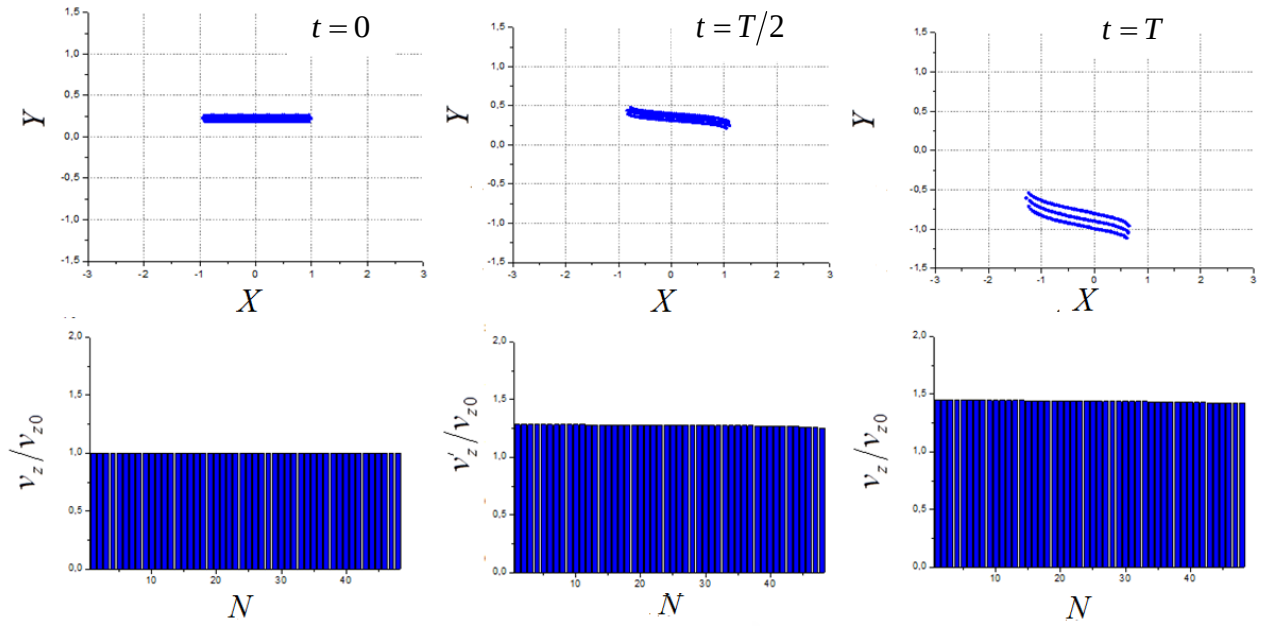


Рис. 3.15. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 5$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

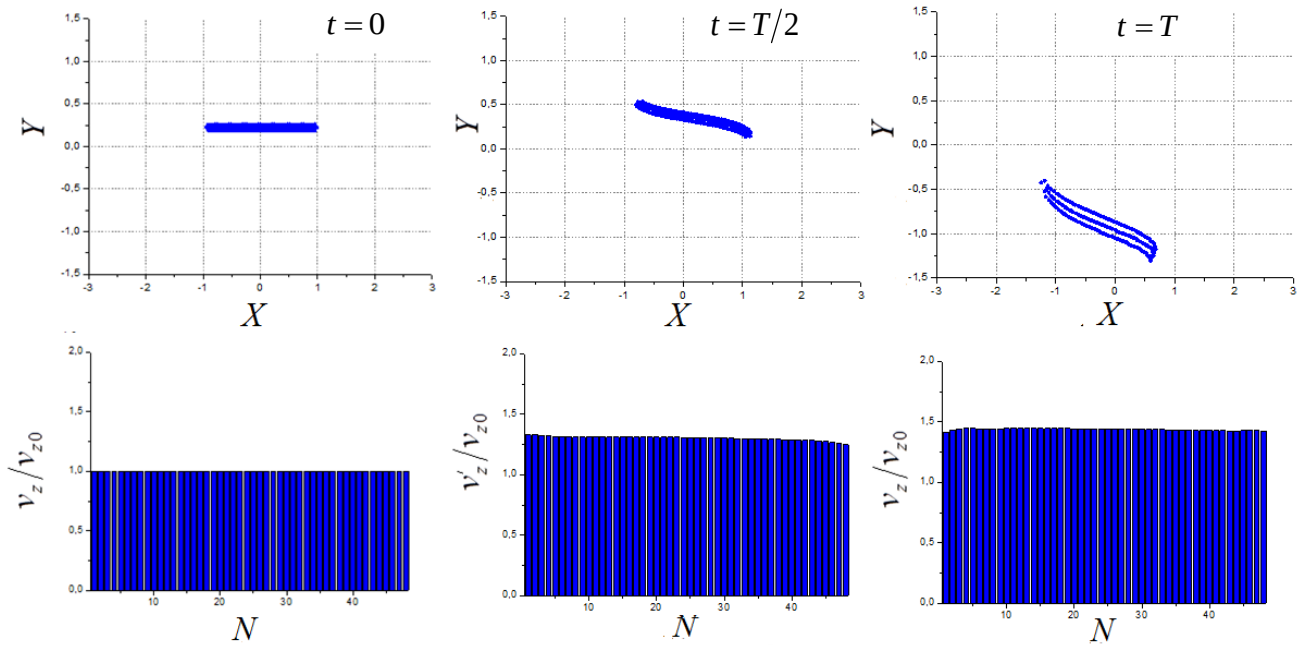


Рис. 3.16. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 10$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

Параметры моделирования задавались такими же, как и для случая аксиально-симметричного магнитного поля (Таблица 3.2). Для $p_\mu = 1-10$ мкА/В^{3/2} характерно, что спектр продольной скорости пучка практически не изменяется, сильного разброса скоростей в отличие от случая аксиально-симметричного магнитного поля не наблюдается. Однако пучок очень

сильно поворачивается вокруг оси z (рис. 3.14-3.15). Поэтому в плоско-симметричном магнитном поле целесообразны значения первеанса до $p_\mu = 5 \text{ мкА/В}^{3/2}$.

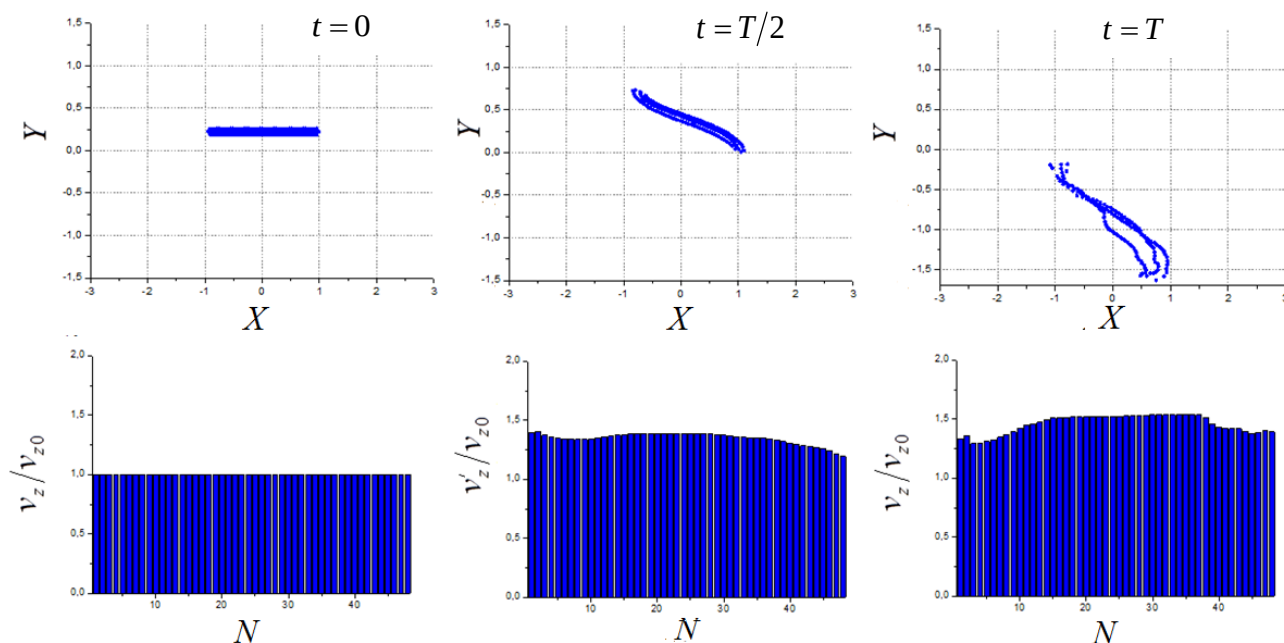


Рис. 3.17. Поперечные сечения ленточного пучка с $p_\mu = 20$ (верхний ряд) и спектр продольных скоростей (нижний ряд) при продвижении пучка вдоль оси z .

В случае $p_\mu = 20$ наблюдается интенсивная дестабилизация ленточного пучка. Спектр продольных скоростей претерпевает существенные изменения (рис. 3.17). Пучок сильно разворачивается вокруг оси z , края пучка заметно закручиваются, начинается распад пучка на отдельные фрагменты.

Таким образом, при наличии циклотронного вращения устойчивость ленточного пучка в расширяющемся неоднородном плоско-симметричном магнитном поле может быть более стабильной вплоть до $p_\mu = 5 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Данная конфигурация поля не обладает очевидными преимуществами в сравнении с однородным или аксиально-симметричным магнитным полем, за исключением спектра продольных скоростей. При таком разбросе скоростей может быть существенно упрощено конструирование коллекторного узла гипотетического устройства, в котором будет реализована данная 3D модель.

§3.7. Эффективность преобразования циклотронной энергии ленточного пучка в энергию его продольного движения

На следующем этапе моделирования фиксировались значения КПД преобразования циклотронной энергии электронного потока в энергию его поступательного движения в аксиально-

и плоско-симметричном магнитных полях в зависимости от параметров C_0 , N_c и W . Переванс ленточного потока задавался равным $p_\mu = 10$ мкА/В^{3/2} ($I_0 = 10$ А, $j = 10$ А/см²). Несмотря на выводы §3.6, было решено остановиться именно на этом варианте ввиду низкого разброса продольных скоростей в плоско-симметричном магнитном поле. Остальные параметры модели оставались теми же (Таблица 3.2).

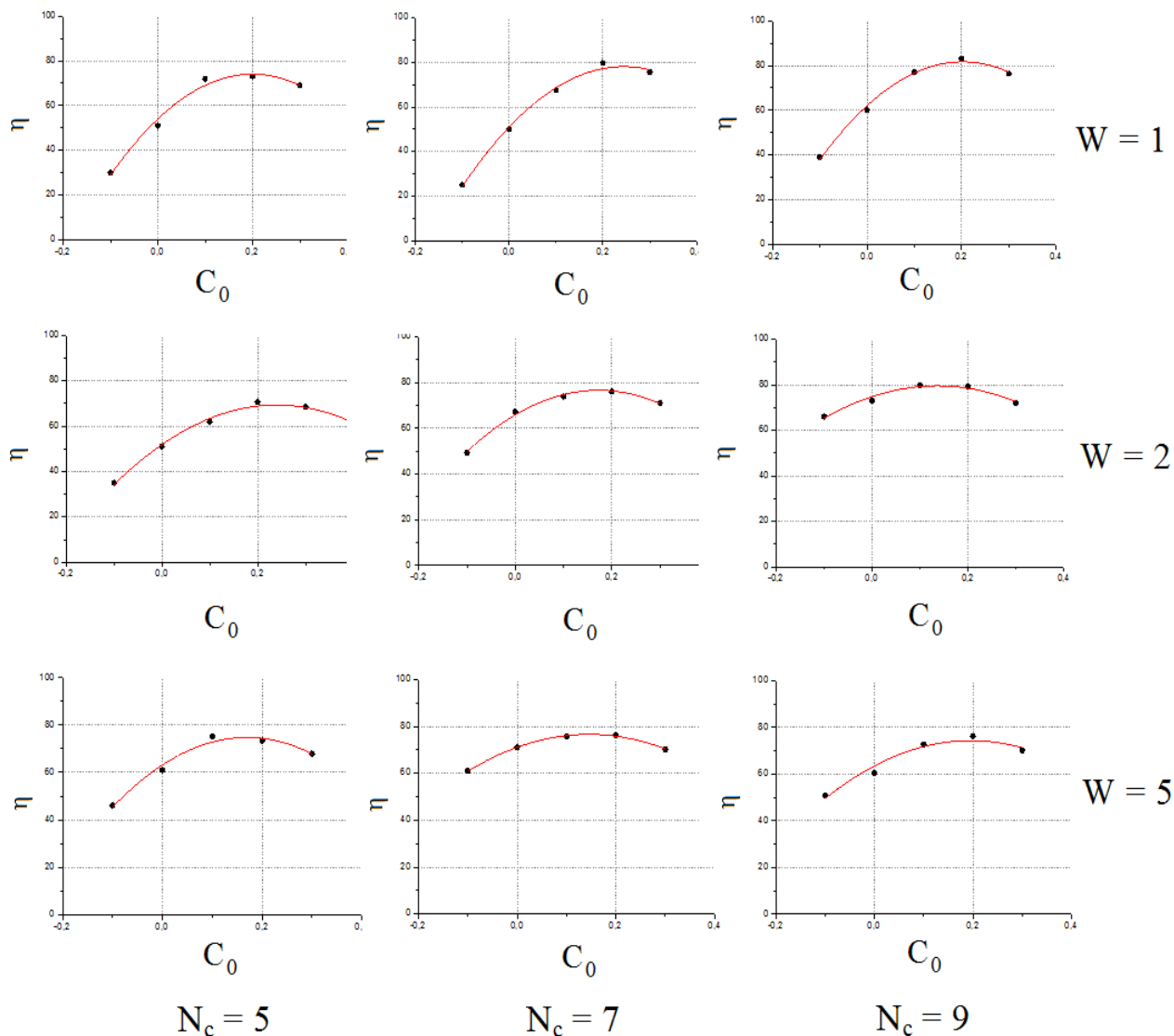


Рис. 3.18. Эффективность преобразования η энергии циклотронного вращения ленточного пучка в его продольную энергию в аксиально-симметричном магнитном поле в зависимости от параметров C_0 , N_c и W .

Эффективность (КПД) преобразования η вращательной кинетической энергии электронного пучка в энергию его поступательного движения определялась по формуле

$$\eta = \frac{1}{W} \left(\frac{v_{z \min}^2}{v_{z0}^2} - 1 \right), \quad (3.12)$$

где $v_{z \min}$ – минимальная продольная скорость частиц в сечении пучка на выходе из области взаимодействия.

Согласно рис. 3.18 области высоких значений η (не менее 65%) соответствуют значения $C_0 = 0,0-0,3$. При данных значениях C_0 при увеличении длины области взаимодействия $l = N_c \lambda_c$ максимум значений η увеличивается (например, для $W = 1$ от 73 до 81 %). Также отметим, что при увеличении W максимум значений η уменьшается (например, для $N_c = 9$ с 81 до 75 %). Однако при больших значениях W может быть преобразовано большее количество циклотронной энергии вращения пучка. Например, для случая $W = 5$, $C_0 = 0,2$, $N_c = 9$ преобразованная мощность (в непрерывном режиме) может теоретически составить до $P = \eta W U_0 I_0 = 375$ кВт при входной продольной мощности пучка $P_0 = U_0 I_0 = 100$ кВт. В то же время для случая $W = 1$, $C_0 = 0,2$, $N_c = 9$ преобразованная мощность составит $P = 81$ кВт, для случая $W = 1$, $C_0 = 0,2$, $N_c = 9$ получим $P = 158$ кВт. Вместе с тем, при увеличении W разброс продольных скоростей в пучке также уменьшается, что иллюстрирует таблица 3 для параметров $C_0 = 0,2$, $N_c = 7$.

Таблица 3.3

W	η	δv_z
1	80,0	37,8
2	78,7	36,2
5	78,1	31,7

Относительный разброс продольных скоростей электронного потока в таблице 3.3 определяется как отношение абсолютного разброса скоростей к средней скорости потока на выходе из области взаимодействия:

$$\delta v_z = \frac{v_{z \max} - v_{z \min}}{\bar{v}_z}, \quad (3.13)$$

где $v_{z\max}$ – максимальная продольная скорость частиц в сечении ленточного пучка на выходе из области взаимодействия, $\bar{v}_z$ – средняя по времени продольная скорость частиц.

Таким образом, в неоднородном расширяющемся аксиально-симметричном магнитном поле при использовании ленточных электронных потоков можно реализовать сотни кВт выходной мощности устройств СВЧ при приемлемых значениях разброса продольных скоростей (до 40 %).

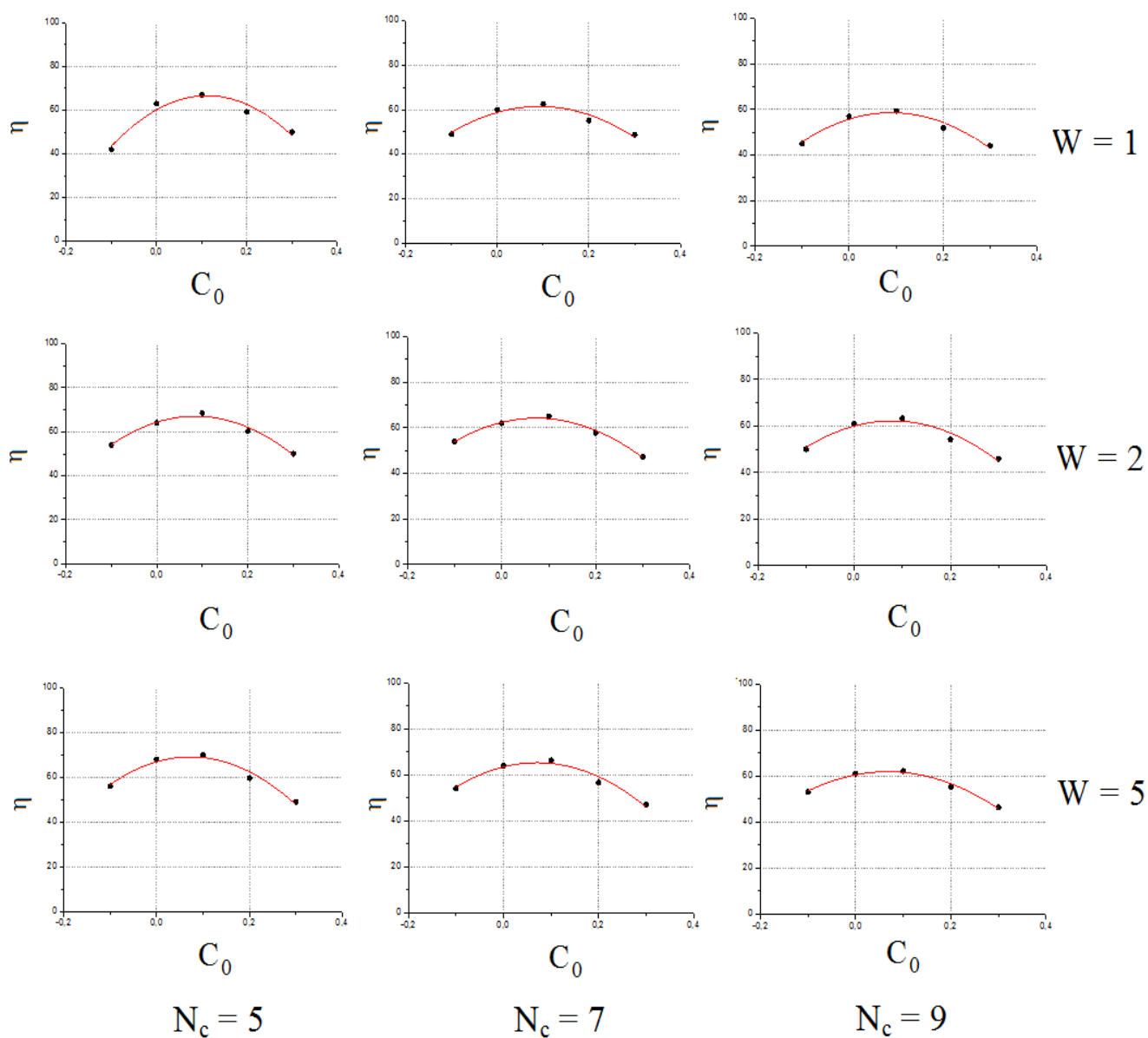


Рис. 3.19. Эффективность преобразования η энергии циклотронного вращения ленточного пучка в его продольную энергию в плоско-симметричном магнитном поле в зависимости от параметров C_0 , N_c и W .

Были проведены аналогичные измерения для плоско-симметричного магнитного поля. Данный режим магнитного поля характеризуется более низкой эффективностью в сравнении с аксиально-симметричным магнитным полем. Тем не менее, значения η достигают относительно высоких значений (до 65%).

Области высоких значений η (не менее 55%) соответствуют значения $C_0 = 0,0-0,2$. Зависимость η от W при этом практически не наблюдается. В отличие от случая аксиально-симметричного магнитного поля при увеличении длины области взаимодействия $l = N_c \lambda_c$ максимум значений η уменьшается (например, для $W = 1$ с 63 до 59 %).

§3.8. Применение ленточного электронного потока в циклотронном преобразователе энергии

Как отмечалось во введении к Главе 1, ленточные электронные потоки достаточно перспективны для применения в поперечно-волновых устройствах СВЧ, в частности, в циклотронном преобразователе энергии (ЦПЭ).

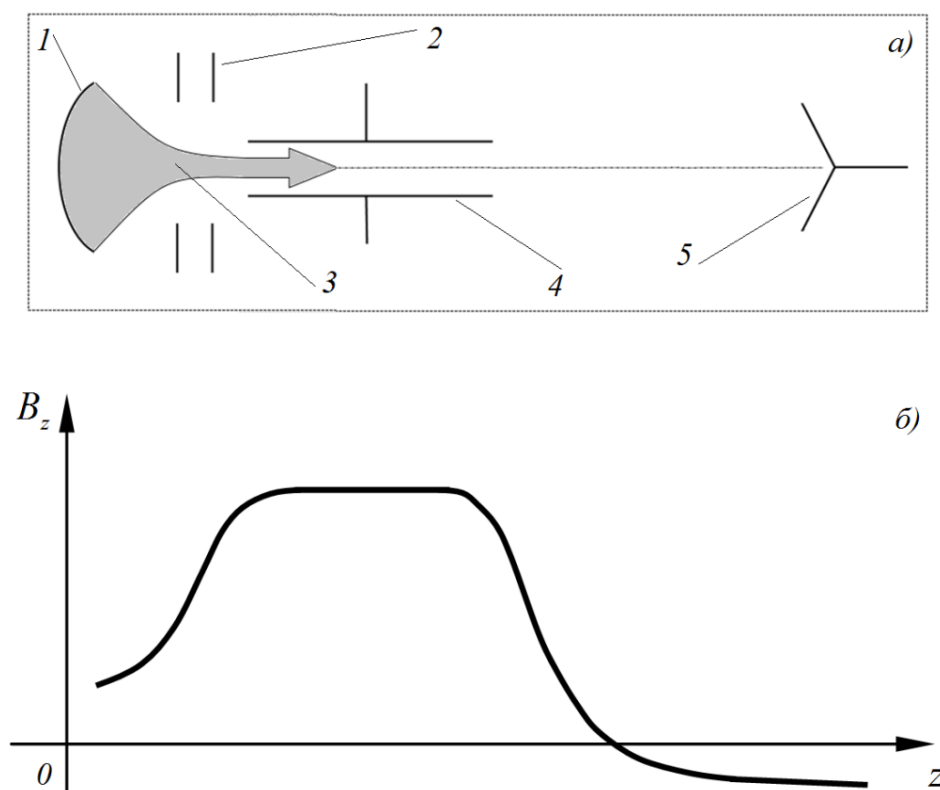


Рис. 3.20. Схема ЦПЭ (а) и профиль расширяющегося аксиально-симметричного магнитного поля (б): 1 – катод, 2 – анод, 3 – сфокусированный электронный пучок, 4 – резонатор с поперечным электрическим полем, 5 – коллектор.

ЦПЭ отличается сравнительно высоким значением КПД (до 80%), однако реализованные на текущий момент прототипы не превышают уровней входной мощности более 10 кВт (в непрерывном режиме). С другой стороны, использование ленточных электронных пучков в ЦПЭ возможно решит вопрос сравнительно небольшой выходной мощности устройства, что теоретически подтверждается в §3.6.

По большому счету, в Главах 2 и 3 проведено трехмерное моделирование динамики ленточного электронного потока в составных узлах ЦПЭ, в частности, в цилиндрическом резонаторе с поперечным электрическим полем и в области реверсивного изменения аксиально-симметричного магнитного поля.

Принцип действия ЦПЭ довольно прост. Электронный пучок, сформированный катодом прибора, инжектируется в емкостной зазор полости цилиндрического резонатора, пример которого приведен в Главе 2. В резонаторе при энергообмене в условиях циклотронного резонанса в пучок передается мощность микроволнового сигнала, после чего пучок раскручивается и на выходе из резонатора попадает в расширяющееся аксиально-симметричное магнитное поле, описанное в Главе 3. Здесь происходит преобразование энергии вращения пучка в энергию его поступательного движения. Дополнительная мощность пучка выделяется в нагрузке коллектора.

В Главе 2 было показано, что в ленточный электронный поток можно передать более 95% микроволновой энергии. В этой Главе установлено, что в аксиально-симметричном магнитном поле можно реализовать сотни кВт мощности. При этом разброс продольных скоростей получается достаточно высоким, что потребует обратить особое внимание на коллекторный узел ЦПЭ. По вопросам формирования мощных ленточных электронных потоков можно обратиться к работам [20, 22].

§3.9. Выводы

1. Разработана оригинальная трехмерная (3D) дискретная математическая модель ленточного электронного пучка для исследования устойчивости и динамики распространения пучка в неоднородных электрических и магнитных полях. В рамках модели изучены вопросы устойчивости и деформации поперечного сечения ленточных электронных пучков с циклотронным вращением в расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях, а также в однородном магнитном поле в отсутствии циклотронного вращения.

2. Наиболее стабильным и устойчивым режимом является распространение ленточного пучка в расширяющемся аксиально-симметричном поле с циклотронным вращением. В поле

такой конфигурации можно реализовать наибольшую эффективность преобразования энергии циклотронного вращения пучка в энергию его поступательного движения (более 80%).

3. Использование ленточных пучков может значительно увеличить выходную мощность поперечно-волновых устройств СВЧ. В неоднородном расширяющемся аксиально-симметричном магнитном поле при использовании ленточных электронных потоков можно реализовать сотни кВт выходной мощности устройств СВЧ при приемлемых значениях разброса продольных скоростей (до 40 %).

4. Полученные результаты могут быть полезны при разработке практических конструкций поперечно-волновых устройств СВЧ, в частности, циклотронного преобразователя энергии.

Глава 4.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

§4.1. Введение.

В современных клистронах для формирования электронных сгустков с нужными характеристиками используются многолучевые системы и сложные многорезонаторные группирователи, позволившие реализовать высокие значения коэффициента усиления и эффективности [8, 9]. Однако при их разработке приходится учитывать фундаментальные ограничения, связанные с нарастающим действием расталкивающих сил пространственного заряда при образовании более плотных электронных сгустков. Во многом снять эти ограничения, на наш взгляд, поможет отказ от одномерного движения электронов и использование нового 3D принципа образования электронных сгущений в неоднородном магнитном поле без предварительной модуляции продольной скорости электронов.

§4.2. Модель электронного пучка.

Для иллюстрации принципа 3D группировки электронов используем модель электронного потока, аналогичную применявшейся ранее в §1.4, т.е. последовательность электронов с одинаковой продольной скоростью v_{z0} , не связанных между собой полем пространственного заряда.

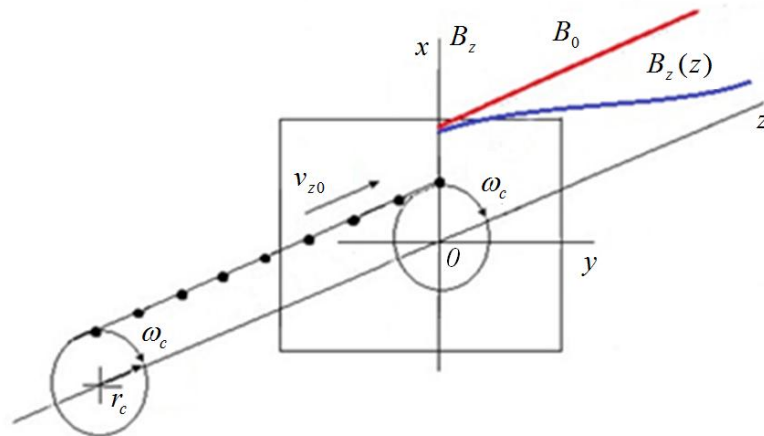


Рис.4.1. Модель электронного потока с циклотронным вращением.

Предположим, что до влета в область группирования (при $z < 0$) электронный поток распространяется в однородном магнитном поле $B_0 = \text{const}$. Предположим, что при этом все

электроны будут иметь одинаковые продольные скорости v_{z0} и циклотронное вращение с одинаковым циклотронным радиусом R_c и круговой (циклотронной) частотой ω_c (Рис. 4.1):

$$\begin{aligned}\vec{v}_0 &= \vec{e}_z \cdot v_{z0} + \vec{e}_\varphi \cdot \omega_c \cdot R_c, \\ v_{z0} &= \text{const}, \quad \omega_c = \text{const}, \quad R_c = \text{const}.\end{aligned}\tag{4.1}$$

Уравнения движения электронов в области группирования $z > 0$ в магнитном поле $B(x, y, z)$ рассматриваются в нерелятивистском случае

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} v_x &= -\frac{e}{m} (v_y B_z - v_z B_y), \\ \frac{d}{dt} v_y &= -\frac{e}{m} (v_z B_x - v_x B_z), \\ \frac{d}{dt} v_z &= -\frac{e}{m} (v_x B_y - v_y B_x).\end{aligned}\tag{4.2}$$

Магнитное поле $B(x, y, z)$ в области $z > 0$ будем считать неоднородным (аксиально- или плоско-симметричным), а его компоненты B_x , B_y и B_z будем вычислять, как и в Главе 3, согласно параксиальному приближению

$$\begin{aligned}B_x &= -\frac{x}{2} \frac{d}{dz} B_z(z), \\ B_y &= -\frac{y}{2} \frac{d}{dz} B_z(z), \\ B_z &= B_z(z)\end{aligned}\tag{4.3}$$

Длину области группирования l , как и в §3.1, удобно выражать в циклотронных длинах волн λ_c , а именно

$$l = N_c \lambda_c,\tag{4.4}$$

где N_c – число периодов вращения пучка.

Продольная скорость на входе в область группирования определяется соотношением

$$v_{z0} = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}},\tag{4.5}$$

где U_0 – потенциал пучка на входе в область группирования.

Циклотронный радиус пучка вычисляется по формуле (3.9).

Численное моделирование проведено в программной среде MATLAB. Моделирование проводилось численным методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Взаимное влияние частиц друг на друга не учитывалось. Параметры модели представлены в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Параметр	Обозначение	Значение
Потенциал пучка, кВ	U_0	2
Начальная продольная скорость пучка, $\times 10^7$ м/с	v_{z0}	2,652
Напряженность магнитного поля, Тл	B_0	0,1072
Циклотронная частота, ГГц	f_c	3
Циклотронный радиус, мм	R_c	2,437
Начальная фаза влета, град.	φ_0	0
Отношение поперечной энергии к продольной	W	2
Параметр изменения магнитного поля	C_0	0,3-0,7
Длина области взаимодействия (в циклотронных длинах волн)	l	5

Коротко остановимся на моделировании случая однородного магнитного поля $B(z > 0) = B_0$. Построим пространственно-временную диаграмму (рис. 4.2).

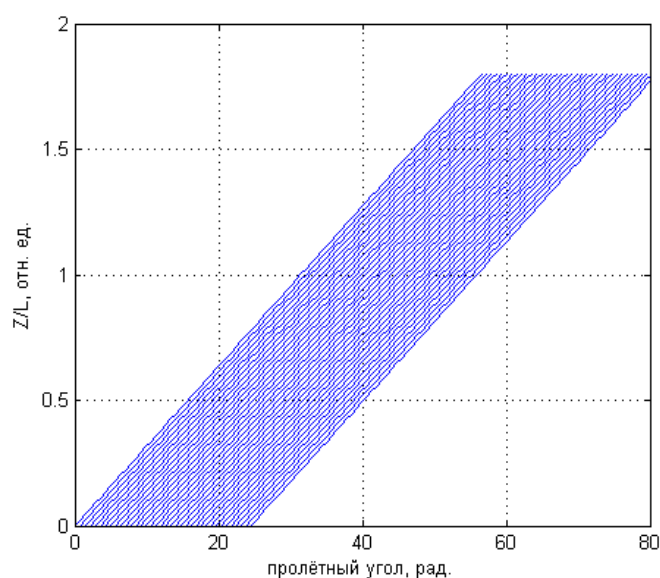


Рис.4.2. Траектории $z(\omega t)$ последовательности электронов в однородном магнитном поле.

В этом случае продольные скорости электронов, как и ожидалось, остаются неизменными и группировка электронов не наблюдается. Перейдем к моделированию неоднородных полей.

§4.3. Пространственная группировка электронного потока в аксиально-симметричном магнитном поле.

Рассмотрим случай расходящегося аксиально-симметричного магнитного поля в области $z > 0$:

$$\begin{aligned} B_x(x, z) &= x \frac{\pi}{4l} B_0(1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}, \\ B_y(y, z) &= y \frac{\pi}{4l} B_0(1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}, \\ B_z(z) &= 0.5B_0(1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{l}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Введем несоосность между осью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов (Рис. 4.3а).

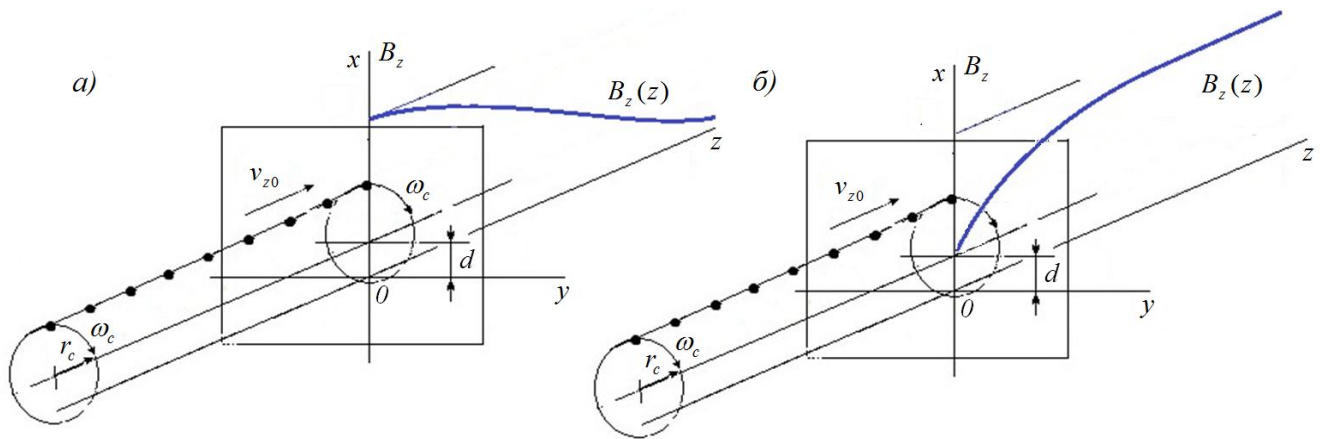


Рис.4.3. Электронный поток, смещенный относительно оси симметрии магнитного поля:

а) расширяющееся магнитное поле, б) спадающее магнитное поле.

Обозначим ее через параметр d , который назовем параметром несоосности. Параметр несоосности можно откладывать вдоль любого направления в плоскости $z = const$. Для удобства при моделировании параметр несоосности откладывался вдоль оси x .

Пусть $d = 0$. Тогда начальные условия для различных электронов пучка отличаются только точкой влета в область неоднородного магнитного поля с длиной l , т.к. в плоскости $z = 0$ компоненты магнитного поля одинаковы для всех электронов:

$$\begin{aligned}
B_x(x,0) &= 0, \\
B_y(y,0) &= 0, \\
B_z(0) &= B_0
\end{aligned}
\tag{4.7}$$

В этом случае, как и для однородного магнитного поля, пространственная группировка электронов не наблюдается, что можно проследить по пространственно-временной диаграмме (Рис. 4.4а).

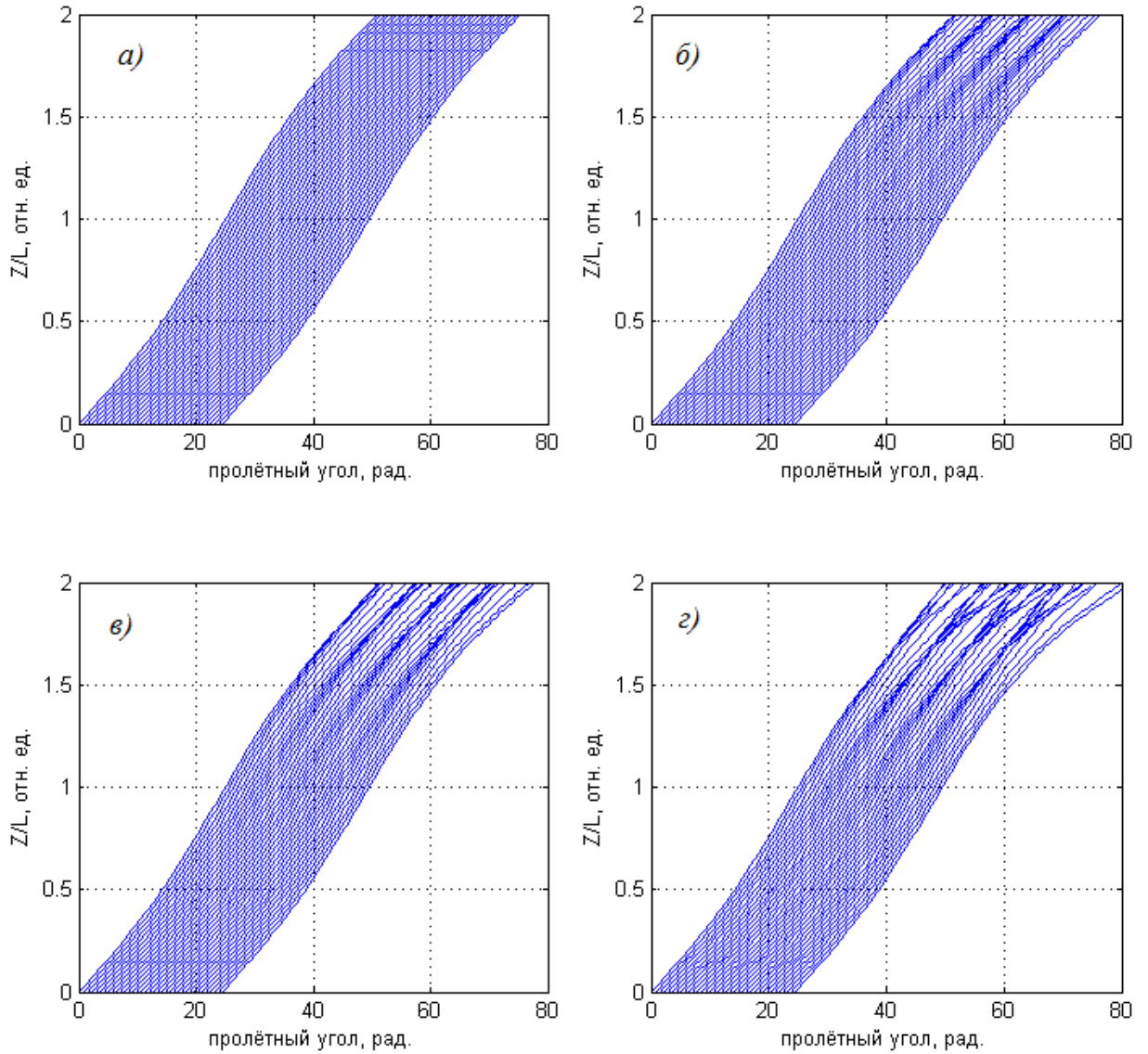


Рис. 4.4. Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в расходящемся аксиально-симметричном магнитном поле, $C_0 = 0,3$, число периодов влета $n = 4$,
а) $d = 0$, б) $d = R_c / 8$, в) $d = R_c / 4$, г) $d = R_c / 2$.

При этом продольные скорости электронов изменяются по одному закону вдоль оси z вследствие преобразования энергии вращения электронов в энергию их поступательного движения (наклон характеристик на пространственно-временной диаграмме изменяется).

Пусть теперь $d \neq 0$. В этом случае электроны, последовательно влетающие в область группирования $z > 0$, при тех же начальных условиях (4.7) по мере продвижения вдоль оси z будут испытывать в отличие от случая $d = 0$ различное действие радиальной компоненты магнитного поля

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{d}{dz} B_z(z), \quad (4.8)$$

где r – радиальная координата.

В этом случае электроны будут двигаться по разным траекториям (рис. 4.4б-4.4г). Отметим, что при малых z продольные скорости последовательно влетающих электронов (наклон кривых на рис. 4.5) одинаковы. Однако, влетая в область группирования, электроны движутся по разным траекториям и испытывают различное действие неоднородного магнитного поля. Это приводит к тому, что изменение продольной скорости электронов будет определяться различным воздействием поперечных компонент магнитного поля в зависимости от траектории электрона. В результате электроны ускоряются по-разному, и в потоке наблюдается модуляция тока электронов, пересекающих сечения $z = \text{const}$, и образуются сгустки электронов.

На рис. 4.4б-4.4г наблюдаются четыре сгущения траекторий электронов (по одному на период влета). С ростом параметра несоосности d интенсивность группирования увеличивается, что можно объяснить увеличением различия в действии на отдельные электроны со стороны магнитного поля и ростом его поперечных компонент при удалении от оси z . Отметим, что сгущения образуются в области $z/l > 1$.

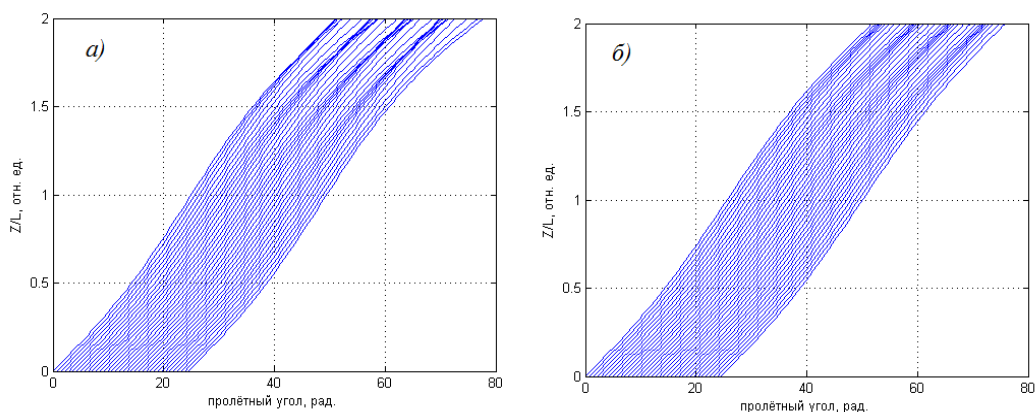


Рис. 4.5. Фокусировка электронного потока: а) $d = R_c / 4, C_0 = 0,3$, б) $d = R_c / 4, C_0 = 0,3$.

Изменение значений параметра C_0 , определяющего величину фокусирующего магнитного поля в начале области, дает возможность управлять процессом пространственной группировки (рис. 4.5).

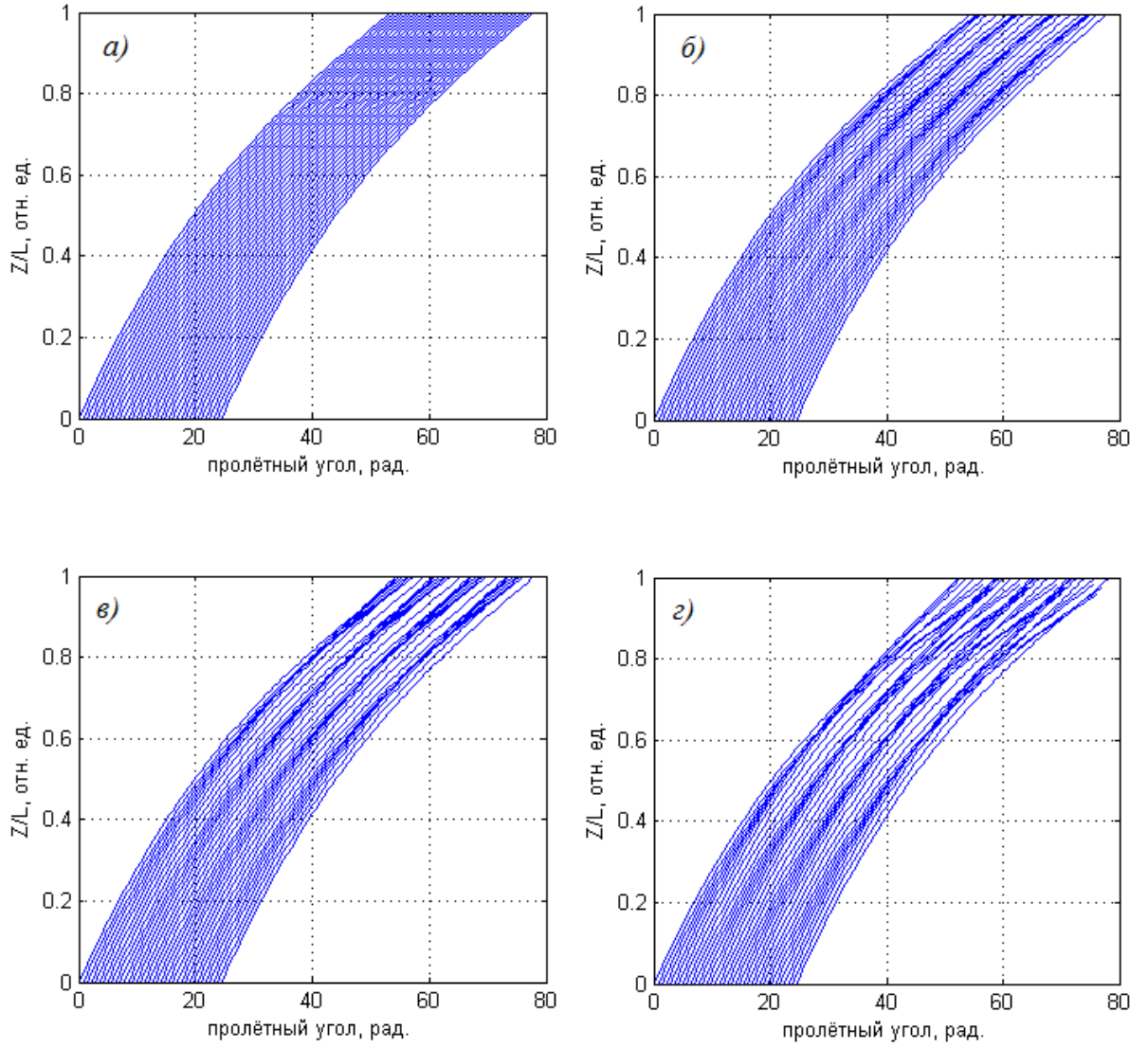


Рис. 4.5. Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в сходящемся аксиально-симметричном магнитном поле, $C_0 = 0,7$, число периодов влета $n = 4$
а) $d = 0$, б) $d = R_c / 4$, в) $d = R_c / 2$, г) $d = R_c$.

Похожая картина пространственной группировки электронов наблюдается в сходящемся неоднородном аксиально-симметричном магнитном поле (Рис. 4.3б), аналогичном магнитному полю в электронной пушке с частично экранированным катодом, с теми же начальными условиями (4.7):

$$\begin{aligned}
 B_x(x, z) &= -x \frac{\pi}{4l} B_0(1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{2l}, \\
 B_y(y, z) &= -y \frac{\pi}{4l} B_0(1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{2l}, \\
 B_z(z) &= B_0(C_0 + (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}).
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Вновь обратимся к пространственно-временной диаграмме (рис. 4.5). В случае $d = 0$ пространственная группировка электронов не наблюдается. В случае несоосности $d \neq 0$ снова возникают периодические сгущения, по одному на период влета. Продольные скорости электронов также изменяются по одному закону вдоль оси z . Отметим, что сгущения образуются в области $z/l < 1$.

§4.4. Пространственная группировка электронного потока в плоско-симметричном магнитном поле.

Обратимся к случаю электронного потока в неоднородном расходящемся плоско-симметричном магнитном поле.

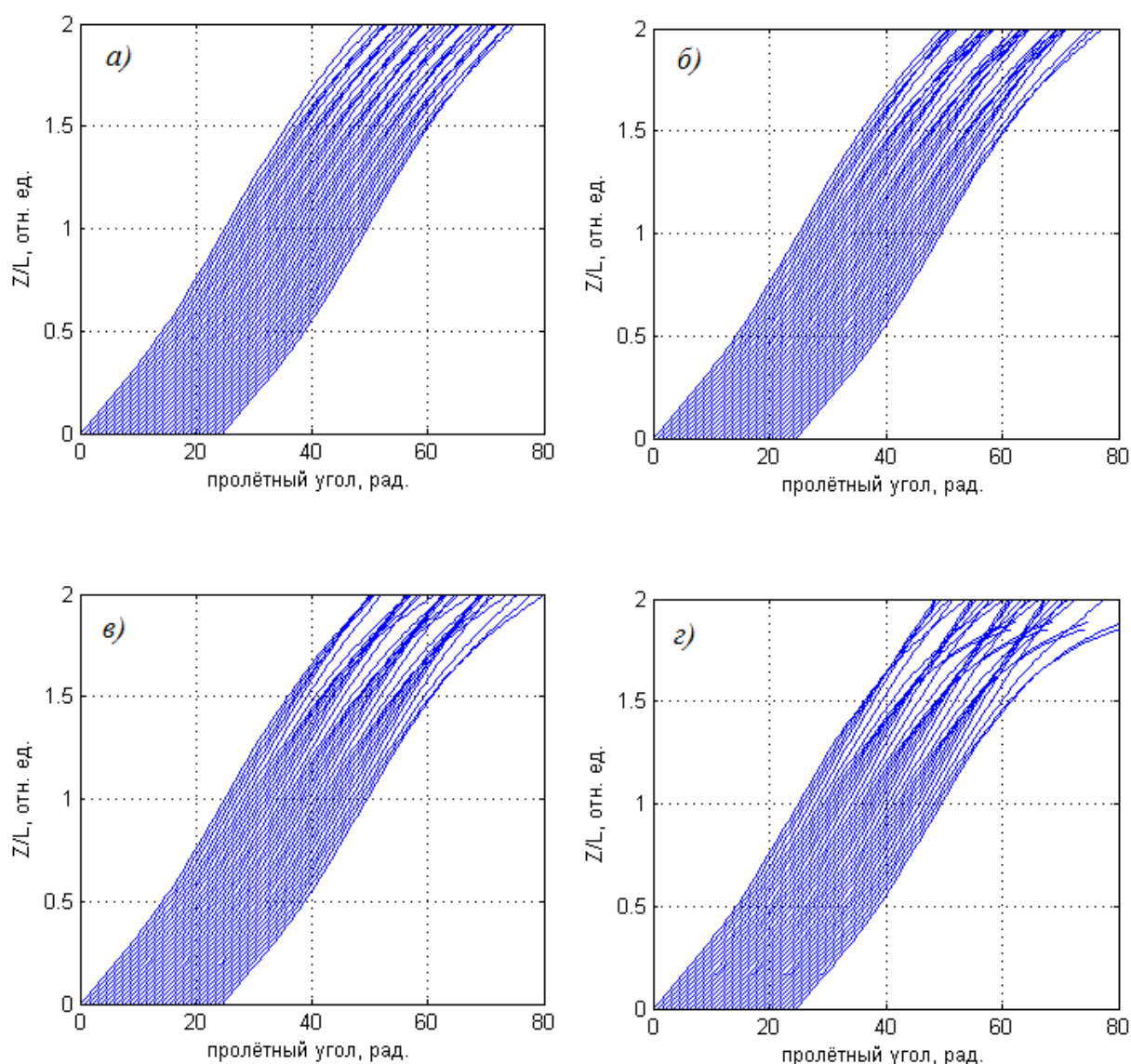


Рис. 4.6. Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в расходящемся плоско-симметричном магнитном поле, $C_0 = 0,3$, число периодов влета $n = 4$,

а) $d = 0$, б) $d = R_c / 16$, в) $d = R_c / 8$, г) $d = R_c / 4$.

В области $z > 0$ магнитное поле примет следующий вид:

$$B_x(x, z) = x \frac{\pi}{2l} B_0 (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l},$$

$$B_y(y, z) = 0, \quad (4.10)$$

$$B_z(z) = 0.5 B_0 (1 + C_0 + (1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{l}).$$

Обратимся к пространственно-временной диаграмме (рис. 4.6). Заметим, что при соосном влете $d = 0$ электронного пучка в область неоднородного магнитного поля (рис. 4.6а), в пучке возникают периодические сгущения тока, причем на один период влета пучка приходится по два электронных сгустка, а не один, как для случая расширяющегося аксиально-симметричного магнитного поля.

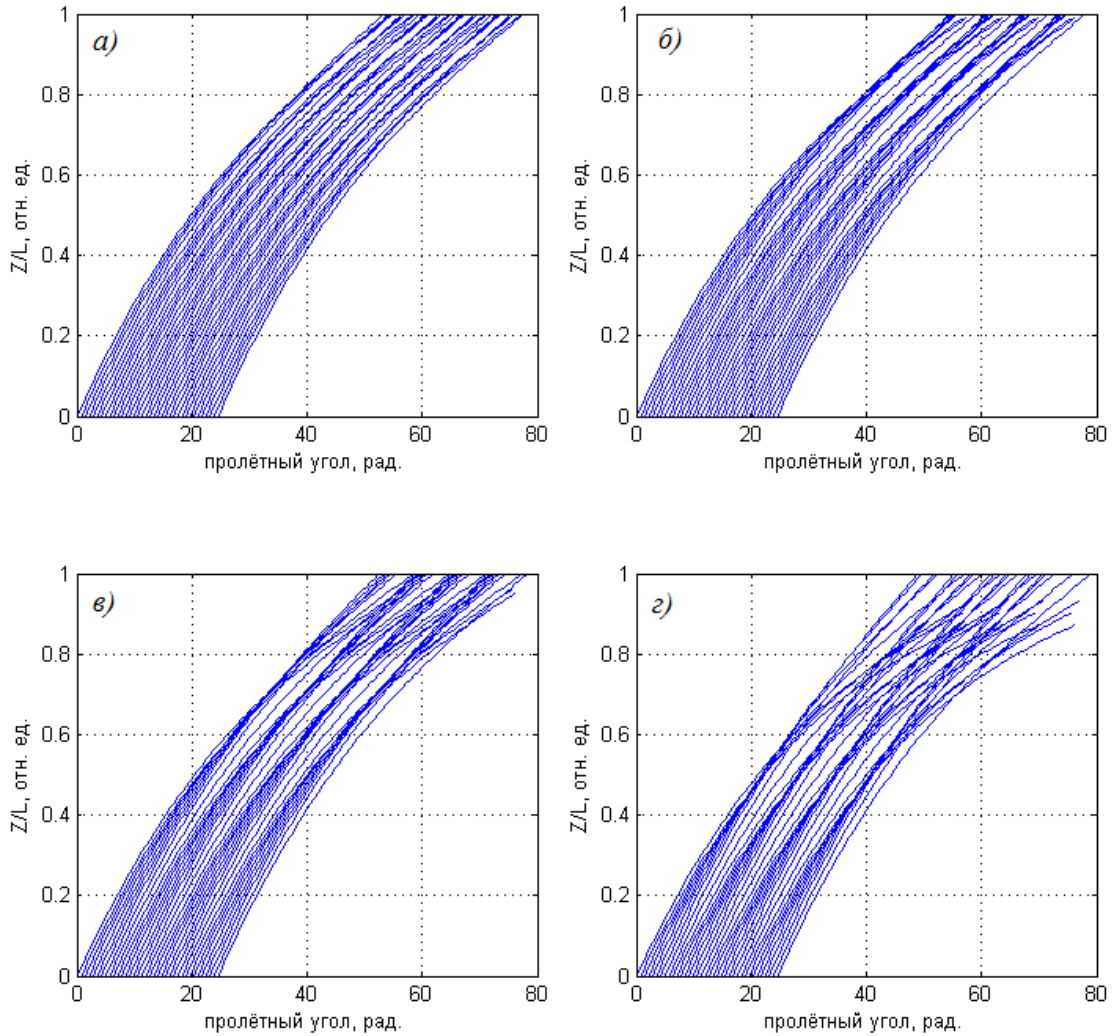


Рис. 4.7. Траектории $z(\omega t)$ для последовательности электронов в сходящемся аксиально-симметричном магнитном поле, $C_0 = 0,7$, число периодов влета $n = 4$

а) $d = 0$, б) $d = R_c / 4$, в) $d = R_c / 2$, г) $d = R_c$.

При введении в модель пучка несоосности $d \neq 0$ электронные сгустки начинают сливаться (рис. 4.6б-4.6г). На один период электронного пучка вновь приходится одно сгущение. Все сгустки, как для случая соосного влета, так и несоосного, локализованы в области $z/l > 1$. При этом в расширяющемся плоско-симметричном магнитном поле пучок более чувствителен к введению параметра несоосности в сравнении с расширяющимся аксиально-симметричным магнитным полем, сгущения гораздо интенсивнее.

Для сходящегося плоско-симметричного магнитного поля

$$\begin{aligned} B_x(x, z) &= -x \frac{\pi}{2l} B_0 (1 - C_0) \cos \frac{\pi z}{2l}, \\ B_y(y, z) &= 0, \\ B_z(z) &= B_0 (C_0 + (1 - C_0) \sin \frac{\pi z}{2l}). \end{aligned} \quad (4.11)$$

наблюдается аналогичная картина (рис 4.7) – на один период влета пучка при $d = 0$ образуется два сгустка. При введении несоосности они начинают сливаться. Группировка происходит интенсивнее в сравнении со сходящимся аксиально-симметричным магнитным полем пучок локализован в области $z/l < 1$.

§4.5. Спектральный анализ электронного пучка

Представляется полезным рассмотреть процесс модуляции тока $I(t)$ электронного пучка, проходящего через различные сечения $z = const$ области 3D группирования, в зависимости от времени. Для анализа спектрального состава тока пучка использованы результаты расчета 3D группировки для промежутка времени влета электронов, соответствующего 1000 периодам ΔT (эквивалент бесконечного числа периодов). Для наглядности на рисунках далее будет изображено $\Delta T = 20$ периодов тока пучка.

Также необходимо провести Фурье-анализ полученных зависимостей тока пучка от времени с целью определения максимальных амплитуд гармоник тока. Соответствующая характеристика $I(f)$ вычисляется сразу после определения $I(t)$ согласно дискретному преобразованию Фурье

$$I(f_k) = \sum_{n=0}^{N-1} I(t_n) e^{-i2\pi f_k t_n}, \quad (4.12)$$

где $t_n = Tn/N$, $f_k = k/T$, $k = 0, \dots, N-1$, $n = 0, \dots, N-1$ N – количество компонент разложения, T – время, в течение которого брались входные данные. Для расчета $I(f)$ используется алгоритм быстрого преобразования Фурье, встроенный в программную среду MATLAB, зна-

чительно увеличивающий время численных расчетов. Характеристики тока нормируются на величину тока I_0 на входе в область неоднородного магнитного поля. Значение I_0 задается произвольным.

В рамках предложенной в §4.2 модели электронного потока рассматривался случай группировки электронов в сходящихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях, что продиктовано локализацией сгустков в области $z/l < 1$, являющейся выигрышной по отношению к локализации сгустков в расширяющихся неоднородных магнитных полях. Анализируемый спектральный диапазон составил $\Delta f = 0-30$ ГГц, параметр изменения магнитного поля – $C_0 = 0,7$.

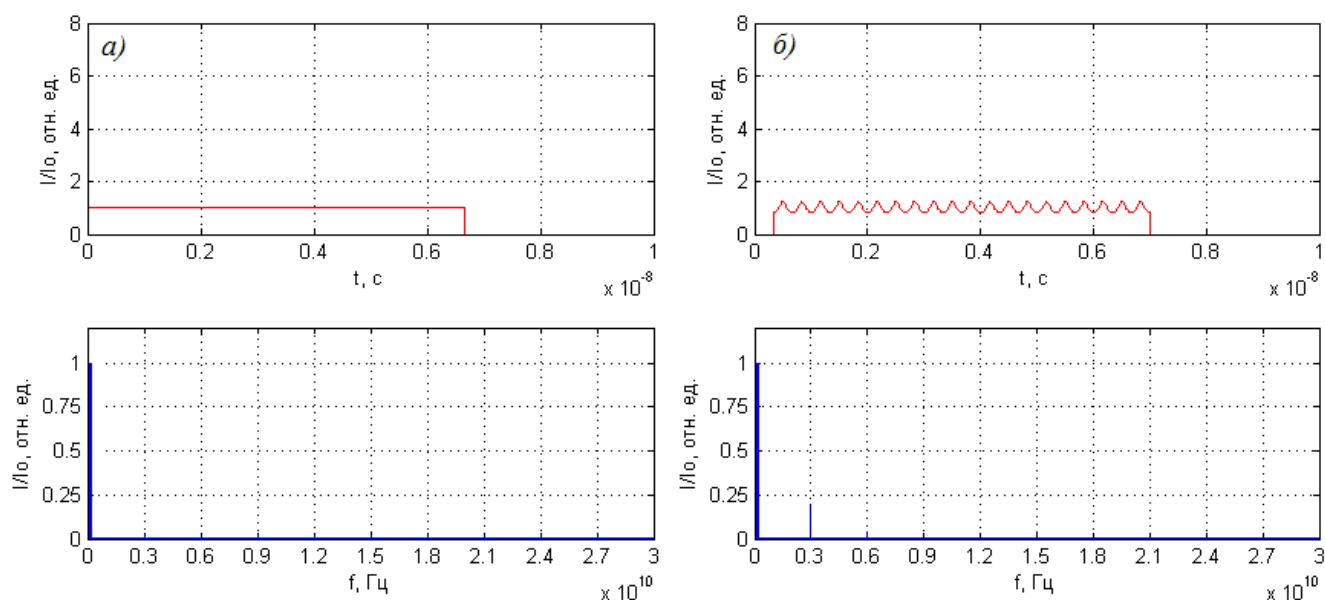


Рис.4.8. Зависимость тока пучка от времени (верхний ряд) и соответствующий спектральный состав тока пучка (нижний ряд) в сходящемся аксиально-симметричном магнитном поле с параметром несоосности $d = R_c$ в сечении а) $z/l = 0$, б) $z/l = 0,2$.

В начале области 3D группирования $z = 0$ электронный поток однороден, ток пучка не модулирован и остается постоянным (рис. 4.8а). В частотном спектре тока пучка присутствует только «нулевая» гармоника – постоянная составляющая тока.

С увеличением z наблюдается модуляция тока пучка, проходящего через сечение электронного потока $z = const$. В сечении $z/l = 0,2$ форма модуляции тока электронного потока близка к гармонической, амплитуда модуляции при этом относительно невелика. В частотном спектре тока наблюдается дополнительная компонента, которая соответствует первой гармонике тока на частоте $f = 3$ ГГц (рис. 4.8б), равной циклотронной частоте вращения f_c электронного потока.

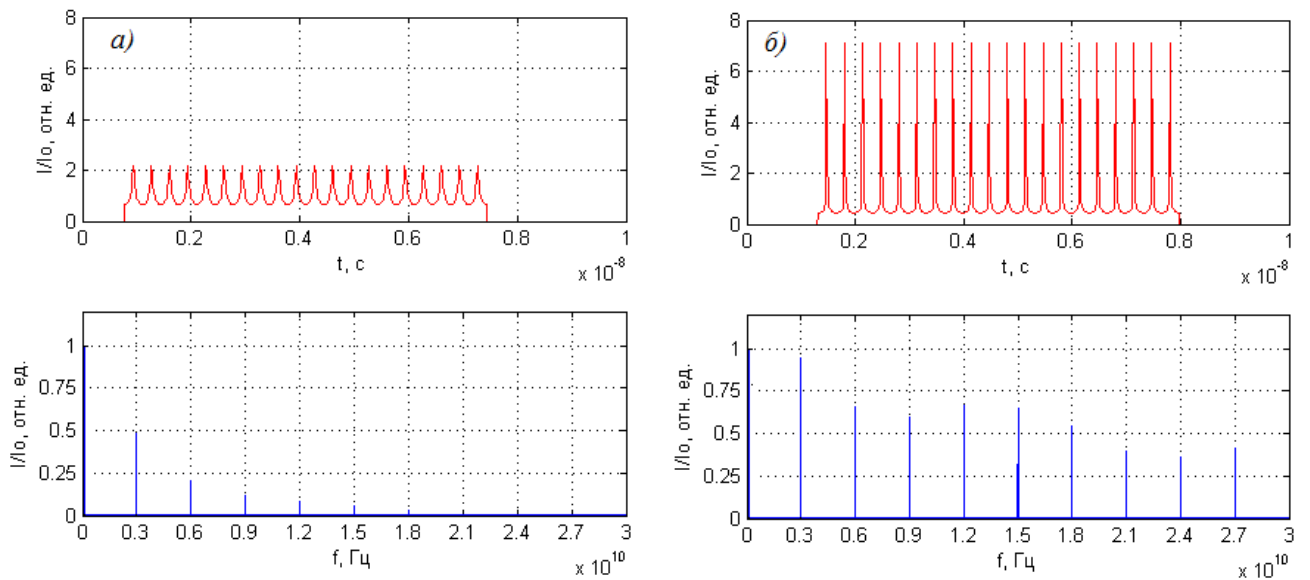


Рис.4.9. Зависимость тока пучка от времени (верхний ряд) и соответствующий спектральный состав тока пучка (нижний ряд) в сходящемся аксиально-симметричном магнитном поле с параметром несоосности $d = R_c$ в сечении а) $z/l = 0,4$, б) $z/l = 0,6$.

По мере распространения электронов вдоль области неоднородного магнитного поля из-за искажения формы сгущения электронов в частотном спектре тока начинают наблюдаться высшие гармоники, соответствующие частотам $m f$, где m – номер соответствующей гармоники тока (рис. 4.9-4.10). Формы тока в зависимости от времени схожи с теоретическими, описанными в Главе 1 в §1.4.

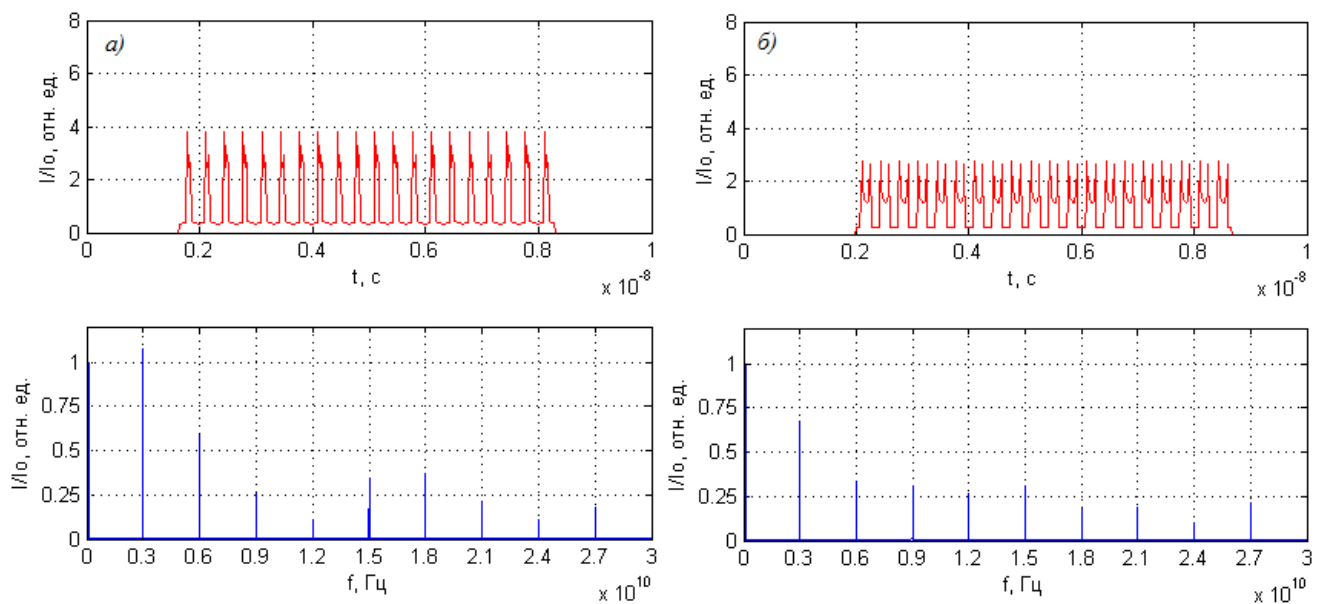


Рис.4.10. Зависимость тока пучка от времени (верхний ряд) и соответствующий спектральный состав тока пучка (нижний ряд) в сходящемся аксиально-симметричном магнитном поле с параметром несоосности $d = R_c$ в сечении а) $z/l = 0,7$, б) $z/l = 0,8$.

С увеличением z модуляция тока пучка нарастает, форма сгущения электронов сначала сужается, а затем раздваивается. В окрестности $z/l = 0,6$ суммарный ток пучка достигает максимума, однако максимум первой гармоники (более важный параметр, как отмечалось в Главе 1) достигается в окрестности $z/l = 0,7$ (рис. 4.9-4.11).

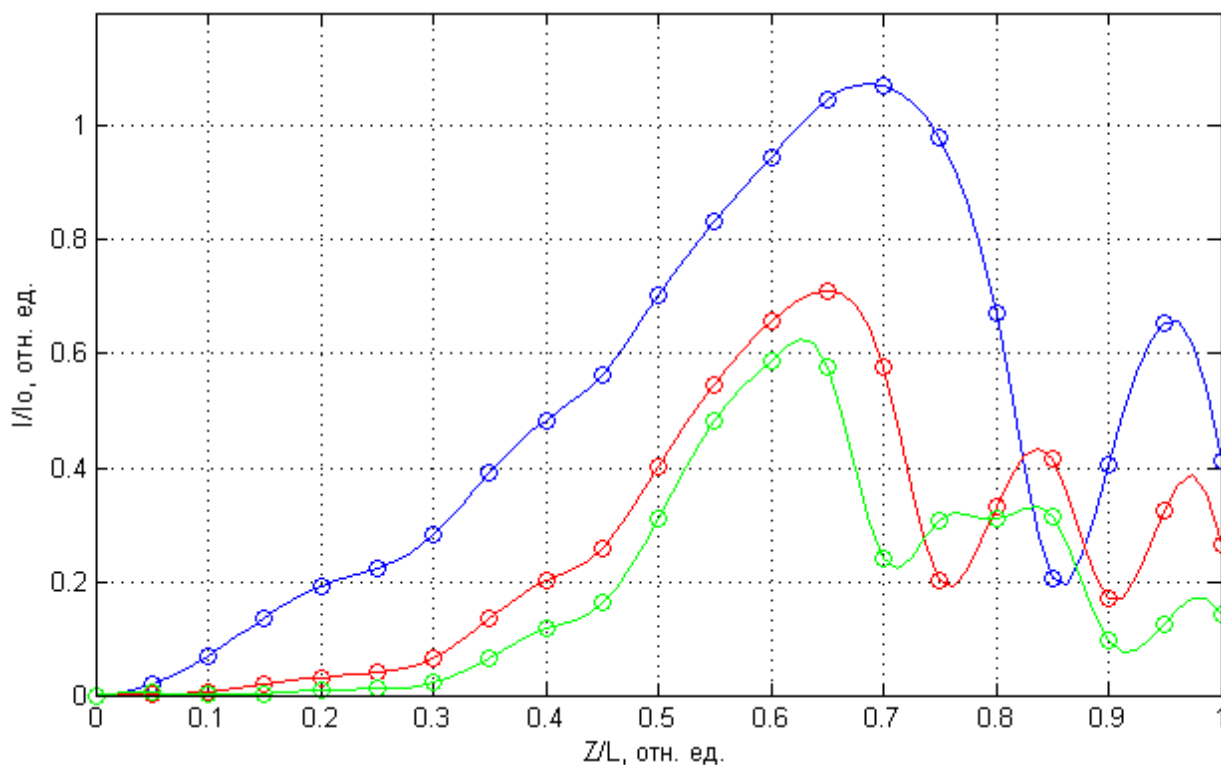


Рис.4.11. Изменение значений гармоник тока вдоль области взаимодействия пучка со сходящимся аксиально-симметричным магнитным полем, параметр несоосности $d = R_c$: первая гармоника тока $f = 3$ ГГц (синяя кривая), вторая гармоника тока $2f = 6$ ГГц (красная кривая), третья гармоника тока $3f = 9$ ГГц (зеленая кривая).

Таблица 4.2

с	$f = 3$ ГГц	$2f = 6$ ГГц	$3f = 9$ ГГц	$4f = 12$ ГГц	$5f = 15$ ГГц
$\max(I/I_0)$	1,071	0,712	0,588	0,637	0,627

Максимальная относительная величина спектральной компоненты тока в сечении на частоте $f = 3$ ГГц превышает $I/I_0 > 1,0$ (рис. 4.10а, 4.11), что свидетельствует о достаточно высокой эффективности 3D группировки. При дальнейшем увеличении z относительная величина спектральной компоненты тока на частоте $f = 3$ ГГц уменьшается из-за сильного раз-

двоения пика сгущения электронов (рис. 4.10б). Максимальные значения тока для первых 5 гармоник тока представлены в таблице 4.2 при $d = R_c$ и $C_0 = 0,7$.

В случае плоско-симметричного магнитного поля при совпадении оси симметрии магнитного поля и оси циклотронного вращения наблюдается похожая, но несколько иная картина.

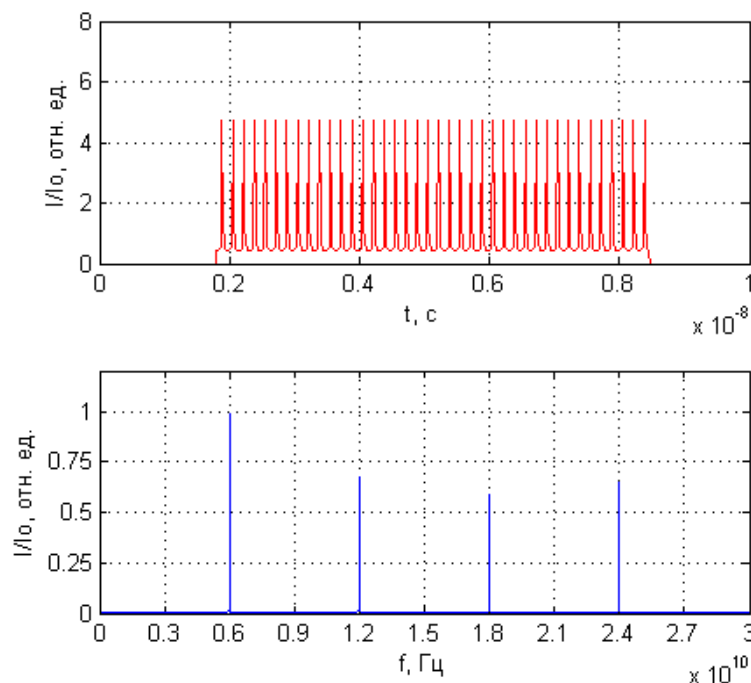


Рис.4.12. Зависимость тока пучка от времени (верхний ряд) и соответствующий спектральный состав тока пучка (нижний ряд) в сходящемся плоско-симметричном магнитном поле с параметром несоосности $d = 0$ в сечении $z/l = 0,75$.

Так как из-за плоской симметрии магнитного поля в каждом периоде образуется два электронных сгущения, зависимость тока пучка от времени имеет два ярко выраженных пика на каждый период времени ΔT . В спектре тока пучка наблюдаются только четные гармоники частоты f , что объясняется симметрией задачи ($d = 0$). В остальном картина выглядит такой же, как и в случае аксиально-симметричного магнитного поля. Модуляция постепенно нарастает, форма сгущения сужается и раздваивается.

Таблица 4.3

Гармоника	$2f = 6$ ГГц	$4f = 12$ ГГц	$6f = 18$ ГГц	$8f = 24$ ГГц
$\max(I/I_0)$	1,021	0,745	0,637	0,653

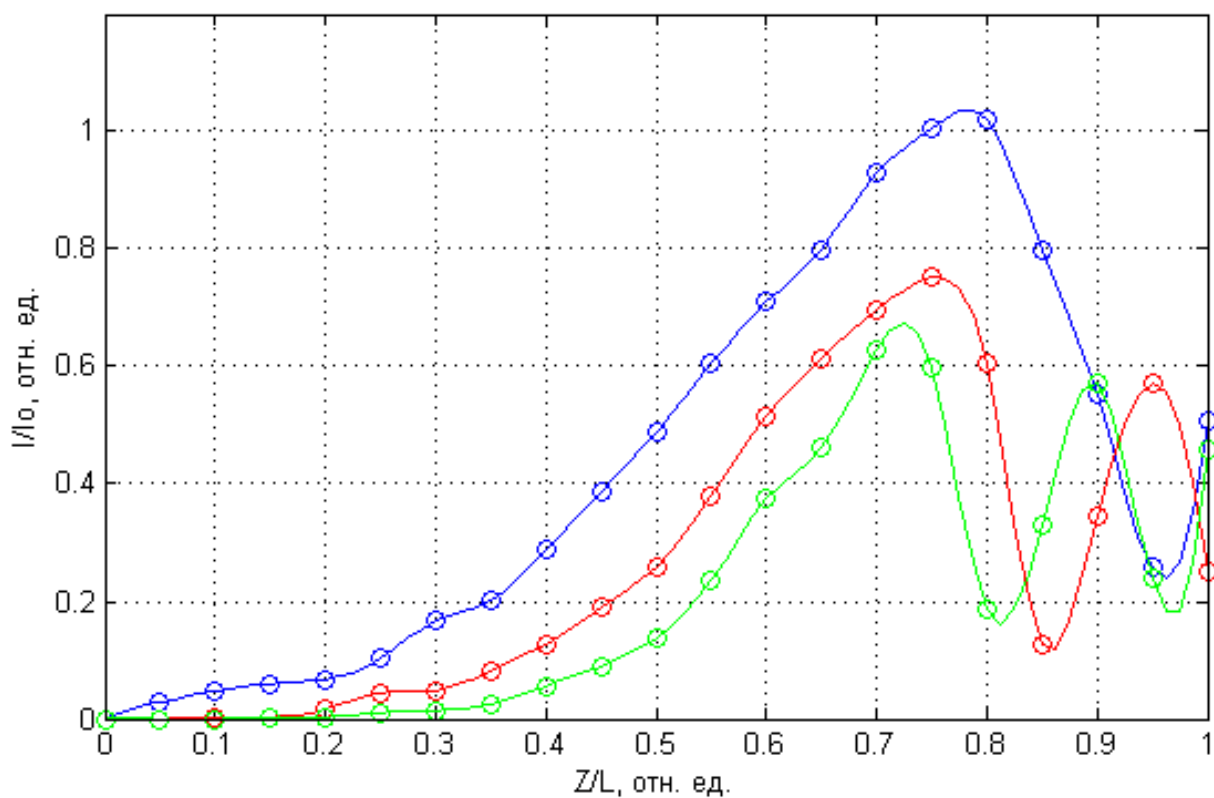


Рис.4.13. Изменение значений гармоник тока вдоль области взаимодействия пучка со сходящимся плоско-симметричным магнитным полем, параметр несоосности $d = 0$: вторая гармоника тока $2f = 6$ ГГц (синяя кривая), четвертая гармоника тока $4f = 12$ ГГц (красная кривая), шестая гармоника тока $6f = 18$ ГГц (зеленая кривая).

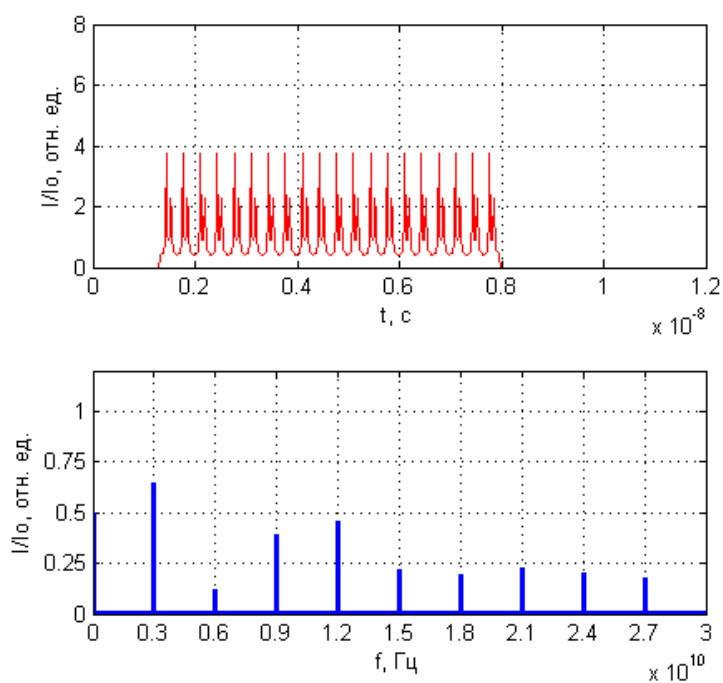


Рис.4.14. Зависимость тока пучка от времени (верхний ряд) и соответствующий спектральный состав тока пучка (нижний ряд) в сходящемся плоско-симметричном магнитном поле с параметром несоосности $d = R_c / 4$ в сечении $z/l = 0,6$.

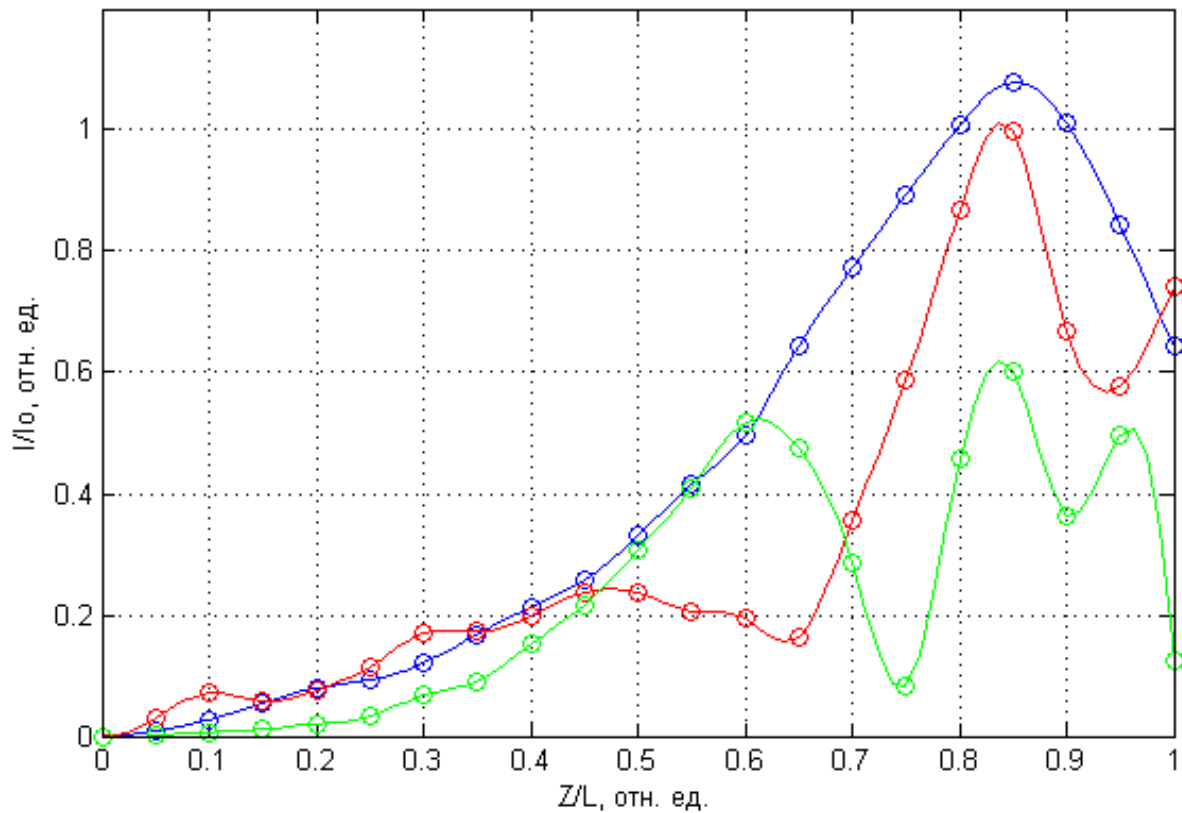


Рис.4.15. Изменение значений гармоник тока вдоль области взаимодействия пучка со сходящимся плоско-симметричным магнитным полем, параметр несоосности $d = R_c / 4$: первая гармоника тока $f = 3$ ГГц (синяя кривая), вторая гармоника тока $2f = 6$ ГГц (красная кривая), третья гармоника тока $3f = 9$ ГГц (зеленая кривая).

Таблица 4.4

с	$f = 3$ ГГц	$2f = 6$ ГГц	$3f = 9$ ГГц	$4f = 12$ ГГц	$5f = 15$ ГГц
$\max(I/I_0)$	1,095	1,004	0,602	0,623	0,512

При ненулевом расстоянии между плоскостью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов ($d \neq 0$) задача становится несимметричной и в спектре тока возникают как четные, так и нечетные гармоники частоты f (Рис.4.14).

Во многом повторяется картина аксиально-симметричного поля. Амплитуда первой гармоники довольно быстро возрастает до амплитуды второй гармоники (Рис. 4.15) имеет большую максимальную амплитуду. Максимальные значения тока для первых 5 гармоник тока представлены в таблице 4.4 при $d = R_c / 4$ и $C_0 = 0,7$.

§4.6. Принцип пространственной 3D группировки электронного потока в неоднородных магнитных полях

Важно отметить принципиальные отличия рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов, описанной в Главе 1 диссертационной работы.

Во-первых, 3D группировка возможна в отсутствии модуляции продольной скорости электронов. В случае неоднородного аксиально-симметричного магнитного поля задача является многофакторной, но определяющим фактором является наличие несовпадения между осью симметрии магнитного поля и осью циклотронного вращения электронов. При совпадении осей группировка электронов не наблюдается. В случае неоднородного плоско-симметричного поля группировка электронов присутствует как при совпадении осей, так и при их несовпадении. При этом в случае совпадения оси симметрии магнитного поля с осью циклотронного вращения на один период влета электронного потока приходится два электронных сгущения.

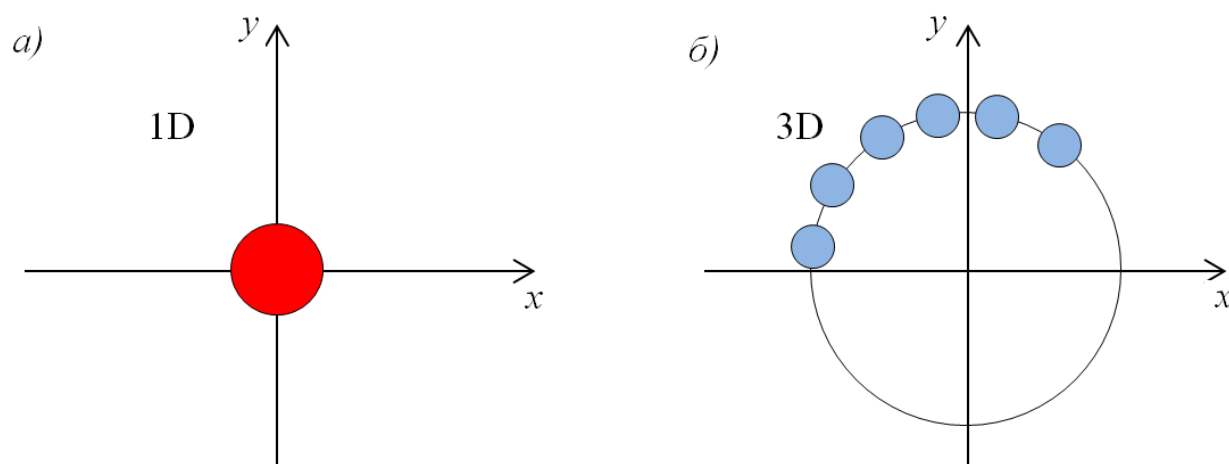


Рис. 4.16. Схемы одномерной (а) и трехмерной (б) группировок электронов

Во-вторых, и это представляется наиболее важным, сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда в отличие от группировки при одномерном движении электронов. Сгущение электронов при 3D группировке представляет собой увеличение числа электронов, пересекающих сечения $z = \text{const}$ в единицу времени. Однако из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, точки их пересечения с плоскостью $z = \text{const}$ распределены по площади этого сечения, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке (рис. 4.16). В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс пространственной группировки электронов и выходные характеристики устройств СВЧ.

Сформулируем принцип пространственной 3D группировки электронного потока в неоднородных магнитных полях. Электроны с циклотронным вращением, имеющие одинаковые начальные скорости и поступающие в пространство группировки с неоднородным магнитным полем в различные моменты времени, обладая разными начальными координатами влета, движутся в результате по различным траекториям, испытывая разное воздействие сил неоднородного магнитного поля. В силу этого электронный поток превращается из однородного в состоящий из последовательности периодических сгущений электронов.

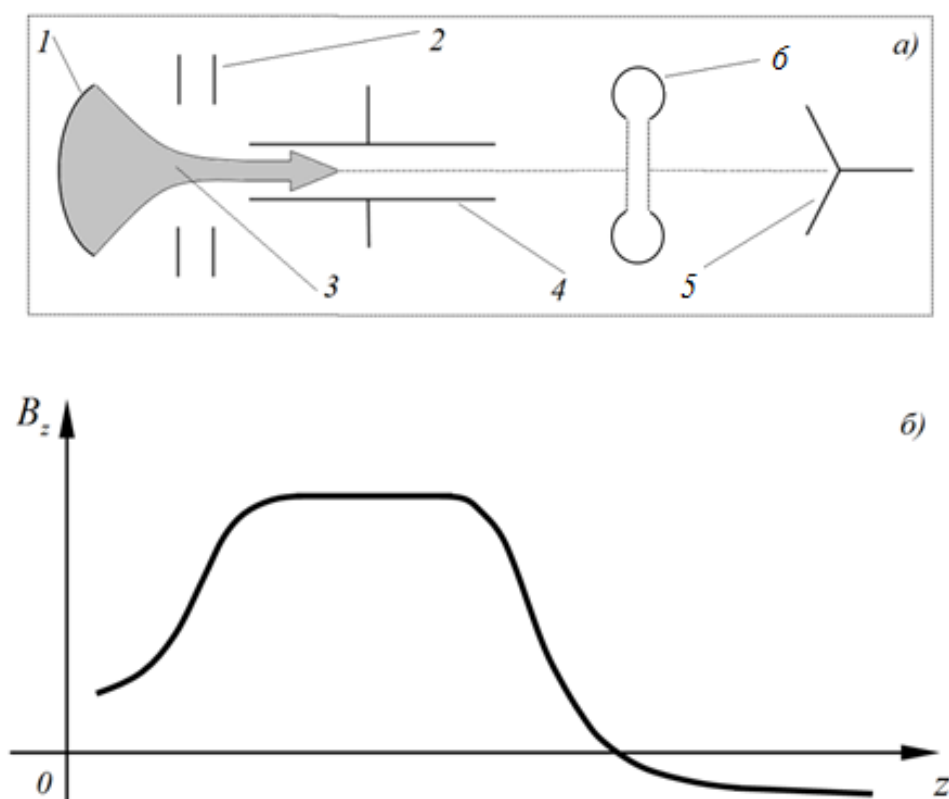


Рис. 4.17. Схема клистрона с поперечной модуляцией электронного потока (а) и профиль расширяющегося аксиально-симметричного магнитного поля (б): 1 – катод, 2 – анод, 3 – сфокусированный электронный пучок, 4 – входной резонатор с поперечным электрическим полем, 5 – коллектор, 6 – выходной резонатор

Эффект пространственной группировки может быть применен при конструировании нового типа клистронов, работа которых основана на поперечной модуляции электронного потока. В таких клистронах можно отказаться от подвода переменного напряжения, модулирующего пучок по скорости. В нем нет необходимости, так как пространственная группировка происходит без модуляции пучка по скорости.

Пучку, сформированного электронной пушкой клистрона, необходимо сообщить циклотронное вращение. Для этого можно использовать цилиндрический резонатор типа Каччия,

описанный в Главе 2. В случае аксиально-симметричного магнитного поля для возникновения процесса пространственной группировки необходимо, чтобы ось симметрии магнитного поля не совпадала с осью вращения пучка. Для этого электронная пушка и цилиндрический резонатор должны быть смещены относительно оси симметрии магнитного поля в области неоднородного магнитного поля, создаваемого внешней магнитной системой клистрона. В случае плоско-симметричного магнитного поля смещение узлов клистрона производить необязательно.

В точке на оси устройства, где первая (вторая) гармоника тока принимает максимальное значение, нужно установить выходной резонатор, применяемый в классических клистронных усилителях. Тем самым из пучка будет отобрана энергия, подведенная во входном резонаторе с поперечным электрическим полем. Отработанный пучок осядет на коллектор клистрона.

§4.7. Выводы

1. В результате проведенных исследований выявлена пространственная 3D группировка электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях без начальной модуляции продольных скоростей электронов.

2. В случае аксиально-симметричных магнитных полей пространственная 3D группировка электронного потока возникает в условиях несоосности между магнитным полем и осью циклотронного вращения электронов.

3. В плоско-симметричных магнитных полях в случае, когда ось вращения потока лежит в плоскости симметрии магнитного поля, в потоке возбуждаются только четные гармоники плотности тока.

4. Принципиальное отличие рассмотренной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов, заключается в том, что, и это представляется наиболее важным, сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда. Из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, сгущения электронов будут распределены по площади поперечного сечения группирователя, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке. В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс группировки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные выводы и результаты диссертации.

1. Проведено трехмерное моделирование резонатора с поперечным электрическим полем. Впервые изучен модовый состав и структура мод высокочастотного поля в резонаторе циклотронного преобразователя. Показано, что основная мода может обладать высокой однородностью электрического поля в канале взаимодействия с электронным пучком.

2. Разработан узел согласования треугольной формы для резонатора с поперечным электрическим полем с целью повышения коэффициента передачи энергии СВЧ в электронный пучок.

3. Проведено трехмерное моделирование динамики электронного потока в цилиндрическом резонаторе с поперечным электрическим полем. Исследована возможность прямого преобразования энергии микроволн в энергию быстрой циклотронной волны ленточного электронного потока в однородном магнитном поле (более 95 %).

4. Показано, что применение ленточных электронных пучков в резонаторах с поперечным электрическим полем позволяет передать в пучок значительно больше энергии микроволн в сравнении с цилиндрическими пучками.

5. Получен спектр скоростей на выходе из резонатора с поперечным электрическим полем. Спектр скоростей частиц характеризуется узкополосностью и малым разбросом скоростей. Как цилиндрические, так и ленточные пучки при заданных параметрах на выходе из резонатора можно считать моноскоростными.

6. Разработана оригинальная трехмерная (3D) дискретная математическая модель ленточного электронного пучка для исследования устойчивости и динамики распространения пучка в неоднородных электрических и магнитных полях. Впервые изучены вопросы устойчивости и деформации поперечного сечения ленточных электронных пучков с циклотронным вращением в расширяющихся аксиально- и плоско-симметричных магнитных полях.

7. Наиболее стабильным и устойчивым режимом является распространение ленточного пучка в расширяющемся аксиально-симметричном поле с циклотронным вращением. В поле такой конфигурации можно реализовать наибольшую эффективность преобразования энергии циклотронного вращения пучка в энергию его поступательного движения (более 80%).

8. Использование ленточных пучков может значительно увеличить выходную мощность поперечно-волновых устройств СВЧ. В неоднородном расширяющемся аксиально-симметричном магнитном поле применение ленточных потоков позволяет реализовать сотни

киловатт выходной непрерывной мощности устройств СВЧ при приемлемых значениях разброса продольных скоростей (до 40 %).

9. Впервые показана возможность пространственной 3D группировки электронного потока с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях в отсутствие начальной модуляции продольной скорости электронов.

10. В случае аксиально-симметричных магнитных полей 3D группировка электронного потока возникает в условиях несоосности между магнитным полем и осью циклотронного вращения электронов. В плоско-симметричных магнитных полях в случае, когда ось вращения потока лежит в плоскости симметрии магнитного поля, в потоке возбуждаются только четные гармоники плотности тока.

11. Принципиальное отличие представленной 3D группировки электронного потока от группировки при одномерном движении электронов, заключается в том, что сгущения электронов при 3D группировке могут не сопровождаться увеличением плотности пространственного заряда. Из-за того, что траектории электронов трехмерны и не совпадают с осью группирователя, сгущения электронов будут распределены по площади поперечного сечения группирователя, а не сосредоточены вблизи оси, как при «классической» одномерной группировке. В результате силы пространственного заряда могут существенно слабее влиять на процесс группировки.

В заключение хочу высказать слова благодарности научному руководителю Пирогову Юрию Андреевичу, а также Саввину Владимиру Леонидовичу, Коннову Александру Викторовичу и Казарян Гоар Мартirosовне за ценные советы в процессе выполнения и написания диссертации.

Особую благодарность выражаю коллективу кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ за поддержку и полезные обсуждения на научных семинарах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. – Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1991.
2. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Benford J., Swegle J. High-power microwaves. – Norwood, MA: Artech House, Inc., 1992.
4. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
5. Борисов Л. М., Гельвич Э. А., Жарый Е. В., Закурдаев А. Д. и др. Мощные многолучевые электровакуумные усилители СВЧ // Электронная техника. Серия СВЧ-техника. – 1993. – № 3. – С.12-20.
6. Сандалов А. Н., Родякин В. Е., Чашурина А. Н., Динг Я. Г., Шен Б. Оптимизация сверхширокополосного многолучевого клистронного усилителя // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2003. – Т.8. – № 11-12. – С.70-75.
7. Frejdovich I. A., Nevsky P. V., Sakharov V. P. et. al. Application of the Multi-Beam Klystrons with Reverse Permanent Magnet Focusing System in RF Systems of the Compact Electron Accelerators // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – PP.307-308.
8. Акимов П. И., Косарев Р. А., Мартыненко М. А., Мельничук Г. В. и др. Импульсный многолучевой клистрон для питания малогабаритного линейного ускорителя электронов // Сборник статей V Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». – Санкт-Петербург. – 2016. – Т.1. – С. 205-209.
9. Егоров Р.В., Гузилов И.А., Масленников О.Ю. Высокоэффективный многолучевой клистрон S-диапазона // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». – Красновидово. – 2016. – секция 7. – С. 18.
10. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. – М.: Сов. Радио, 1966.
11. Carlsten B., Russell S., Earley L., Krawczyk F., Potter J., Ferguson P., Humphries S. Technology Development for a mm-wave sheet-beam traveling-wave tube // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol. 33. – № 1. – 2005. – PP. 85-93.
12. Danly B., Petillo J., Qiu J., Levush B. Sheet-beam electron gun design for millimeter and sub-millimeter wave vacuum electronic sources // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2006. – PP. 115-116.
13. Li L., Wang J., Wang Y. Generation of high-current-density sheet electron beams // IEEE Electron Device Letters. – Vol. 30. – № 3. – 2009. – PP. 228-230.

14. Nguyen K., Pasour J., Wright E., Petillo J. High-perveance W-band sheet-beam electron gun design // Proceedings of IEEE International Conference Plasma Science (ICOPS). – Karlsruhe. – 2008. – PP. 1.
15. Pasour J., Nguyen K., Antonsen T., Larsen P., Levush B. Solenoidal transport of low-voltage sheet beams for millimeter wave amplifiers // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Rome. – 2009. – PP. 300-301.
16. Larsen P., Abe D., Cooke S., Levush B. et al. Characterization of a Ka-band sheet-beam coupled-cavity slow-wave structure // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol. 38. – № 6. – 2010. – PP. 1244-1254.
17. Srivastava A., So J., Park G., Raju R. et al. Development of High Current Density Sheet Beam Electron Gun for Terahertz Devices // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2008. – PP.183-184.
18. Duan Z., Guo X., Guo F., Gong Y. et al. Simulation research on the sheet electron beam gun // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Rome. – 2009. –PP. 403-404.
19. Cusick M., Begum R., Gajaria D., Grant T. et al. 700 W Ka-band coupled cavity traveling wave tubes (CCTWT) for communication // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2012. – PP. 227-228.
20. Atkinson J., Gajaria D., Grant T., Kimura T., Stockwell B., Field M., Borwick III R., Brar B., Pasour J. A high aspect ratio, high current density sheet beam electron gun // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2010. – PP. 97-98;
21. Scheitrum G., Caryotakis G., Burke A., Jensen A. et al. W-band sheet beam klystron research at SLAC // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2006. – PP. 481-482.
22. Pasour J., Nguyen K., Wright E., Balkcum A. et. al. Demonstration of a 100-kW solenoidally focused sheet electron beam for millimeter-wave amplifiers // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 58. – № 6. – 2011. – PP. 1792-1797.
23. Han Y., Ruan C. Investigation of the diocotron instability of an infinitely wide sheet electron beam by using the macroscopic cold-fluid model theory // Chinese Physics B. – Vol. 20. – № 10. – 2011. – PP. 104101-1–104101-7.
24. Nusinovich G., Cooke S., Botton M., Levush B. Wave coupling in sheet- and multiple-beam traveling-wave tubes // Physics of Plasmas. – Vol. 16. – № 6. – 2009. – 063102.
25. Cheng S., Destler W., Granatstein V., Antonsen T. et al. A high-power millimeter-wave sheet beam free-electron laser amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol. 24. – № 3. – 1996. – PP. 750-757.

26. Shin Y.-M., Barnett L., Luhmann N. Phase-shifted traveling-wave-tube circuit for ultrawideband high-power submillimeterwave generation // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 56. – № 5. – 2009. – PP. 706-712.
27. Panda P., Srivastava V., Vohra A. Analysis of sheet electron beam transport under uniform magnetic field // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol. 41. – № 3. – 2013. – PP. 461-469.
28. Pasour J., Nguyen K., Balkcum A., Wood F., Myers R., Levush B. Demonstration of a multikilowatt, solenoidally focused sheet beam amplifier at 94 GHz // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 61. – № 6. – 2014. – PP. 1630-1636.
29. Pchelnikov Y., Yelizarov A. Optimization of a Sheet Electron Beam Interaction With a Slow Wave // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 61. – № 6. – 2014. – PP. 1661-1665.
30. Pershing D., Nguyen K., Wright E., Larsen P. et al. Demonstration of a wideband 10-kW Ka-band sheet beam TWT amplifier // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 61. – № 6. – 2014. – PP. 1637-1642.
31. Ruan C., Wang S., Han Y. et al. Theoretical and experimental investigation on intense sheet electron beam transport with its diocotron instability in a uniform magnetic field // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol. 61. – № 6. – 2014. – PP. 1643-1650.
32. Kimura T., Atkinson J., Forrest S., Grant T. et al. Design and fabrication of components for a 220 GHz 50 W sheet beam travelling wave tube amplifier // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Monterey, USA. – 2012. – PP. 195-196.
33. Лопухин В. М., Рошаль А. С. Электроннолучевые параметрические усилители. – М.: Сов. радио, 1968.
34. Dubravec V. General Power Relations of Cyclotron Waves // Electrical communication. – 1964. – Vol. 39. – №4. – P. 558.
35. Ванке В. А. Поперечные волны электронного потока в микроволновой электронике // УФН. – 2005. – Т.175. – № 9. – С.957-978.
36. Акимов П. И., Гаврилин А. А., Никитин А. П., Сыровой В. А., Чудин В. Г. Расчетные модели электронно-оптических систем с ленточными электронными пучками для мощных приборов СВЧ // Сборник статей IV Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». – Санкт-Петербург. – 2015. – Т.1. – С. 226-231.
37. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L., Tsai W.-C. et. al. Modeling Investigation of an Ultrawideband Terahertz Sheet Beam Traveling-Wave Tube Amplifier Circuit // IEEE Trans. Electron Devices. – Vol.58. – 2011. – PP. 3213-3218.
38. Wallace H. Analysis of RF imaging applications at frequencies over 100 GHz // Applied Optics. – Vol.49. – № 19. – 2010. – PP. E38-E47.

39. Shin Y.-M., Barnett L. Intense wideband terahertz amplification using phase shifted periodic electron-plasmon coupling // *Applied Physics Letters*. – Vol.92. – № 9. – 2008. – 091501.
40. Shin Y.-M., Baig A., Barnett L., Tsai W.-C. et. al. System Design Analysis of a 0.22-THz Sheet-Beam Traveling-Wave Tube Amplifier // *IEEE Trans. Electron Devices*. – Vol.59. – № 1. – 2012. – PP. 234-240.
41. Gamzina D., Spear A., Barnett L., Luhmann N. THz sheet beam gun analyzer // *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. – Monterey, USA. – 2010. – PP. 99-100.
42. Baig A., Wan J.-X., Barnett L., Luhmann N. and Shin Y.-M. Beam transport modeling of PPM focused THz sheet beam TWT circuit // *Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. – Bangalore, India. – 2011. – PP. 351-352.
43. Лопухин В. М., Магалинский В. Б., Мартынов В. П., Рошаль А. С. Шумы и параметрические явления в электронных приборах СВЧ. – М.: Наука, 1966.
44. Лопухин В. М., Рошаль А. С. Электроннолучевые параметрические усилители поперечных волн // *УФН*. – 1965. – Т.85. – № 2. – С.297.
45. Барденков В. А., Ванке В. А., Горшков И. О., Лопухин В. М. О преобразователе СВЧ-энергии с реверсивным магнитным полем // *Радиотехника и электроника*. – 1976. – Т.21. – № 4. – С.821-828.
46. Блейвас И. М., Ванке В. А., Рыбникова Л. М., Саввин В. Л. Численное моделирование процессов рекуперации в циклотронном преобразователе// *Радиотехника и электроника*. – 1982. – Т.27. – № 5. – С. 1009.
47. Vanke V. A., Savvin V. L. Cyclotron-Wave Converter for SPS Energy Transmission System // *Proc. of Sec. Intern. Symp. Power from Space*. – Paris. – 1991. – PP. 515-520.
48. Vanke V.A., Matsumoto H., Shinohara N., Kita A. Cyclotron Wave Converter of Microwaves into DC // *IEICE Trans. on Electronics*. – Vol. E81-C. – 1998. – PP. 1136-1142.
49. Будзинский Ю. А., Быковский С. В., Кантюк С. П., Матрюков М. А. Электронные приборы СВЧ на быстрой циклотронной волне электронного потока // *Радиотехника*. – 1999. – №4. – С.32-40.
50. Clemens M., Weiland T. Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique // *J. of Electromagnetic Waves and Applications*. – Vol. 15. – № 1. – 2001. – PP. 79-80.
51. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
52. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. – М.: Высшая школа, 1972.
53. Ванке В. А., Лопухин В. М., Саввин В. Л. Сверхмалозумящие усилители циклотронных волн // *УФН*. – 1969. – Т.99. – № 4. – С.545-569.

54. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. – М.: Иностранная Литература, 1963.
55. Sigman A. E. Waves on a Filamentary Electron Beam in a Transverse-Field Slow-Wave Circuit // J. of Appl. Phys. – 1960. – Vol.31. – PP.17-26.
56. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. – М.: Сов. радио, 1971.
57. Wessel-Berg T. Electronic interaction theory for transverse-wave couplers // J. Electron. Control. – 1963. – Vol.14. – №2. – PP.137.
58. Kyhl R. L., Webster H. F. Breakup of hollow cylindrical electron beams // IRE Trans. Electron Devices. – 1956. – Vol.3. – № 4. – P.172.
59. Pierce J. R. Instability of hollow beams // IRE Trans. Electron Devices. – 1956. – Vol.3. – №4. – P.183.
60. Cutler C. C. Instability in Hollow and Strip Electron Beams // Jour. of Applied Physics. – 1956. – Vol.27. – № 9. – P.1028.
61. Коваленко, В. Ф. Введение в электронику сверхвысоких частот. – М.: Сов. радио, 1950.
62. Альтшулер Ю. Г., Татаренко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. – М.: Сов. радио, 1963.
63. Booske J. H., McYey B. D., Antonsen T. M., Jr. Stability and confinement of nonrelativistic sheet electron beams with periodic cusped magnetic focusing // J. Appl. Phys. – Vol. 73. – № 9. – 1993. – PP. 4140-4155.
64. Chang S. R., Scharer J. E., Booske J. H. Wave dispersion, growth rates, and mode converter analysis for a sheet beam, hybrid-mode Cerenkov amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol. 20. – № 3. – 1992. – PP. 293-304.
65. Davidson R. C., Tsang K. T., Uhm H. S. Diocotron instability for intense relativistic non- neutral electron flow in planar diode geometry // Phys. Fluids – Vol. 31. – №9. – 1988. – PP. 1727-1737.
66. Лебедев В. А., Мешков И. Н., Шарапа А. Н. Динамика интенсивного ленточного потока в самосогласованном магнитном поле // Журнал технической физики. – 1979. – Т.49. – № 4. – С.726-732.
67. Providakes G., Nation J. A., Read M. E. Microwave Generation Using Sheet Relativistic Electron Beams // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. – Vol. 25. – № 6. – 1977. – PP. 563-566.
68. Cusick M., Atkinson J., Balkcum A. et al. X-band sheet beam klystron (XSBK) // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC). – Rome. – 2009. – PP. 296-297.
69. Гапонов В. И. Электроника, Ч.II. – М.: Физматгиз, 1960.

70. Weiland T. A discretization method for the solution of Maxwell's equation for six-component fields // Electronics and Communications (AEU). – Vol.31. – 1977. – P.116
71. Fonseca R.A., Vieira J., Fiuza F., Davidson A. et al. Exploiting multi-scale parallelism for large scale numerical modelling of laser wakefield accelerators // Plasma Physics and Controlled Fusion. – Vol.55. – № 12. – 2013. – 124011.
72. Brady C. S, Ridgers C. P., Arber T. D., Bell A. R., Kirk J. G. Anomalous laser absorption in underdense solid targets by synchrotron emission // Phys. Rev. Lett. – Vol.109. – 2012. – 245006.
73. Pukhov A. Three-dimensional electromagnetic relativistic particle-in-cell code VLPL (Virtual Laser Plasma Lab) // Journal of Plasma Physics. – Vol. 61. – № 3. – 1999. – PP. 425-433.
74. Woods A. J., Ludeking L. D. MAGIC3D Electromagnetic FDTD-PIC Code Dense Plasma Model Benchmark // Proceedings of IEEE International Pulsed Power Conference. – Washington, DC. – 2009. – PP. 533-536.
75. Bowers K.J., Albright B.J., Yin L., Daughton W. et al. Advance in petascale kinetic plasma simulation with VPIC and Roadrunner // J. Phys.: Conf. Ser. – Vol.180. – № 1. – 2009. – 012055.
76. Bura H., Wiedera R., Honig W. et al. PIConGPU: a fully relativistic particle-in-cell code for a GPU cluster // IEEE Trans. Plasma Sci. – Vol.33. – № 10. – 2010. – PP. 2831-2839.
77. Schuhmann R., Weiland T. FDTD on nonorthogonal grids with triangular fillings // IEEE Trans. Magnetics. – Vol.35. – № 3. – 1999. – PP. 1470-1473.
78. Yee K. S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations of isotropic media // IEEE Trans. Antennas and Propagation. – Vol.14. – № 3. – 1966. – PP. 302-307.
79. Власов А.А. Теория многих частиц. – М.-Л.: ГИТТЛ, 1950.
80. Михеев Д. А., Саввин В. Л. О группировке электронного пучка в неоднородных магнитных полях // Журнал радиоэлектроники. – 2016. – №5. – С.1-8.
81. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Коннов А. В., Казарян Г. М., Пирогов Ю. А. Дискретная математическая модель ленточного электронного пучка в спадающем магнитном поле // Известия РАН. Серия физическая. – 2016. – Т.80. – №2. – С. 229-232
82. Саввин В. Л., Коннов А. В., Михеев Д. А., Казарян Г. М., Шуваев И. И. О транспортировке ленточного электронного пучка в аксиально-симметричном магнитном поле // Журнал радиоэлектроники. – 2015. – №9. – С.1-9.
83. Саввин В. Л., Коннов А. В., Михеев Д. А., Казарян Г. М., Шуваев И. И. Об устойчивости ленточного электронного пучка с циклотронным вращением в аксиально-симметричном магнитном поле // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. – 2015. – №4. – 154328.

84. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Коннов А. В., Казарян Г. М., Пирогов Ю. А. Энергообмен высокочастотного поля с электронным пучком в условиях циклотронного резонанса // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т.78. – №2. – С.247-250.
85. Саввин В. Л., Коннов А. В., Михеев Д. А., Казарян Г. М. О динамике ленточного электронного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля // Известия РАН. Серия физическая. – 2013. – Т.77. – №12. – С.1785-1788.
86. Коннов А. В., Казарян Г. М., Михеев Д. А., Саввин В. Л., Чернобай Т. И. Формирование и структура электронного пучка в электронно-оптической системе циклотронного преобразователя энергии // Журнал радиоэлектроники. – 2012. – №5. – С.1-15.
87. Саввин В. Л., Казарян Г. М., Коннов А. В., Михеев Д. А., Пирогов Ю. А. Энергоемкие и высокоэффективные преобразователи для беспроводной передачи энергии // Альтернативный киловатт. – 2012. – № 2. – С.24-28.
88. Саввин В. Л., Казарян Г. М., Коннов А. В., Михеев Д. А., Пеклевский А. В. Пространственный заряд и рекуперация энергии в циклотронном преобразователе // «Журнал радиоэлектроники. – 2011. – №11. – С.1-26.
89. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Ву К. Т. Ч., Егоров Р. В., Шуваев И. И. Распространение высокочастотных ленточных электронных потоков с циклотронным вращением в неоднородных магнитных полях // Сборник статей V Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». – Санкт-Петербург. – 2016. – Т.2. – С. 242-246.
90. Михеев Д. А., Саввин В. Л. 3D группировка электронов в неоднородных магнитных полях // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». – Красновидово. – 2016. – секция 7. – С. 41.
91. Шуваев И. И., Саввин В. Л., Михеев Д. А. Особенности распространения ленточных электронных пучков в реверсивных магнитных полях // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах». – Красновидово. – 2016. – секция 7. – С. 18.
92. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Пирогов Ю. А., Коннов А. В. 3D-моделирование распространения ленточного электронного потока с циклотронным вращением в аксиально-симметричных магнитных полях // Сборник статей IV Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ». – Санкт-Петербург. – 2015. – Т.1. – С. 263-267.
93. Саввин В. Л., Коннов А. В., Михеев Д. А., Казарян Г. М., Шуваев И. И. Устойчивость ленточного электронного пучка с циклотронным вращением в аксиально-симметричном магнитном поле // Труды XV Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». – Красновидово. – 2015. – секция 2. – С. 11.

94. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Пирогов Ю. А., Коннов А. В.. Динамика ленточного электронного пучка в реверсивных магнитных полях // Труды Научной сессии МИФИ-2015. – Москва. – 2015. – Т.2. – С. 212.
95. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Коннов А. В., Казарян Г. М., Пирогов Ю. А. Циклотронный преобразователь микроволн в электрический ток – перспективное устройство для беспроводной передачи энергии // Труды второго Международного форум «Возобновляемая энергетика: пути повышения энергетической и экономической энергетике» - REENFOR-2014. – Москва. – 2014. – С. 322-324.
96. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Пирогов Ю. А. Твердотельные и электровакуумные преобразователи микроволн в постоянный ток в задачах беспроводной передачи энергии. // Труды V научно-технической конференции молодых ученых и специалистов «Актуальные вопросы развития систем и средств ВКО». – Москва. – 2014. – С. 163-166.
97. Михеев Д. А., Пирогов Ю. А., Саввин В. Л., Коннов А. В. Циклотронный преобразователь – мощное перспективное устройство для беспроводной микроволновой передачи энергии в промышленных масштабах // Международная выставка «День инноваций Министерства обороны Российской Федерации». – Алабино. – 2014. – С. 15-18.
98. Mikheev D., Savvin V., Kazaryan G., Pirogov Y., Konnov A. Dynamics of sheet electron beam in cyclotron-wave converter // Proceedings of IEEE International Vacuum Electron Sources Conference (IVESC). – Saint-Petersburg – 2014. – P.1.
99. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Коннов А. В., Пирогов Ю. А., Казарян Г. М. Процессы энергообмена ленточного электронного пучка с высокочастотным поперечным полем резонатора в условиях циклотронного резонанса // Труды XIV Всероссийской школы-семинара «Волновые явления в неоднородных средах» – Красновидово. – 2014. – секция 5. – С. 18.
100. Михеев Д. А., Казарян Г. М., Саввин В. Л. Возбуждение основной моды резонатора с поперечным электрическим полем // Труды Научной сессии МИФИ-2014. – Москва. – 2014. – Т.2. – С. 158.
101. Михеев Д. А., Казарян Г. М., Саввин В. Л., Иванов К. В., Пирогов Ю. А., Коннов А. В. Специфика энергообмена резонансной моды с электронным пучком в циклотронном преобразователе // Труды Научной сессии МИФИ-2013. – Москва. – 2013. – Т.2. – С. 149.
102. Саввин В. Л., Казарян Г. М., Д. А. Михеев, К. В Иванов, Ю. А. Пирогов, Коннов А. В. Современное состояние и перспективы беспроводной передачи энергии // Труды Научной сессии МИФИ-2013. – Москва. – 2013. – Т.2. – С. 148.
103. Саввин В. Л., Коннов А. В., Михеев Д. А., Казарян Г. М. О динамике ленточного электронного пучка в плоско-симметричном реверсе магнитного поля // Труды XIV Всерос-

- сийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» – Красновидово. – 2013. – секция 1. – С. 45.
104. Kazaryan D., Konnov A., Mikheev D., Peklevsky A., Pirogov Y., Savvin V. Cyclotron-Wave converter–high efficient device for wireless power transmission by microwaves // Proceedings of IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC) – Monterey, USA. – Vol. 2. – PP. 198-200.
105. Михеев Д. А., Саввин В. Л., Казарян Г. М., Коннов А. В. 3D-анализ влияния магнитной экранировки катода на внутреннюю структуру электронного пучка // Труды XIII Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» – Звенигород. – 2012. – секция 6. – С. 19.
106. В.Л. Саввин, Г.М. Казарян, А.В. Коннов, Д.А. Михеев. О демонстрационном прототипе циклотронного преобразователя // Труды научной сессии МИФИ-2012. – Москва. – 2012. – Т.2. – С. 160.