

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики»
Российской академии наук
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Розенталь Роман Маркович

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ РЕЖИМОВ ГЕНЕРАЦИИ В ПРИБОРАХ
ГИРОРЕЗОНАНСНОГО ТИПА

01.04.03 — радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. И.В. Зотова

Нижний Новгород — 2018

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 МНОГОЧАСТОТНЫЕ РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ В ГИРОТРОНАХ И ГИРО- ЛОВ С ВНЕШНИМИ ОТРАЖЕНИЯМИ	21
1.1. Теоретические исследования динамики гиротронов с запаздывающими отражениями	22
1.1.1. Модель и основные уравнения.....	22
1.1.2. Спектр продольных мод резонатора гиротрона с учетом влияния отражений от диафрагмы, установленной в выходном волноведущем тракте	26
1.1.3. Автомуляционные режимы генерации при одновременном возбуждении соседних продольных мод в гиротроне с внешними отражениями.	32
1.1.4. PIC-моделирование автомуляционных режимов генерации в гиротронах	34
1.2. Экспериментальные исследования нестационарных режимов генерации в гиротронах с внешними отражениями	39
1.2.1. Режим одновременного возбуждения соседних продольных мод в слаборелятивистском гиротроне с отражениями от выходного окна	39
1.2.2. Управление частотой автомуляции в релятивистском гиротроне диапазона 30 ГГц с отражателем брэгговского типа.....	41
1.2.3. Хаотические режимы генерации мегаваттного уровня мощности в релятивистском гиротроне диапазона 9 ГГц с отражениями от диафрагмы.....	48
1.3. Теоретические и экспериментальные исследования нестационарных режимов генерации в гиро-ЛОВ с внешними отражениями.....	57
1.3.1. Модель и основные уравнения.....	57
1.3.2. Экспериментальное наблюдение автомуляционных и хаотических режимов генерации в гиро-ЛОВ с внешними отражениями.....	59
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Управление периодом автомуляции в черенковской ЛОВ с внешним отражателем	64
ГЛАВА 2 ДИНАМИКА ГИРОТРОНОВ С БОЛЬШИМ ПРЕВЫШЕНИЕМ НАД ПОРОГОМ В РЕЖИМЕ ПЕРЕКРЫТИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО И НИЗКОЧАСТОТНОГО РЕЗОНАНСОВ	69
2.1. Генерация широкополосного хаотического излучения в режиме перекрытия высокочастотного и низкочастотного резонансов	72
2.1.1. Динамика гиротрона в режиме двойного пересечения дисперсионных характеристик рабочей волны и электронного пучка.....	72
2.1.2. PIC-моделирование режимов широкополосной генерации в гиротроне на основе трехмерной версии кода KARAT	81

2.2. Генерация хаотических последовательностей гигантских импульсов в гиротронах с большим превышением над порогом	85
2.2.1. Моделирование на основе усредненных уравнений с учетом изменения продольного импульса частиц	86
2.2.2. РС-моделирование процессов генерации гигантских импульсов в гиротронах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов	94
ГЛАВА 3 ГЕНЕРАТОРЫ МНОГОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГИРОУСИЛИТЕЛЕЙ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ	100
3.1. Генерация хаотического излучения на основе гироклистронов с запаздывающей обратной связью	102
3.1.1. Нестационарная самосогласованная модель гироклистрона с дифракционным вводом и выводом излучения	102
3.1.2. Динамика гироклистрона с запаздывающей обратной связью	106
3.2. Генерация хаотического излучения на основе гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде многозаходного винтового волновода	113
3.2.1. Динамика винтовой гиро-ЛБВ с запаздывающей обратной связью	113
3.2.2. РС-моделирование хаотических режимов генерации в винтовой гиро-ЛБВ с запаздывающей обратной связью	120
3.2.3. Генерация хаотических колебаний со сплошным спектром на основе двух связанных винтовых гиро-ЛБВ	122
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Генерация хаотического излучения на основе двух связанных усилителей черенковского типа	127
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	133
Публикации автора по теме диссертации	135
Литература	139

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации

Исследование сложной динамики, возникающей в различных типах СВЧ генераторов, является актуальной задачей современной радиофизики. С теоретической точки зрения интерес к этой проблеме обусловлен тем, что указанные устройства являются типичными примерами распределенных автоколебательных систем. Практический интерес к данной тематике связан с возможностью создания мощных источников широкополосного излучения с высоким КПД и заданными спектральными свойствами. К настоящему времени наибольший объем теоретических и экспериментальных исследований сложных динамических режимов выполнен применительно к приборам, основанным на взаимодействии прямолинейных электронных пучков с электромагнитными волнами, – клистроном, виркаторам, а также черенковским лампам бегущей и обратной волны (ЛБВ и ЛОВ) [1,2]. Многочастотное и шумоподобное излучение сантиметрового диапазона, которое может быть получено на этой основе, представляет интерес для систем радиоэлектронного подавления [3,4], экспериментов по нагреву плазмы [5], ускорения электронов [6], радиолокации [7,8], скрытой передачи информации [9].

В то же время общеизвестно, что при переходе в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны мощность подобных источников СВЧ излучения существенно снижается, что обусловлено необходимостью уменьшения характерных размеров замедляющих структур и быстрым спаданием поля синхронной волны. Очевидным решением для генерации мощных сигналов со сложным спектром в указанных диапазонах является использование гирорезонансных приборов – гиротронов и гироусилителей с внешней обратной связью, для которых, вследствие взаимодействия с быстрыми волнами, не требуются замедляющие структуры. Вместе с тем, подавляющее число исследований гироприборов посвящено анализу стационарных режимов генерации. Принципиальная возможность реализации периодических и хаотических автомодуляционных режимов в гиротронах впервые была продемонстрирована в работе [10], где на основе модели с нефиксированной (самосогласованной) продольной структурой высокочастотного поля была показана возможность возникновения указанных режимов с ростом превышения рабочего тока над стартовым значением. В работе [11] показано, что хаотические колебания в модели

гиротрона с выходным рупором могут возникать либо через последовательность бифуркаций удвоения периода, либо при разрушении квазипериодического движения. В [12] продемонстрировано, что аттракторы хаотических режимов в гиротронах обладают аномально большой размерностью. В [13] при увеличении рабочего тока режимы периодической и хаотической автомодуляции впервые были зарегистрированы экспериментально в слабoreлятивистском генераторе с рабочей частотой ~ 33 ГГц. В то же время обычно в гиротронах бифуркационные значения токов существенно превосходят рабочие токи винтовых электронных пучков, что затрудняет реализацию на этой основе генераторов шумоподобного излучения. В таких условиях необходимое превышение надкритичности может быть обеспечено другими методами. В частности, в [14] усложнение формы выходного сигнала в релятивистском гиротроне диапазона 23 ГГц наблюдалось при увеличении длины пространства взаимодействия. В [15,16] в слабoreлятивистском гиротроне диапазона 260 ГГц для этой же цели использовалось повышение пичч-фактора электронов запитывающего пучка. Следует отметить, что во всех перечисленных экспериментах относительная ширина спектра излучения характеризовалась достаточно малыми значениями, не превышающими 1%, что существенно ограничивает возможные практические приложения.

Перспективным методом снижения бифуркационных значений токов, при которых в гиротронах происходит переход к нестационарным режимам генерации, является введение запаздывающей обратной связи (ЗОС), например, за счет отражений выходного сигнала от неоднородностей, расположенных в выходном волноводном тракте. Теоретически эта возможность была продемонстрирована в [17] на основе простейшей модели с заданной функцией электронной восприимчивости электронного потока и в ряде работ в рамках приближения фиксированной [18] и нефиксированной [19-21] структуры высокочастотного поля. В работе [22] при введении отражений за счет рассогласования выходного окна экспериментально наблюдалось значительное уширение спектра генерации в технологическом гиротроне с уровнем мощности в несколько киловатт.

Для генерации мощного многочастотного излучения также перспективно использование гиросилителей (гироклистронов и гиро-ЛБВ) с запаздывающей обратной связью. Подобный метод хорошо известен для значительного числа радиофизических систем [23,24], включая такие электронные усилители как ЛБВ [25-28] и клистроны [6,29,30]. Гироклистроны с запаздывающей обратной связью

теоретически были рассмотрены только в работах [31,32] на основе приближения фиксированной продольной структуры поля. В то же время к настоящему моменту разработан и реализован новый тип широкополосных (с шириной полосы 10-15%) гиро-ЛБВ с винтовой гофрировкой рабочего волновода [33-35], которые при введении ЗОС могут быть использованы для генерации широкополосного хаотического излучения.

Данная диссертационная работа посвящена дальнейшему развитию перечисленных выше исследований по генерации многочастотного излучения в приборах гирорезонансного типа с целью повышения мощности и существенного расширения спектра генерации; а также возможности управления спектральными характеристиками выходного излучения, включая повышение равномерности спектрального состава. Отметим, что для теоретического анализа рассматриваемых систем потребовалась разработка новых или модификация уже имеющихся моделей гирорезонансного электронно-волнового взаимодействия. В отличие от приближенных подходов на основе точечных или функциональных отображений [9,36,37], доминирующих в предшествующих исследованиях сложной динамики приборов черенковского типа, развиваемые в настоящей работе модели позволяют исследовать процессы усиления и генерации многочастотных сигналов в гироприборах с учетом реальной дисперсии электродинамической системы, конечности полосы усиления, а также эффектов нелинейного насыщения. Одновременно включение ряда дополнительных факторов, не существенных для анализа стационарных режимов, приводит к возможности адекватно описать режимы так называемого развитого хаоса в гироклистронах с ЗОС, а также генерацию хаотических последовательностей гигантских ультракоротких импульсов («волн-убийц») в гиротронах с большой надкритичностью.

Цели диссертационной работы.

Основными целями диссертационной работы являются:

1. Теоретические и экспериментальные исследования условий реализации автомодуляционных (периодических и хаотических) режимов генерации в гиротронах с внешними отражениями. Анализ возможности управления спектром выходного излучения в указанных режимах.
2. Экспериментальное наблюдение режимов хаотической генерации с мегаваттным уровнем мощности в релятивистском гиротроне с внешними отражениями.

3. Теоретическое исследование нестационарной динамики гиротронов с большой надкритичностью в рамках модели, учитывающей изменение структуры поля за время пролета электронов, а также изменение продольного импульса частиц в процессе взаимодействия.

4. Теоретическое исследование моделей гироклистронов и гиро-ЛБВ с запаздывающей обратной связью с целью демонстрации возможности создания на этой основе широкополосных источников хаотического излучения большой мощности в миллиметровом диапазоне длин волн. Анализ возможности повышения равномерности спектра хаотического излучения.

Научная ценность и новизна результатов

В результате выполнения работы:

1. Впервые в релятивистском гиротроне с рабочей частотой ~ 9 ГГц при введении отражений от диафрагмы, расположенной в выходном волноводном тракте, экспериментально получены режимы периодической и хаотической автомодуляции с мегаваттным уровнем мощности излучения.

2. В релятивистском гиротроне с рабочей частотой ~ 30 ГГц и отражателем брегговского типа впервые реализован метод управления частотой периодической автомодуляции с уровнем выходной мощности в сотни киловатт за счет изменения положения отражателя.

3. Впервые экспериментально реализованы режимы хаотической генерации в гиро-ЛОВ с внешними отражениями.

4. Впервые теоретически исследованы режимы хаотической генерации в гиротроне в режиме перекрытия низкочастотного и высокочастотного синхронизма и показана возможность использования указанного режима для генерации хаотического излучения с шириной полосы до 10%.

5. На основании модифицированной модели гиротрона с нефиксированной продольной структурой поля в условиях большого превышения над порогом обнаружены режимы генерации хаотической последовательности гигантских ультракоротких импульсов («волн-убийц») с мощностью, многократно превосходящей как среднюю мощность генерации, так и мощность электронного потока. Дано объяснение механизма формирования указанных импульсов.

6. Впервые теоретически показана возможность реализации режимов «развитого» хаоса в гироклистромах и винтовых гиро-ЛБВ миллиметрового диапазона с

запаздывающей обратной связью. Показана возможность повышения равномерности спектра хаотического излучения в цепочке из двух связанных винтовых giro-ЛБВ, одна из которых представляет собой усилитель, а вторая – нелинейный элемент с реактивной нелинейностью. Указанная схема является аналогом черенковских генераторов хаотического излучения сантиметрового диапазона – «шумотронов».

Положения, выносимые на защиту

1. В гиротронах с внешними отражениями возможно управление частотой периодической автомодуляции в режиме возбуждения соседних продольных мод электродинамической системы, что обусловлено зависимостью собственных частот и добротностей указанных мод от положения отражателя.
2. Полоса хаотической генерации в гиротронах может быть существенно расширена за счет оптимального подбора отстройки гирочастоты относительно критической частоты рабочей моды, когда достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный циклотронные резонансы. В этих условиях при большом превышении рабочих токов над стартовым значением возникает перекрытие полос генерации на указанных резонансах.
3. При введении запаздывающей обратной связи в гироклистронах и giro-ЛБВ с винтовой гофрировкой могут быть реализованы режимы «развитого» хаоса, адекватное описание которых требует построения нестационарных моделей с нефиксированной (самосогласованной) продольной структурой высокочастотного поля.
4. Повышение однородности спектра шумоподобного излучения миллиметрового диапазона может быть реализовано в генераторе на основе винтовой giro-ЛБВ при введении в цепь запаздывающей обратной связи элемента, который обеспечивает нелинейный амплитудно-зависимый сдвиг фазы сигнала (нелинейная флуктуирующая задержка). В качестве такого элемента с доминирующей реактивной нелинейностью может быть использована дополнительная винтовая giro-ЛБВ со специальной настройкой параметров.

Практическая значимость работы

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования могут быть использованы для разработки источников мощного широкополосного (периодического и хаотического) излучения миллиметрового диапазона длин волн. Такие источники представляют потенциальный интерес для ряда приложений, включая

- перспективные системы радиолокации, в которых использование шумоподобных широкополосных сигналов позволяет улучшить разрешающую способность и снизить вероятность обнаружения и перехвата сигнала [7,8,38,39];

- тестирование электропрочности волноведущих трактов при транспортировке многочастотных, сложно модулированных сигналов [40-42]. Использование случайных последовательностей коротких импульсов большой мощности («волн-убийц») в этих целях представляется перспективным направлением, учитывая наличие теоретических разработок процессов возникновения пробоев в стохастических СВЧ-полях [43];

- недавние исследования в области использования СВЧ-излучения для лечения опухолей продемонстрировали определенные преимущества использования импульсных сверхширокополосных сигналов по сравнению с монохроматическим излучением [44]. В частности, применение такого излучения значительно снижает число так называемых «горячих точек», представляющих собой локальные области перегрева тканей.

Результаты, представленные в диссертации, использовались при выполнении научно-исследовательских работ, поддержанных грантами РФФИ №01-02-17173, №03-02-17560, №16-02-00745, №17-08-01077, РНФ №16-42-01078.

Личный вклад автора

Все основные результаты, включенные в диссертацию, получены лично автором или при его непосредственном участии. Постановка задач, определение подходов к их решению, анализ, обсуждение и интерпретация полученных результатов осуществлялись совместно с научным руководителем д.ф.-м.н. И.В. Зотовой и проф. Н.С. Гинзбургом. Эксперименты по управлению частотой автомодуляции в релятивистском гиротроне диапазона 30 ГГц и получению периодических и хаотических автомодуляционных режимов генерации в релятивистском гиротроне диапазона 9 ГГц проводились совместно с Н.И. Зайцевым, Е.В. Иляковым, И.С. Кулагиным, А.С. Шевченко. Эксперименты на стендах слабoreлятивистских гиротронов в режимах рассогласования выходного окна, и в режиме гиро-ЛЮВ с внешними отражениями проводились совместно с А.Г. Лучининым и М.Ю. Глявиным.

При выполнении экспериментальных исследований автор осуществлял подготовку плана работ, разработку электродинамических компонент, регистрацию и обработку полученных данных.

Расчеты выполнялись автором на основе оригинальных вычислительных программ, разработанных А.С. Сергеевым, и на основе программного комплекса прямого численного моделирования методом крупных частиц KARAT, разработанного В.П. Таракановым.

Апробация работы и публикации

Основные материалы по теме диссертации опубликованы в работах [1*-14*] и докладывались на внутренних семинарах ИПФ РАН, а также на российских и международных конференциях [15*-34*], включая международную конференцию Института инженеров электротехники и электроники по физике плазмы (Монтерей, США, 2005 г.), международные конференции по волнам инфракрасного и миллиметрового диапазонов (Отцу, Япония, 2003 г.; Карлсруэ, Германия, 2004 г.; Канкун, Мексика, 2017 г.), Европейскую микроволновую конференцию (Париж, Франция, 2005 г.); Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 2016 г.), международную школу-конференцию "Хаотические автоколебания и образование структур" (Саратов, 2016 г.), Всероссийскую научно-техническую конференцию «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2016 г.), Всероссийскую школу-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова (Москва, 2017 г.), международные рабочие встречи "Мощные микроволны в плазме" (Нижний Новгород, 2002 г.) и "Мощные СВЧ и терагерцовые волны: источники и приложения" (Нижний Новгород, 2017 г.), международную конференцию по вакуумной электронике (Лондон, 2017 г.), XVII международную зимнюю школу-семинар по радиофизике и электронике СВЧ (Саратов, 2018 г.).

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, двух приложений, списка цитированной литературы (138 пунктов) и списка публикаций автора по теме

диссертации (34 пункта). Объем диссертации составляет 148 страниц, включая 104 рисунка и 1 таблицу.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Первая глава диссертации посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию динамики генераторов гирорезонансного типа (гиротронов и giro-ЛОВ) при введении внешних запаздывающих отражений. В **Разделе 1.1** основное внимание уделено исследованию возможности управления периодом автомодуляционных режимов генерации в гиротронах с отражениями. Анализ проведен на основе самосогласованной нестационарной модели гиротрона, в рамках которой пространственно-временная эволюция амплитуды генерируемого излучения описывается неоднородным параболическим уравнением, дополненным усредненными уравнениями движения частиц [10]. Описание модели и основные уравнения приведены в **п.1.1.1**. Для учета отражений, следуя [19], считалось, что в выходном тракте вне области взаимодействия с электронным пучком располагалась диафрагма, положение и форма которой задавались функцией, описывающей профиль расчетной области. В выходном сечении электродинамической системы (после диафрагмы) использовались условия излучения. Отметим, что в отличие от [19], в рассмотрении учитывался также профиль резонатора гиротрона с катодным закритическим сужением и коллекторным расширением. Кроме того, особенностью используемой модели являлся учет в уравнениях движения частиц временной производной $\partial/\partial\tau$, ответственной за конечность времени пролета электронов через пространство взаимодействия и, соответственно, за реальный наклон дисперсионной характеристики электронного пучка [45]. Как было показано в [9*,10*] (см. также Глава 2), данный фактор имеет принципиальное значение для корректного описания режимов многочастотной генерации в гиротронах.

В **п.1.1.2** проведен анализ спектра собственных мод электродинамической системы гиротрона, в которую помимо рабочего резонатора включен также волновод с расположенной в нем диафрагмой. Показано, что при достаточно сильных внешних отражениях добротности соседних мод рассматриваемой системы, отличающихся числом продольных вариаций, могут иметь близкие значения. Соответственно, в этой области параметров создаются условия для одновременного возбуждения указанных мод, что приводит к реализации режимов периодической автомодуляции [3*,15*,18*].

При этом управление периодом автомодуляции может осуществляться за счет изменения положения отражателя (диафрагмы), что продемонстрировано на основе моделирования с использованием как усредненных уравнений (п.1.1.3), так и PIC (particle-in-cell) кода KARAT (п.1.1.4).

В Разделе 1.2 представлены результаты экспериментов, подтверждающие выводы, сделанные на основе теоретического анализа. Первый эксперимент (см. п.1.2.1) был выполнен на стенде непрерывного технологического гиротрона на второй гармонике гирочастоты [46]. Гиротрон запитывался электронным пучком с энергией 15-20 кэВ, током до 2 А, питч-фактором 1.5 с относительным начальным разбросом электронов по поперечным скоростям 15-20%. С целью создания отражений в выходном тракте гиротрон перестраивался в режим возбуждения моды TE_{12} на частоте ~ 21 ГГц, что создавало значительные отражения от выходного окна, рассчитанного для основной рабочей моды TE_{02} . В эксперименте были зарегистрированы устойчивые режимы периодической автомодуляции с частотой 54 ± 0.5 МГц, что находилось в хорошем соответствии с расчетной разностью частот 60.5 МГц между второй и третьей продольными модами [15*].

В п.1.2.1 приведены результаты экспериментов по исследованию влияния внешних отражений на динамику релятивистского гиротрона с частотой ~ 30 ГГц и рабочей модой TE_{53} [47] в условиях изменения расстояния до отражателя. С учетом высокого индекса рабочей моды в качестве отражателя использовался селективный рефлектор брэгговского типа с расчетным коэффициентом отражения по мощности 60% на частоте 29.9 ГГц при ширине полосы порядка 600 МГц. При варьировании положения рефлектора с использованием набора металлических вставок были зарегистрированы две области генерации периодически модулированных сигналов с уровнем мощности 200-400 кВт и частотами модуляции $(23 \div 32) \pm 1$ МГц и $(66 \div 73) \pm 1$ МГц, соответственно. Сравнение экспериментальных данных с расчетными значениями межмодового расстояния позволили сделать вывод, что модуляция с меньшей частотой соответствовала режиму одновременного возбуждения первой и второй, а модуляция с большей частотой – второй и третьей продольных мод [3*,18*].

Для проверки возможности управления частотой автомодуляции отражатель с помощью дополнительной вставки был удален на расстояние 200 мм. В соответствии с расчетами расстояние между первой и второй и второй и третьей продольными модами

в этом случае должно уменьшиться на 4 и 7 МГц, соответственно. Экспериментально наблюдаемые в этой конфигурации частоты модуляции составили $26 \div 30$ МГц и $61 \div 65$ МГц, что подтверждает сделанные выводы. В совокупности полученные данные демонстрируют возможность управления частотой автомодуляции в гиротронах путем изменения положения отражателя. Отметим, что такой метод является достаточно универсальным и может быть, в частности, использован для управления частотой автомодуляции в черенковских ЛОВ с отражениями [5*] (см. Приложение 1).

В п.1.2.3 представлены результаты экспериментальных исследований нестационарных режимов генерации в релятивистском гиротроне с частотой ~ 9 ГГц, работающего на моде TE_{01} [48]. С целью снижения влияния эффектов высокочастотного пробоя отражатель, в отличие от экспериментов на частоте ~ 30 ГГц, располагался внутри вакуумного объема на расстоянии 54 см от раскрыва резонатора. Низкий индекс рабочей моды позволил применить простейший отражатель в виде диафрагмы с полукруглым профилем. На рабочей частоте гиротрона 9.2 ГГц расчетное и измеренное значение коэффициента отражения составило $\sim 75\%$ (по мощности).

Экспериментальные исследования проводились на базе ускорителя "Сатурн" [49]. При токах пучка менее 20 А генерация носила стационарный характер. При увеличении тока до 25 А наблюдались режимы периодической автомодуляции. Частота автомодуляции при этом составляла около 59 МГц. Дальнейшее увеличение тока инжекции приводило к усложнению формы и спектра сигнала. При токе 78 А имело место удвоение периода автомодуляции, а при токе 80 А наблюдался режим хаотической автомодуляции. Глубина модуляции в нестационарных режимах достигала 100% [1*,2*]. Максимальная выходная мощность в режимах периодической автомодуляции составляла 2.2 МВт при КПД $\sim 12\%$. В режимах хаотической автомодуляции выходная мощность составляла ~ 1.6 МВт при КПД $\sim 8\%$. Следует отметить, что полученные значения мощности многочастотного излучения являются рекордными для приборов с катодами термоэмиссионного типа.

В разделе 1.3 исследована возможность снижения бифуркационных значений токов и реализации хаотических режимов генерации при введении умеренных отражений в гиро-ЛОВ [4*,19*,20*]. В п.1.3.1 проведен теоретический анализ указанной системы на основе упрощенной модели, учитывающей взаимодействие электронного пучка только с обратной волной. В п.1.3.2 представлены результаты

экспериментов, выполненных на базе стенда импульсного гиротрона с рабочей модой TE_{11} , возбуждаемой на второй гармонике гирочастоты винтовым электронным пучком с энергией 17.5 кэВ и током до 3.5 А [50]. Для создания внешних отражений к выходному окну за пределами вакуумного объема пристыковывался специальный узел, включающий в себя отрезок волновода, отражатель, ответвитель для измерения огибающей сигнала и фланец для стыковки с калориметрической нагрузкой. После установки отражателя в интервале магнитных полей 4.6÷4.685 кЭ устойчиво регистрировались автомодуляционные режимы генерации, в том числе, хаотическая автомодуляция при значениях поля 4.634-4.636 кЭ. При этом была зарегистрирована бифуркация удвоения периода. Таким образом, впервые в приборах подобного типа были получены нестационарные (периодические и хаотические) режимы генерации с глубиной модуляции до 100% и уровнем мощности ~100 Вт.

Во **второй главе** диссертации теоретически исследованы режимы широкополосной генерации в гиротронах, работающих в условиях большой надкритичности. При заданном токе электронного пучка это может быть обеспечено за счет взаимодействия винтового электронного пучка с низшей модой резонатора. Важно отметить, что для существенного расширения полосы генерации необходима специальная настройка гирочастоты (величины магнитного поля) относительно критической частоты рабочей моды, когда для заданного значения поступательной скорости электронов достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный циклотронные резонансы, возникающие при пересечении дисперсионных характеристик волноводной моды и электронного потока. Анализ динамики гиротрона в таких условиях может быть проведен на основе самосогласованной системы уравнений, приведенной в **Главе 1 (п.1.1.1)**, в которой в уравнениях движения принята во внимание временная производная, отвечающая за наклон дисперсионной характеристики электронного пучка. В пренебрежении указанной производной характеристика пучка представляет собой вертикальную линию с единственным пересечением с дисперсионной характеристикой волноводной моды. Для исследуемой задачи многочастной генерации это приводит к значительным отличиям в спектре генерации гиротрона при больших превышениях над порогом.

В Разделе 2.1 на основании моделирования в рамках развитого подхода продемонстрировано, что в области отрицательных расстроек циклотронного резонанса, когда электронный пучок находится в синхронизме одновременно с обратной и попутной волнами, при росте превышения над порогом происходит существенное расширение спектра генерации гиротрона. При этом по мере увеличения параметра тока сначала реализуется хаотическая генерация со спектром, сосредоточенным вблизи низкочастотного резонанса, затем шумовой пьедестал заполняет интервал частот между низкочастотным и высокочастотным резонансами, далее появляется локальный спектральный максимум в окрестности высокочастотного резонанса, после чего происходит расширение спектра как в область более высоких, так и в область более низких частот. В конечном итоге происходит перекрытие полос хаотической генерации, и имеет место формирование шумового сигнала с практически равномерным спектром, ширина которого близка к разности частот синхронизма [9*,22*,24*,33*,34*].

Оценки показывают, что при параметрах электронного пучка, характерных для слаборелятивистских гиротронов (энергия электронов 20 кэВ, ток 2 А, питч-фактор 1.3), при взаимодействии с рабочей волной TE_{11} на первой гармонике гирочастоты ($n=1$) вблизи частоты 35 ГГц относительная ширина спектра хаотической генерации может достигать ~15%, что соответствует абсолютному значению ~5 ГГц. Мощность излучения при этом составляет 600–800 Вт.

Расширение спектра генерации в режиме двойного пересечения дисперсионных характеристик электронного пучка и рабочей волны возможно также в случае генерации на гармониках гирочастоты ($n > 1$), что при том же значении магнитного поля позволяет реализовать широкополосные генераторы хаотических сигналов на более высоких частотах. Оценки показывают, что на основе гиротрона [51], запитываемого приосевым электронным пучком с энергией 30 кэВ, током 0.7 А, питч-фактором 1.7, рабочим магнитным полем 4.5-5 Т и длиной однородного участка магнитного поля до 5 см, при возбуждении мод TE_{11} на первой, TE_{21} на второй и TE_{31} на третьей гармониках гирочастоты может быть получено излучение с шириной спектра 18, 13.5 и 2.3 ГГц в окрестности частот 120, 240 и 360 ГГц, соответственно.

В п.2.1.2 в рамках трехмерного PIC-моделирования с использованием PIC-кода KARAT выполнены расчеты гиротронов с указанными выше параметрами, в

значительной степени подтверждающие сделанные оценки. Так, для гиротрона с рабочей частотой ~ 35 ГГц максимальная ширина спектра в PIC-моделировании достигала 4.5 ГГц при возбуждении колебаний на первой гармонике гирочастоты. В свою очередь для гиротрона с приосевым электронным пучком с рабочими частотами 120, 240 и 360 ГГц ширина спектра в моделировании составила, соответственно, 12.5 ГГц ($n = 1$), 5 ГГц ($n = 2$) и 2.7 ГГц ($n = 3$).

При проведении моделирования, как на основе усредненных уравнений, так и с использованием PIC-кода KARAT, было обнаружено, что в определенных условиях излучение в режиме развитой хаотической генерации представляет собой случайную последовательность ультракоротких «гигантских» импульсов с пиковой мощностью, существенно превосходящей как средний по времени уровень излучения, так и мощность запитывающего гиротрон квазистационарного электронного пучка. С учетом вида функции распределения таких импульсов по интенсивности данное явление можно интерпретировать как возникновение в гиротроне "волн-убийц" (freak/rogue waves) – редких событий с экстремально большой амплитудой, впервые описанных в гидродинамике [52] и в настоящее время теоретически и экспериментально наблюдаемых в целом ряде физических систем [53,54].

Сравнение результатов PIC-моделирования с результатами, полученными на основе усредненных уравнений, показало, что адекватное описание формирования «волн-убийц» в гиротроне требует построения модели, учитывающей изменение продольного импульса электронов. Это связано с ультракороткой длительностью формируемых импульсов, в результате чего на их фронтах возникают значительные перепады электрического поля, которые инициируют сильные поперечные магнитные поля, приводящие, в свою очередь, к значительному изменению продольного импульса частиц. В конечном итоге в энергию излучения трансформируется не только энергия поперечного вращения частиц (что типично для гиротронов), но и в значительной степени энергия продольного движения [10*,26*,27*,29*,32*]. Модифицированная модель электронно-волнового взаимодействия с учетом изменения продольного импульса частиц (**раздел 2.2**) позволила проанализировать механизм формирования «волн-убийц» в гиротронах, который, фактически обусловлен возможностью одновременного взаимодействия с попутной и встречной электромагнитными волнами вблизи критической частоты. Указанный механизм включает две стадии. На первой стадии происходит возбуждение импульса на встречной волне, который после

отражения от закритического сужения поглощается электронным пучком, что ведет к существенному увеличению поперечной энергии частиц. Таким образом, с помощью описанного механизма электроны, поступающие в пространство взаимодействия в ранние моменты времени, передают свою энергию электронам, инжектируемые в последующий временной промежуток. В результате на катодном краю пространства взаимодействия образуется область, где поперечная энергия электронов заметно превышает начальное значение. На второй стадии поступившие в пространство взаимодействия электроны инициируют генерацию на попутной волне. При этом, поскольку групповая скорость излучения превосходит поступательную скорость частиц, формирующийся импульс сдвигается (проскальзывает) относительно раскачанных электронов пучка с питч-фактором $\sim 3-4$, аккумулирует их энергию и эффективно усиливается. Указанный процесс сопровождается одновременным укорочением длительности формируемого импульса, что ведет к увеличению крутизны его фронтов, возникновению сильного поперечного магнитного поля и трансформации продольного импульса части в поперечный. Это, в свою очередь, создает дополнительный источник вращательной энергии для усиления формирующегося гигантского импульса.

Для подтверждения полученных результатов было выполнено прямое численное моделирование на основе трехмерной версии PIC-кода KARAT с параметрами гиротрона диапазона 35 ГГц, использованными ранее. Показано, что пиковая мощность гигантских импульсов («волн-убийц») может более чем в пять раз превышать мощность электронного потока, что хорошо согласуется с результатами расчетов на основе модифицированной модели. С практической точки зрения исследованный процесс представляет интерес как метод генерации широкополосного (до 10%) излучения миллиметрового диапазона. Кроме того, в PIC моделировании продемонстрирована возможность перехода в субмиллиметровый диапазон с уровнем пиковой мощности импульсов в несколько мегаватт при использовании высокопереванских электронно-оптических систем.

В **третьей главе** диссертации исследована возможность генерации многочастотного излучения миллиметрового диапазона на основе гиросилителей с запаздывающей обратной связью. Рассмотрены два типа таких усилителей – гироклистрон (**Раздел 3.1**) и гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде волновода с винтовой многозаходной гофрировкой (**Раздел 3.2**). При этом анализ проводился на

основе динамических самосогласованных моделей, которые позволяют описать усиление и генерацию многочастотных широкополосных сигналов с учетом реальной дисперсии электродинамической системы, конечности полосы усиления, а также эффектов нелинейного насыщения.

В п.3.1.1 построена нестационарная самосогласованная модель гироклистрона с дифракционным вводом и выводом излучения. При этом, также как и в случае гиротрона, рассмотрение базируется на использовании параболического уравнения для описания эволюции амплитуды поля, а поступление начального сигнала на вход усилителя описывается модифицированными граничными условиями [55,6*]. На основе развитой модели исследована динамика двухрезонаторного гироклистрона с рабочей частотой ~ 93 ГГц и параметрами, соответствующими экспериментально реализованному в [56] усилителю этого типа. Помимо усиления входного сигнала, рассмотрен режим паразитного самовозбуждения выходного резонатора, а также захват возбуждаемых автоколебаний начальным сигналом. Продемонстрировано хорошее совпадение результатов теоретического анализа с экспериментальными данными.

Важно отметить, что по сравнению с использованными ранее моделями гироклистронов, основанными на приближении фиксированной продольной структуры поля [31,32], использованная нестационарная самосогласованная модель позволяет адекватно описать режимы так называемого «развитого» хаоса¹, реализующиеся при введении запаздывающей обратной связи путем подачи части излучения с выхода гироклистрона на его вход (см. п.3.1.2). Снижение бифуркационных значений коэффициента передачи может быть обеспечено при уменьшении добротности выходного резонатора, что приводит к расширению полосы усиления гироклистрона. Для описанной конфигурации исследован сценарий перехода к хаосу и продемонстрирована возможность генерации хаотического излучения с мощностью в десятки киловатт и относительной шириной полосы около 1% [11*-13*,23*,28*]. При этом режимы развитого хаоса возникают при приближении рабочей точки, определяемой нагрузочной характеристикой цепи обратной связи, к участку фазовой

¹ Следуя [12], под «развитым» хаосом в данной работе понимаются режимы генерации, для которых характерен фазовый портрет, характеризующийся отсутствием выраженной структуры. Для количественной характеристики хаотичности режимов генерации в [11*,12*] рассчитывались показатели Ляпунова для вычисленных временных реализаций выходного сигнала.

характеристики гироклистрона с сильной зависимостью набега фазы излучения на длине пространства взаимодействия от амплитуды входного сигнала. Фактически, это приводит к зависимости частот продольных мод от уровня сигнала, в результате чего спектр генерации и фазовые портрет системы «размываются». Вместе с тем, даже в предельном случае 100 % коэффициента передачи рабочая точка не может быть смещена непосредственно на участок с сильной фазовой нелинейностью, что обусловлено резким падением коэффициента усиления в этой области. Смещение рабочей точки и, соответственно, значительное повышение равномерности спектра излучения может быть достигнуто путем включения в цепь обратной связи дополнительного усилительного элемента (коэффициент передачи больше 100 %). Подобная система на основе традиционных клистронов ранее исследовалась в работах [57,58].

В Разделе 3.2 проведены теоретические исследования генераторов хаотического излучения на основе гиро-ЛБВ с рабочим пространством в виде многозаходного винтового волновода [59] («винтовой» гиро-ЛБВ). В настоящее время такие гиро-ЛБВ в миллиметровом диапазоне обеспечивают рекордную ширину полосы усиления порядка 10% [35]. Это достигается вследствие того, что винтовая гофрировка обеспечивает связь двух парциальных волн круглого волновода, одна из которых является бегущей, а другая квазикритической. В результате формируется нормальная волна с практически постоянной групповой скоростью в широком частотном диапазоне вблизи нулевых значений продольного волнового числа. Одновременно с увеличением области синхронизма с электронным пучком (и соответственным расширением полосы усиления) это приводит также к снижению чувствительности электронно-волнового взаимодействия к разбросу скоростей частиц. Перечисленные характеристики делают привлекательным использование винтовых гиро-ЛБВ для усиления многочастотных сигналов, а также в качестве активного элемента в генераторах хаотического излучения.

Исследование динамики винтовых гиро-ЛБВ при введении запаздывающей обратной связью проведено в п.3.2.1. При этом для анализа использована нестационарная самосогласованная модель [60], включающая параболическое уравнение для амплитуды квазикритической волны, уравнение переноса для бегущей волны и усредненные уравнения движения, в которых, также как п.1.1.1 принят во внимание наклон дисперсионной характеристики электронного пучка. Наличие

обратной связи учтено при записи граничных условий для бегущей волны, для квазикритической волны использованы стандартные граничные условия излучения [10]. В численном моделировании, в том числе с использованием PIC кода KARAT (см. п.3.2.2), было продемонстрировано, что для параметров экспериментально реализованной giro-ЛБВ диапазона 35 ГГц [61] могут быть реализованы режимы развитого хаоса с шириной спектра 3-4 ГГц, соответствующей полосе усиления винтовой giro-ЛБВ ~10%, и средней мощностью 50-70 кВт [7*,8*,23*,25*,28*]. Однако полученный в моделировании спектр излучения является достаточно сильно изрезанным, что обусловлено доминированием в нем частот близких к собственным частотам кольцевого резонатора, формируемого цепью обратной связи. При этом для повышения равномерности спектра естественным решением является использование двух связанных винтовых giro-ЛБВ с разными расстройками (значениями ведущего магнитного поля), одна из которых работает как усилитель, а другая – как нелинейный элемент с резкой зависимостью набега фазы на длине пространства взаимодействия от амплитуды входного сигнала (см. п.3.2.3). Подобный генератор шума («шумотрон»), состоящий из двух черенковских ЛБВ, был реализован в сантиметровом диапазоне в работах [62,63,36]. В Приложении 2 построена нестационарная самосогласованная теория такого генератора. Для рассмотренных систем на основе численного моделирования продемонстрирована возможность существенного повышения равномерности спектра хаотического излучения по сравнению с конфигурацией в виде одиночного усилителя с линейной цепью обратной связи [14*,31*].

ГЛАВА 1

МНОГОЧАСТОТНЫЕ РЕЖИМЫ ГЕНЕРАЦИИ В ГИРОТРОНАХ И ГИРО-ЛОВ С ВНЕШНИМИ ОТРАЖЕНИЯМИ

Принципиальная возможность реализации многочастотных режимов генерации в гиротронах была показана в [10,64]. В этих работах в рамках модели с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля было продемонстрировано, что с ростом превышения тока над стартовым значением стационарный режим генерации в гиротроне сменяется сначала режимом периодической, а затем и стохастической автомодуляции. В то же время хорошо известно, что в случае, когда резонатор гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного волновода максимально согласован с выходным трактом бифуркационные значения токов существенно превосходят рабочие токи винтовых электронных пучков. Кроме того, при значительном повышении тока инжекции в сверхразмерных волноводах гиротронов возможно возбуждение других поперечных (паразитных) мод. Перечисленные факторы затрудняют экспериментальную реализацию многочастотных режимов генерации в гиротронах.

Значительное снижение значений бифуркационных значений токов, при которых происходит переход к автомодуляционным и хаотическим режимам генерации, может быть обеспечено в гиротронах с запаздывающей обратной связью [19], формируемой при введении отражений от неоднородностей в выходном волноводном тракте². В работе [22] при рассогласовании выходного окна экспериментально наблюдалось уширение спектра генерации в технологическом гиротроне с уровнем мощности в несколько киловатт. В качестве продолжений этих исследований в данной главе диссертации теоретически и экспериментально рассмотрена возможность управления периодом автомодуляционных режимов генерации в гиротронах и гиро-ЛОВ внешними отражениями, а также возможность существенного увеличения ширины спектра и мощности многочастотного (в том числе, хаотического) излучения в указанных условиях.

² Отметим, что указанный метод снижения бифуркационных токов является достаточно универсальным для электронных генераторов, в частности, например, – для ламп обратной волны [65-67], генераторов на виртуальном катоде [68,69].

1.1. Теоретические исследования динамики гиротронов с запаздывающими отражениями

1.1.1. Модель и основные уравнения.

Рассмотрим модель гиротрона с рабочим пространством в виде отрезка регулярного волновода с катодным закритическим сужением и коллекторным расширением кусочно-линейного профиля, соединяющим гиротрон с выходным волноводным трактом (Рис.1.1а). Будем считать, что гиротрон запитывается трубчатым аксиально-симметричным винтовым электронным пучком, направляемым однородным магнитным полем с напряженностью H_0 . При этом взаимодействие электронов с высокочастотным электромагнитным полем начинается в сечении $z=0$ и заканчивается в сечении $z=l$. Для анализа влияния отражений излучения на динамику гиротрона будем считать, что в выходном волноводе в сечении $z=l+dl$ расположена диафрагма длиной l_1 с внутренним радиусом r_1 (см. Рис.1.1б).

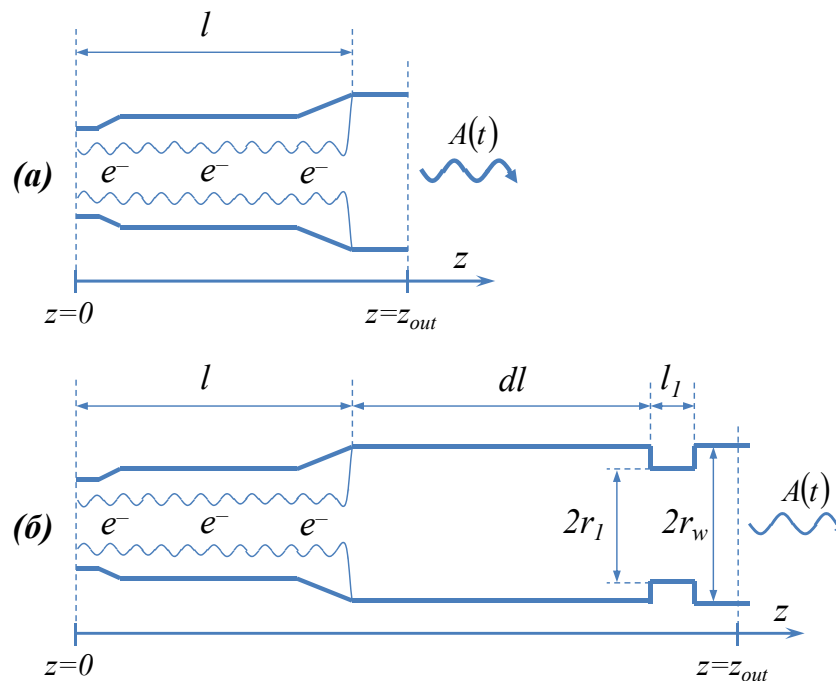


Рис. 1.1 Исследуемые модели гиротрона: (а) – при отсутствии внешних отражений; (б) – с отражениями от диафрагмы, расположенной в выходном волноводном тракте.

Предположим, что винтовой электронный пучок возбуждает вблизи частоты отсечки TE_{mp} моду электродинамической системы с электрическим полем вида:

$$\vec{E}_\perp = \kappa^{-1} \operatorname{Re} \left(A(z, t) [\nabla_\perp \Psi \times \vec{z}_0] e^{i\bar{\omega}_c t} \right), \quad (1.1)$$

где $A(z, t)$ – медленно-меняющаяся комплексная амплитуда, $\Psi(r, \varphi) = J_m(\kappa r) e^{-im\varphi}$ – мембранная функция, $J_m(x)$ – функция Бесселя, $\kappa = \bar{\omega}_c/c$, $\bar{\omega}_c$ – критическая частота рабочей моды в выходном сечении $z = z_{out}$, выбранная за несущую частоту. В этом случае взаимодействие в гиротроне в условиях резонанса $\omega_c \approx n\omega_H$ (где n – номер гармоники, $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ – гирочастота, γ – релятивистский масс-фактор) может быть описано на основе самосогласованной системы уравнений, включающей неоднородное параболическое уравнение для амплитуды волны и усредненные уравнения движения частиц, которые в слаборелятивистском приближении ($\beta^2 = V^2/c^2 \ll 1$) имеют вид уравнений неизохронного осциллятора³:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + ia\delta(Z) = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_+^n d\theta_0, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial p_+}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p_+}{\partial \tau} + i \frac{p_+}{n} (\Delta - 1 + |p_+|^2) = -a (p_+^*)^{n-1}.$$

В (1.2) использованы следующие безразмерные переменные и параметры:

$$\tau = \bar{\omega}_c t \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \frac{\beta_{\perp 0}^2 \bar{\omega}_c}{2\beta_{\parallel 0}} z, \quad a = \frac{eAJ_{m-n}(2\pi r_b/\lambda)}{mc\bar{\omega}_c\gamma_0\beta_{\perp 0}^3}, \quad p_+ = \frac{p_x + ip_y}{p_{\perp 0}} e^{-i\bar{\omega}_c t + i(m-n)\phi}.$$

нормированные время, координата, амплитуда высокочастотного поля и поперечный импульс электронов;

$$I_0 = 64 \frac{eI_b}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}\beta_{\perp 0}^{2(n-4)}}{\gamma_0} \left(\frac{n^n}{2^n n!} \right)^2 \frac{J_{m-n}^2(\kappa r_b)}{(\nu_p^2 - m^2) J_m^2(\nu_p)} \quad (1.3)$$

– фактор возбуждения; I_b – ток трубчатого электронного пучка с радиусом инжекции r_b ; ν_p – p -й корень уравнения $dJ_m(x)/dx = 0$; $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ – поперечная и

³ Отметим здесь, что в отличие от большинства предшествующих работ, посвященных нестационарной динамике гиротронов, в уравнениях движения частиц в (1.2) принята во внимание временная производная $(g^2/4)\partial/\partial\tau$, ответственная за учет конечности времени пролета электронов через пространство взаимодействия и, соответственно, за реальный наклон дисперсионной характеристики электронного пучка. В Главе 2 будет продемонстрировано, что данный фактор имеет принципиальное значение для корректного описания режимов широкополосной хаотической генерации в гиротронах (см. также [9*]).

продольная скорости электронов на входе в пространство взаимодействия, $g = V_{\perp 0}/V_{\parallel 0}$ – начальное значение питч-фактора, $\gamma_0 = \left(1 - \beta_{\perp 0}^2 - \beta_{\parallel 0}^2\right)^{-1/2}$; $\Delta = 2\left(\bar{\omega}_c - n\omega_H^0\right)/\bar{\omega}_c\beta_{\perp 0}^2$ – начальная расстройка циклотронного резонанса, ω_H^0 – невозмущенная гирочастота. Функция $\delta(Z) = 8\beta_{\parallel 0}^2(\bar{\omega}_c - \omega_c(Z))/\beta_{\perp 0}^4\bar{\omega}_c$ (где $\omega_c(Z) = cv_p/r(Z)$ – критическая частота рабочей моды в сечении Z , $r(Z)$ – зависимость радиуса резонатора от продольной координаты) описывает профиль электродинамической системы, в том числе с учетом диафрагмы в выходном волноводном тракте (Рис. 1.1б).

При записи граничных условий для уравнений движения считалось, что в сечении $Z = 0$ электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям $p_+(Z = 0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. Начальное условие для поля записывалось в виде: $a(Z, \tau = 0) = a_0(Z)$. На концах рабочего пространства в обеих рассматриваемых конфигурациях использовались излучательные граничные условия [10]:

$$a(0, \tau) - \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i\delta(0)(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a(0, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0, \quad (1.4)$$

$$a(Z_{out}, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a(Z_{out}, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0$$

где $Z_{out} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{\bar{\omega}_c}{c} z_{out}$ – нормированное значение координаты правой границы электродинамической системы, которая располагается вне области взаимодействия с электронным пучком $Z \in [0, L]$, где $L = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{\bar{\omega}_c}{c} l$.

Из уравнений (1.2) следует закон сохранения энергии, который в стационарном режиме генерации $a, p_+ = (\hat{a}, \hat{p}_+) \exp(i\Omega\tau)$ (где $\Omega = 8\beta_{\parallel 0}^2(\omega - \bar{\omega}_c)/\beta_{\perp 0}^4\bar{\omega}_c$ – отстройка частоты генерации от несущей) может быть представлен в виде

$$\eta_{\perp} I_0 = 2 \operatorname{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=L} - 2 \operatorname{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=0} \quad (1.5)$$

где

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p_+(Z=L)|^2 d\theta_0 \quad (1.6)$$

– так называемый поперечный КПД, определяемый как доля энергии вращательного движения частиц, преобразуемая в энергию излучения [70]. Слагаемые в правой части выражения (1.5) представляют собой мощности излучения, высвечиваемого в сечениях $Z=L$ и $Z=0$, соответственно. При этом, поскольку с катодного конца пространство взаимодействия гиротрона ограничено закритическим сужением (Рис. 1), второй член можно считать пренебрежимо малым, то есть выходная мощность может быть определена как $P = 2 \operatorname{Im} \left(a \cdot \partial a^* / \partial Z \right) \Big|_{Z=L}$. Полный электронный КПД выражается через поперечный посредством известного соотношения: $\eta = \eta_{\perp} g^2 / (1 + g^2)$.

В дальнейшем в данной главе будет рассматриваться динамика гиротрона, в котором электронный пучок с питч-фактором $g = 1.3$ возбуждает рабочую моду на 1-й гармонике гирочастоты ($n = 1$). Значение параметра возбуждения выбиралось равным $I_0 = 0.01$, что соответствует оптимальной величине в модели гиротрона с предельно низкой дифракционной добротностью [71,10]. Профиль резонатора $\delta(Z)$ (Рис. 1.2а) подбирался таким образом, чтобы обеспечить максимальный поперечный КПД на уровне $\eta_{\perp}^{\max} = 0.9$. Зависимости поперечного КПД и нормированного электронного сдвига частоты Ω от расстройки циклотронного синхронизма Δ представлены на Рис.1.2б. Максимум поперечного КПД η_{\perp}^{\max} в исследуемой модели достигался при значении расстройки синхронизма $\Delta^* = -1.45$. В используемых нормированных переменных сдвиг собственной частоты генерации от критической частоты в оптимальных условиях составляет $\Omega = 5.0117$. Продольная структура рабочей моды и зависимость поперечного электронного КПД от продольной координаты для этого случая показаны на Рис.1.2а.

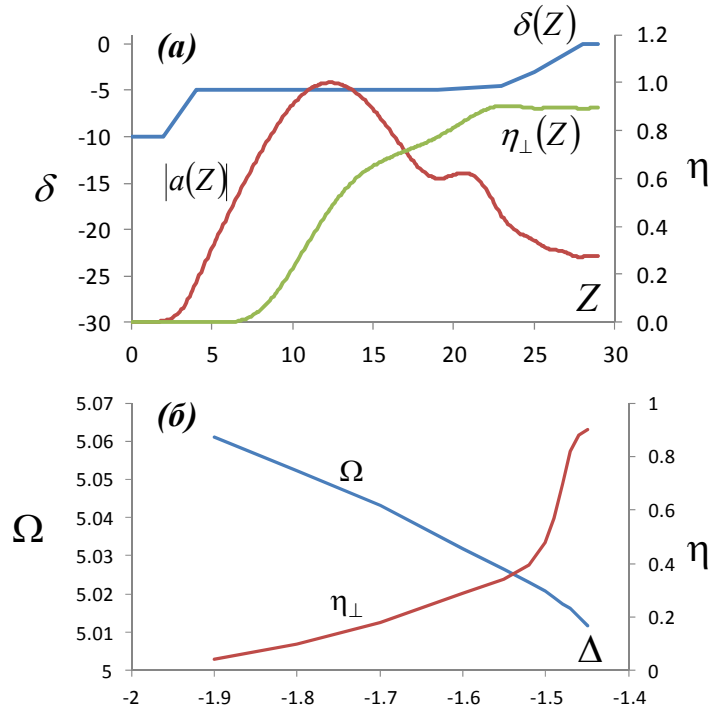


Рис.1.2. (а) Профиль резонатора исследуемого гиротрона, продольная структура рабочей моды и зависимость поперечного КПД от координаты Z в стационарном режиме генерации с $\eta_{\perp}^{\max} = 0.9$, реализуемом при $\Delta^* = -1.45$. (б) Зависимость поперечного КПД η_{\perp} и нормированной частоты генерации Ω от расстройки циклотронного резонанса Δ .

1.1.2. Спектр продольных мод резонатора гиротрона с учетом влияния отражений от диафрагмы, установленной в выходном волноведущем тракте

Проанализируем здесь, как изменяется спектр продольных мод резонатора гиротрона при введении отражений от диафрагмы, расположенной в выходном волноводе. Анализ будем проводить на основе численного решения параболического уравнения (1.2) в отсутствие электронного пучка, полагая амплитуду поля $a \sim \exp(i\Omega)$ (ср. с [72]):

$$\frac{d^2 a}{dZ^2} + (\delta(Z) + \Omega)a = 0 \quad (1.7)$$

с граничными условиями:

$$\left. \frac{da}{dZ} \right|_{Z=0} = i\sqrt{\Omega + \delta(0)} a|_{Z=0}, \quad \left. \frac{da}{dZ} \right|_{Z=L} = -i\sqrt{\Omega} a|_{Z=L}. \quad (1.8)$$

Здесь $\Omega = \Omega' + i\Omega''$ – комплексная нормированная частота, являющаяся собственным числом задачи и определяющая частоту $\Omega = \Omega'$ и приведенную добротность $\hat{Q} = \Omega' / 2\Omega''$ мод с различным числом (далее индекс q) продольных вариаций на однородном участке резонатора гиротрона. Легко показать, что приведенная добротность связана с реальной добротностью Q и частотой моды ω соотношением $\hat{Q} = Q(1 - \bar{\omega}_c/\omega)$. Следует отметить также, что уравнение (1.7) корректно только в случае отсутствия переизлучений рабочей моды в моды с другим поперечным индексом.

Для рассмотренной выше конфигурации гиротрона в отсутствии внешних отражений (далее этому случаю соответствует верхний индекс “0”) нормированные частоты и приведенные добротности первых трех продольных мод имеют значения, представленные в Таблице 1. Продольная структура соответствующих мод представлена на Рис.1.3.

Таблица 1.

Номер продольной моды	Частота моды	Приведенная добротность
$q = 1$	$\Omega_1^0 = 5.0332$	$\hat{Q}_1^0 = 233$
$q = 2$	$\Omega_2^0 = 5.1401$	$\hat{Q}_2^0 = 74$
$q = 3$	$\Omega_3^0 = 5.3065$	$\hat{Q}_3^0 = 46$

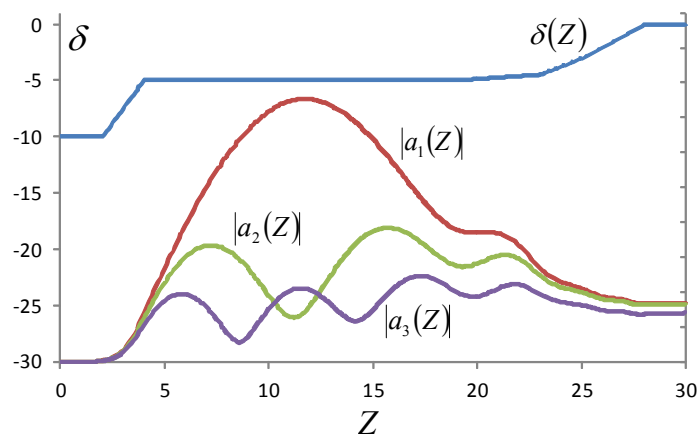


Рис.1.3 Профиль резонатора гиротрона и структура первых трех мод, отличающихся числом продольных вариаций на однородном участке резонатора.

Рассмотрим далее ситуацию, когда часть излучения гиротрона отражается от сужения выходного волновода (диафрагмы) с нормированной длиной $L_R = (\beta_{\perp 0}^2 \bar{\omega}_c / 2\beta_{\parallel 0} c) l_1$, расположенного в сечении $L + dL$, т.е. на расстоянии dL от выхода гиротрона (Рис.1.1 б). Нормированная глубина отражателя выражается формулой $\delta_R = 8\beta_{\parallel 0}^2 (r_w/r_1 - 1) / \beta_{\perp 0}^4$, где r_w – радиус выходного волновода в сечении $Z = Z_{out}$. На Рис.1.4 представлена зависимость коэффициента отражения по мощности R_P от глубины отражателя δ_R на частоте $\Omega = \Omega^*$, соответствующей максимуму КПД гиротрона без отражений.

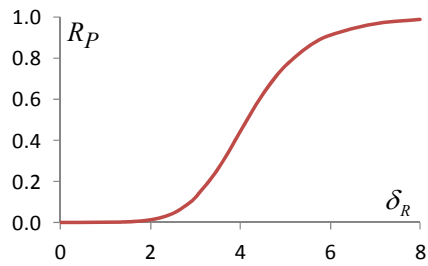


Рис.1.4 Расчетные значения коэффициента отражения (по мощности) R_P от глубины отражателя δ_R при $L_1 = 1$ на частоте $\Omega = \Omega^*$, соответствующей максимальному КПД гиротрона.

Введение отражателя приводит к изменению собственных значений мод и к трансформации их структуры. В случае малых значений R_P отражения приводят к небольшим возмущениям структуры мод внутри однородного участка резонатора гиротрона (Рис.1.5а). В то же время в системе возникает спектр новых мод, фактически представляющих собой моды резонатора, образованного отражателем и однородным участком пространства взаимодействия, и имеющими частоты ниже критической частоты указанного участка. Естественно, что поле таких «закритических» мод преимущественно сосредоточено в выходной конусной секции гиротронного резонатора (Рис.1.5б). На Рис. 1.6 показаны зависимости собственных частот и добротностей мод резонатора с отражателем от расстояния до диафрагмы dL . Видно, что возмущение собственных значений мод резонатора имеет периодический характер, причем период изменения параметров мод Λ определяется величиной, обратной постоянной распространения волны $\Gamma = \sqrt{\Omega^*}$: $\Lambda = \pi/\Gamma = \pi/\sqrt{\Omega^*} \approx 1.4$. В физических переменных Λ соответствует половине волноводной длины волны λ_w . По мере

увеличения номера продольной моды амплитуда возмущений частоты возрастает. При этом при изменении положения отражателя имеют место значительные осцилляции добротностей продольных мод (Рис.1.6б). Так, относительное изменение добротности первой продольной моды составляет почти 50%, а второй и третьей продольных мод – более 60%.

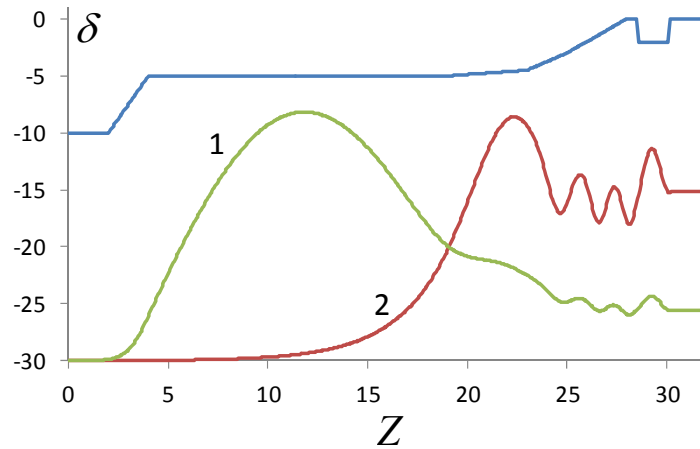


Рис.1.5 Продольная структура $|a(Z)|$ первой продольной моды (1) и одной из "критических" мод (2) в случае малых отражений ($R_p = 0.01$, $\delta_R = 2$, $dL = 0.5$).

Аналогичные зависимости для случая сильных отражений $R_p = 0.1$ представлены на Рис.1.7. Видно, что при увеличении глубины диафрагмы и, соответственно, коэффициента отражения возможна ситуация, при которой изменение положения диафрагмы приводит к монотонному изменению собственных частот мод. При этом, тем не менее, спектр мод воспроизводится с периодом, также равным Λ . Фактически, это означает, что при положении отражателя кратном Λ происходит трансформация мод в соседнюю с более низким индексом. Пример такой трансформации для первой и второй продольных мод представлен на Рис.1.8. Видно, что на расстоянии, равном половине волноводной длины волны, мода с двумя вариациями по продольной координате трансформируется в моду с одной продольной вариацией. Последняя, в свою очередь, вследствие уменьшения собственной частоты до значений меньших, чем критическая частота для однородного участка резонатора, преобразуется в моду, запертую между однородным участком резонатора и отражателем. Более высокие моды с q вариациями по продольной координате трансформируются в моды с $q-1$ вариацией.

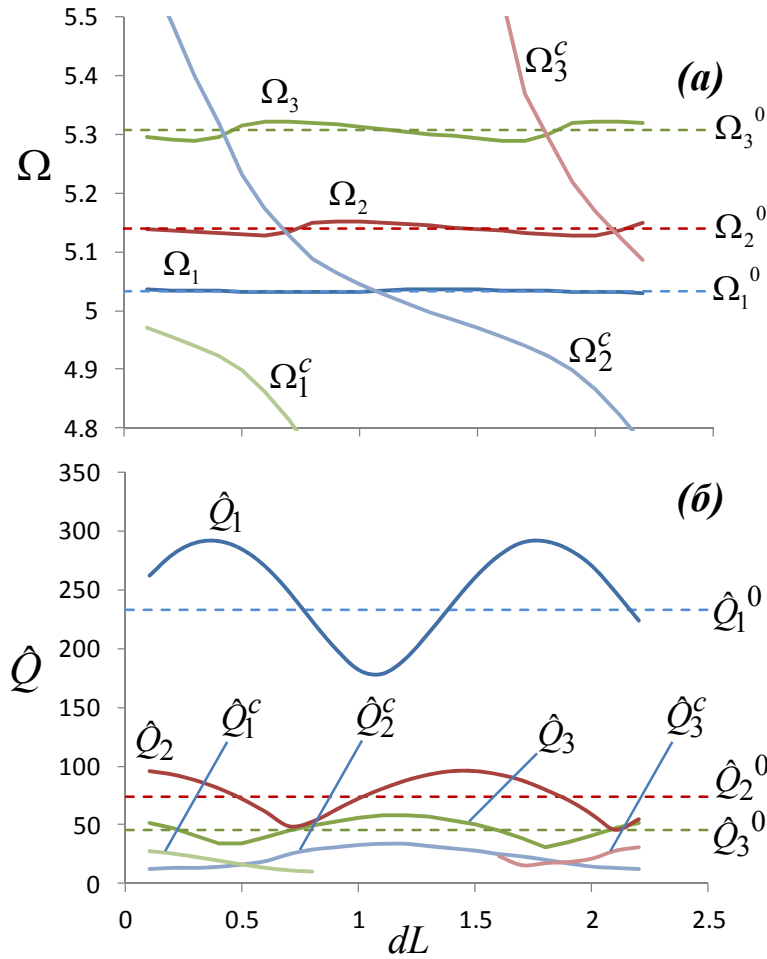


Рис.1.6 Изменение собственных частот и добротностей резонатора гиротрона в случае малых отражений $R_P = 0.01$ ($\delta_R = 2, L_R = 1$). Зависимости от положения отражателя: (а) – собственных частот продольных мод Ω_q , (б) – приведенных добротностей \hat{Q}_q . Индекс «0» соответствует случаю, когда отражения отсутствуют. Верхний индекс «с» относится к «критическим» модам.

Важно отметить, что при $dL \approx \Lambda$ добротности соседних мод сравниваются (Рис.1.7б). Очевидно, в этой области стартовые условия для соседних продольных мод становятся практически одинаковыми, что позволяет рассчитывать на их одновременное возбуждение и реализацию, таким образом, нестационарных (автомодуляционных) режимов генерации.

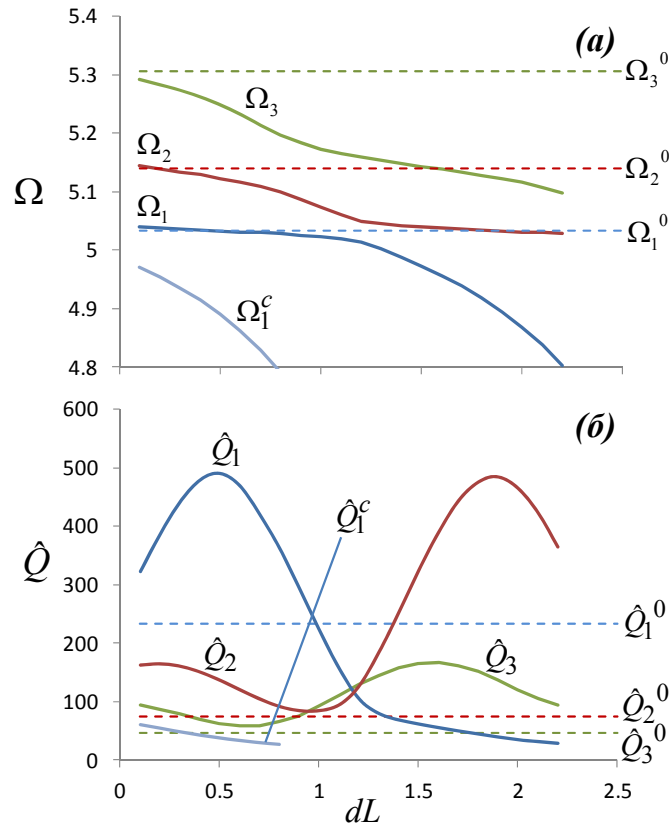


Рис.1.7 То же, что на Рис.1.6 в случае сильных отражений $R_P = 0.1$ ($\delta_R = 2.9$, $L_R = 1$).

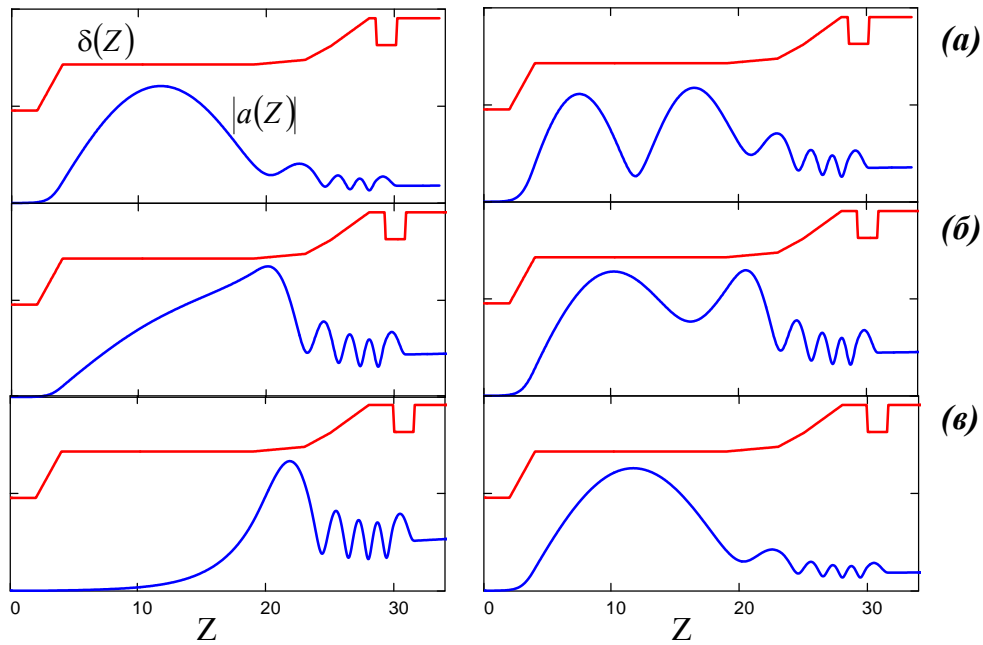


Рис.1.8. Трансформация продольной структуры мод с одной (слева) и двумя (справа) продольными вариациями при увеличении расстояния до отражателя в случае сильных отражений $R_P = 0.1$: (а) – $dL = 0.5$, (б) – $dL = 1.2$, (в) – $dL = 1.9$.

1.1.3. Автомоуляционные режимы генерации при одновременном возбуждении соседних продольных мод в гиротроне с внешними отражениями.

На Рис.1.9а представлено разбиение плоскости (dL, R_p) - «расстояние до диафрагмы - коэффициент отражения» - на области стационарных и автомоуляционных режимов генерации, последние из которых обусловлены одновременным возбуждением соседних продольных мод. Наилучшие условия для реализации нестационарных автомоуляционных режимов обеспечиваются при положениях отражателя, кратных Λ : $dL \approx k\Lambda$, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$. В этом случае автомоуляционные режимы генерации могут возникать уже при значениях коэффициента отражения по мощности на уровне нескольких процентов.

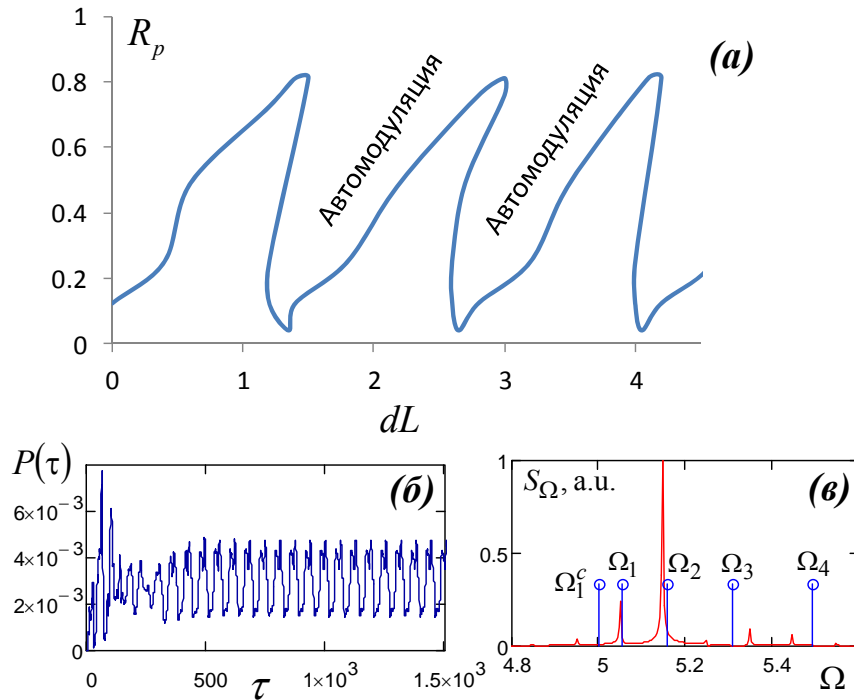


Рис.1.9 (а) Граница области автомоуляции, связанной с одновременным возбуждением двух продольных мод, на плоскости параметров (dL, R_p) ($\Delta = -1.45$).

(б) Зависимость мощности излучения на выходе гиротрона и (в) спектр выходного сигнала при $dL = 1.4$, $R_p = 0.5$ (вертикальными линиями обозначены частоты продольных мод Ω_q).

На Рис.1.9б представлен типичная форма и спектр выходного сигнала

$$S_{\Omega} = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) \exp(-i\Omega\tau) d\tau \quad \text{в автомоуляционном режиме генерации при}$$

$dL = 1.4$, $R_p = 0.5$ ($\delta_R = 4.1$). Сравнение интервалов между основными спектральными линиями и межмодовых расстояний показывает, что частота автомодуляции навязывается биениями между первой и второй продольными модами. При этом остальные продольные моды не возбуждаются. В такой ситуации, очевидно, существует возможность управления частотой и, соответственно, периодом автомодуляции путем изменения частотного интервала между модами за счет варьирования расстояния до отражателя dL (см. Рис.1.10а). Отметим, что подобные режимы достаточно устойчивы по отношению к изменению расстройки синхронизма, которая на практике может быть вызвана изменением ускоряющего напряжения, и сохраняются в диапазоне значений $\Delta \approx -1.4 \div -1.5$ (Рис.1.10б).

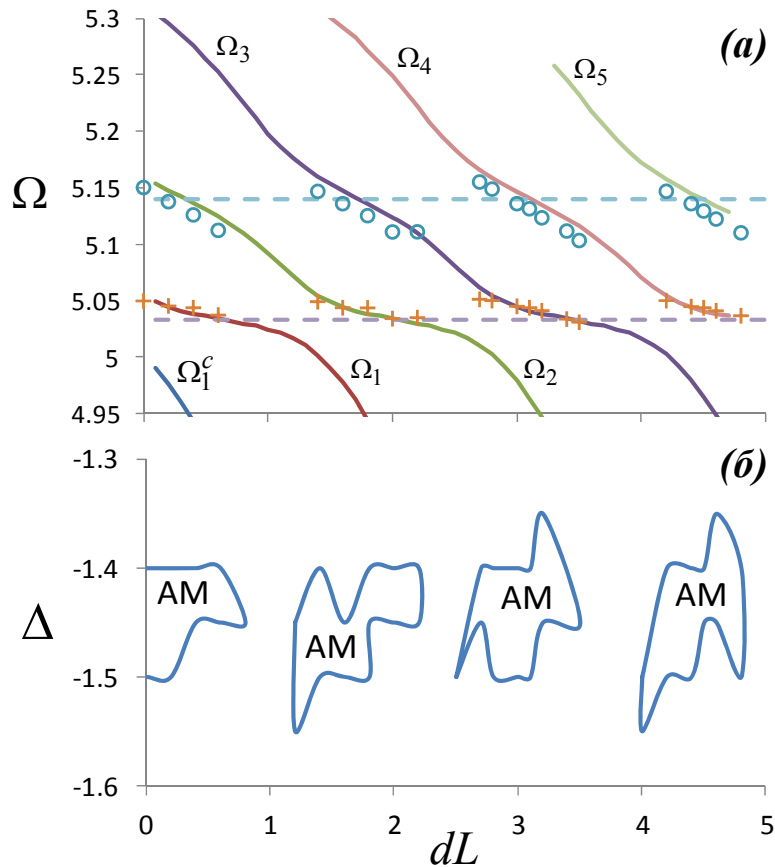


Рис.1.10. (а) Зависимости частот продольных мод резонатора Ω_q , и частот основных спектральных составляющих излучения в режиме автомодуляции от расстояния до отражателя при $\Delta = -1.45$, $\delta_R = 4.1$ ($R_p = 0.5$): (o) – центральная частота, (+) – частота высокочастотной компоненты спутника. (б) Граница автомодуляции, связанной с одновременным возбуждением двух продольных мод в зависимости от положения отражателя и расстройки синхронизма.

Подобный способ управления частотой автомодуляции в СВЧ генераторах является достаточно универсальным. Например, известно, что в ЛОВ с сильными внешними отражениями спектральные линии излучения близки к резонансным частотам совокупной электродинамической системы [67,73,74]. В результате, варьируя расстояние между собственными частотами за счет сдвига отражателя, можно осуществлять изменение частоты автомодуляции [5*] (см. Приложение 1).

1.1.4. PIC-моделирование автомодуляционных режимов генерации в гиротронах

Результаты, полученные на основе усредненных уравнений (1.2), были подтверждены с использованием прямого численного моделирования в рамках осесимметричной версии PIC (particle-in-cell) кода KARAT [75]. При проведении моделирования параметры гиротрона были выбраны близкими к используемым в экспериментах [48,76]. Считалось, что рабочая мода TE_{01} на частоте 9.2 ГГц возбуждалась винтовым электронным пучком с начальной энергией 280 кэВ, током 60 А и питч-фактором 1.3. Для ускорения времени счета моделирование проводилось без задания начального разброса электронов по питч-углам. Вместе с тем, введение в контрольных вариантах 15% разброса электронов по поперечным скоростям не приводило к существенному изменению характера режима генерации.

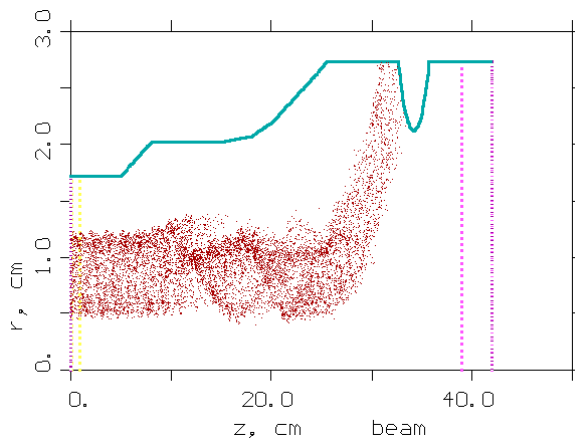


Рис.1.11. Схема электродинамической системы гиротрона с широкополосным отражателем в волноводном тракте, используемая в PIC моделировании. Показано также мгновенное положение макрочастиц.

Схема резонатора гиротрона с дополнительным широкополосным отражателем в выходном волноводе, использованная в PIC моделировании, представлена на Рис.1.11. Для сохранения добротности основного колебания близкого к оптимальному

значению длина однородного участка резонатора и внутренний диаметр отражателя были выбраны равными 70 мм и 42 мм, соответственно. При этом коэффициент отражения по мощности составлял порядка 30%.

На Рис. 1.12а,б представлены результаты анализа спектра продольных мод резонатора исследуемого гиротрона, полученные как на основе уравнения неоднородной струны, так и при использовании кода KARAT. Для сравнения расчетных значений частот и добротностей рабочей моды со значениями, полученными в PIC-моделировании, применялась следующая процедура. После окончания переходного процесса и установления режима стационарной генерации инжекция пучка в систему прекращалась. Далее добротность мод восстанавливалась исходя из времени затухания электромагнитных полей при высвечивании из резонатора. Результаты PIC-моделирования изображены точками на Рис.1.1.12а,б и хорошо согласуются с результатами решения уравнения неоднородной струны.

На Рис.1.12а показана зависимость собственных частот первой и второй продольных мод от положения отражателя. Видно, что при увеличении расстояния до отражателя dl имеет место монотонное уменьшение собственных частот первой и второй продольных мод, что, в свою очередь, приводит к трансформации их структуры, аналогичной представленной на Рис.1.8. При этом, в соответствии с анализом, проведенным в п.1.1.2, на расстоянии, равном примерно половине волноводной длины волны $\lambda_w/2$, добротности продольных мод сравниваются, что позволяет обеспечить их одновременное возбуждение электронным пучком. В этом случае в системе реализуются автомодуляционные режимы генерации.

Проведенное полное PIC-моделирование подтвердило сделанные выводы, что иллюстрирует Рис.1.13в, на котором границы зон стационарных и автомодуляционных режимов генерации показаны на плоскости параметров «расстояние до отражателя - напряженность ведущего магнитного поля». При этом, как следует из сопоставления рисунков 1.12б и 1.12в, область возникновения автомодуляционных режимов соответствует положению отражателя, при котором добротности соседних мод близки между собой. Характерные временные зависимости мощности излучения и спектры сигналов на выходе гиротрона в стационарном и автомодуляционном режимах представлены на Рис.1.13. Отметим, что КПД в стационарном режиме генерации достигает 42%. В режиме периодической автомодуляции с глубиной порядка 40% КПД

составляет около 25%, и снижается до уровня 20% при увеличении глубины модуляции до 90%.

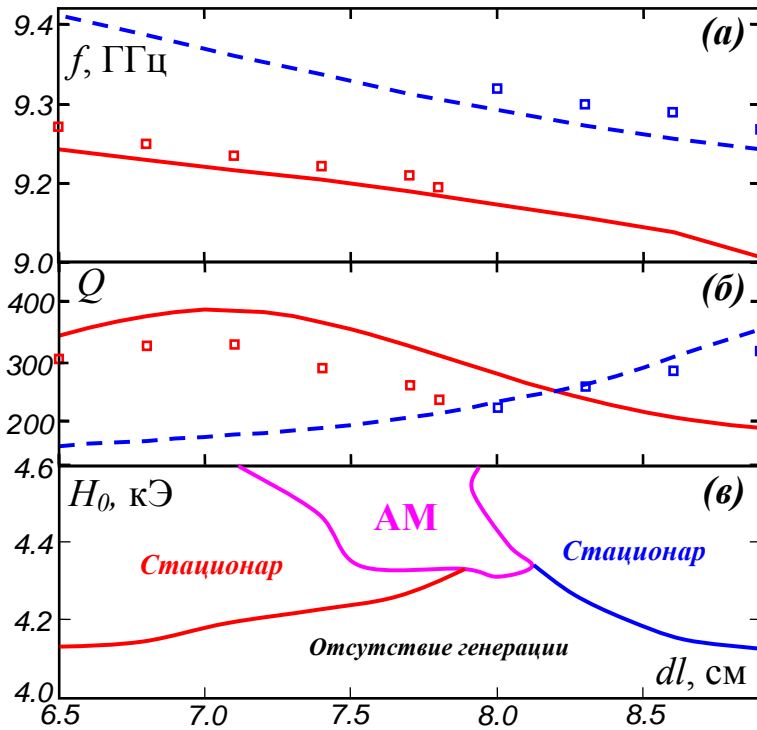


Рис.1.12 Зависимости собственных частот (а) и добротностей (б) первой (сплошная линия) и второй (пунктир) продольных мод от положения отражателя (точки соответствуют результатам, полученным на основе кода KARAT); (в) – зоны генерации на плоскости параметров «расстояние до отражателя – напряженность ведущего магнитного поля».

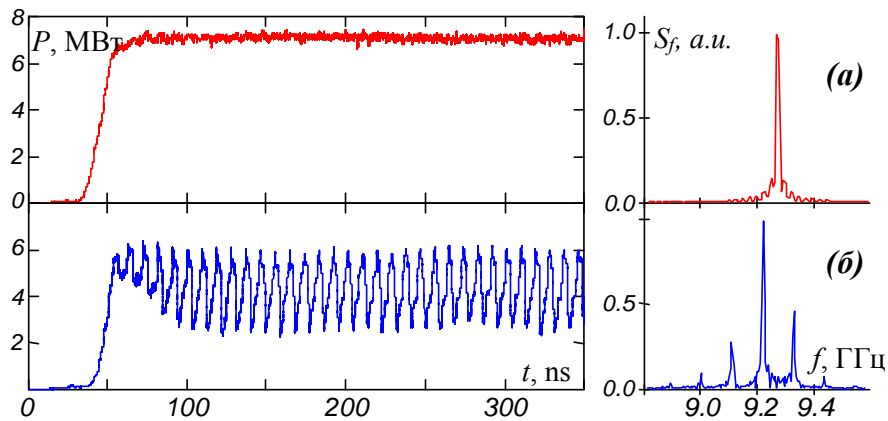


Рис.1.13. Результаты PIC-моделирования динамики гиротрона с внешними отражениями. Показаны осциллограммы и спектры выходного сигнала в области стационарной генерации и автомодуляции:

(а) – $dl = 6.5$ см, $H_0 = 4.25$ кЭ; (б) – $dl = 7.4$ см, $H_0 = 4.45$ кЭ.

В соответствии с анализом, проведенным в п.1.1.3, в рассматриваемом случае частота автомодуляции близка к разности частот генерации продольных мод (см. спектр на Рис. 1.13), что позволяет управлять указанной частотой путем изменения расстояния до отражателя dl . На Рис.1.14 представлена зависимость расчетного межмодового расстояния от положения отражателя и полученные в результате моделирования частоты автомодуляции. Видно, что при изменении dl от 5 до 27 см частота автомодуляции уменьшается с 120 до 81 МГц, что близко к расчетному изменению межмодового расстояния со 135 до 98 МГц.

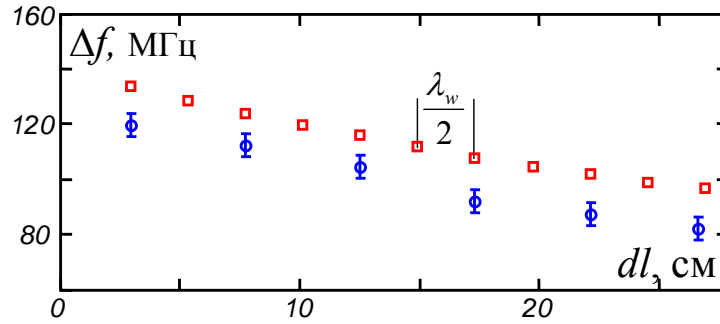


Рис.1.14. Зависимости частоты автомодуляции (\circ) и расчетного межмодового расстояния (\square) от положения отражателя dl .

Проанализируем далее пространственно-временную структуру поля в пространстве взаимодействия гиротрона. В случае возбуждения нескольких продольных мод результирующее поле можно записать в виде:

$$F(z, t) = \sum_q a_q f_q(z) \cdot \{1 + M_q \sin(\Omega t + \Phi_q)\} \cdot \sin(\omega_q t + \phi_q) \quad (1.9)$$

где ω_q, ϕ_q – собственная частота и фаза колебаний моды, Ω – частота модуляции, M_q, Φ_q – глубина модуляции и фаза огибающей сигнала, $a_q, f_q(z)$ – амплитуда моды с номером q и нормированная функция описывающая ее продольную структуру. Считая, что основной вклад в формирование пространственно-временной структуры поля вносят две продольные моды с частотами 9.22 и 9.33 ГГц, структура которых определяется «холодным» электродинамическим расчетом, можно восстановить неизвестные значения амплитуд и фаз колебаний на основе минимизации разницы между реальной и «синтезированной» структурой поля в различные моменты времени. Результат такого «синтеза», представленный на Рис.1.15б, хорошо совпадает с результатами РС-моделирования (Рис.1.15а), что, в свою очередь, также подтверждает

правильность предположения о механизме развития автомодуляционной неустойчивости.

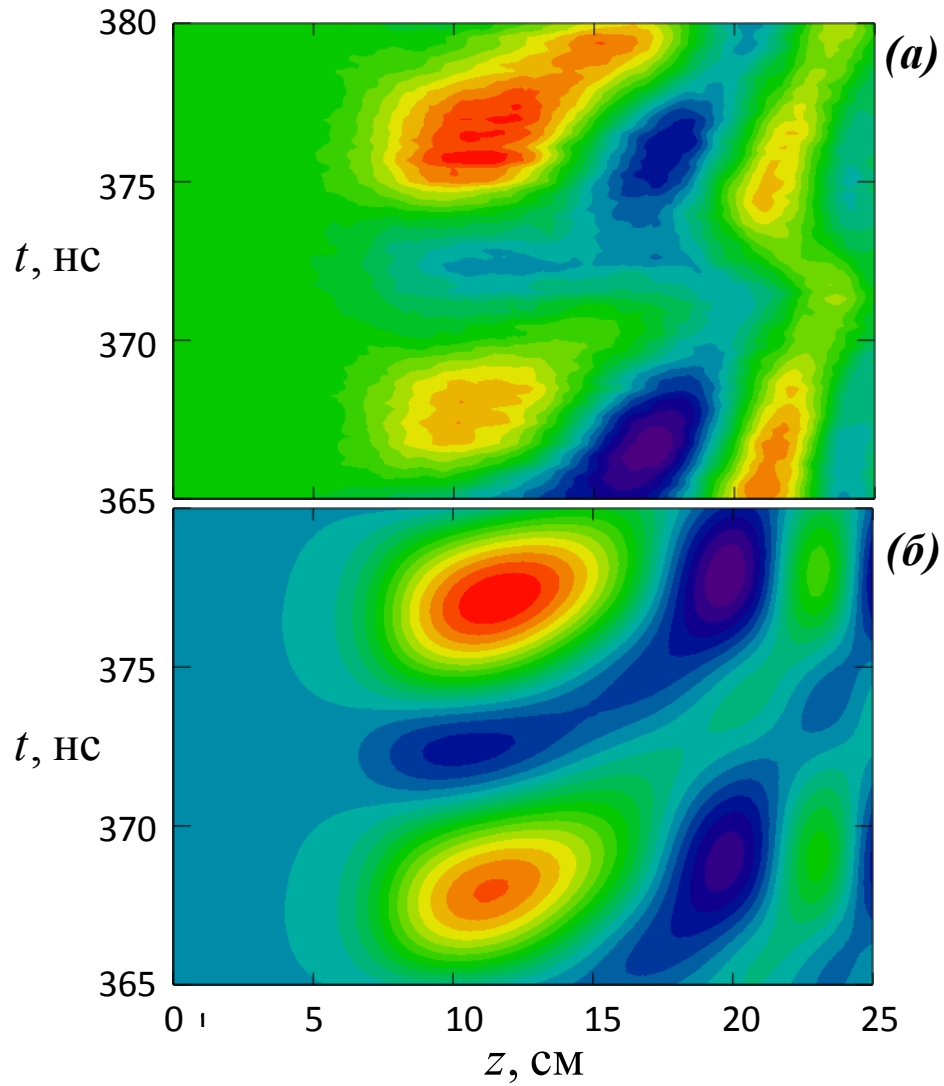


Рис.1.15. Пространственно-временная структура поля в автомодуляционном режиме генерации: (а) – результат PIC-моделирования, (б) – результат расчета по формуле (1.11).

1.2. Экспериментальные исследования нестационарных режимов генерации в гиротронах с внешними отражениями

1.2.1. Режим одновременного возбуждения соседних продольных мод в слаборелятивистском гиротроне с отражениями от выходного окна

Одним из способов создания внешних отражений в экспериментально реализованном гиротроне является переход на другую рабочую (поперечную) моду, для которой перестают выполняться условия прозрачности вакуумного окна (см., например, [22]). Этот метод был использован в экспериментах по наблюдению автомодуляционных режимов в гиротроне с отражениями [15*], проведенных на стенде непрерывного технологического гиротрона с частотой 24 ГГц и рабочей модой TE_{02} , возбуждаемой на второй гармонике гирочастоты [46]. Гиротрон запитывался электронным пучком с энергией 15-20 кэВ, током до 2 А, пич-фактором 1.5 с относительным начальным разбросом электронов по поперечным скоростям 15-20%.

С целью создания отражений в выходном тракте гиротрон перестраивался в режим возбуждения моды TE_{12} с частотой 21.3 ГГц, что создавало значительные отражения от выходного окна, рассчитанного для моды TE_{02} . Коэффициент отражения от окна может быть найден на основе формулы:

$$R_P = \frac{(1-\mu^2)\sin^2 \chi}{4\mu \cos^2 \chi + (1+\mu)^2 \sin^2 \chi}, \quad (1.10)$$

где $\mu = (\varepsilon - \sin^2 \theta) / \cos^2 \theta$, $\chi = \frac{2\pi}{d} \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$, ε – диэлектрическая проницаемость материала окна, d – толщина окна, θ – бриллюэновский угол. В исследуемом гиротроне использовалось окно из нитрида бора с $\varepsilon = 4.66$ и толщиной 3.3 мм. На Рис.1.16 показаны расчетные зависимости коэффициента отражения от частоты излучения для мод TE_{02} и TE_{12} , полученные вблизи критических частот указанных мод, откуда следует, что коэффициент отражения по мощности моды TE_{12} на частоте 21.3 ГГц составил 0.32.

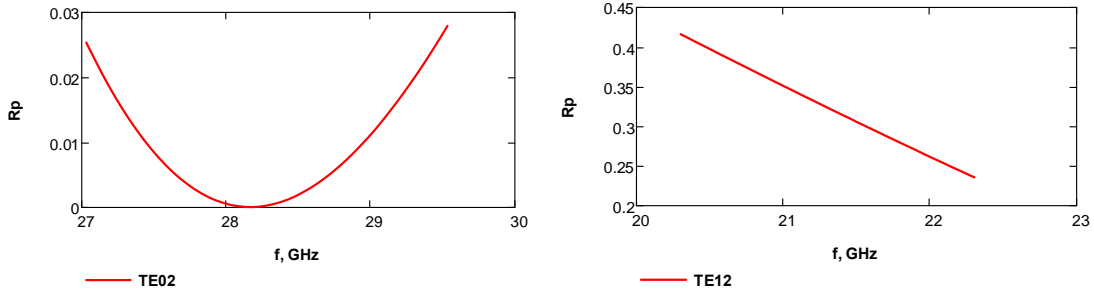


Рис.1.16. Расчетные коэффициенты отражения от окна из нитрида бора с $\epsilon = 4.66$ и толщиной 3.3 мм для мод TE_{02} и TE_{12} .

Расчет электродинамических свойств резонатора гиротрона с отражениями от выходного окна проводился на основе уравнения неоднородной струны, при этом диэлектрическое окно заменялось на сужение выходного волновода с равным коэффициентом отражения. Результаты расчетов приведены на Рис.1.17, где представлены полученные зависимости добротностей второй и третьей продольных мод (а) и разности частот между модами (б) от расстояния до отражателя. Из рисунка следует, что расстояние до выходного окна ~ 24.4 см соответствует области, в которой добротности второй и третьей продольных мод сравниваются, что создает условия для их одновременного возбуждения. При этом величина ведущего магнитного поля должна подбираться таким образом, чтобы первая мода, имеющая более высокую добротность, не возбуждалась.

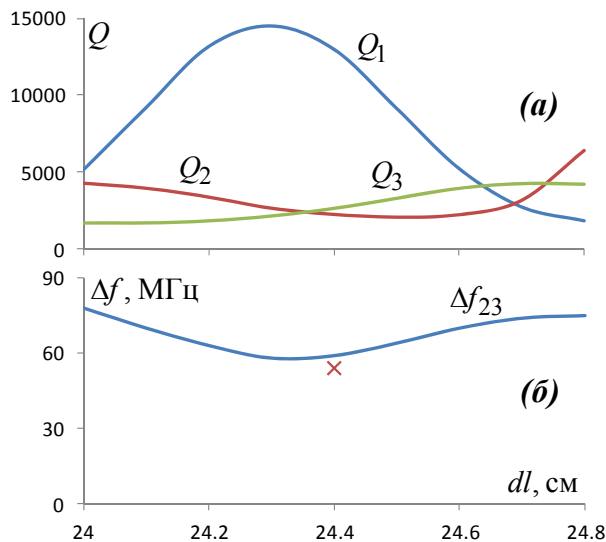


Рис.1.17. Расчетные зависимости добротностей первых трех продольных мод (а) и разности частот между модами (б) от расстояния до отражателя. Значком (×) показано экспериментально полученное значение частоты автомодуляции.

Экспериментальные исследования подтвердили результаты теоретического анализа. Диагностика частотных характеристик выходного сигнала гиротрона осуществлялась с помощью спектроанализатора. Одновременно огибающая сигнала, снимаемая с детектора, регистрировалась цифровым осциллографом. В области возбуждения моды TE_{21} были зарегистрированы устойчивые режимы периодической автомодуляции с частотой 54 ± 0.5 МГц (Рис.1.18), что находилось в хорошем соответствии с расчетной разностью частот 60.5 МГц между второй и третьей продольными модами (см. Рис.1.17, где экспериментально полученное значение частоты автомодуляции отмечено значком (x)). Вместе с тем, проведенные эксперименты не позволили в полной мере подтвердить выводы теории из-за невозможности изменения расстояния до отражателя.

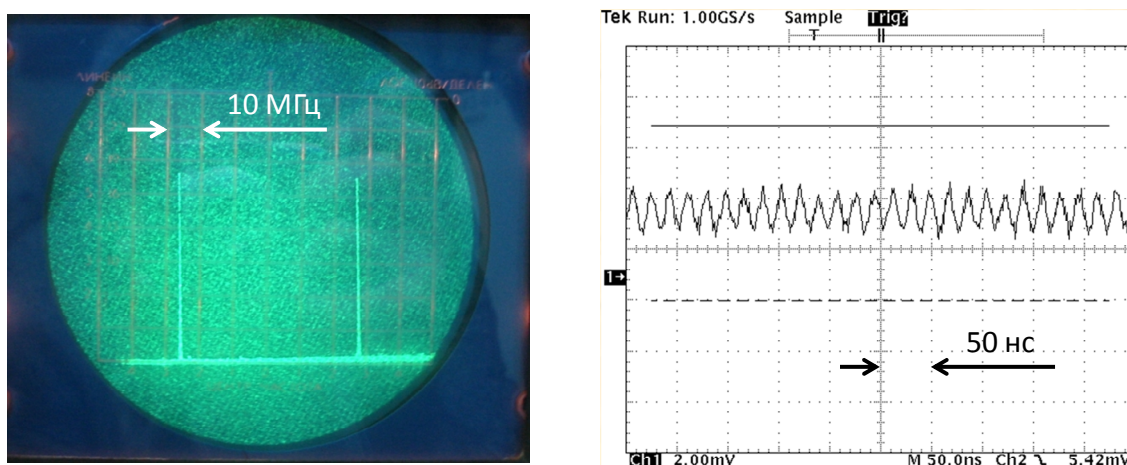


Рис.1.18. Спектр и осциллограмма выходного излучения в режиме одновременного возбуждения двух продольных мод.

1.2.2. Управление частотой автомодуляции в релятивистском гиротроне диапазона 30 ГГц с отражателем брэгговского типа

Более полные эксперименты по исследованию влияния внешних отражений на динамику гиротрона были выполнены на основе релятивистского гиротрона диапазона 30 ГГц с рабочей модой TE_{53} [47,3*]. Данный гиротрон был реализован на моноимпульсном электронном ускорителе "Сатурн" (ИПФ РАН) [49], позволяющим формировать одиночные импульсы ускоряющего напряжения с длительностью плоского участка импульса (с относительным изменением напряжения не более 3%) до

6 мкс и амплитудой до 300 кВ. Общая схема экспериментальной установки представлена на Рис.1.19.

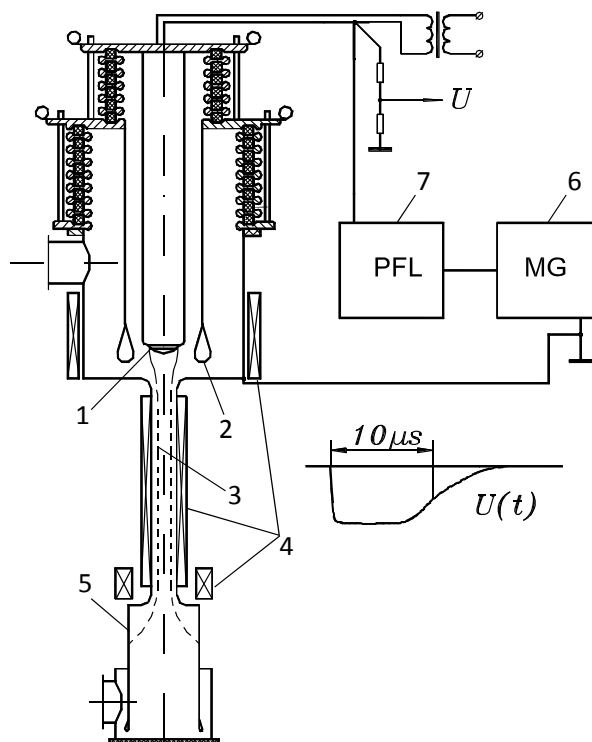


Рис.1.19. Схема экспериментальной установки на основе ускорителя "Сатурн":
1 – катод, 2 – промежуточный анод, 3 –электронный пучок, 4 – соленоиды основного и катодного поля, 5 – коллектор, 6 – генератор Маркса, 7 – формирующая линия.

Огибающая выходного сигнала регистрировалась с помощью кристаллического детектора с инерционностью не более 2 нс и цифровых осциллографов с полосой пропускания 500 МГц и периодом оцифровки не реже 1 нс, позволявших запоминать всю огибающую высокочастотного импульса для последующего просмотра отдельных его участков. Мощность выходного излучения определялась по энергии в СВЧ импульсе с использованием специального калориметра [77].

Для анализа спектральных свойств излучения производилась запись гетеродинированного сигнала, снимаемого со смесителя (Рис.1.20). Точность измерений напряжения составляла $\pm 4\%$, тока – $\pm 2\%$, мощности СВЧ импульса – $\pm 10\%$.

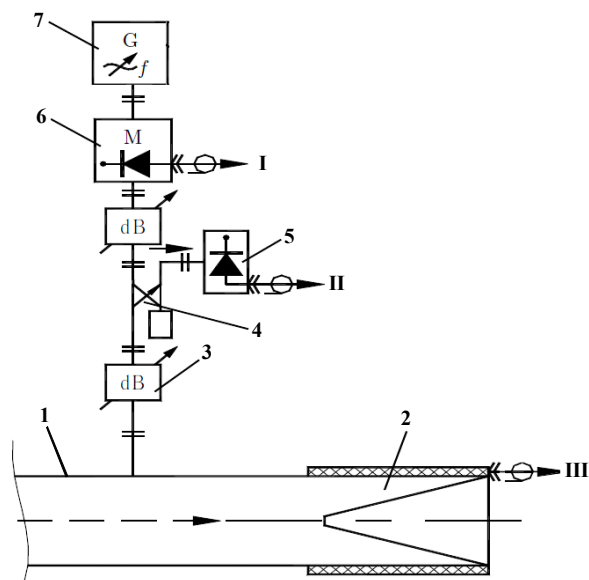


Рис.1.20. Схема регистрации параметров излучения: 1 – выход исследуемого гиротрона; 2 – калориметр; 3 – аттенуатор; 4 – направленный ответвитель; 5 – СВЧ детектор; 6 – СВЧ смеситель; 7 – гетеродин. I,II,III – каналы измерения спектра, огибающей и энергии СВЧ импульса, соответственно.

В стационарном режиме генерации максимальная выходная мощность гиротрона составляла 7 МВт при длительности СВЧ импульса ~ 0.5 мкс. На Рис.1.21 показаны характерные импульсы ускоряющего напряжения, выходного СВЧ-излучения и спектр сигнала. Вместе с тем, первые эксперименты продемонстрировали невозможность функционирования гиротрона с внешними отражениями при значениях ускоряющего напряжения свыше 230 кВ, что было связано с развитием СВЧ пробоя в вакуумном объеме. В этой связи для устойчивой работы энергия пучка была снижена до 200 кэВ при сохранении тока инжекции на уровне 55-65 А за счет увеличения тока накала катода.

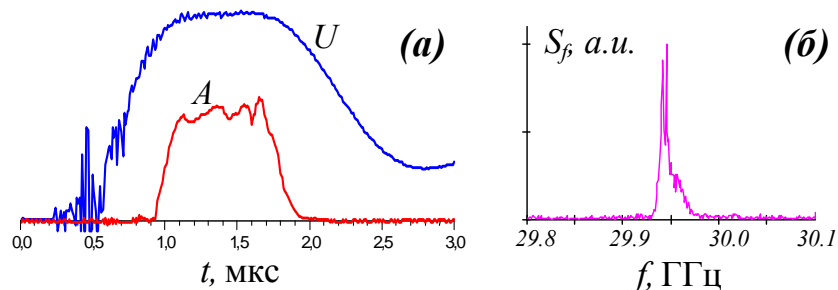


Рис.1.21. Типичные импульсы (а) ускоряющего напряжения U и СВЧ-излучения A , (б) спектр сигнала в режиме стационарной генерации релятивистского гиротрона диапазона 30 ГГц.

Учитывая высокий индекс рабочей моды, для создания отражений выходного сигнала использовался селективный рефлектор брэгговского типа. Данный вид отражателей хорошо себя зарекомендовал в микроволновом диапазоне и был успешно использован ранее в экспериментах с мазерами на свободных электронах на моде TE_{11} [78, 79] и мазерах на циклотронном авторезонансе (МЦАР) на модах TE_{11} [80] и TE_{31} [81]. В настоящее время ведется разработка МЦАР диапазона 250 ГГц, в котором будут использованы брэгговские резонаторы на моде TE_{82} [82].

Расчет коэффициента отражения R моды TE_{mp} от брэгговской структуры длиной l , средним радиусом r_0 с синусоидальной осесимметричной гофрировкой амплитудой a_0 и периодом d может быть выполнен по формуле [83,84]:

$$R = \frac{\alpha}{\delta - i \operatorname{ctg} \left(l \sqrt{\delta^2 - \alpha^2} \right) \sqrt{\delta^2 - \alpha^2}} \quad (1.11)$$

где

$$\alpha = \frac{a_0}{2r_0^3} \frac{-v^4 + m^2 r_0^2 (k^2 + h_0^2)}{h_0 (v^2 - m^2)} \quad (1.12)$$

коэффициент связи, v – p -й корень уравнения $dJ_m(x)/dx = 0$, $k = \omega/c$ – волновое число, h_0 – продольное волновое число, определяемое из брэгговского условия $\bar{h} = 2\pi/d = 2h_0$, $\delta = h - \bar{h}/2$ – отстройка от брэгговского резонанса. При частоте генерации 29.92 ГГц и радиусе выходного волновода $r_w = 3.15$ см период гофрировки рефлектора составляет $d = 7.1$ мм. Тогда, выбирая амплитуду гофрировки $a_0 = 1$ мм, можно рассчитать зависимость коэффициента отражения по мощности $R_p = |R|^2$ в центре полосы отражения от длины брэгговской структуры (Рис.1.22а).

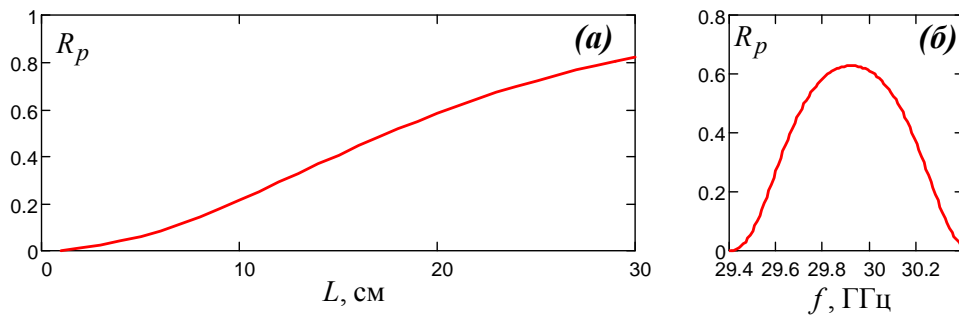


Рис.1.22. Расчетные зависимости коэффициента отражения (по мощности): (а) – от длины брэгговской структуры (частота 29.92 ГГц); (б) – от частоты (длина структуры 21.5 см).

Длина брэгговской структуры была выбрана равной 21.5 см, что соответствовало ширине полосы отражателя порядка 600 МГц и максимуму коэффициента отражения около 60% (Рис.1.22б). В силу технологических ограничений отражатель изготавливался из двух секций, скрепляемых фланцевым соединением. Для оперативного изменения расстояния до гиротронного резонатора отражатель располагался за пределами вакуумного объема (Рис.1.23). При этом положение отражателя менялось дискретно в пределах половины волноводной длины волны равной 7.1 мм с шагом 0.5 мм за счет использования набора металлических вставок. Внешний вид брэгговского отражателя и набор металлических вставок, а также их расположение на экспериментальном стенде показаны на Рис.1.24.

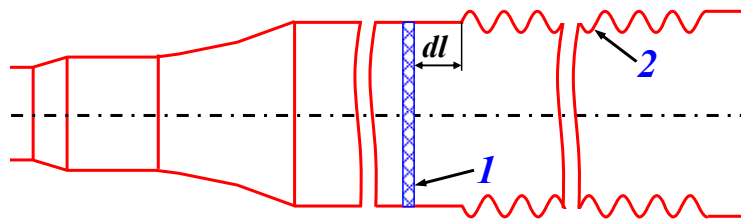


Рис.1.23. Схематическое изображение электродинамической системы гиротрона с селективным брэгговским отражателем: 1 – вакуумное диэлектрическое окно, 2 – брэгговская структура.

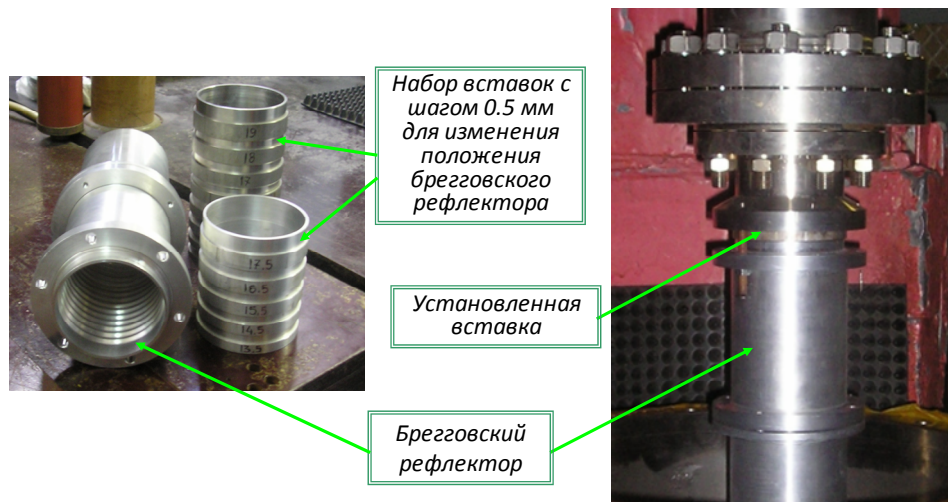


Рис.1.24. Внешний вид брэгговского рефлектора и набор вставок с шагом 0.5 мм для изменения его положения.

На Рис.1.25 показаны полученные на основе уравнения неоднородной струны зависимости собственных частот и добротностей трех соседних продольных мод резонатора гиротрона при изменении расстояния до отражателя. Согласно расчетам

добротности первой и второй мод сравниваются при расстоянии до отражателя dl порядка 16 мм, а добротности второй и третьей мод при $dl \approx 13-14$ мм. Соответственно, в этих условиях должны наблюдаться автомодуляционные режимы генерации с одновременным возбуждением указанных мод.

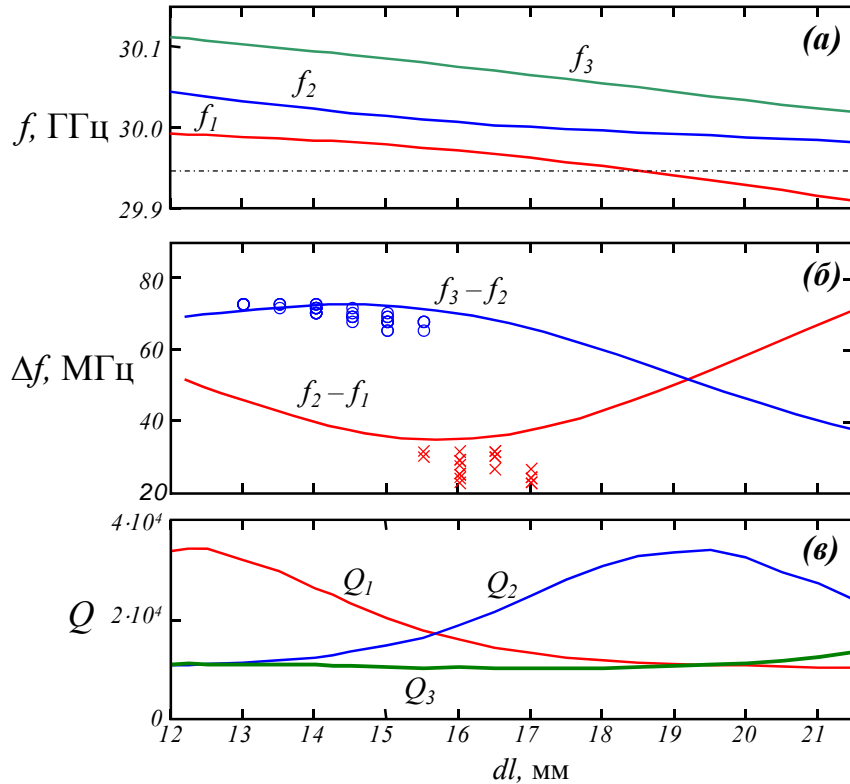


Рис.1.25. Расчетные зависимости собственных частот продольных мод (а), разности частот между ними (б) и добротностей мод (в) от положения отражателя.

Знаками (\times) и (\circ) показаны экспериментально получены частоты НЧ (\times) и ВЧ (\circ) автомодуляции. Штрих-пунктирная линия соответствует критической частоте рабочей моды.

Результаты экспериментальных исследований в значительной степени подтвердили сделанные оценки. При варьировании положения рефлектора в предсказанных на основе теоретического анализа областях были зарегистрированы две области генерации периодически модулированных сигналов с частотами модуляции $(23 \div 32) \pm 1$ МГц и $(66 \div 73) \pm 1$ МГц, которые в дальнейшем будем называть режимами НЧ- и ВЧ автомодуляции. Типичные осциллограммы огибающих СВЧ-импульсов в этих режимах представлены на Рис.1.26.

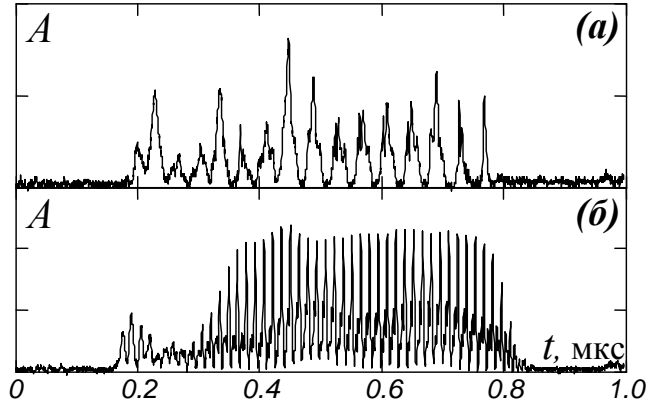


Рис.1.26. Осциллограммы СВЧ импульсов: (а) – в режиме НЧ автомодуляции при $dl=16$ мм, $H_0 = 14.15$ кЭ; (б) – в режиме ВЧ автомодуляции при $dl=15$ мм, $H_0 = 14.5$ кЭ.

Сравнение экспериментальных данных с расчетными значениями межмодового расстояния и добротностей продольных мод позволили сделать вывод, что НЧ-модуляция соответствовала режиму одновременного возбуждения первой и второй, а ВЧ-модуляция – второй и третьей продольных мод (Рис.1.25б). Отметим также, что ВЧ модуляция, по сравнению с НЧ модуляцией, реализуется при больших магнитных полях, когда эффективность взаимодействия с первой модой значительно снижается что, фактически, исключает ее из взаимодействия, несмотря на высокую добротность при соответствующих значениях расстояния до резонатора.

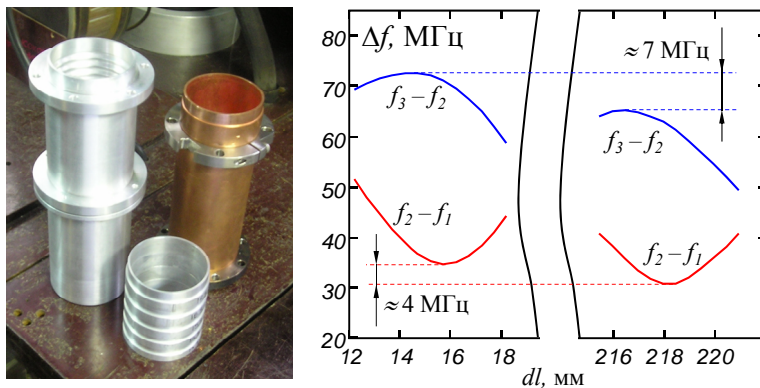


Рис.1.27. Внешний вид дополнительной вставки длиной 200 мм и расчетные зависимости расстояния между продольными модами.

Для проверки возможности управления частотой автомодуляции отражатель, с помощью дополнительной вставки, был удален на расстояние 200 мм. В соответствии с расчетами расстояние между первой и второй и второй и третьей продольными модами в этом случае должно уменьшиться на 4 и 7 МГц, соответственно (Рис.1.27).

Экспериментально наблюдаемый в этой конфигурации диапазон частот для НЧ-модуляции составил 26÷30 МГц, для ВЧ-модуляции - 61÷65 МГц (Рис.1.28). В совокупности эти данные демонстрируют возможность управления частотой автомодуляции путем изменения положения отражателя.

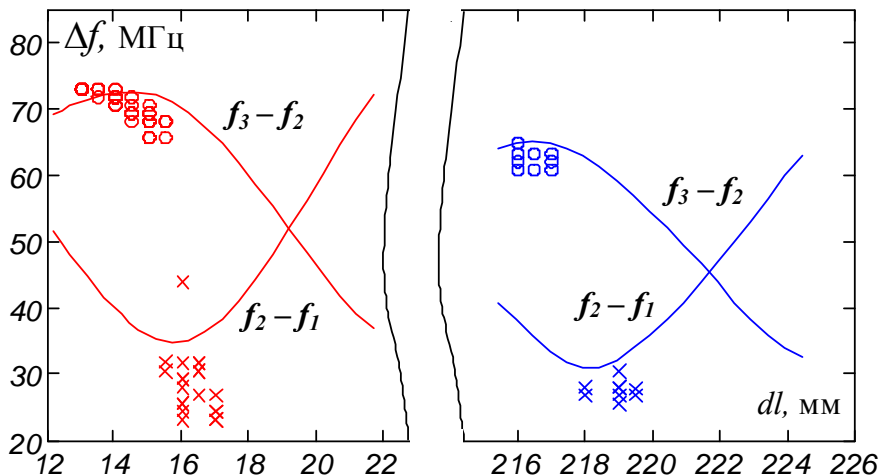


Рис.1.28. Расчетные зависимости разности частот между продольными модами (а) и добротностей мод (б) от положения отражателя и частоты НЧ (×) и ВЧ (○) автомодуляции.

Средняя мощность генерации в режиме НЧ автомодуляции составляла 400 кВт при КПД порядка 3%, в режиме ВЧ автомодуляции мощность не превышала 200кВт. Столь низкие значения эффективности генерации, очевидно, связаны с неоптимальными параметрами системы: длиной однородного участка резонатора и током инжекции. Повышение эффективности системы может быть достигнуто за счет снижения рабочих токов. В экспериментах при снижении тока пучка до 15-20 А в отдельных импульсах был зарегистрирован КПД до 8%. Вместе с тем, возможности уменьшения тока пучка ограничивались ухудшением качества пучка, связанным с уменьшением температуры катода и, как следствие, с нарушением однородности и существенной нестабильностью эмиссии.

1.2.3. Хаотические режимы генерации мегаваттного уровня мощности в релятивистском гиротроне диапазона 9 ГГц с отражениями от диафрагмы

Как известно, для достижения хаотических режимов генерации необходимо увеличивать превышение рабочего тока над стартовыми значениями. Однако в рассмотренном выше гиротроне на моде TE_{53} подобное увеличение ограничивалось

развитием СВЧ пробоев в связи с сопутствующим ростом средней мощности излучения. В этой связи были инициированы эксперименты по исследованию нестационарных режимов работы в релятивистском гиротроне диапазона 9 ГГц, работающего на электропрочной моде TE_{01} [2*]. Максимальная выходная мощность данного гиротрона в стационарном режиме генерации достигала 7 МВт при длительности СВЧ импульса ~ 6 мкс [48,76]. На Рис.1.29 показаны характерные импульсы ускоряющего напряжения и выходного СВЧ-излучения и спектр сигнала в режиме стационарной генерации.

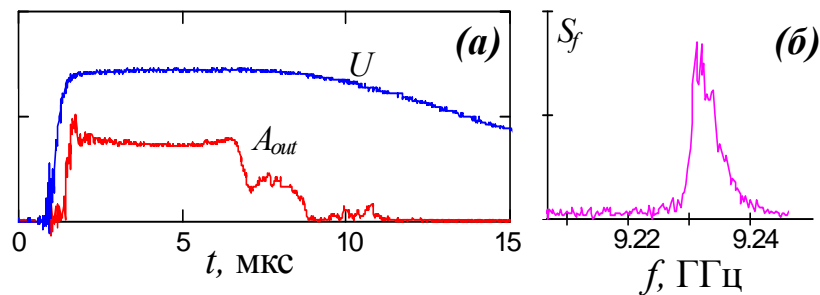


Рис.1.29. Типичные импульсы ускоряющего напряжения и СВЧ-излучения (а) и спектр сигнала (б) в режиме стационарной генерации релятивистского гиротрона диапазона 9 ГГц.

При проведении экспериментов по наблюдению нестационарных режимов с целью снижения влияния эффектов высокочастотного пробоя было принято решение расположить отражатель внутри вакуумного объема на предельно возможном расстоянии, равном 54 см. Низкий индекс рабочей моды позволил применить отражатель в виде диафрагмы с профилем дуги окружности (Рис.1.30а). Отражатель изготавливался из бескислородной меди и соединялся с выходным волноведущим трактом фланцевым соединением. С помощью панорамного измерителя КСВН типа Р2-61 были выполнены измерения коэффициента отражения, которые показали хорошее соответствие с расчетными данными (Рис.1.30б). На рабочей частоте гиротрона 9.2 ГГц значение коэффициента отражения составило около 75% (по мощности).

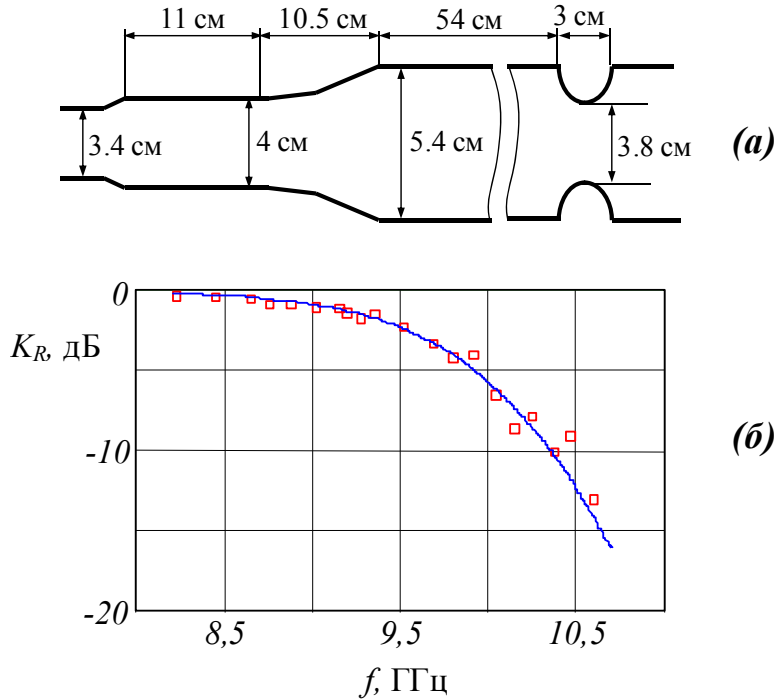


Рис.1.30. (а) Схематическое изображение электродинамической системы исследуемого гиротрона. (б) Расчетная зависимость коэффициента отражения от частоты (сплошная линия) и измеренные значения (\square).

Для более детального анализа нестационарных процессов в исследуемом гиротроне было проведено прямое численное моделирование на основе PIC-кода KARAT. Вследствие аксиальной симметрии системы и рабочей моды использовала двумерная версия кода. В моделировании предполагалось, что в резонатор гиротрона инжектируется винтовой электронный пучок с энергией 230 кэВ и нулевым разбросом по поперечным скоростям. Использование сниженного значения ускоряющего напряжения было связано с тем, что в эксперименте при превышении этого значения развивались пробой электродинамической системы. Питч-фактор выбирался равным 1, что соответствовало результатам специального моделирования формирования винтового пучка в магнетронно-инжекторной пушке. Размер ячейки счетной сетки составлял 0.6x0.8 мм, число макрочастиц – 200 на 1 А тока пучка.

На Рис.1.31 представлена геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц в процессе моделирования. Электроны двигались в магнитном поле соленоида, профиль которого был близок к однородному на участке от 0 до 30 см. Далее имело место осаждение электронного пучка на стенку волновода в спадающем магнитном поле. Следует отметить, что в моделировании электроны осаждались на расстоянии ~ 10 см от раскрыва резонатора, в то время как в эксперименте эта величина

составляла порядка 50 см. Тем не менее, результаты моделирования стационарных режимов показывают, что в выходном волноводе с радиусом, существенно превышающим критическое значение, взаимодействием пучка с выходным излучением можно пренебречь, поскольку в этой области условия циклотронного резонанса на частоте излучения существенно нарушены.

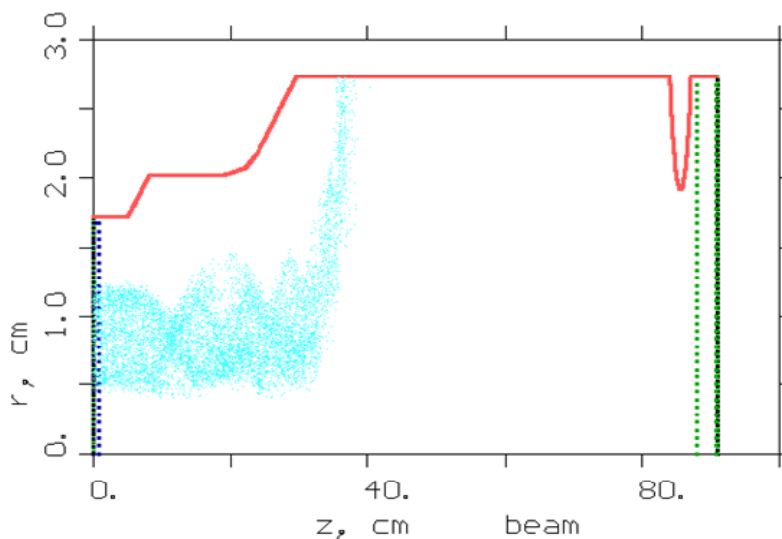


Рис.1.31. Геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц в PIC-моделировании.

На Рис.1.32 показаны формы выходного сигнала и спектры излучения, а на Рис.1.33 – спектры огибающей сигнала и фазовые портреты при изменении тока инжекции. Для реконструкции фазового портрета системы использовался известный метод, описанный, например, в [85], при котором на плоскости $(|A(t + \tau)|, |A(t)|)$, где $|A(t)|$ – зависимость амплитуды выходного сигнала от времени на выходе системы, наносились точки, соответствующие состоянию системы в последовательные моменты времени. Здесь τ – время задержки, которое выбиралось равным примерно 1/4 периода автомодуляции.

Моделирование показало, что режимы периодической автомодуляции возбуждаются при токах свыше 25 А (Рис.1.32а, 1.33а). Частота автомодуляции при этом составляет около 50 МГц, что близко к расчетному значению расстояния между первой и второй продольными модами равному 56 МГц. Дальнейший рост тока инжекции приводит к усложнению спектра излучения и переходу к хаотической автомодуляции при токах порядка 140 А (Рис.1.32д, 1.33д). Следует отметить, что при токах ~100 А и 115 А в моделировании наблюдались бифуркация последовательного

удвоения периода (Рис.1.32в,г, 1.33в,г) что является одним из признаков перехода к хаотическим режимам генерации.

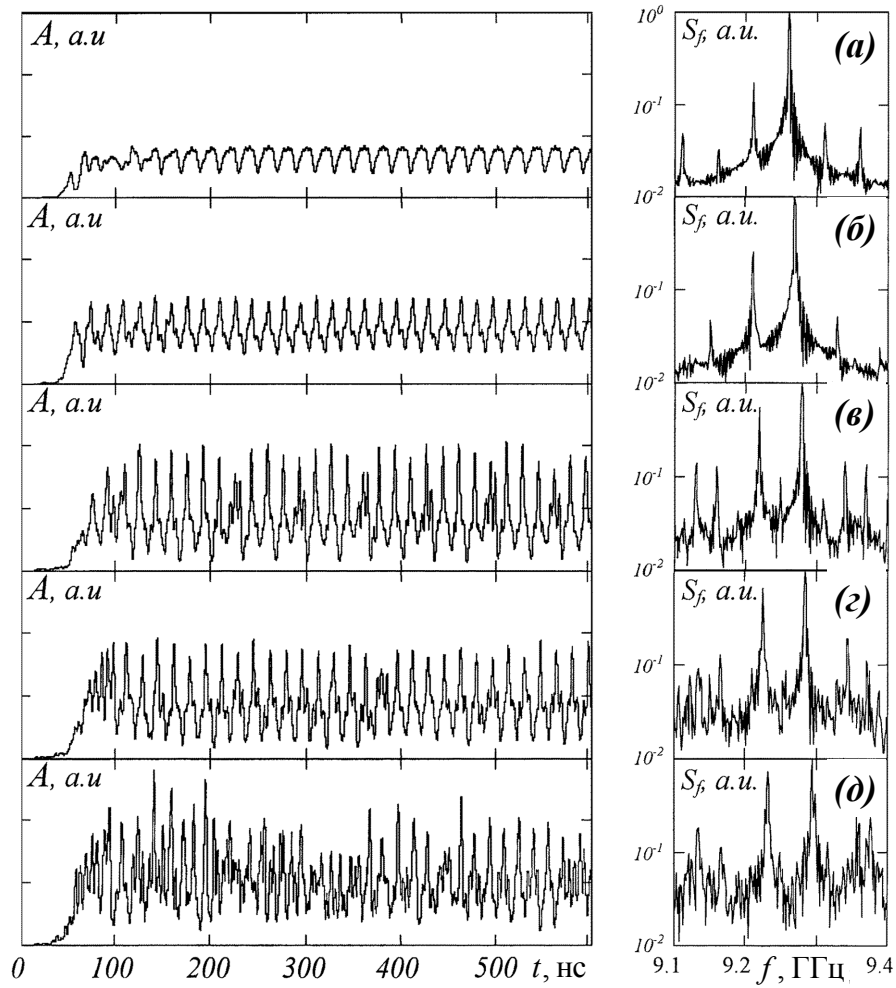


Рис.1.32. Результаты PIC-моделирования: изменение формы выходного сигнала и модификация спектра излучения при увеличении тока инжекции пучка: (а) – 30 А; (б) – 60 А; (в) – 100 А; (г) – 115 А; (е) – 140 А.

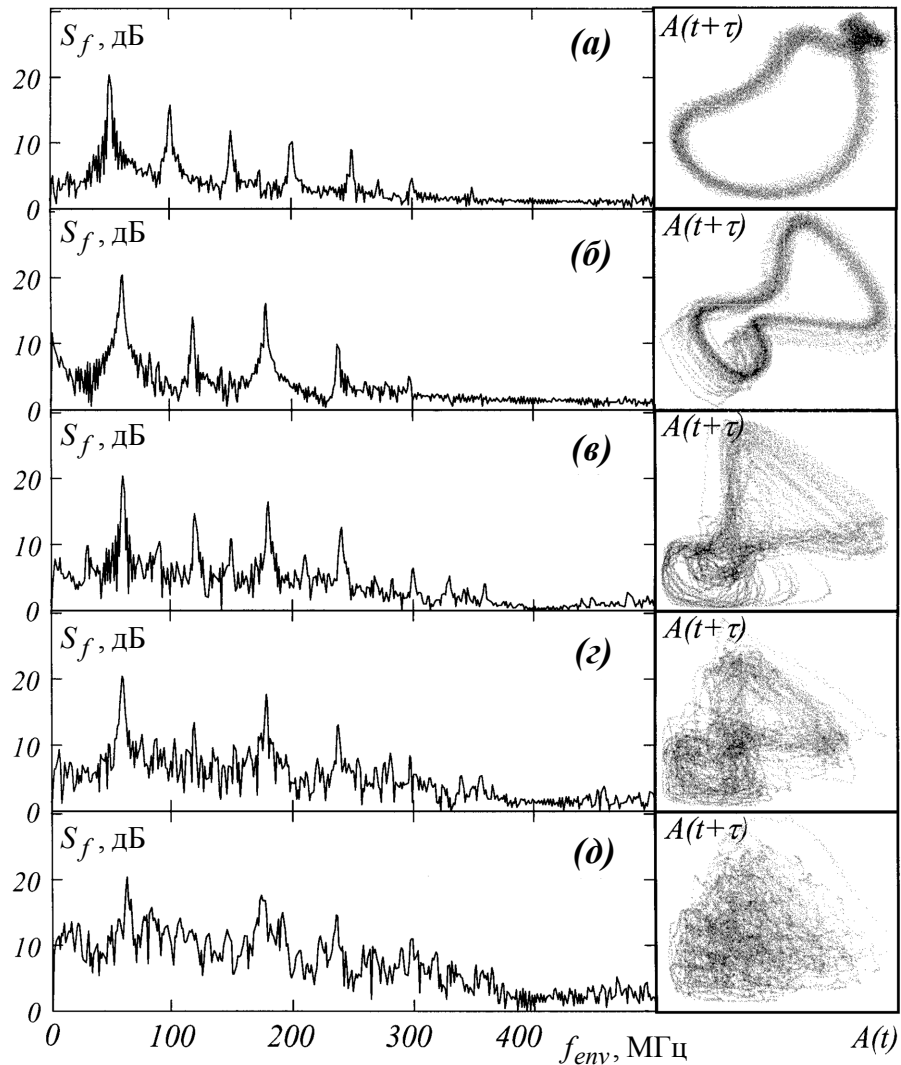


Рис.1.33. Результаты PIC-моделирования: изменение спектра огибающей выходного сигнала и фазового портрета при увеличении тока инжекции пучка: (а) – 30 А; (б) – 60 А; (в) – 100 А; (г) – 115 А; (д) – 140 А.

Экспериментальные исследования проводились на базе ускорителя "Сатурн" (см. п.1.2.2). При токах пучка менее 20 А генерация носила стационарный характер. При увеличении тока до 25 А наблюдались режимы периодической автомодуляции (Рис.1.34а, 1.35а). Частота автомодуляции при этом составляет около 59 МГц. Дальнейшее увеличение тока инжекции приводило к усложнению формы и спектра сигнала (Рис.1.34б, 1.35б). При токе 78 А имело место удвоение периода автомодуляции (Рис.1.34в, 1.35в), а при токе 80 А наблюдался режим хаотической автомодуляции (Рис.1.34г, 1.35г).

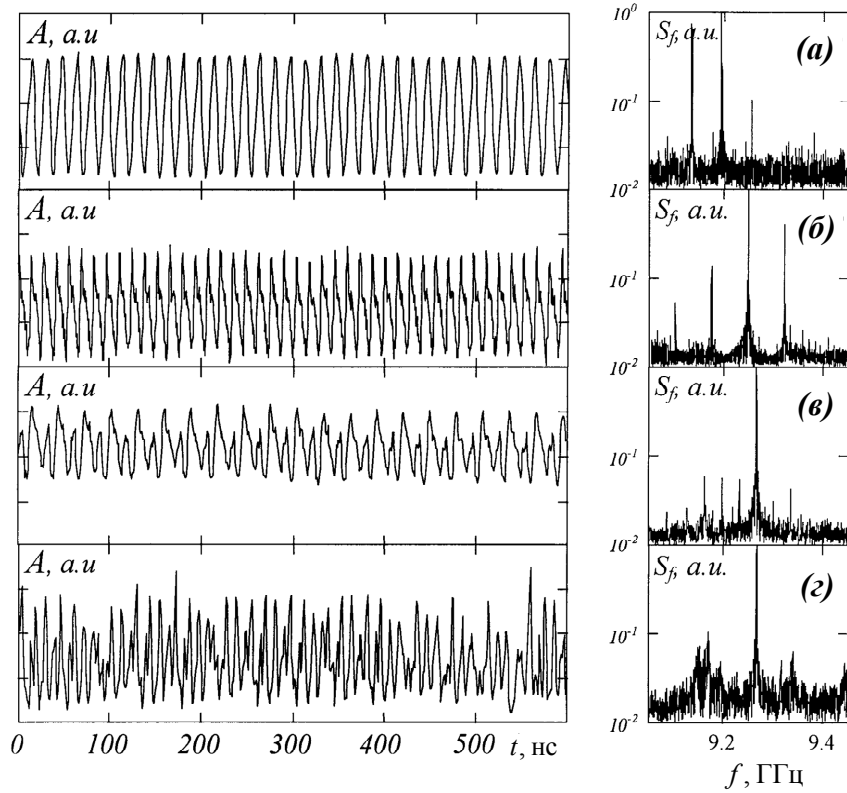


Рис.1.34. Результаты экспериментов: изменение формы выходного сигнала и спектра излучения при увеличении тока пучка: (а) – 26 А; (б) – 69 А; (в) – 78 А; (г) – 80 А.

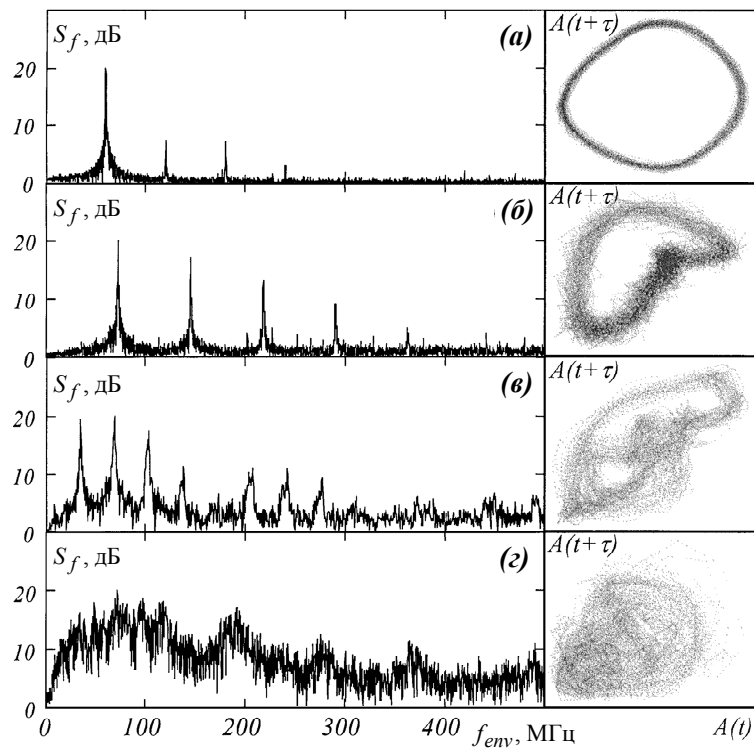


Рис.1.35. Результаты экспериментов: изменение спектра огибающей выходного сигнала и фазового портрета при увеличении тока пучка: (а) – 26 А; (б) – 69 А; (в) – 78 А; (г) – 80 А.

На Рис. 1.36 для тока инжекции 80 А построена автокорреляционная функция, определяемая как

$$K(t_{del}) = \frac{1}{T} \int_0^T (|A(0, t') - \overline{|A|}|) \cdot (|A(0, t' + t_{del}) - \overline{|A|}|) dt' \quad (1.13)$$

где T - время реализации, на котором вычисляется указанная функция, $\overline{|A|}$ - среднее по времени реализации значение модуля амплитуды поля [86]. Вид данной функции, характеризующийся быстрым спадом к нулевому значению, также подтверждает хаотический характер автомодуляции.

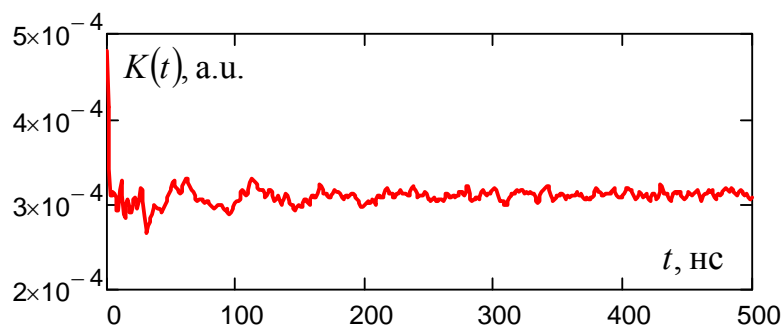


Рис.1.36. Автокорреляционная функция огибающей выходного сигнала при токе инжекции 80 А.

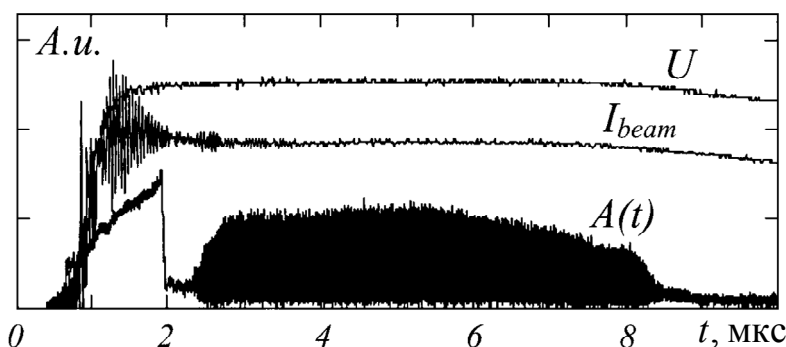


Рис.1.37. Характерные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения U , тока пучка I_{beam} и огибающей СВЧ импульса $A(t)$ в автомодуляционном режиме генерации.

Отметим, что глубина модуляции в нестационарных режимах достигала 100%, при этом длительность СВЧ-импульсов соответствовала длительности "полки" импульса ускоряющего напряжения (Рис.1.37). Максимальная выходная мощность в режимах периодической и хаотической автомодуляции достигала 2.2 МВт при КПД около 12% и 1.6 МВт при КПД около 8%, соответственно. При снижении коэффициента отражения до уровня 50% в режимах периодической автомодуляции

была достигнута средняя мощность на уровне 2.8 МВт при КПД 15%, а в режимах хаотической автомодуляции – 2.5 МВт при КПД 17%. Вместе с тем, глубина модуляции в этом случае не превышала 60%.

При определенных условиях в эксперименте удавалось зарегистрировать вторую бифуркацию удвоения периода. Так, в одном из импульсов было зарегистрировано четыре характерных режима генерации, перестройка между которыми происходила вследствие изменения энергии и тока электронного пучка на полке импульса ускоряющего напряжения (Рис.1.38). Режим I соответствовал периодической автомодуляции, режимы II,III – автомодуляции с удвоенным и учетверенным периодом, соответственно, режим IV – хаотической автомодуляции.

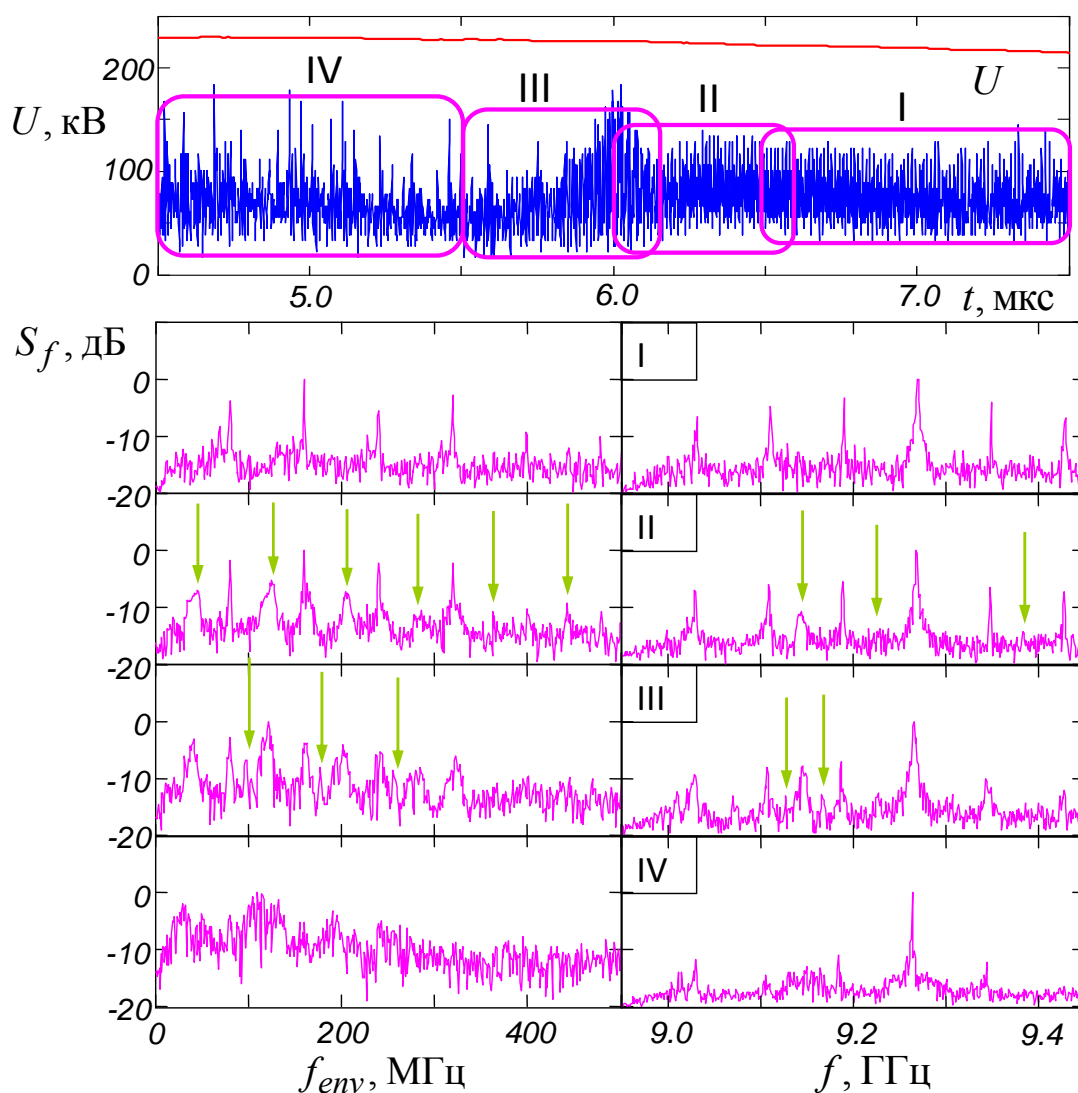


Рис.1.38. Бифуркации последовательного удвоения периода при изменении величины ускоряющего напряжения.

1.3. Теоретические и экспериментальные исследования нестационарных режимов генерации в gyro-ЛОВ с внешними отражениями

1.3.1. Модель и основные уравнения

Еще в первых работах по исследованию нестационарной динамики гиротронов было показано, что режим взаимодействия электронного пучка со встречной волной, обеспечивающей внутреннюю распределенную обратную связь, характеризуется гораздо меньшими бифуркационными значениями параметра тока, при которых происходит переход к нестационарным режимам генерации [10]. Как будет показано далее, введение отражений выходного сигнала позволяет дополнительно снизить бифуркационные значения токов [4*]. При проведении теоретического анализа в случае, когда электронный пучок преимущественно взаимодействует с обратной волной, представляется целесообразным сведение задачи к более простой модели gyro-ЛОВ с запаздывающей обратной связью. При этом из уравнений движения можно исключить также слагаемое $\partial p_+ / \partial \tau$, ответственное за наклон дисперсионной характеристики и учет взаимодействия с попутной волной. Тогда, полагая в уравнениях (1.2) $\Delta = -|\Delta|$, $|\Delta| \gg 1$, а также представляя амплитуду поля и поперечный импульс электронов в виде $a = \tilde{a}e^{i\Theta}$, $p_+ = \tilde{p}e^{i\Theta/s}$, где $\Theta = |\Delta|Z + \Delta^2\tau$, получим

$$\frac{\partial \tilde{a}}{\partial Z} - \frac{\partial \tilde{a}}{\partial \hat{\tau}} = \frac{I_0}{4\pi|\Delta|} \int_0^{2\pi} \tilde{p}^n d\theta_0, \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial Z} + i \frac{\tilde{p}}{n} (|\tilde{p}|^2 - 1) = \tilde{a} (\tilde{p}^*)^{n-1},$$

где $\hat{\tau} = 2|\Delta|\tau$, что с точностью до нормировок совпадает с нестационарными уравнениями gyro-ЛОВ, исследованными в работах [87,88]. При записи (1.14) считалось, что волновод имеет регулярный профиль $\delta(Z) = 0$. Отражения выходного сигнала с коэффициентом R и временем запаздывания T моделировались следующими граничными условиями:

$$\tilde{a}(Z = L, \hat{\tau}) = R \cdot \tilde{a}(Z = 0, \hat{\tau} - T), \quad (1.15)$$

где L – нормированная длина пространства взаимодействия. Фактически учитывалось, что при попутном распространении (после отражения от закритического сужения на катодном конце системы) взаимодействие электронов с волной отсутствует.

Моделирование проводилось для параметров стенда технологического гиротрона, работающего на моде TE_{11} на второй гармонике гирочастоты [50].

Электродинамическая система гиротрона включала в себя резонатор с длиной однородного участка 12 см и радиусом 3.64 мм, сопряженного плавным переходом с выходным волноводом радиусом 1 см. Энергия винтового электронного пучка с радиусом инжекции 2 мм и питч-фактором 1.5 составляла 17.5 кэВ при токе 3.5 А. Время задержки рассчитывалось, исходя из расстояния до отражателя равного 250 мм, и составляло около 5 нс. Для такой конфигурации нормированные значения параметров составили $L = 11$, $I_0 = 0.35$, $T = 5$.

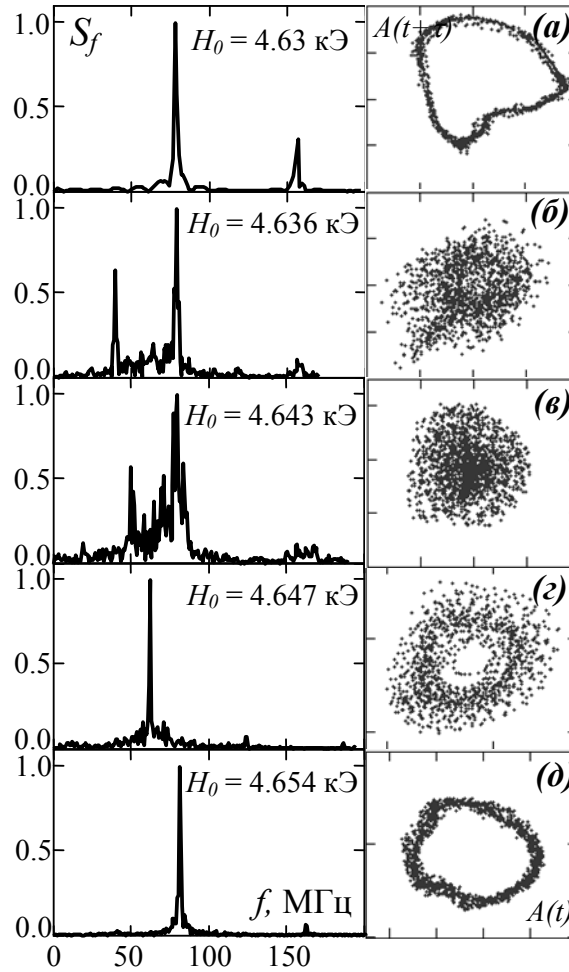


Рис.1.39. Результаты моделирования гиро-ЛОВ с отражениями: спектр выходного сигнала (слева) и фазовый портрет (справа) при изменении магнитного поля.

При отсутствии отражений стартовое значение параметра тока исследуемой гиро-ЛОВ составило $I_{start} \approx 0.02$, а переход к нестационарным режимам генерации происходил при превышении тока над стартовым значением $I_0/I_{start} \geq 25$. Введение запаздывающих отражений с $R = 0.2$ обеспечило одновременное снижение стартового

тока до уровня $I_{start}^{ref} \approx 0.015$ и величины превышения тока до уровня $I_0 / I_{start}^{ref} \approx 20$. Моделирование показало, что нестационарные режимы генерации реализуются в достаточно широком диапазоне магнитных полей 4.63÷4.65 кЭ (Рис.1.39). При этом хаотическая автомодуляция занимает область с относительной шириной по магнитному полю ~0.15% (Рис.1.39б,в).

1.3.2. Экспериментальное наблюдение автомодуляционных и хаотических режимов генерации в giro-ЛОВ с внешними отражениями

Схема и внешний вид гиротрона, использованного в экспериментальных исследованиях, представлены на Рис.1.40. Генератор работал в импульсном режиме с длительностью импульса около 30 мкс и частотой повторения до 5 Гц. Диагностическая система включала в себя цифровой осциллограф с частотой дискретизации до 1 ГГц для регистрации огибающей выходного излучения и твердотельный калориметр для регистрации излученной энергии.

На первом этапе были выполнены частотные измерения без внешнего отражателя в условиях взаимодействия пучка с обратной волной. На Рис.1.41а показана соответствующая дисперсионная диаграмма, на Рис.1.41б – расчетные значения частоты синхронизма и экспериментально измеренные значения частоты генерации.

Для создания запаздывающей обратной связи к выходному окну за пределами вакуумного объема пристыковывался специальный узел, включающий в себя отрезок волновода, отражатель, ответвитель на детектор для измерения огибающей сигнала и фланец для стыковки с калориметрической нагрузкой. Относительно небольшая мощность генерации (в пределах единиц киловатт) и импульсный характер работы делали минимальным риск развития ВЧ пробоев, в силу чего внешний отражатель изготавливался с трапецевидным профилем. Общая схема включения отражателя и внешний вид соответствующего узла экспериментальной установки представлены на Рис.1.42.

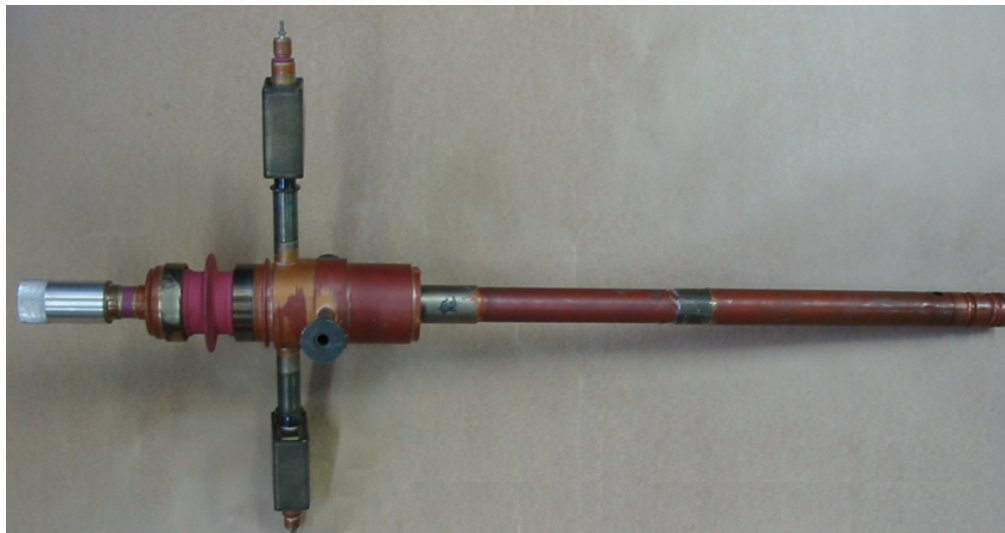
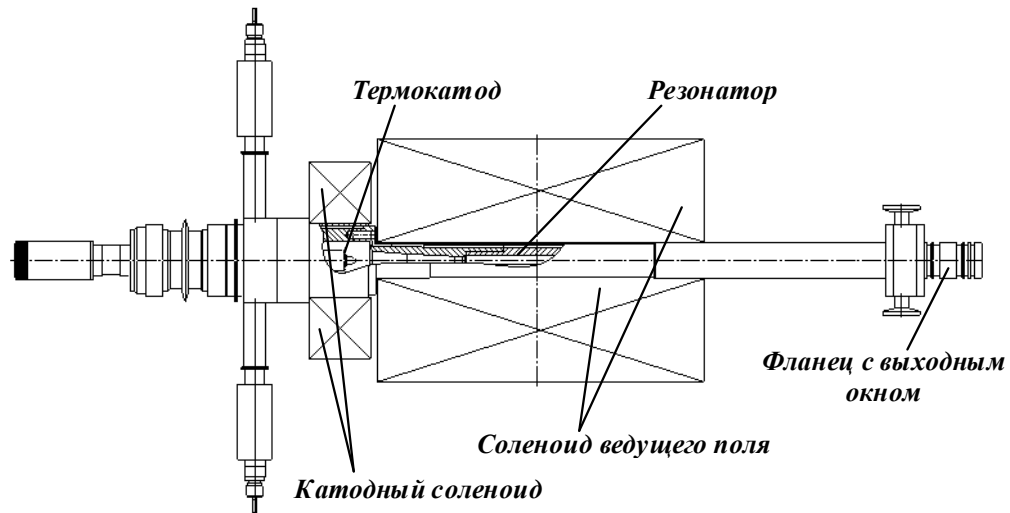


Рис.1.40. Схема и внешний вид гиротрона диапазона 24.5 ГГц.

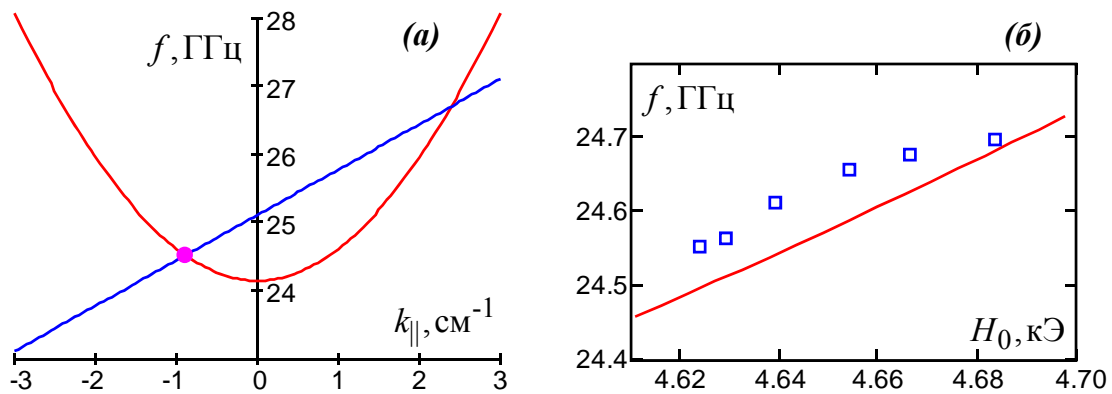
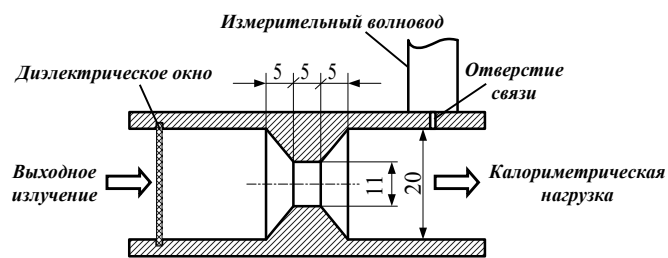
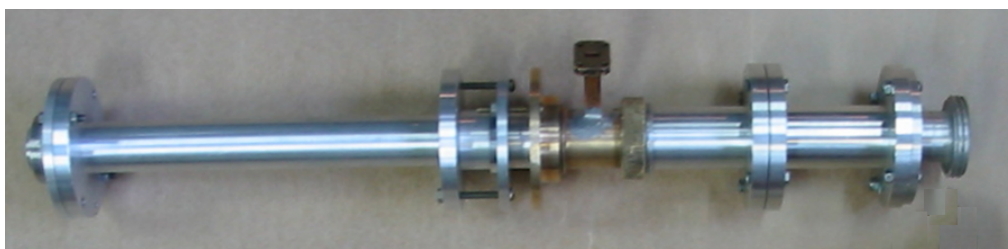


Рис.1.41. (а) Дисперсионная диаграмма рабочей TE_{11} моды и электронного пучка для взаимодействия в режиме giro-ЛОВ. (б) Расчетная зависимость частоты синхронизма (сплошная линия) и измеренные значения частоты стационарной генерации (\square) от величины ведущего магнитного поля в отсутствие внешнего отражателя.



(a)



(б)

Рис.1.42. (а) Схема включения отражателя и диагностических компонент. (б) Фотография соответствующего узла экспериментальной установки.

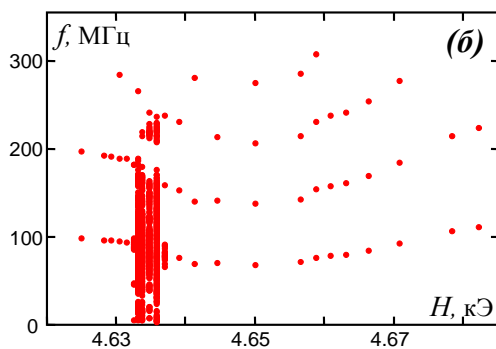
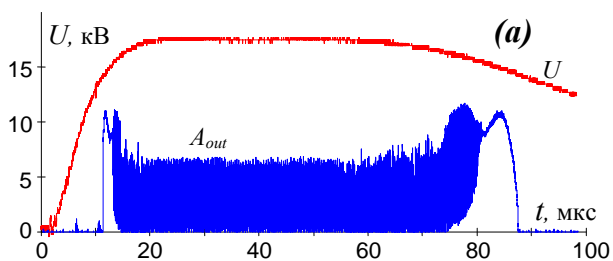


Рис.1.43. Результаты экспериментов: (а) осциллограмма импульса ускоряющего напряжения и огибающей выходного сигнала, (б) зависимость значений максимумов спектра огибающей выходного сигнала (на уровне выше -25 дБ) от величины ведущего магнитного поля.

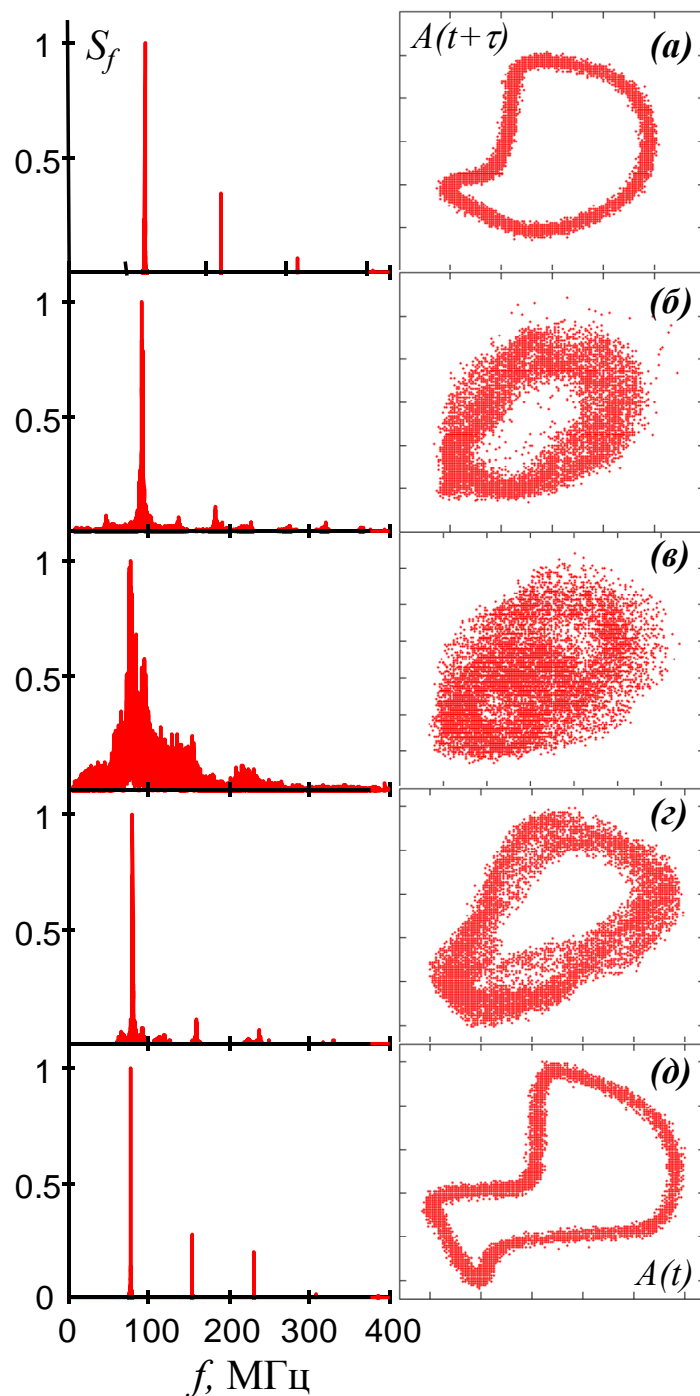


Рис.1.44. Результаты экспериментов: спектр огибающей выходного сигнала (слева) и фазовый портрет (справа) при изменении магнитного поля: (а) - $H_0 \approx 4.600$ кЭ, (б) - $H_0 \approx 4.633$ кЭ, (в) - $H_0 \approx 4.636$ кЭ, (г) - $H_0 \approx 4.637$ кЭ, (д) - $H_0 \approx 4.639$ кЭ.

После установки отражателя в интервале магнитных полей 4.6÷4.685 кЭ устойчиво регистрировались автомодуляционные режимы генерации с максимальной мощностью излучения до 100 Вт. На Рис.1.43а представлена типичная осциллограмма

импульса ускоряющего напряжения и огибающей выходного сигнала. Для построения спектра огибающей выбирался участок импульса в интервале 25÷55 мкс, где изменение ускоряющего напряжения не превышало 3%. На Рис.1.43б представлена интегральная картина изменения частот спектральных компонент на уровне выше -25 дБ при изменении магнитного поля. Переход от периодической к хаотической автомодуляции происходил при увеличении магнитного поля от 4.6 до 4.636 кЭ, при этом была зарегистрирована бифуркация удвоения периода (Рис.1.44б). Непосредственно режим хаотической автомодуляции наблюдался в диапазоне 4.634-4.636 кЭ. Дальнейший рост магнитного поля приводил к обратному переходу в режим периодической автомодуляции. В целом, полученная картина режимов находится в хорошем соответствии с результатами моделирования (Рис.1.39).

Отметим, что наблюдаемая в эксперименте ширина спектра огибающей сигнала в режиме хаотической генерации составляла около 100 МГц (Рис.1.44в), что практически вдвое превышало значение ширины спектра, полученное в моделировании (Рис.1.39в). Данный факт может быть объяснен изменением ускоряющего напряжения в интервале сбора данных для расчета спектра. Оценки на основе условия синхронизма $\omega - k_{||}v_{||} = 2\omega_H$ показывают, что для 3% изменения энергии электронов, которое имело место в эксперименте, частота синхронизма ω меняется на величину порядка 30 МГц. В свою очередь, это приводит к непрерывному сдвигу центральной частоты генерации на протяжении импульса напряжения и соответствующему уширению спектра.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Управление периодом автомодуляции в черенковской ЛОВ с внешним отражателем

Классическая лампа обратной волны (ЛОВ) черенковского типа является во многих отношениях "эталонным" генератором, характерные особенности динамики которого проявляются во многих других типах вакуумных СВЧ генераторов. В этой связи, представляет интерес исследование влияния внешних отражений на нестационарные режимы генерации черенковской ЛОВ с точки зрения возможности управления характеристиками таких режимов.

Рассмотрим модель ЛОВ с электродинамической системой в виде отрезка гофрированного волновода круглого сечения, запитываемого трубчатым электронным пучком. Предположим, что часть сигнала с выхода ЛОВ отражается от рефлектора с коэффициентом отражения R и с задержкой t_0 поступает на вход генератора (Рис.П1.1). Также как при анализе giro-ЛОВ с отражениями, будем считать, что на обратном проходе взаимодействие с электронным потоком отсутствует.

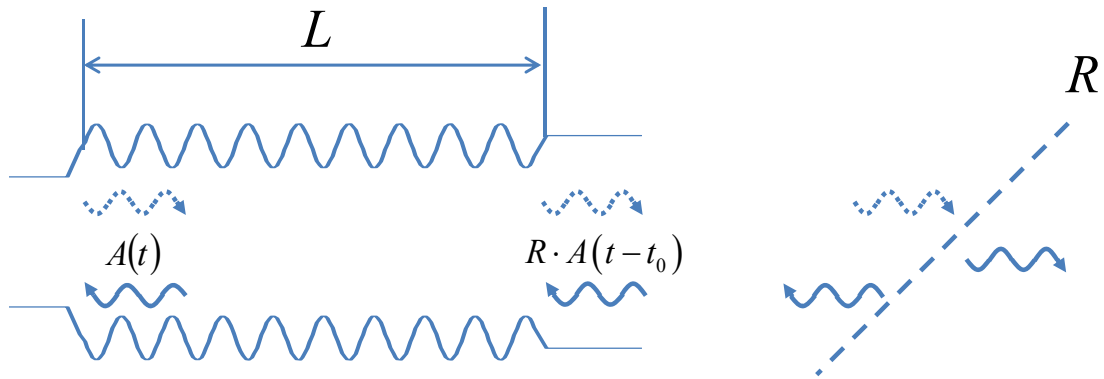


Рис.П1.1. Модель ЛОВ с внешними отражениями.

Полагая относительно малыми изменения энергии электронов в процессе взаимодействия, можно описать электронно-волновое взаимодействие в ЛОВ известной системой самосогласованных уравнений [89,67]:

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} - \frac{\partial A}{\partial \zeta} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad (\text{П1.1})$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} = -\text{Re}(Ae^{i\theta})$$

с начальными и граничными условиями:

$$A|_{\tau=0} = A_0(\zeta), \quad A(\zeta = L, \tau) = R \cdot A(\zeta = 0, \tau - \tau_0), \quad \theta|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi) \quad (\text{П1.2})$$

Здесь использованы следующие нормированные переменные: $\zeta = C\omega z / v_0 \gamma_0^2$ - продольная координата, L - безразмерная длина пространства взаимодействия в той же нормировке, $\tau = C\omega(t - z/v_0) / \gamma_0^2 (1 + v_0/v_{gr})$ - временная переменная, τ_0 - время задержки в той же нормировке, $A = \gamma_0 e E_z / C^2 \omega m v_0$ - амплитуда синхронной пространственной (-1)-й гармоники поля излучения, $\theta = \omega t + (h - \bar{h})z$ - фаза электронов относительно синхронной гармоники поля, $\bar{h} = 2\pi/d$, d - период гофрировки, h - модуль продольного волнового числа основной пространственной гармоники, $C = (\gamma_0^3 e I_b |Z| / 2m v_0^2)^{1/3}$ - параметр Пирса, $|Z|$ - сопротивление связи с замедленной гармоникой, I_b - ток пучка, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, v_0 - начальная поступательная скорость электронов, ω - частота точного синхронизма, выбранная в качестве несущей.

Исследуем далее динамику ЛОВ с параметрами $L = 3.4$, $R = 0.5$, соответствующими режиму глубокой периодической автомодуляции (Рис.П1.2). Введение отражений приводит к образованию эквидистантного спектра продольных мод, частоты которых запишутся в виде:

$$\Omega_n \approx 2\pi n / (L + \tau_0) \quad (\text{П1.3})$$

В данной системе переход к режиму автомодуляции просходит по «частотному» типу, т.е. спектральные линии в режиме автомодуляции близки к собственным «холодным» частотам ЛОВ, а частота автомодуляции Ω_M совпадает с межмодовым расстоянием $\Delta\Omega$ [67].

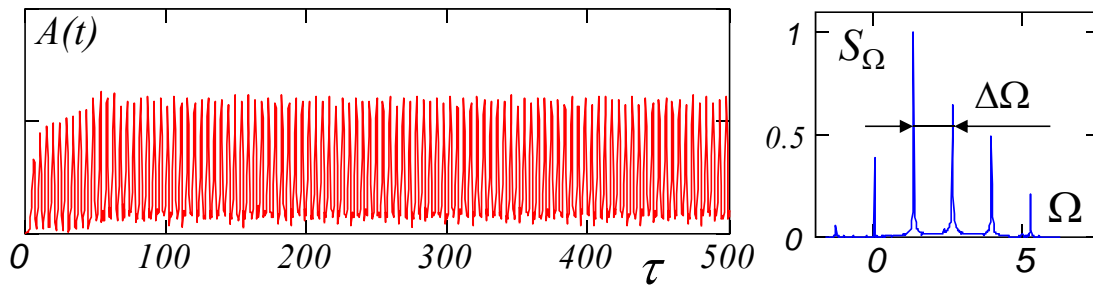


Рис.П1.2. Временная реализация и спектр выходного сигнала ЛОВ с отражениями ($L = 3.4$, $R = 0.5$, $\tau_0 = 1.5$).

В соответствии с (П1.3) частоты продольных мод зависят от времени задержки τ_0 . На Рис.П1.3 представлены изменение разности частот продольных мод $\Delta\Omega$ и частоты автомодуляции Ω_M при увеличении τ_0 . Видно, что минимальное значение Ω_M соответствует частоте автомодуляции в системе без отражений, определяемой нормированным временем прохождения сигнала по цепи обратной связи $\Omega_M = 2\pi/T_M$, $T_M \approx 1.5L$ [89]. При $\tau_0 \approx 2$ происходит скачкообразное изменение частоты автомодуляции от $\Omega_M \approx \Omega_1 \approx 1.16$ до значения $\Omega_M \approx \Omega_2 = 2\Omega_1$. Аналогичный скачок имеет место и при $\tau_0 \approx 6.4$, когда происходит переход от $\Omega_M \approx \Omega_2 \approx 1.28$ до значения $\Omega_M \approx \Omega_3 = 3\Omega_1$. Таким образом, максимальный диапазон перестройки частоты автомодуляции в данной модели составляет $\Delta\Omega_M \approx 2\pi/(L + \tau_{\min})$, где τ_{\min} – минимальное время задержки сигнала, соответствующее расположению отражателя на коллекторном конце лампы.

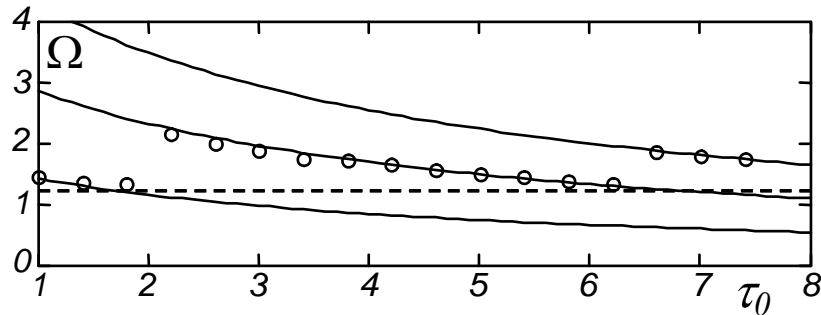


Рис.П1.3. Изменение разности частот продольных мод $\Delta\Omega$ (сплошные линии) и частоты автомодуляции Ω_M (точки) от времени задержки сигнала. Пунктирная линия соответствует значению Ω_M при $R = 0$.

Дополнительное моделирование было проведено на основе 2.5-мерной версии PIC-кода KARAT, позволяющего непосредственно решать уравнения Максвелла в совокупности с уравнениями движения макрочастиц. На Рис.П1.4 представлена геометрия исследуемой системы, мгновенное положение макрочастиц и распределение макрочастиц по продольным скоростям. Параметры гофрировки соответствовали параметрам замедляющей системы ЛОВ 3-см диапазона, в которой экспериментально наблюдались автомодуляционные режимы генерации [90,91]. Трубочатый электронный пучок с энергией 150 кэВ и током 10 А инжектировался с левого края системы. После прохождения замедляющей системы пучок выводился на стенку волновода за счет плавного спадания продольной компоненты ведущего магнитного поля. Отражатель

представлял собой диафрагму, расположенную в выходном волноводе, и имел расчетный коэффициент отражения по мощности около 50% для рабочей моды E_{01} на частоте 8.7 ГГц. Генерируемый сигнал, отраженный от закритического сужения на катодном конце системы, частично отражался от диафрагмы и поступал в пространство взаимодействия лампы.

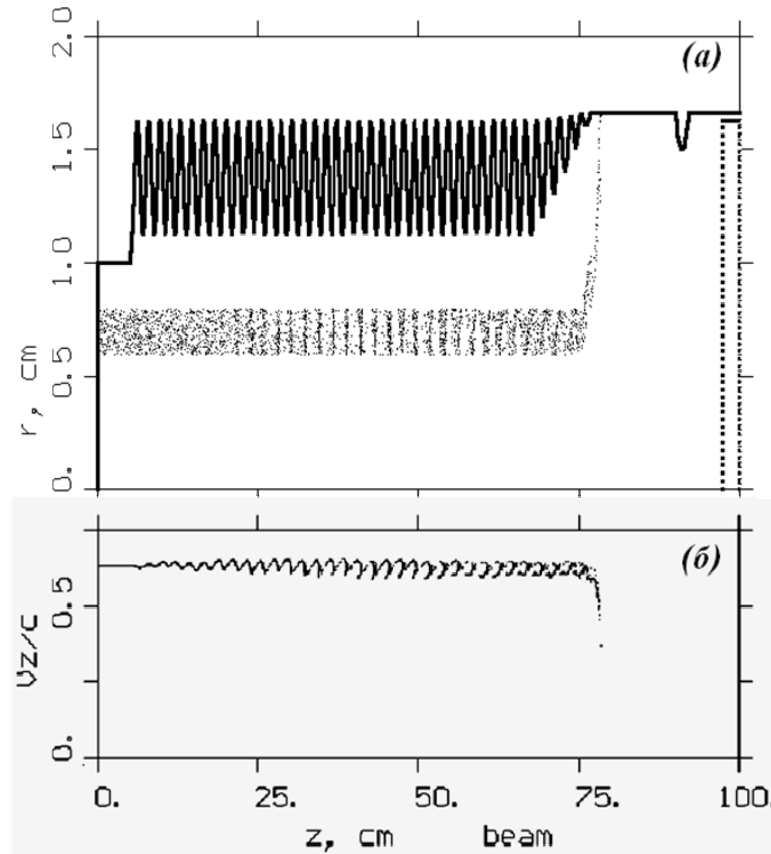


Рис.П1.4. PIC-моделирование релятивистской ЛОВ с внешним отражателем: (а) – геометрия системы и мгновенное положение макрочастиц, (б) – распределение мгновенных значений продольных скоростей макрочастиц.

На Рис.П1.5 представлены зависимости частоты автомодуляции от времени задержки сигнала в цепи обратной связи. Время задержки t_0 менялось от 2.5 нс, для случая, когда отражатель располагался вплотную к замедляющей системе, до 5.8 нс, что соответствовало расстоянию между замедляющей структурой и отражателем равным 105 см. Видно, что при $t_0 \approx 2.8$ нс происходит перескок частоты автомодуляции с 58 МГц до 95 МГц, соответствующий переходу на следующую продольную моду. Затем, по мере увеличения t_0 до 5.8 нс частота автомодуляции снижается до 70 МГц. Характерные спектры выходного сигнала при различных положениях до отражателя представлены на Рис.П1.6.

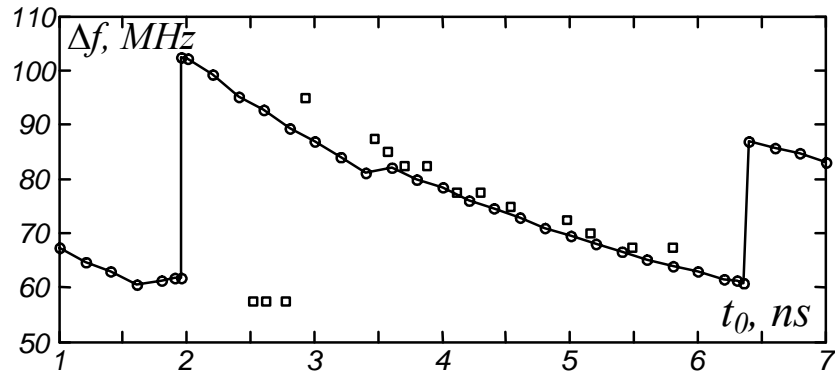


Рис.П1.5. Зависимость частоты автомодуляции от времени задержки сигнала: сплошная линия – моделирование на основе усредненных уравнений, точки – результаты PIC-моделирования.

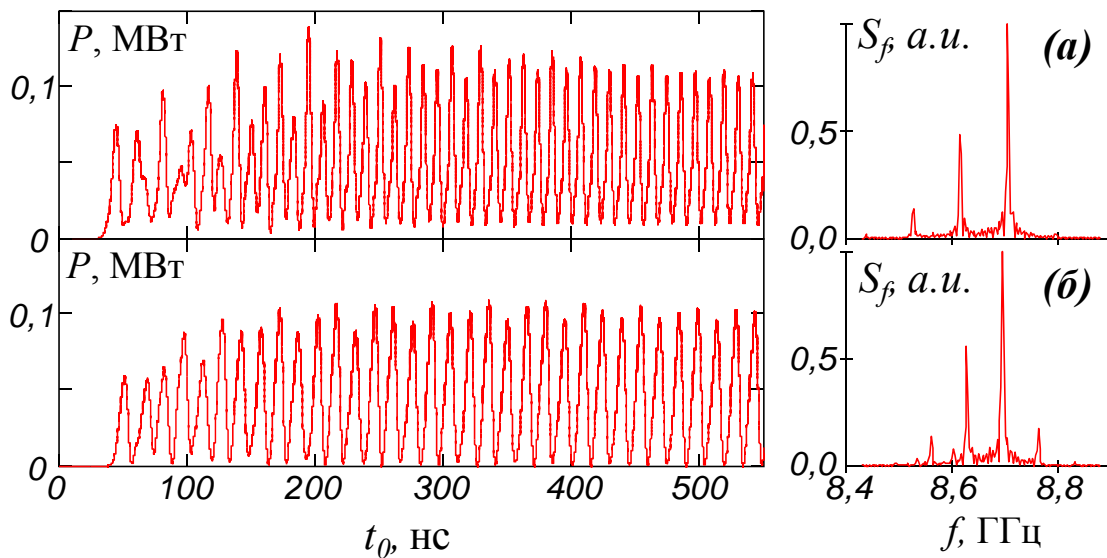


Рис.П1.6. Зависимость выходной мощности от времени и спектры сигналов в PIC-моделировании при различных расстояниях до отражателя: (а) – 18 см ($t_0 \approx 3$ нс); (б) – 105 см ($t_0 \approx 5.8$ нс).

Полученные данные хорошо согласуются с результатами моделирования на основе уравнений (П1.1) с граничными условиями (П1.2) (сплошная линия на Рис.П1.5). Различие во времени задержки, при котором происходит скачкообразное изменение частоты автомодуляции, может быть объяснено влиянием фазы отраженного сигнала, приводящего к смещению спектра продольных мод.

ГЛАВА 2

ДИНАМИКА ГИРОТРОНОВ С БОЛЬШИМ ПРЕВЫШЕНИЕМ НАД ПОРОГОМ В РЕЖИМЕ ПЕРЕКРЫТИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО И НИЗКОЧАСТОТНОГО РЕЗОНАНСОВ

Как было отмечено в Главе 1, обычно в гиротронах бифуркационные значения токов для перехода к нестационарным режимам генерации существенно превосходят рабочие токи электронных пучков. Это справедливо для случая взаимодействия на относительно высоких поперечных модах электродинамических систем, что, в принципе, типично для гиротронов [92]. Вместе с тем, существенное превышение над порогом может быть достигнуто и при типичных для слаборелятивистских гиротронов значениях электронных токов за счет перехода в режим возбуждения низших волноводных мод. Действительно, в соответствии с результатами работы [10], за переход к нестационарным режимам генерации отвечает параметр тока, который в случае взаимодействия на первой циклотронной гармонике имеет вид:

$$I_0 = 16 \frac{eI_b}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^6} G, \quad (2.1)$$

где $G = \frac{J_{m-1}^2(vr_b/r_w)}{(v^2 - m^2)J_m^2(v)}$ – коэффициент связи электронного пучка с рабочей волной.

Таким образом, при фиксированном значении тока электронного пучка I_b увеличение параметра I_0 может быть достигнуто за счет роста коэффициента связи G , что реализуется при снижении индекса рабочей моды. Для иллюстрации этого факта на Рис.2.1 показаны максимальные значения коэффициентов связи для первых девяти ТЕ-мод цилиндрического волновода. Оценки показывают, что при типичных параметрах электронных пучков в непрерывных гиротронных комплексах (энергия электронов 10-30 кэВ, питч-факторы 1.2-1.5 и токи пучков до единиц ампер [93]) величина параметра тока при возбуждении низшей моды ТЕ₁₁ может составлять $I_0 \sim 1 \div 5$, что достаточно для перехода к хаотической генерации. В данной главе исследована динамика гиротронов при больших (100-200 раз) превышениях параметра тока над стартовым значением. При этом в Разделе 2.1 продемонстрирована возможность значительного расширения полосы шумовой генерации в гиротронах до величины порядка 10%. Это может быть обеспечено за счет подбора значения гирочастоты (величины магнитного

поля) таким образом, чтобы были достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный циклотронные резонансы, возникающие при пересечении дисперсионных кривых электронного пучка и рабочей моды (точки 1 и 2 на дисперсионной диаграмме, Рис.2.2).

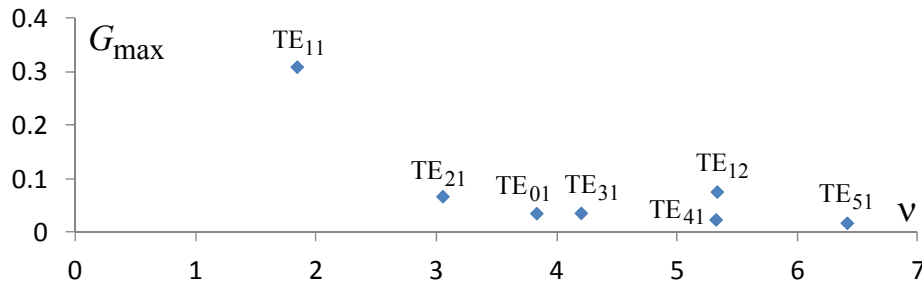


Рис.2.1. Значения максимумов коэффициента связи для мод цилиндрического волновода (ν – собственное число моды).

В этом случае при умеренном превышении над порогом в спектре излучения будут наблюдаться две разнесенные спектральные полосы, который при увеличении надкритичности перекрываются, что приводит, соответственно, к генерации сверхширокополосного излучения.

Принципиальным моментом для анализа указанных режимов в рамках усредненного подхода является учет конечности времени пролета электронов через пространство взаимодействия в уравнениях движения электронов (1.1) (см. также [45,94]). Фактически, это позволяет учесть реальный наклон дисперсионной характеристики электронного потока $\omega - hV_{||0} = n\omega_H$ относительно характеристики волноводной моды $h = c^{-1}\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}$ и, тем самым, корректно описать электронно-волновые процессы в режиме двойного пересечения. В оптимальных условиях максимальная ширина спектра генерации при $I_0 > 1$ определяется частотным интервалом между соответствующими точками пересечения. При этом, в этих условиях в гиротронах могут реализоваться качественно новые режимы, представляющие собой хаотическую последовательность гигантских ультракоротких импульсов – «волн-убийц» – с пиковой мощностью в 100-150 раз превосходящей средний по времени уровень излучения и в 4-6 раз – мощность запитывающего электронного пучка.

Механизм формирования волн-убийц в гиротронах проанализирован в Разделе 2.2 на основе модифицированной модели, в которой наряду с конечностью

времени пролета учтено изменение продольного импульса частиц. Необходимость такого учета связано с короткой длительностью генерируемых гигантских импульсов, что приводит к возникновению значительных градиентов электрического поля на их резком фронте. Это инициирует возникновение сильных поперечных магнитных полей, которые, в свою очередь, приводят к трансформации части продольного импульса частиц в поперечный, что, в свою очередь создает дополнительный источник энергии для повышения мощности формирующихся волн-убийц.

2.1. Генерация широкополосного хаотического излучения в режиме перекрытия высокочастотного и низкочастотного резонансов

2.1.1. Динамика гиротрона в режиме двойного пересечения дисперсионных характеристик рабочей волны и электронного пучка

Проведем анализ процессов хаотической генерации в гиротронах на основе уравнений (1.1), считая для простоты, что пространство взаимодействия представляет собой отрезок регулярного цилиндрического волновода, так что $\delta(Z) = 0$, а возбуждение рабочей моды происходит на первой гармонике гирочастоты ($n = 1$). На правой границе пространства взаимодействия, как и в Главе 1, будем использовать излучательные граничные условия (1.4), на левой границе будем полагать $a(Z = 0) = 0$, моделируя тем самым закритическое сужение волновода.

Как уже упоминалось выше, принципиальным фактором для корректного описания широкополосных режимов генерации в гиротронах является учет временной производной $(g^2/4)\partial/\partial\tau$, отвечающей за конечность времени пролета электронов через пространство взаимодействия гиротронов. Продемонстрируем здесь, что учет этого слагаемого позволяет принять во внимание реальный наклон линии электронного пучка относительно дисперсионной характеристики рабочей моды. Действительно, в отсутствие связи между волной и электронным пучком ($I_0 = 0$) представляя амплитуду поля и поперечный импульс электронов в уравнениях (1.1) в виде $a, p_+ \sim \exp(i\Omega\tau - i\Gamma Z)$, где

$$\Omega = \frac{\omega - \bar{\omega}_c}{\bar{\omega}_c} \frac{8\beta_{||0}^2}{\beta_{\perp 0}^4}, \quad \Gamma = \frac{2\beta_{||0}c}{\beta_{\perp 0}^2 \bar{\omega}_c} h$$

нормированный сдвиг частоты генерации от несущей и нормированное продольное волновое число, получим для электромагнитной волны

$$\Omega = \Gamma^2, \quad (2.2)$$

и для электронного пучка

$$\Omega = \frac{4}{g^2}(\Gamma - \Delta). \quad (2.3)$$

Выражение (2.3) соответствует прямой линии, наклон которой задается питч-фактором частиц, а сдвиг по вертикали – расстройкой циклотронного резонанса. Точки пересечения кривых (2.2), (2.3) на Рис.2.2 определяют низкочастотный (точка 1) и высокочастотный (точка 2) резонансы между электронным пучком и возбуждаемой волной с частотами:

$$\Omega_{1,2} = \frac{4}{g^2} \left(\frac{2}{g^2} - \Delta \mp \frac{2}{g} \sqrt{\frac{1}{g^2} - \Delta} \right). \quad (2.4)$$

Как будет показано ниже, интервал между указанными резонансами

$$\Delta\Omega^* = \Omega_2 - \Omega_1 = \frac{16}{g^3} \sqrt{\frac{1}{g^2} - \Delta} \quad (2.5)$$

фактически определяет максимальную ширину спектра генерации при больших превышениях над порогом. Отметим, что в пренебрежении временной производной в уравнениях движения, дисперсионная характеристика электронного пучка представляет собой вертикальную линию с единственным пересечением с дисперсионной характеристикой волны. Для исследуемых процессов многочастной генерации это приводит к значительным отличиям в спектре излучения гиротрона при больших превышениях над порогом.

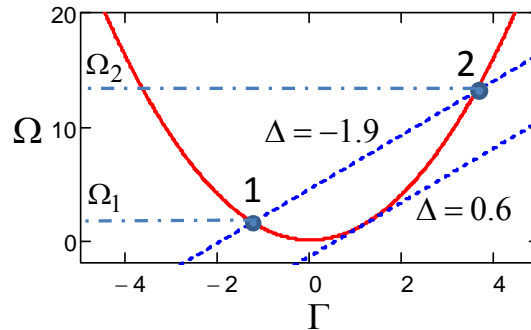


Рис.2.2. Дисперсионные диаграммы волноводной моды (сплошная линия) и электронного пучка (пунктирные линии) при $g=1.3$: $\Delta = 0.6$ – режим касания (взаимодействие только с попутной волной); $\Delta = -1.9$ – режим пересечения (одновременное взаимодействие с обратной (точка 1) и попутной (точка 2) волнами).

Дальнейшее исследование динамики гиротрона проведем при фиксированных значениях длины резонатора $L=15$ и питч-фактора $g=1.3$. В этом случае максимальное значение поперечного КПД в стационарном режиме генерации составляет $\eta_{\perp} \approx 0.76$ и достигается при значении параметра тока $I_0^* = 0.01$ и расстройке циклотронного резонанса $\Delta = 0.61$ (сравни с [10,71]).

При учете реального наклона линии пучка относительно дисперсионной характеристики рабочей моды единственная точка синхронизма имеет место только в режиме касания, когда электронный пучок взаимодействует с попутной волной. При выбранных параметрах этому случаю соответствует значение расстройки $\Delta = 0.6$. Как показывает моделирование, в этих условиях спектр генерации, сосредоточенный возле резонансной частоты, остается достаточно узким даже при существенном превышении параметра тока над оптимальным значением I_0^* (Рис. 2.3).

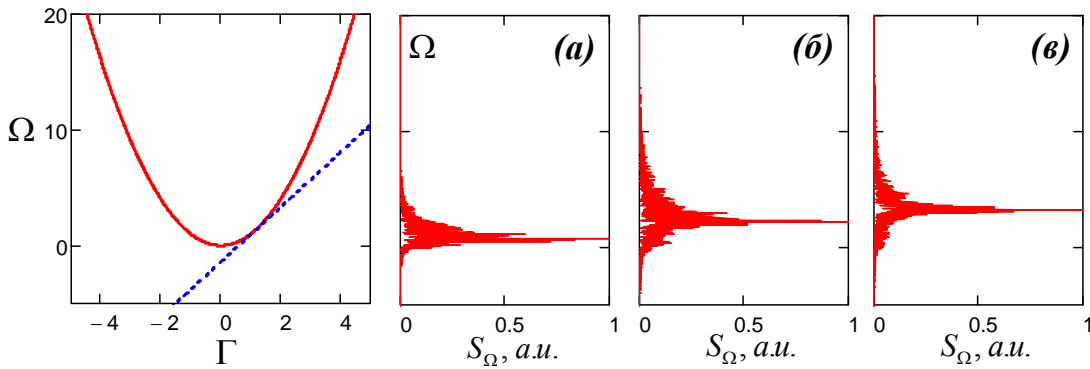


Рис.2.3. Дисперсионные характеристики волны и пучка в режиме взаимодействия с попутной волной при $\Delta = 0.6$ (слева) и спектры излучения на выходе гиротрона при увеличении параметра тока: (а) – $I_0 = 1.0$; (б) – $I_0 = 5.0$; (в) – $I_0 = 10.0$.

Принципиально другая картина имеет место в области отрицательных расстроек циклотронного резонанса $\Delta < 0$, когда электронный пучок находится в синхронизме одновременно с обратной и попутной волнами (Рис.2.4). В этом случае, при росте превышения над порогом происходит существенное расширение спектра генерации. При этом сначала реализуется хаотическая генерация со спектром, сосредоточенным вблизи низкочастотного резонанса Ω_1 (Рис.2.4а), а затем по мере роста параметра тока I_0 шумовой пьедестал заполняет интервал частот между низкочастотным и высокочастотным резонансами (Рис.2.4б). Начиная с некоторого значения I_0 , появляется локальный спектральный максимум в окрестности высокочастотного резонанса Ω_2 (Рис.2.4в). Далее имеет место расширение спектра относительно Ω_2 как в область более высоких, так и в область более низких частот. В конечном итоге происходит перекрытие полос хаотической генерации, и имеет место формирование шумового сигнала с практически равномерным спектром (Рис.2.4г), ширина которого $\Delta\Omega$ близка к разности частот синхронизма в точках 1 и 2, определяемых формулой (2.5).

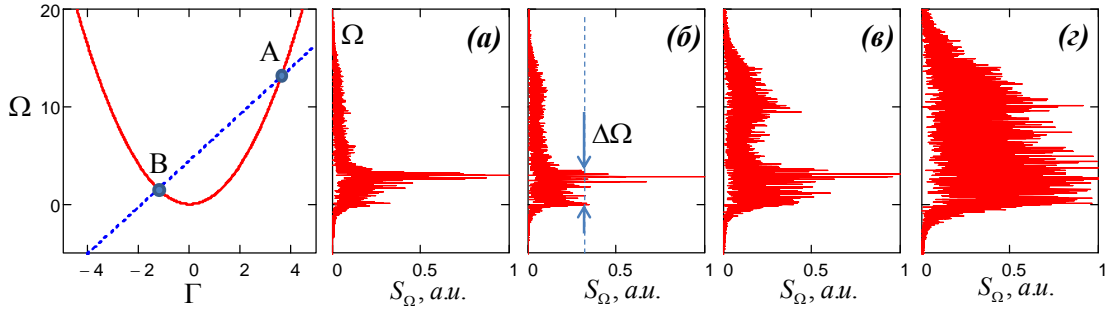


Рис.2.4. Дисперсионные характеристики волны и пучка при $\Delta = -1.9$ (слева) и спектры выходного сигнала при увеличении параметра тока: (а) $-I_0 = 0.2$; (б) $-I_0 = 1.0$; (в) $-I_0 = 2.0$, (г) $-I_0 = 3.0$ (пунктиром обозначен уровень -10 дБ).

На Рис.2.5 показаны зависимости ширины спектра хаотической генерации $\Delta\Omega$ от величины расстройки синхронизма при различных значениях параметра тока. Ширина спектра в данном случае считается по принятому в теории широкополосных сигналов уровню -10 дБ [95,96]. Видно, что близкая к $\Delta\Omega^*$ ширина спектра достигается при параметрах тока $I_0 \geq 2$. При этом при заданном параметре тока существует предельное значение параметра расстройки Δ , за пределами которого, фактически, происходит срыв хаотической генерации в высокочастотной области, в результате чего ширина спектра резко уменьшается. В свою очередь для достижения максимальной ширины спектра по мере роста тока следует уменьшать значение параметра расстройки синхронизма. Это иллюстрирует Рис.2.6, на котором показана зависимость максимально достижимой ширины спектра $\Delta\Omega_{\max}$ и соответствующего ей оптимального значения расстройки Δ_{opt} . Отметим, что при достижении параметром тока значения $I_0 \approx 3$ рост ширины спектра прекращается и возобновляется уже только в области $I_0 > 5$. В свою очередь оптимальное значение расстройки уменьшается от $\Delta \approx -1$ в области относительно малых параметров тока до $\Delta \approx -2$ при $I_0 = 3 \div 5$ и далее монотонно спадает по мере роста I_0 .

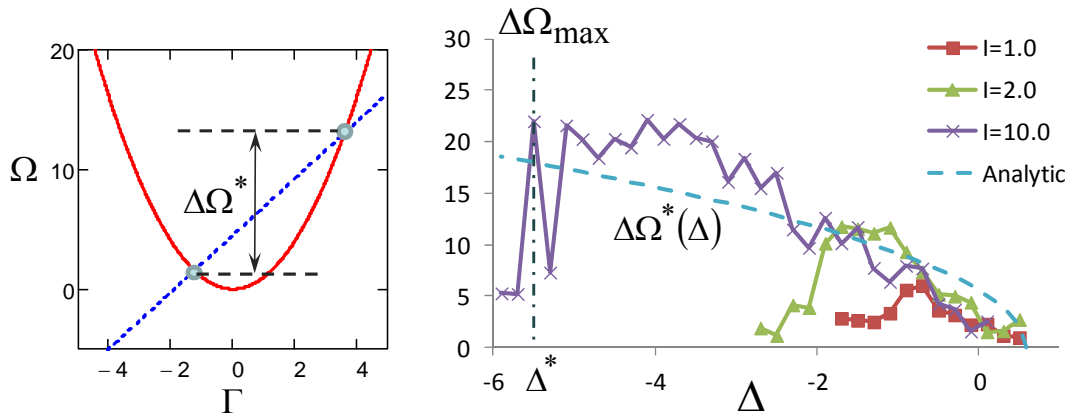


Рис.2.5. Иллюстрация на дисперсионной диаграмме величины разности частот $\Delta\Omega^*$ (слева) и зависимость ширины спектра излучения от параметра Δ (справа) при различных значениях параметра тока.

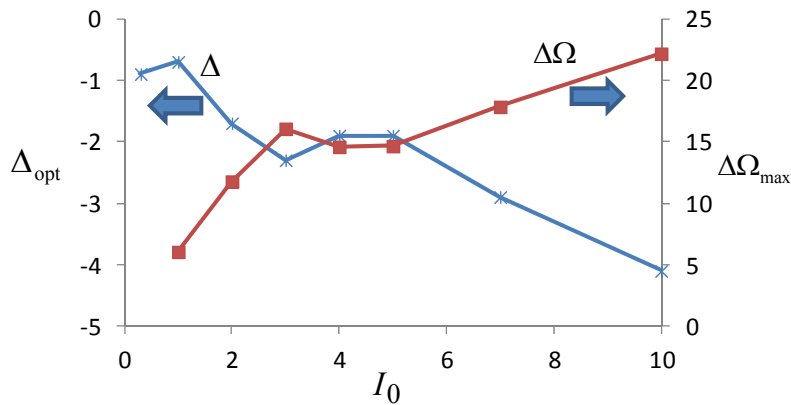


Рис.2.6. Зависимость максимальной ширины спектра излучения $\Delta\Omega_{\max}$ и соответствующего оптимального значения расстройки Δ_{opt} от параметра тока.

На Рис. 2.7 представлена зависимость ширины спектра излучения от расстройки при различных длинах пространства взаимодействия гиротрона. Моделирование, проведенное для значения параметра тока $I_0 = 3$, показало, что увеличение длины свыше $L = 15$ практически не влияет на ширину спектра, в то время как уменьшение длины приводит к монотонному спаду предельной ширины спектра хаотической генерации. В области $L \leq 10$ скорость спадания ширины спектра резко возрастает. В результате при $L = 7$ ширина спектра генерации оказывается примерно в 4 раза меньшей, чем в случае $L = 15$.

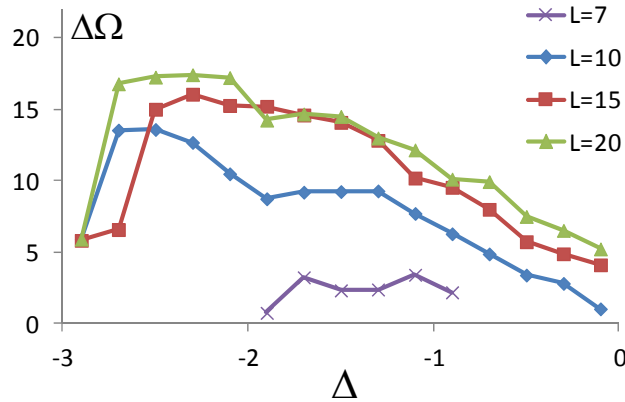


Рис.2.7. Зависимость ширины спектра излучения от расстройки для $I_0 = 3$ при различных длинах пространства взаимодействия гиротрона.

На Рис.2.8 показаны зависимости выходной мощности гиротрона $P = \text{Im}(a \cdot \partial a^* / \partial Z)$ от времени при последовательном увеличении параметра тока для случая двойного пересечения дисперсионных характеристик при $\Delta = -1.9$ и параметрах тока, соответствующих Рис. 2.4. Видно, что по мере роста I_0 выходной сигнал трансформируется от квазипериодического (Рис.2.8а) к хаотическому (Рис.2.8б-г). При этом следует обратить внимание, что в исследуемых условиях излучение в режиме хаотической генерации представляет собой случайную последовательность коротких импульсов, длительность которых обратно пропорциональна ширине спектра, определяемой формулой (2.5). При этом пиковая мощность P_{peak} таких импульсов может существенно превосходить средний по времени уровень излучения \bar{P} . Так, если вблизи границы области хаотической генерации ($I_0 = 0.5$) отношение пиковой мощности импульсов к средней мощности излучения составляет $P_{peak} / \bar{P} \approx 6-7$, то при $I_0 = 3$ данное отношение возрастает до значений 35–40.

Представляется, что подобные случайно возникающие импульсы, амплитуда которых более чем на порядок превышает фоновый уровень генерации, могут быть отнесены к классу так называемых "волн-убийц" (freak/rogue waves). Это явление было первоначально описано в гидродинамике [52]. В настоящее время в ряде публикаций, в том числе экспериментальных, показано, что подобные эффекты в условиях развитой турбулентности могут наблюдаться в динамических системах различной физической природы [53,54]. Подробнее механизм возникновения таких импульсов будет рассмотрен в Разделе 2.2.

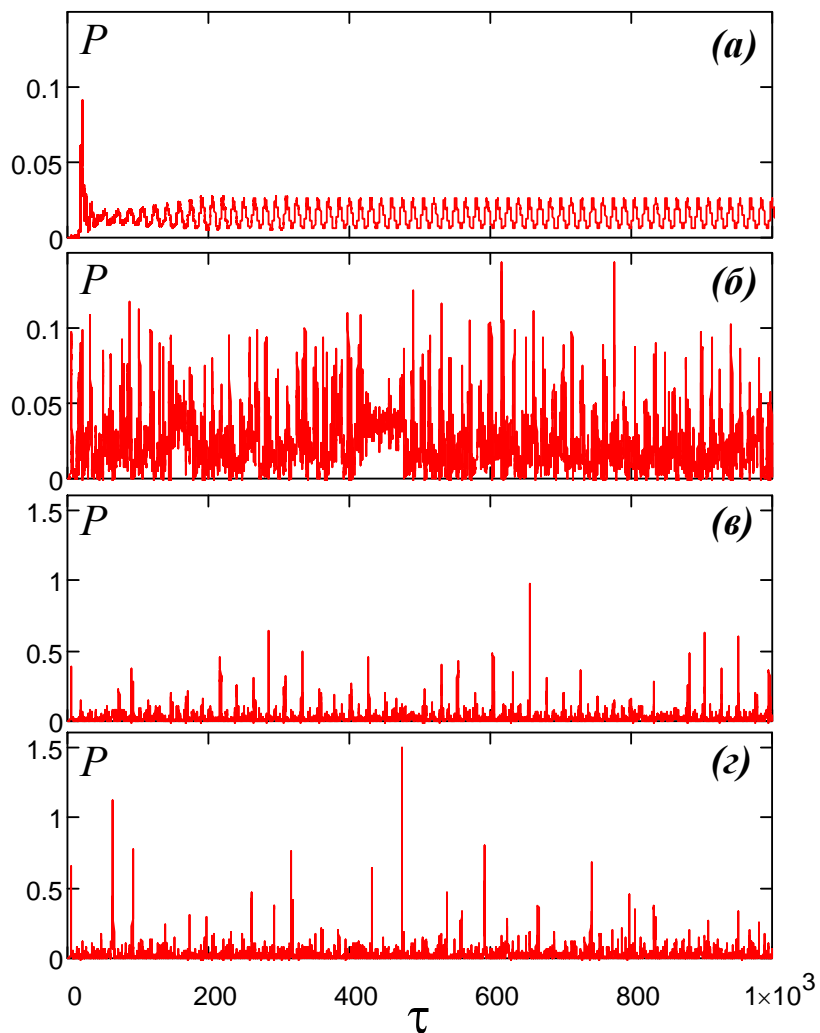


Рис.2.8. Временные зависимость нормированной мощности выходного излучения гиротрона при $\Delta = -1.9$: (а) $-I_0 = 0.2$, (б) $-I_0 = 1.0$; (в) $-I_0 = 2.0$, (г) $-I_0 = 3.0$.

Оценим возможность экспериментальной реализации режимов широкополосной хаотической генерации в миллиметровом диапазоне длин волн. Будем считать, что параметры электронного пучка близки к используемым для запитки технологического гиротрона с рабочей частотой 35 ГГц, работающего на второй гармонике гирочастоты [47]: энергия электронов 20 кэВ, ток 2 А, питч-фактор 1.3. Однако в отличие от стандартного режима генерации в данном гиротроне предположим, что взаимодействие с рабочей TE_{11} волной организуется на первой гармонике гирочастоты. Тем самым при указанных выше токах пучка обеспечивается необходимое для реализации хаотических режимов превышение над порогом. Естественно, что при

центральной частоте генерации ~ 35 ГГц такой переход требует соответствующего увеличения напряженности ведущего магнитного поля.

Пусть рабочее пространство формируется цилиндрическим волноводом с радиусом 2.5 мм (критическая частота низшей TE_{11} моды при этом составляет 35.1 ГГц) и длиной 15 см. Выбранным физическим параметрам соответствует значение параметра тока $I_0 \approx 3$ и нормированная длина резонатора $L \approx 15$. В этом случае относительная ширина спектра хаотической генерации может достигать $\sim 15\%$, что соответствует абсолютному значению ~ 5 ГГц. Мощность излучения при этом составляет 600–800 Вт, что соответствует среднему электронному КПД на уровне нескольких процентов. Столь низкие значения эффективности генерации связаны с тем, что движение электронов в подобных режимах носит хаотический характер, при котором отдельный электрон при пролете пространства взаимодействия многократно переходит из тормозящей в ускоряющую фазу поля и наоборот. В результате энергия отдельных электронов может достаточно сильно меняться.

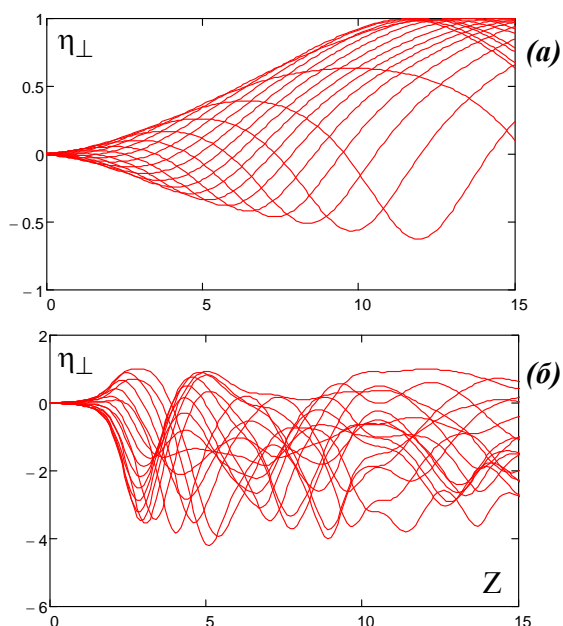


Рис.2.9. Типичные зависимости изменения поперечного КПД отдельных электронов с различными фазами влета от продольной координаты: (а) – режим стационарной генерации ($I_0 = 0.01$, $\Delta = 0.6$), (б) – режим широкополосной хаотической генерации ($I_0 = 3.0$, $\Delta = -1.9$).

Это иллюстрирует Рис.2.9, где показаны мгновенные зависимости КПД отдельных электронов от продольной координаты для режимов стационарной и широкополосной хаотической генерации. Видно, что в последнем случае имеет место

значительное расширение функции распределения электронов на выходе из рабочего пространство в сторону как меньших, так и больших энергий. Однако среднее изменение энергии электронов, которое и определяет электронный КПД, оказывается достаточно малым.

Расширение спектра генерации в режиме двойного пересечения дисперсионных характеристик электронного пучка и рабочей волны возможно также в случае генерации на гармониках гирочастоты. На Рис.2.10 показаны расчетные значения максимальной ширины спектра хаотической генерации при увеличении параметра тока на первой ($L = 15$), второй ($L = 30$) и третьей ($L = 45$) гармониках. Видно, что во всех случаях до определенного значения тока ($I_1 \approx 0.5, I_2 \approx 0.1, I_3 \approx 0.03$) происходит медленный рост ширины спектра, после чего скорость роста увеличивается в несколько раз. Далее ширина спектра достигает максимума при $I_1 \approx 3, I_2 \approx 1, I_3 \approx 0.2$, соответственно.

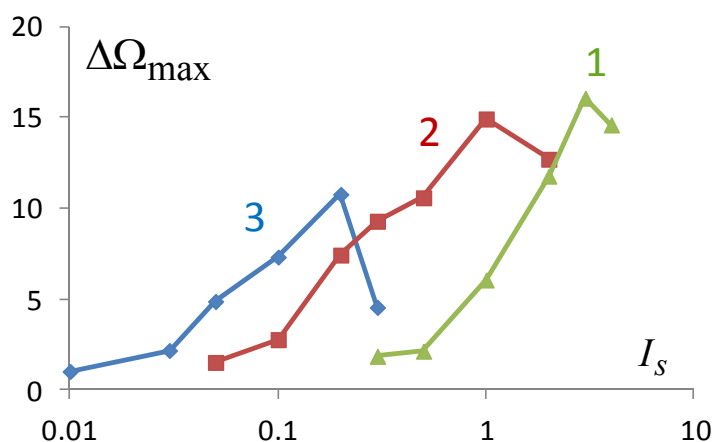


Рис.2.10. Зависимости максимальной ширины спектра хаотической генерации от параметра тока при взаимодействии на гармониках гирочастоты.

Оценим возможность экспериментальной реализации режимов широкополосной хаотической генерации на гармониках гирочастоты при параметрах слаборелятивистского гиротрона [51], запитываемого приосевым электронным пучком с энергией 30 кэВ, током 0.7 А, питч-фактором 1.7, рабочим магнитным полем 4.5-5 Т и длиной однородного участка магнитного поля до 5 см. Поскольку приосевые пучки резонансно взаимодействуют только с попутно вращающимися модами круглого волновода, имеющими азимутальные индексы m , совпадающие с номером циклотронной гармоники n [97], будем рассматривать взаимодействие с модой TE_{11} на первой, с модой TE_{21} на второй и с модой TE_{31} на третьей гармонике гирочастоты. В

этом случае при диаметре волновода 1 мм значения рабочих частот составляют порядка 120, 240 и 360 ГГц. При указанных физических параметрах величина параметр тока может быть оценена как $I_1 \approx 0.5$, $I_2 \approx 0.01$, $I_3 \approx 0.0007$, где нижний индекс соответствует номеру гармоник. Тогда, согласно результатам моделирования уравнений (1.1), максимальная ширина спектра излучения может достигать 18, 13.5 и 2.3 ГГц при генерации на первой, второй и третьей гармониках гирочастоты, соответственно.

2.1.2. PIC-моделирование режимов широкополосной генерации в гиротроне на основе трехмерной версии кода KARAT

Анализ, проведенный в п.2.1.1 на основе усредненных уравнений (1.1), продемонстрировал возможность реализации режимов сверхширокополосной генерации в гиротронах. Вместе с тем, полученные результаты требуют подтверждения в рамках альтернативных методик, в частности, в связи с вопросом о применимости метода медленно меняющихся амплитуд для описания короткоимпульсных режимов генерации. С этой целью было проведено прямое численное моделирование исследуемых методом крупных частиц (particle-in-cell) на основе трехмерной версии PIC кода KARAT. В данном параграфе приведены результаты такого моделирования, демонстрирующие возможность экспериментальной реализации широкополосных режимов генерации в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн при взаимодействии как на основной, так и на более высоких циклотронных гармониках.

А. Гиротрон с рабочей частотой 35 ГГц, возбуждаемый на основной циклотронной гармонике

При моделировании хаотических процессов в гиротроне с центральной частотой 35 ГГц, возбуждаемого на первой циклотронной гармонике, параметры электронного пучка и длина резонатора гиротрона выбирались близкими к используемым в п.2.1.1. При этом, однако, помимо регулярного участка в PIC моделировании резонатор гиротрона имел более реалистичный профиль, включающий закритическое сужение на катодном и расширение на коллекторном конце пространства взаимодействия (см. Рис.2.11). Кроме того, были приняты во внимание начальный разброс электронов по поперечным скоростям на уровне 20% и омические потери в стенках

электродинамической системы. После окончания взаимодействия электроны высаживались на стенку электродинамической системы за счет введения спадающего участка магнитного поля. Для моделирования условий излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия был размещен поглощающий слой с переменной проводимостью, коэффициент отражения от которого не превышал 1% от мощности падающего излучения. Число узлов сетки составляло $\sim 2.4 \cdot 10^5$, число макрочастиц в пространстве взаимодействия – $\sim 3 \cdot 10^4$. Отметим, что при увеличении числа узлов и количества частиц существенные отличия в динамике системы не возникали.

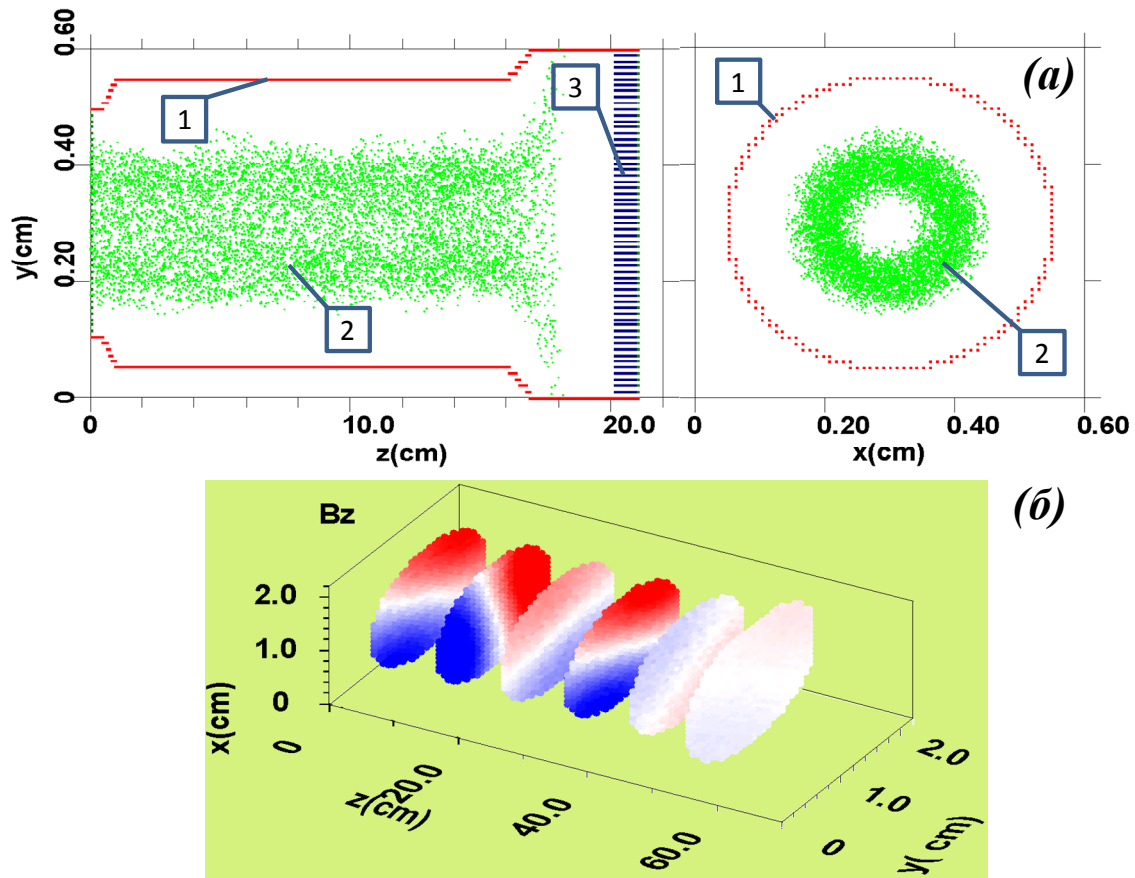


Рис.2.11. (а) Геометрия пространства взаимодействия гиротрона с рабочей частотой ~ 35 ГГц (1 – резонатор, 2 – винтовой электронный пучок, 3 – поглощающий слой, имитирующий условия излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия). (б) Пространственная структура продольной компоненты магнитного поля, соответствующая возбуждению моды TE_{11} .

Проведенное моделирование подтвердило возможность существенного расширения полосы хаотической генерации в гиротронах. В режиме пересечения дисперсионных характеристик максимальная ширина спектра на уровне -10 дБ достигала $\Delta f \approx 4.5$ ГГц (Рис.2.12а), в то время как в режиме касания аналогичное

значение не превышало 100 МГц (Рис.2.12б). Средняя мощность широкополосного излучения составляла 460 Вт, что соответствует КПД $\sim 1.2\%$. Выходной сигнал представлял собой хаотическую последовательность коротких (0.2–0.5 нс) импульсов, отношение пиковой мощности которых к средней мощности излучения достигало ~ 70 .

Следует отметить, что значения пиковой мощности генерируемых импульсов превышают полученные на основе усредненных уравнений. Как будет показано далее в Разделе.2.2, это связано с тем, что для адекватного описания формирования таких импульсов требуется учет изменения продольного импульса электронов. Это обусловлено короткой длительностью излучаемых импульсов, в результате чего на их фронтах возникают значительные перепады электрического поля. Соответственно, инициируются сильные поперечные магнитные поля, которые, в свою очередь, приводят к значительному изменению продольного импульса частиц.

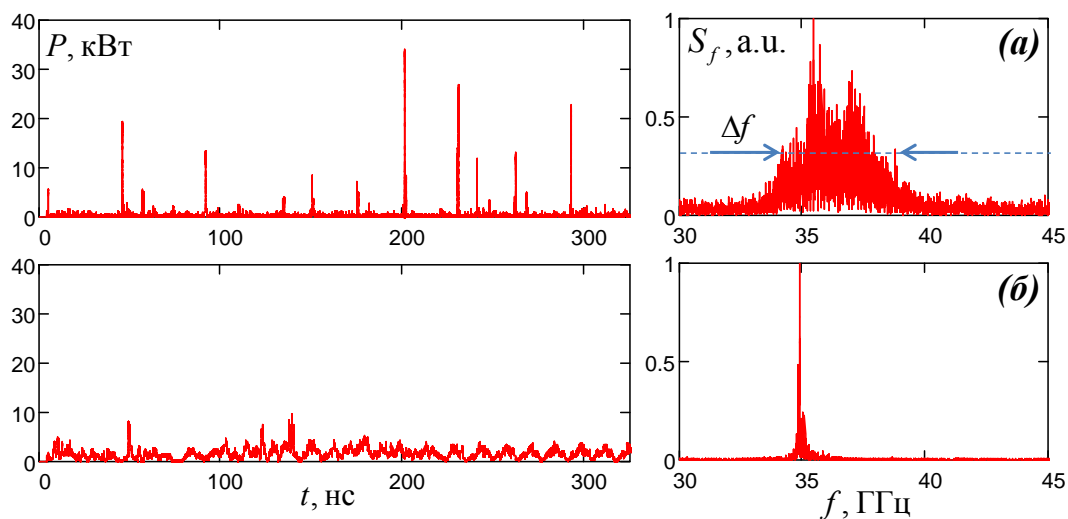


Рис.2.12. Зависимости выходной мощности от времени и спектр излучения в трехмерном PIC-моделировании: (а) – в режиме преимущественного взаимодействия с обратной волной ($H = 13.2$ кЭ); (б) – в режиме касания дисперсионных характеристик ($H = 12.45$ кЭ).

Сравнение зависимостей ширины спектра от магнитного поля, полученных на основе PIC-моделирования и на основе моделирования усредненных уравнений (1.1), показало хорошее соответствие (Рис.2.13). Отличие в значениях магнитных полей, при которых достигается максимум ширины спектра, можно объяснить дискретностью задания стенок круглого волновода в прямоугольной сетке, вследствие чего происходит увеличение (до 4 %) эффективного радиуса волновода относительно заданного.

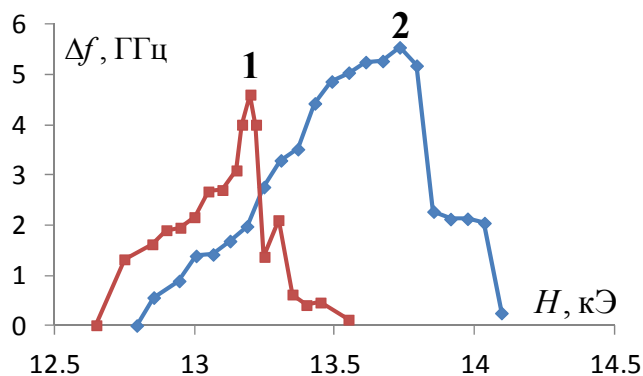


Рис.2.13. Сравнение зависимостей ширины спектра хаотической генерации от напряженности магнитного поля, полученных на основе PIC-моделирования (кривая 1) и на основе усредненных уравнений (кривая 2).

Б. Широкополосные режимы генерации при взаимодействии на гармониках гирочастоты в гиротроне с приосевым электронным пучком

При моделировании широкополосной генерации на гармониках использовались параметры экспериментального стенда слабoreлятивистского гиротрона [51], запитываемого приосевым электронным пучком с энергией электронов 30 кэВ, током пучка 0.7 А и питч-фактором 1.7. На Рис.2.14 показана геометрия пространства взаимодействия, используемая в моделировании, и мгновенное положение макрочастиц.

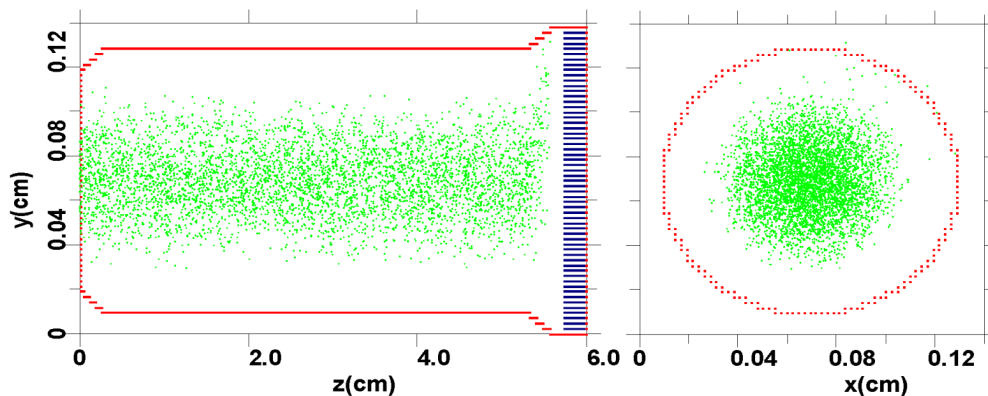


Рис.2.14. Геометрия пространства взаимодействия, используемая в PIC моделировании широкополосной генерации на гармониках гирочастоты.

Результаты моделирования представлены на Рис.2.15, где в левой колонке представлены спектры излучения в рассматриваемой системе при генерации на первой, второй и третьей гармониках с шириной спектра по уровню -10 дБ соответственно 12.5 ГГц, 5 ГГц и 2.7 ГГц. При этом средняя мощность излучения достигает 80, 20 и

8 Вт. В правой колонке показано мгновенное распределение продольной компоненты магнитного поля в пространстве взаимодействия. Хорошо видно, что пространственная структура поля соответствует рабочим модам моде TE_{11} , TE_{21} и TE_{31} . Таким образом, проведенное PIC моделирование подтверждает возможность реализации широкополосных хаотических режимов генерации при селективном возбуждении единственной волноводной моды.

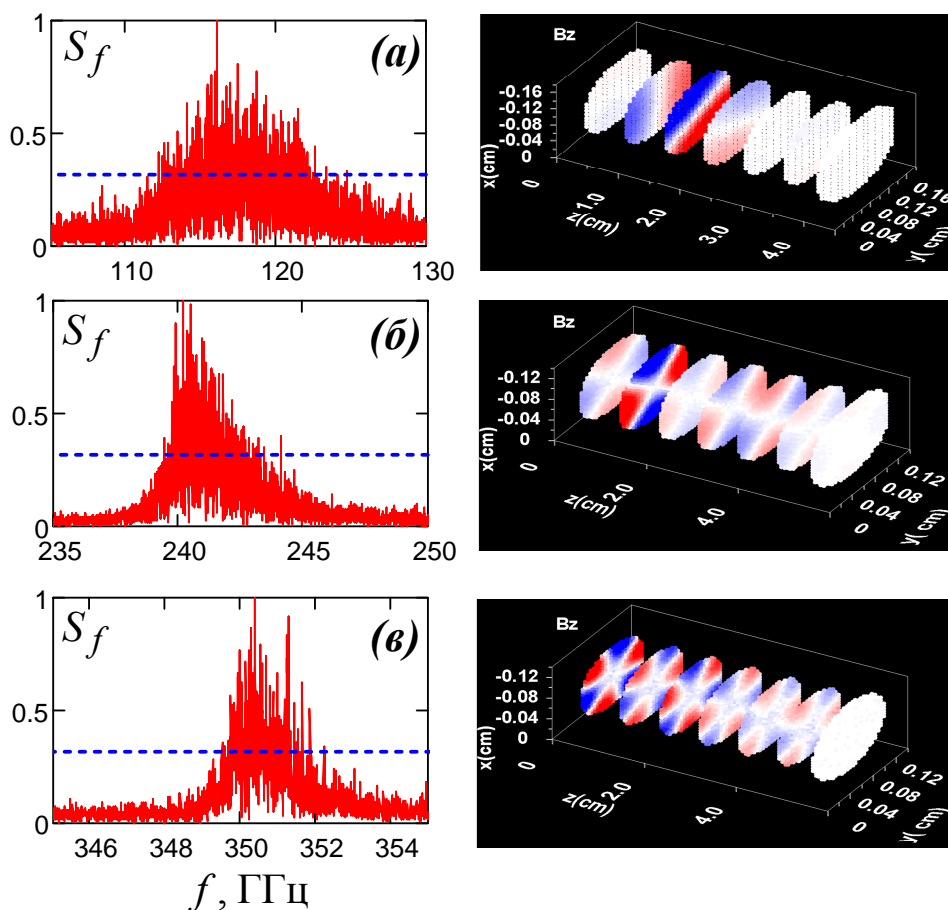


Рис.2.14. Результаты PIC-моделирования. Показаны спектры выходного излучения (слева) и структура поля рабочей волны в пространстве взаимодействия (справа) для взаимодействия на первой (а), второй (б) и третьей (в) гармониках. Пунктиром обозначен уровень -10 дБ.

2.2. Генерация хаотических последовательностей гигантских импульсов в гиротронах с большим превышением над порогом

Как было показано выше, расширение спектра хаотической генерации гиротрона при большом превышении тока над пороговым значением сопровождается появлением в выходном сигнале коротких импульсов большой мощности. В то же

время сравнение полученных результатов с результатами PIC-моделирования показало необходимость модификации нестационарной модели (1.1), в которой должно быть учтено изменение продольного импульса электронов. Это обусловлено короткой длительностью генерируемых электромагнитных импульсов, в результате чего на их фронтах возникают значительные перепады электрического поля. Соответственно, инициируются сильные поперечные магнитные поля, которые, в свою очередь, приводят к значительному изменению продольного импульса частиц. В результате может происходить преобразование продольной энергии электронов в энергию орбитального вращения и далее дополнительно – в энергию электромагнитного излучения.

2.2.1. Моделирование на основе усредненных уравнений с учетом изменения продольного импульса частиц

Для модификации модели (1.1) с учетом изменения продольного импульса частиц примем во внимание, что вблизи критической частоты поперечное магнитное поле возбуждаемой моды TE_{mp} имеет вид:

$$\vec{H}_{\perp} = \kappa^{-2} \operatorname{Re} \left(i \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} \nabla_{\perp} \Psi e^{i\omega_c t} \right) \quad (2.6)$$

Тогда электронно-волновое взаимодействие на основной циклотронной гармонике можно описать следующей системой уравнений (ср. с (1.1)):

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} &= i \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{p_+}{\hat{p}_{\parallel}} d\theta_0, \\ \left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] p_+ + i \frac{p_+}{\hat{p}_{\parallel}} \left(\Delta - 1 + |p_+|^2 + \frac{\hat{p}_{\parallel}^2 - 1}{g^2} \right) &= i \frac{a}{\hat{p}_{\parallel}} + \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\partial a}{\partial Z} \\ \left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \hat{p}_{\parallel} &= -g^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial Z} \frac{p_+^*}{\hat{p}_{\parallel}} \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\hat{p}_{\parallel} = p_{\parallel} / mV_{\parallel 0} \gamma_0$ - нормированный на начальное значение продольный импульс электронов (все остальные обозначения совпадают с использованными в (1.1)). Соответственно, на входе в пространство взаимодействия $\hat{p}_{\parallel}(Z=0) = 1$. Для общности будем считать, что пространство взаимодействия гиротрона представляет собой отрезок регулярного волновода ($\delta(Z)=0$), ограниченного с катодного конца

закритическим сужением ($a(Z=0)=0$). На правой границе пространство взаимодействия используется излучательное граничное условие (1.4).

Излучаемые импульсы удобно характеризовать коэффициентом конверсии, представляющим собой отношение мощности СВЧ излучения к мощности электронного потока $P_{beam} = I_b mc^2 (\gamma_0 - 1) / e$ [98]:

$$K = \frac{P_{pulse}}{P_{beam}} = \frac{g^2}{1 + g^2} \frac{P}{I_0}, \quad (2.8)$$

где $P = 2 \operatorname{Im} \left(a \cdot \partial a^* / \partial Z \right)$.

Далее приведены результаты исследования процесса генерации ультракоротких гигантских импульсов в гиротроне на основе численного моделирования самосогласованной системы уравнений (2.7) при длине резонатора $L = 15$, значении питч-фактора $g_0 = 1.3$, начальной поперечной скорости $\beta_{\perp 0} = 0.2$ и значении расстройки $\Delta = -0.7$. При указанных параметрах стартовое значение параметра тока составляет $I_0 = 0.004$, переход к периодической модуляции происходит при $I_0 \approx 0.016$, а стохастические режимы реализуются при $I_0 \geq 0.1$. При этом на границе стохастических режимов генерации отношение максимальной мощности сигнала к среднему значению составляет $P / \langle P \rangle \approx 6 \div 7$ (Рис.2.15а). Однако при дальнейшем увеличении параметра тока в выходном сигнале появляются изолированные импульсы, пиковая мощность которых при параметрах токах $I_0 \approx 1$ в $50 \div 100$ раз превосходит среднюю (Рис.2.15б), а при $I_0 \approx 3$ величина отношения $P / \langle P \rangle$ достигает значений $100 \div 200$ (Рис.2.15в). Отметим, что без учета изменения продольного импульса значение $P / \langle P \rangle$ не превышает значений $35 \div 40$ (см. Рис.2.8г в Разделе 2.1)

Следует отметить, что при переходе к большим значениям параметров тока существенным образом изменяется вид функции распределения генерируемых импульсов по относительной мощности $P / \langle P \rangle$, на которой возникает плато в области $P / \langle P \rangle \approx 100 \div 200$, что соответствует достаточно большой вероятности появления гигантских импульсов. (см. Рис.2.15в). В этом смысле можно утверждать, что при больших превышениях над порогом гиротрон демонстрирует поведение, характерное

для формирования в лазерах так называемых «волн-убийц», то есть редких или экстремальных событий, имеющих близкие статистические характеристики (см. [99-101]).

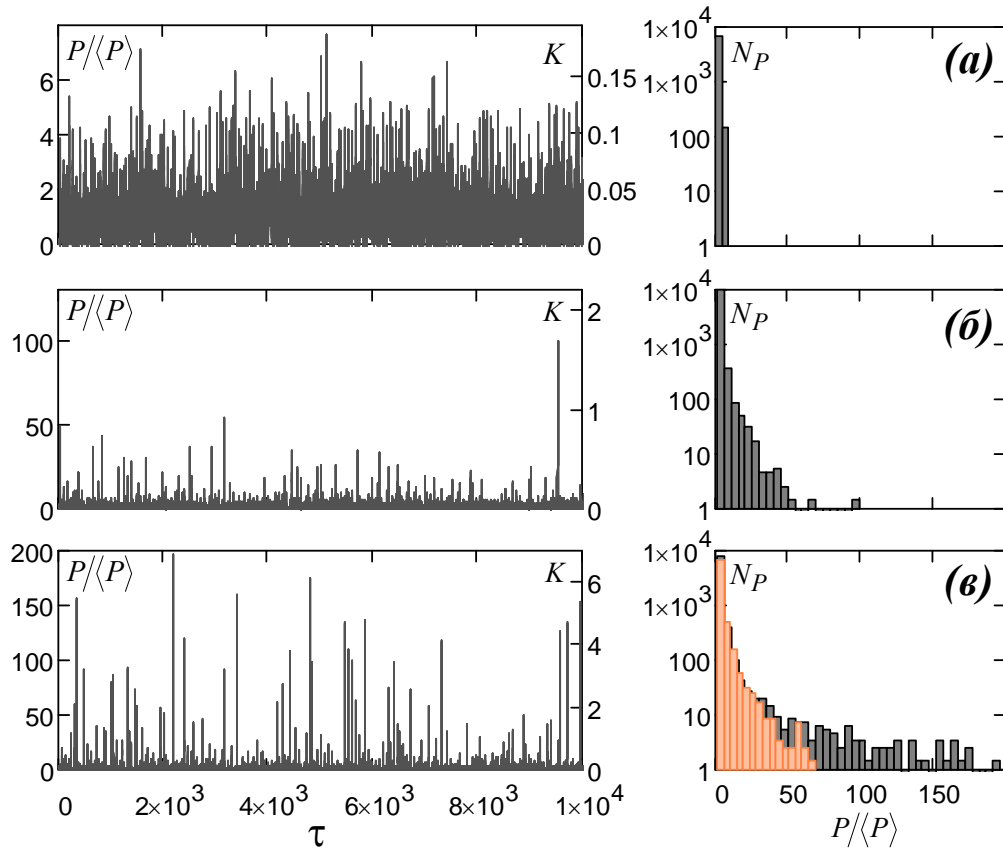


Рис.2.15. Амплитуды сигнала на выходе гиротрона (слева) и гистограмма, демонстрирующая распределение генерируемых импульсов по мощности, (справа) при росте параметра тока: (а) $I_0 = 0.1$, (б) – $I_0 = 1.0$, (в) – $I_0 = 3.0$ (светло-серым цветом показана функция распределения при решении системы уравнений (1.1) без учета изменения продольного импульса частиц).

N_P - число импульсов с заданным отношением $P/\langle P \rangle$.

Рассмотрим более подробно механизм формирования гигантских импульсов в гиротроне на примере одного такого импульса, высвечивающегося в момент времени $\tau \approx 360$ (см. Рис.2.16, 2.17). Как будет показано ниже, этот процесс, фактически, обусловлен спецификой взаимодействия в гиротроне, где электронный пучок в режиме двойного пересечения дисперсионных характеристик (см. Раздел 2.1, Рис. 2.2) может синхронно взаимодействовать как с обратной, так и с попутной волной вблизи критической частоты.

На Рис.2.16 представлены распределения по продольной координате мощности электромагнитной волны и значений поперечного и продольного импульса электронов в моменты времени, предшествующие высвечиванию гигантского импульса из пространства взаимодействия. Видно, что на первом этапе ($\tau \approx 340-350$) излучение ассоциируется с возбуждением встречной волны со спектром излучения, сосредоточенным в узкой области вблизи низкочастотного резонанса (точка 1 на Рис. 2.2). После отражения от закритического сужения указанная волна поглощается электронным пучком, что ведет к существенному увеличению поперечной энергии частиц. Фактически, с помощью описанного механизма электроны, поступающие в пространство взаимодействия в ранние моменты времени, передают свою энергию электронам, инжектируемые в последующий временной промежуток. В результате на левом краю пространства взаимодействия образуется область, где поперечная энергия электронов заметно превышает начальное значение.

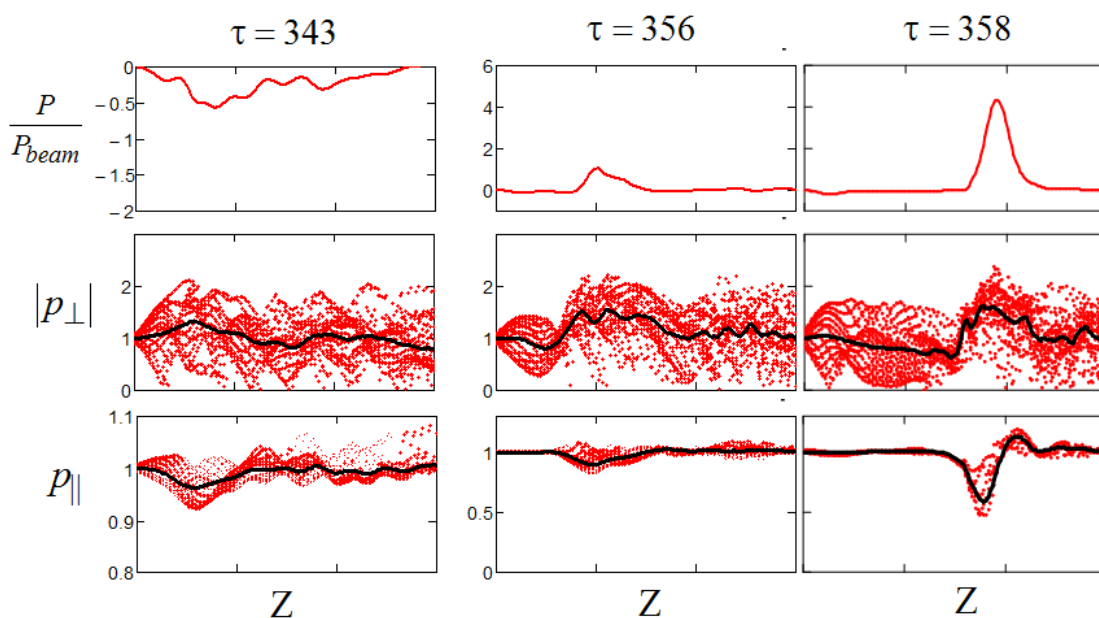


Рис.2.16. Распределение по продольной координате мощности электромагнитной волны, мгновенных (точки) и усредненных (линия) значений поперечного и продольного импульса электронов в моменты времени, предшествующие высвечиванию гигантского импульса из пространства взаимодействия гиротрона.

На втором этапе вновь поступившие в пространство взаимодействия электроны инициируют генерацию на попутной волне. При этом, поскольку групповая скорость излучения в этих условиях превосходит поступательную скорость частиц, формирующийся импульс двигается (проскальзывает) относительно раскачанных электронов пучка ($g \sim 3.5 \div 4$), аккумулирует их энергию и эффективно усиливается.

Указанный процесс сопровождается одновременным укорочением длительности формируемого импульса⁴, что ведет к увеличению крутизны его фронтов и возникновению сильного поперечного магнитного поля $H_{\perp} \sim \partial a / \partial Z$ (см. Рис.2.17). Как видно из Рис.2.17, в области между сечениями $Z \approx 5$ и $Z \approx 10$ возникающее магнитное поле приводит в трансформации продольного импульса части в поперечный (Рис.2.17е). Это, в свою очередь, создает дополнительный источник вращательной энергии для усиления формирующегося гигантского импульса. Следует отметить, однако, что только малая часть энергии каждой электронной фракции трансформируется в энергию электромагнитного излучения. В результате электроны, покидающие пространство взаимодействия сразу после излучения гигантского импульса имеют значения орбитальной энергии существенно выше, чем во входном сечении $Z = 0$ (Рис.2.17д). Тем не менее, пиковая мощность излучения в рассматриваемых режимах может существенно превосходить не только средний уровень, но и в оптимальном случае мощность запитывающего электронного потока. Импульсы с коэффициентом конверсии $K \geq 1$ возникают на выходе гиротрона уже при параметрах тока $I_0 \geq 1$, а в области $I_0 \approx 2 \div 4$ коэффициент конверсии достигает максимальных значений $K \approx 6 \div 9$.

⁴ Ранее аналогичный механизм нестационарного усиления единичного ультракоротких импульсов в процессе проскальзывания (slippage [102]) волны относительно электронного потока был описан для ондуляторного [103], черенковского [104,105] и циклотронного [60] механизмов взаимодействия. При этом в [60] исследовались особенности усиления коротких импульсов в гиро-ЛБВ с многозаходной гофрировкой.

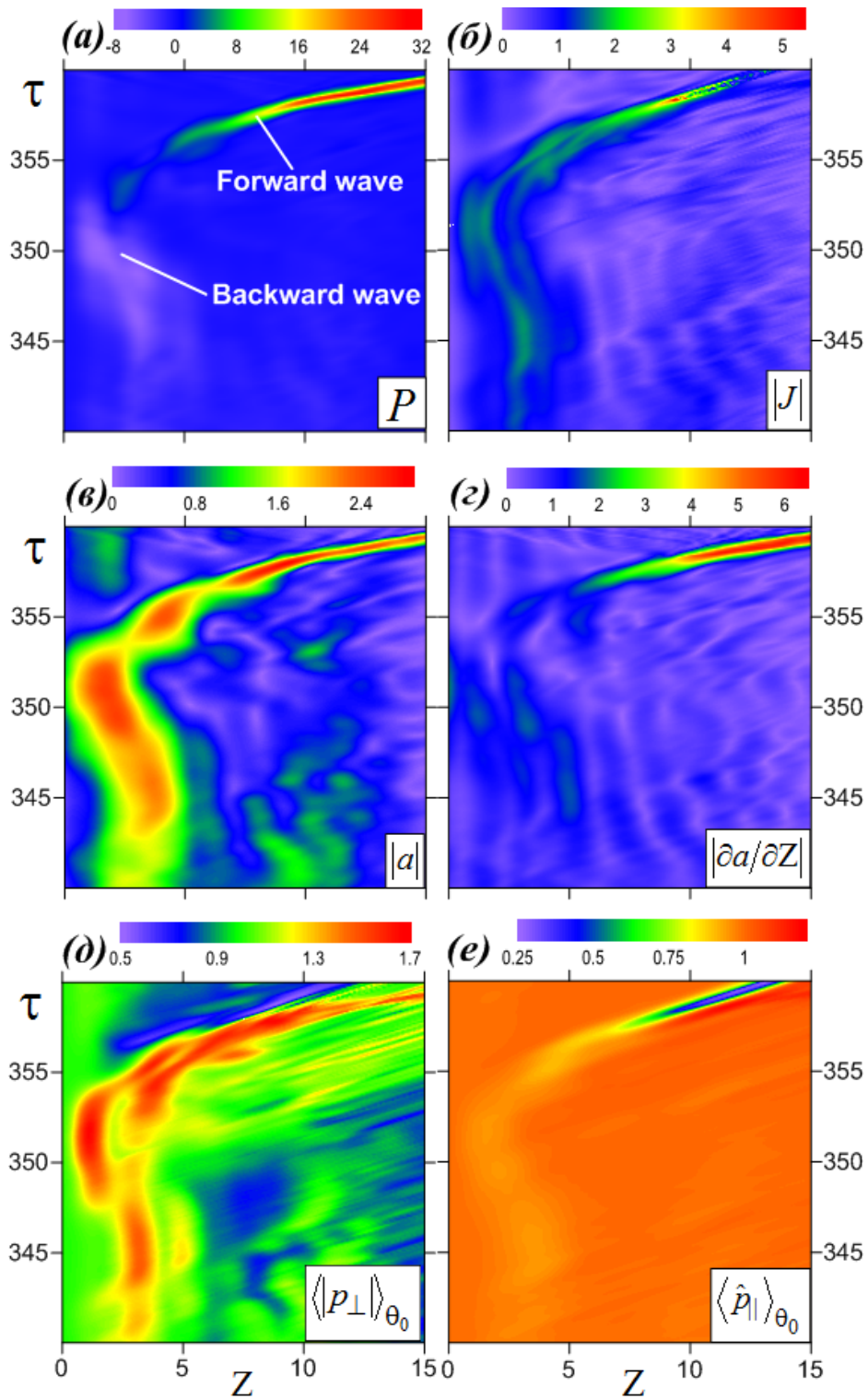


Рис.2.17. Пространственно-временное распределение мощности (а), амплитуды ВЧ тока $J = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} (p_+ / \hat{p}_\parallel) d\theta_0$ (б), амплитуд электрического (в) и магнитного (г) полей, а также среднего поперечного (д) и продольного (е) импульса частиц в процессе формирования одного гигантского импульса.

Отметим здесь также, что формирование ультракороткого гигантского импульса на выходе из пространства взаимодействия гиротрона приводит к существенному расширению спектра, центральная частота которого, тем не менее, соответствует резонансной точке 2 на дисперсионной диаграмме (см. Рис.2.18).

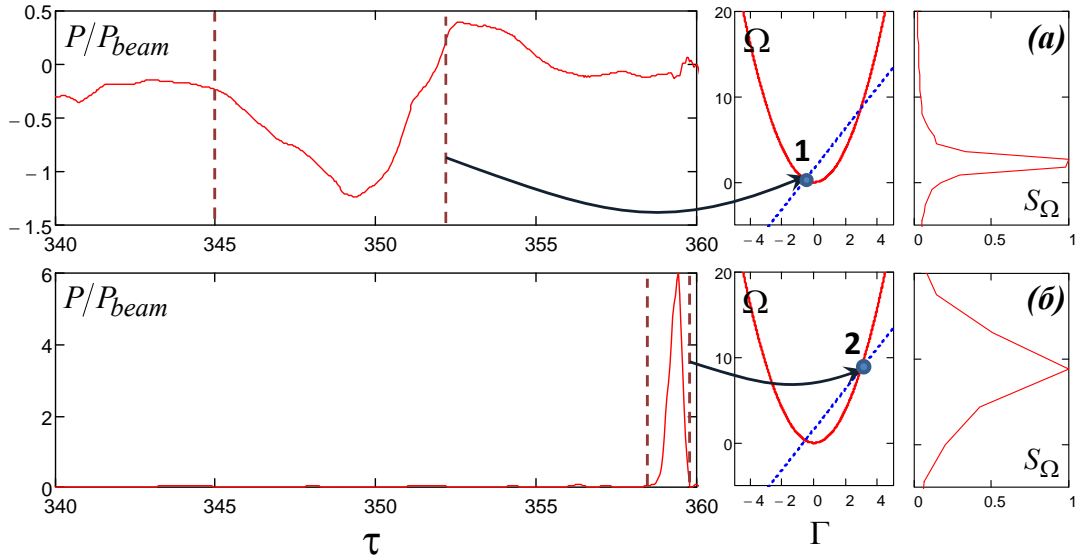


Рис.2.18. Зависимость мощности от времени (слева), дисперсионная характеристика (в центре) и спектр излучения (справа): (а) – импульс на обратной волне в сечении $Z = 0$, (б) – гигантский импульс на попутной волне в сечении $Z = 15$.

Заметим, что без учета изменения продольного импульса электронов качественно картина формирования гигантских импульсов аналогична представленной на Рис.2.17 (см. Рис.2.19). В таких условиях, также происходит формирование инициирующего импульса на обратной волне, его отражение, последующее поглощение и формирование импульса на попутной волне. Однако, в дальнейшем импульс усиливается лишь в интервале от $Z \approx 4$ до $Z \approx 6$ только до мощности порядка мощности электронного потока. Очевидно, это связано с отсутствием механизма пополнения поперечной энергии за счет продольной.

Интересно отметить, что инициирующие импульсы на обратной волне формируются почти регулярно. Это хорошо видно на Рис.2.20, где период формирования инициирующих импульсов близок к времени обхода цепи обратной связи, складывающегося из времени прохода резонатора обратной и попутной волнами с различными групповыми скоростями. В свою очередь, практически каждый инициирующий импульс приводит к возникновению импульса на попутной волне. Однако, пиковая мощность последних может варьироваться в очень больших пределах,

что демонстрирует Рис.2.21, где показана зависимость мощности электромагнитного излучения вблизи левой и на правой границе пространства взаимодействия.

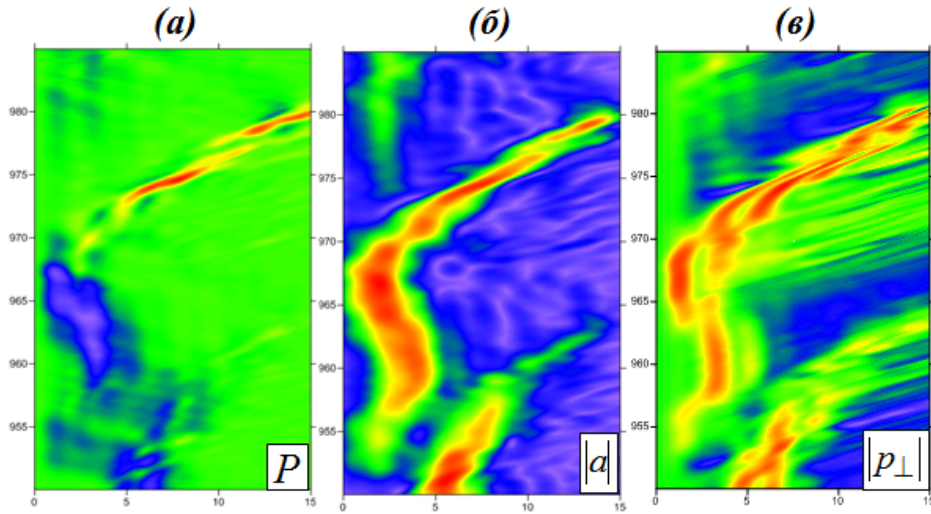


Рис.2.19. Пространственно-временное распределение мощности (а) и амплитуды (б) излучения, а также среднего поперечного импульса электронов (в) при решении системы уравнений (1.1) без учета изменения продольного импульса частиц.

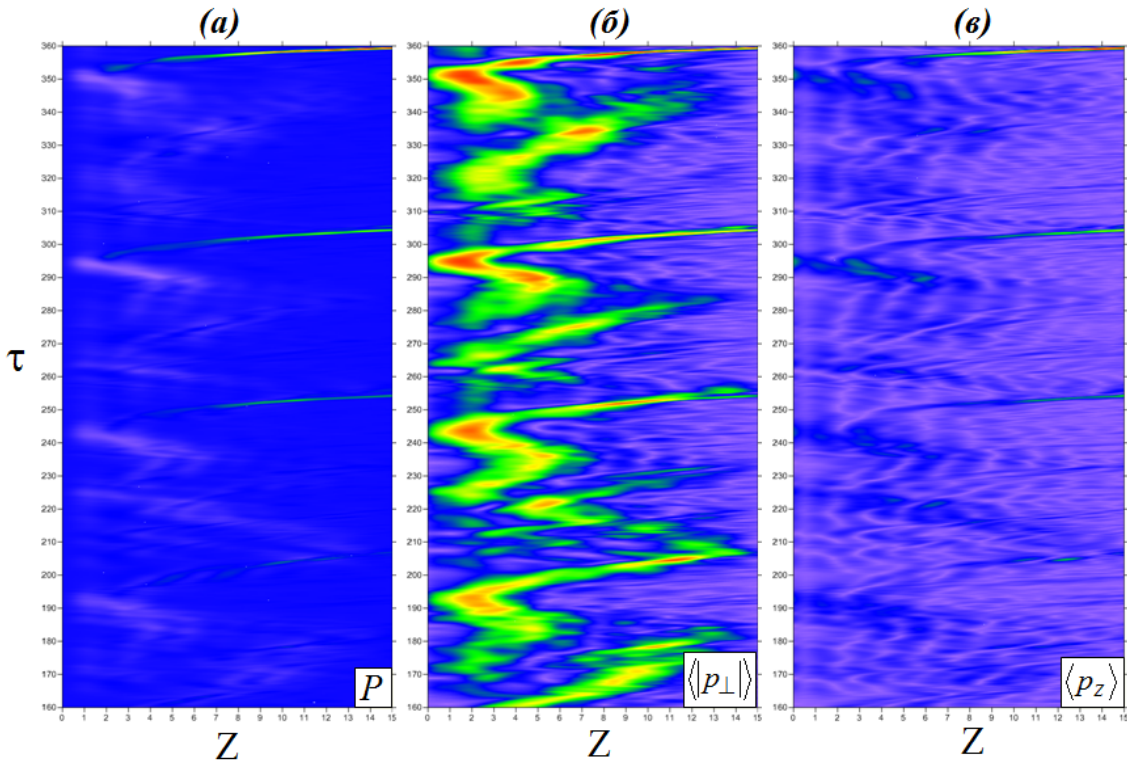


Рис.2.20. Иллюстрация регулярности формирования инициирующих импульсов на обратной волне. Пространственно-временное распределение мощности (а), среднего поперечного (б) и продольного (в) импульса электронов.

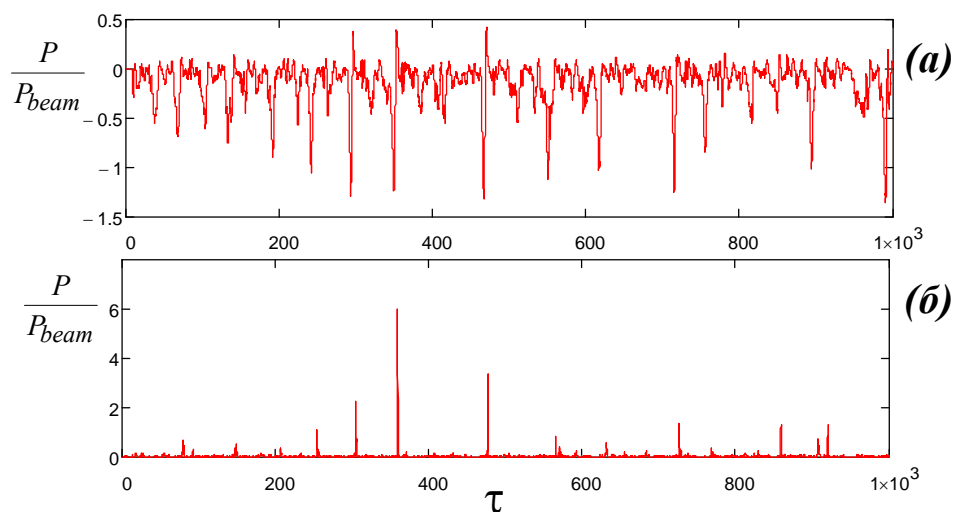


Рис.2.21. Зависимость от времени мощности электромагнитной волны: (а) – вблизи входа в пространство взаимодействия в сечении $Z=2$, (б) – в выходном сечении гиротрона $Z=15$.

2.2.2. PIC-моделирование процессов генерации гигантских импульсов в гиротронах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов

Для подтверждения полученных в п.2.2.1 результатов о возможности генерации «волн-убийц» в гиротронах было проведено прямое численное моделирование указанного процесса на основе трехмерной версии PIC-кода KARAT. При этом параметры моделирования соответствовали параметрам гиротрона диапазона 35 ГГц, использованным в п.2.1.2.

На Рис.2.22 представлены зависимости выходной мощности от времени и соответствующего распределения импульсов по мощностям для различных значений тока инжекции пучка. Видно, что при токе инжекции 0.07 А, что соответствует значению нормированного параметра $I_0 = 0.1$, указанное распределение быстро спадает до нуля уже при $P/\langle P \rangle \approx 10$ (Рис.2.22а). Однако при увеличении тока до 0.14 А это отношение в выходном излучении возрастает до нескольких десятков (Рис.2.22б). Дальнейший рост тока приводит к формированию в распределении импульсов по мощности плато, что соответствует высокой вероятности появления на выходе гиротрона импульсов с мощностью в сто и более раз превосходящих среднюю мощность излучения (Рис.2.22в,г). Одновременно растут и значения пиковой

мощности в генерируемом сигнале. Так, если при токе 0.14 А ($I_0 = 0.2$) она не превышает десятых долей от средней мощности невозмущенного электронного потока (Рис.2.22б), то при увеличении тока до 2.1 А ($I_0 = 3.0$) пиковая мощность гигантских импульсов («волн-убийц») более чем в пять раз превышает мощность электронного пучка (Рис.2.22в).

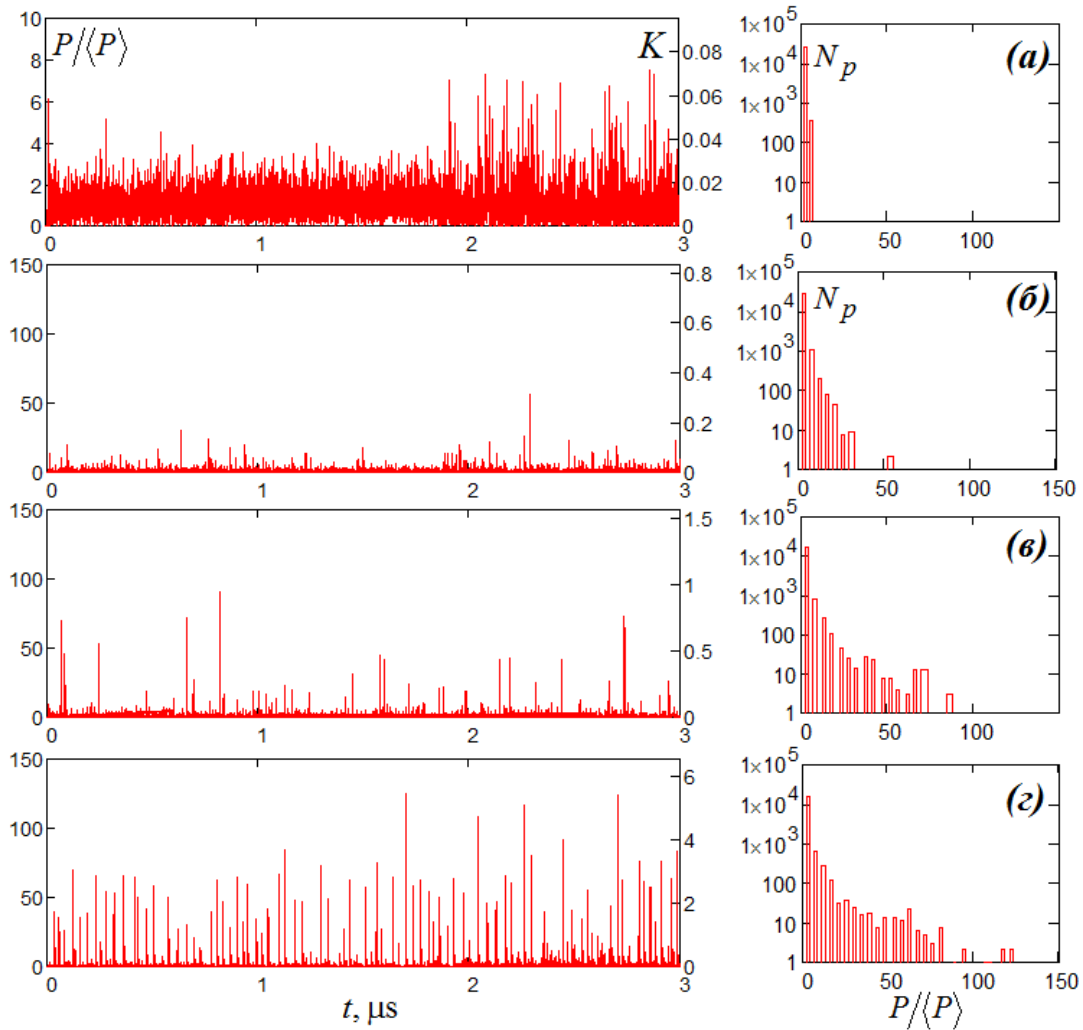


Рис.2.22. Результаты PIC-моделирования генерации гигантских импульсов в гиротроне диапазона 35 ГГц. Показаны мощность от времени на выходе гиротрона (слева) и гистограмма распределения мощности импульсов (справа) при увеличении тока пучка:
 (а) – $I_b = 0.07$ А ($I_0 = 0.1$), (б) – $I_b = 0.14$ А ($I_0 = 0.2$),
 (в) – $I_b = 0.7$ А ($I_0 = 1.0$), (г) – $I_b = 2.1$ А ($I_0 = 3.0$).

PIC моделирование также подтвердило выводы о механизме формирования гигантских импульсов, сделанные в п.2.2.1. На первом этапе указанного процесса в системе формируется импульс на обратной волне, что в дальнейшем приводит к

образованию вблизи входа в пространство взаимодействия области с повышенной поперечной энергией частиц. Далее в системе возникает импульс на попутной волне (Рис.2.23), который усиливается сначала при прохождении через указанную область. На последнем этапе взаимодействия инициируемые на крутом фронте формирующегося импульса магнитные поля приводят к перекачке части продольной энергии частиц в энергию орбитального вращения и затем дополнительно в энергию излучения.

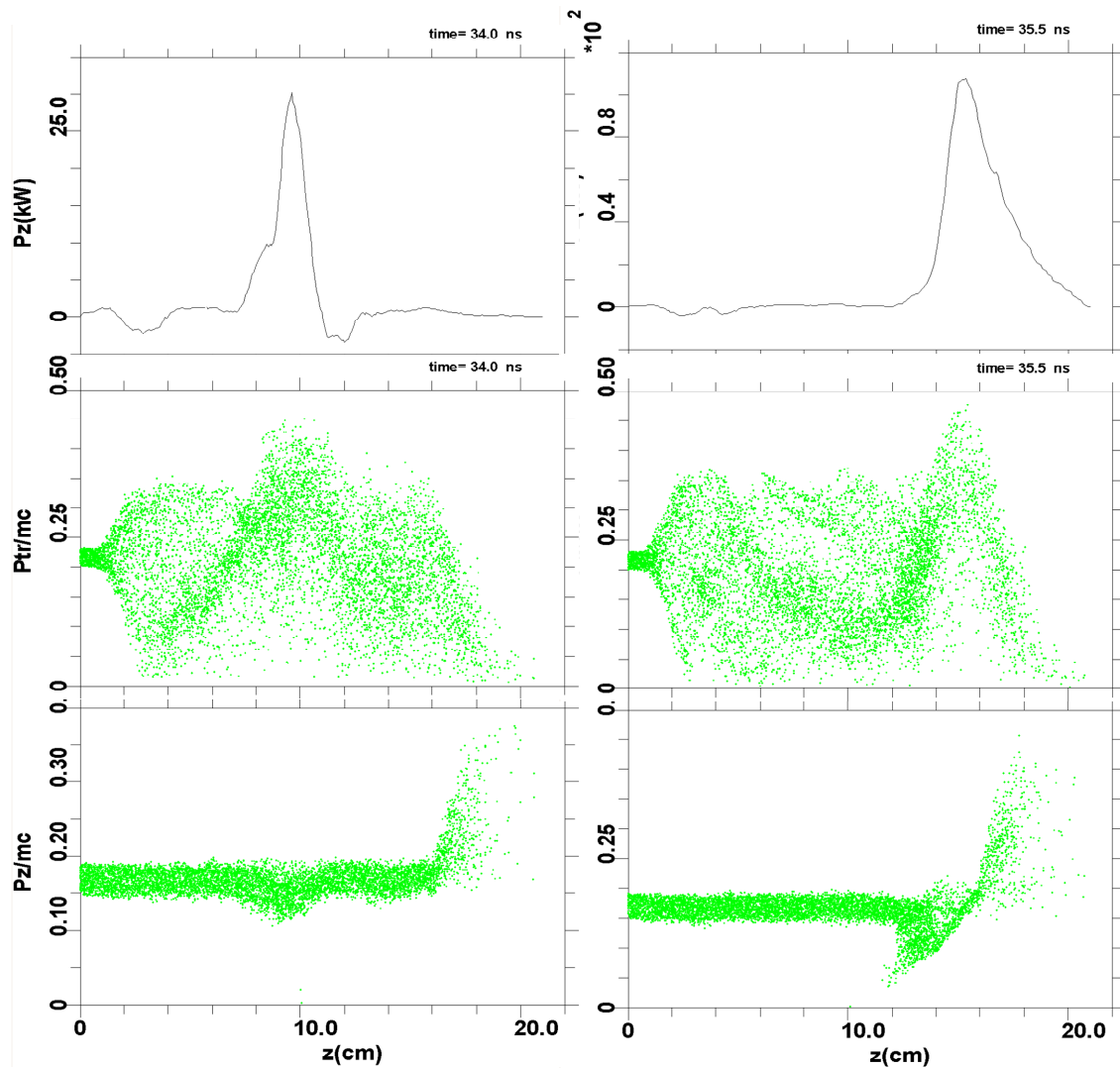


Рис.2.23. Результаты PIC-моделирования формирования гигантского импульса в гиротроне. Показаны распределение мощности, поперечных и продольных импульсов частиц по продольной координате при $t = 34$ нс (слева) и $t = 35.5$ нс (справа).

Продemonстрируем далее, что режим генерации «волн-убийц» в гиротронах может быть использован для получения мощного широкополосного излучения в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Отметим, что основным препятствием для укорочения рабочей длины волны в этом случае являются технологические ограничения на поперечный размер используемого резонатора. Даже при минимальном диаметре резонатора ~ 1 мм рабочая частота при возбуждении моды TE_{11} на первой гармонике гирочастоты не будет превышать 170 ГГц. В этой связи для перехода в субмиллиметровый диапазон необходим переход на более высокие рабочие моды, что, как было показано выше, сопровождается снижением коэффициента связи и, соответственно, параметра тока. Естественным способом компенсации этого является повышение тока инжекции при сохранении неизменной энергии электронов. Однако это, в свою очередь, увеличивает провисание потенциала за счет пространственного заряда пучка и приводит к недопустимому уменьшению энергии электронов в резонаторе гиротрона. Минимизировать влияние пространственного заряда можно при увеличении радиуса инжекции, который, однако, ограничен размерами закритического сужения на катодном краю резонатора. Для длинноимпульсных (более 1 нс) и непрерывных гиротронов данная проблема частично снимается за счет ионизации остаточного газа в пространстве взаимодействия гиротрона [106].

Сформулированные требования означают, что для повышения частоты генерации «волн-убийц» необходима разработка высокоперевансных электронных пушек и переход от традиционных конфигураций адиабатических магнетронно-инжекторных пушек к неадиабатическим системам [107,108]. Работоспособность таких электронных пушек была экспериментально продемонстрирована при относительно низких (4-5 кВ) значениях рабочего напряжения [109]. При условии сохранения высоких значений переванса пучка и увеличении энергии электронов до 30 кэВ можно рассчитывать на получение винтовых пучков с током порядка 50 А.

Требование увеличения радиуса инжекции пучка для снижения провисания потенциала автоматически означает выбор в качестве рабочей моды пристеночного типа (моды "шепчущей галереи") типа TE_{m1} , для которой максимум коэффициента связи с пучком находится вблизи стенки резонатора. Одновременно это решает и проблему селекции мод, поскольку поле пристеночной моды обладает наименьшим по сравнению с другими модами эффективным объемом [110]. Это позволяет рассчитывать, что условия самовозбуждения других мод, даже при значительных токах инжекции, не будут выполняться. Кроме того, в отличие от обычных гиротронов,

омические потери для пристеночной моды будут не очень большими, поскольку электронный пучок взаимодействует не с высокочастотной модой резонатора, а с бегущими волнами.

Оценки показывают, что, например, при рабочей частоте ~ 0.5 ТГц необходимые для генерации гигантских импульсов значения параметра тока $I_0 \geq 1$ могут быть достигнуты при возбуждении моды TE_{61} электронным пучком с энергией 30 кэВ, током 50 А и пич-фактором 1.3. При этом диаметр и оптимальная длина резонатора гиротрона составят ~ 1.5 мм и ~ 12 мм, соответственно.

Проведенное РС-моделирование подтвердило возможность генерации «волн-убийц» в гиротроне с перечисленными параметрами при селективном возбуждении высокой пристеночной моды в условиях большой надкритичности (Рис.2.24,2.25). На Рис.2.24 показано распределение продольной компоненты магнитного поля в резонаторе гиротрона, соответствующее возбуждению моды TE_{61} . На Рис.2.25а,б представлены временная зависимость мощности генерации на выходе гиротрона и спектр излучения.

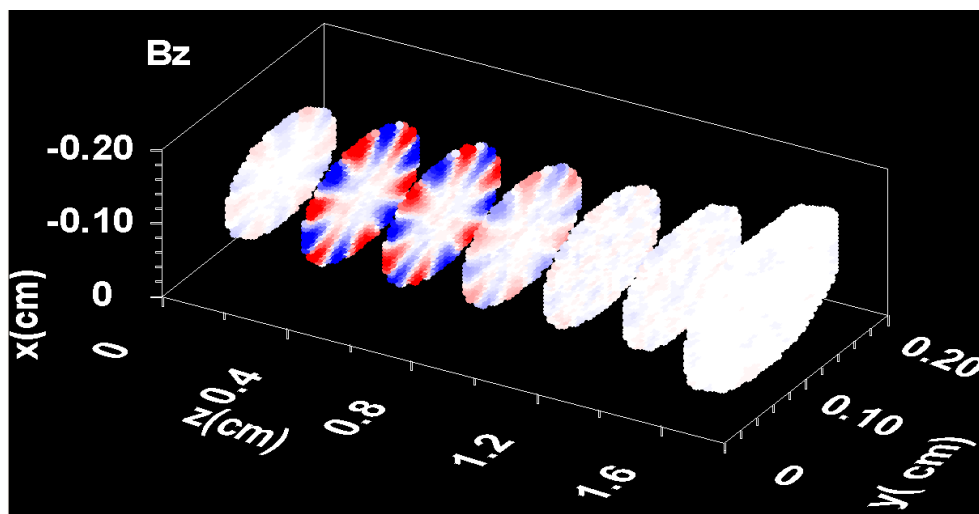


Рис.2.24. Распределение продольной компоненты ВЧ магнитного поля в РС-моделировании, соответствующее возбуждению моды TE_{61} .

Видно, что, в соответствии с теоретическим анализом, излучение имеет вид случайной последовательности ультракоротких импульсов с длительностью в несколько десятков пикосекунд и интервалом между ними $2 \div 5$ нс. Ширина спектра одного импульса составляет порядка 60 ГГц (Рис.2.25г). При этом пиковая мощность генерируемых импульсов достигает 3 МВт, что в два раза превышает мощность невозмущенного электронного потока, равную 1.5 МВт.

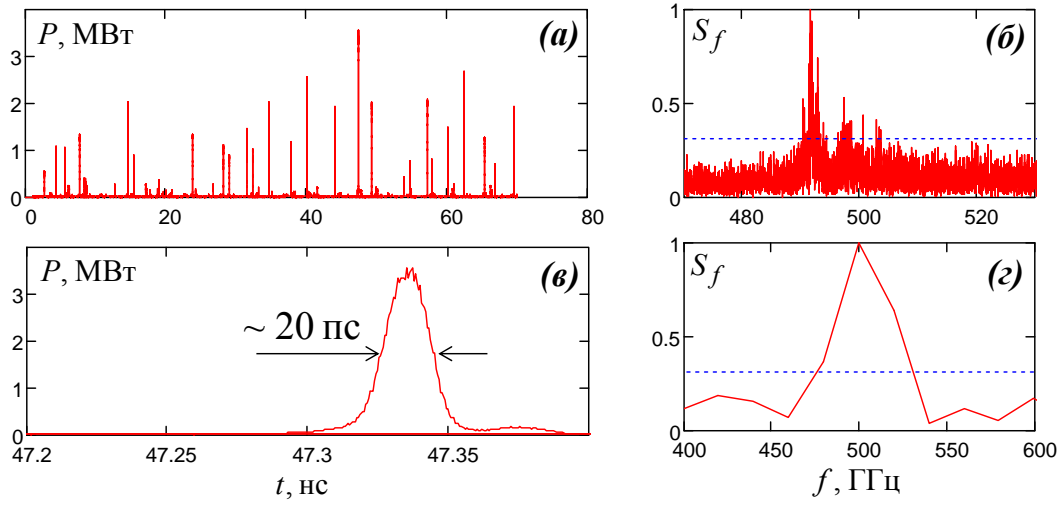


Рис.2.24. Результаты PIC-моделирования генерации гигантских импульсов в диапазоне 0.5 ТГц: (а) – временная зависимость мощности излучения выходе гиротрона, (б) – спектр излучения, (в),(г) – профиль и спектр единичного импульса.

ГЛАВА 3

ГЕНЕРАТОРЫ МНОГОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ГИРОУСИЛИТЕЛЕЙ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В данной главе исследована возможность генерации хаотического излучения на основе гиросилителей (гироклистронов и гирос-ЛБВ с винтовой гофрировкой) с запаздывающей обратной связью. Фактически, начиная с работы [111] вплоть до настоящего времени, подобный метод широко исследуется в электронике СВЧ, где обычно в качестве усилительного элемента используются ЛБВ типа «О» сантиметрового диапазона [112,9,113,28]. Важно отметить, что для анализа хаотических режимов в генераторах черенковского типа преимущественно использовались модели, в которых усилитель рассматривался как сосредоточенный элемент, поведение которого описывается при помощи точечных отображений [36,37]. Исключением являются работы [114,115], в которых использовались нестационарные модели с распределенным электронно-волновым взаимодействием.

Очевидным практическим достоинством замены в генераторах хаоса усилителей черенковского типа на гиросилители является возможность перехода в миллиметровый, а в перспективе – в субмиллиметровый диапазоны. В данной главе развиты динамические модели гироклистронов (Раздел 3.1) и гирос-ЛБВ с винтовой гофрировкой (Раздел 3.2), которые позволяют описать усиление и генерацию многочастотных широкополосных сигналов с учетом реальной дисперсии электродинамической системы, конечности полосы усиления, а также эффектов нелинейного насыщения. Проведенное моделирование показало возможность генерации хаотического излучения в миллиметровом диапазоне на основе рассматриваемых типов гиросилителей при введении запаздывающей обратной связи.

Следует отметить, что основным недостатком рассмотренных систем является довольно сильная изрезанность спектров излучения, которые фактически представляют собой набор линий с частотами, близкими к собственным частотам мод кольцевого резонатора, формируемого петлей обратной связи. Одним из методов повышения равномерности спектра является включение в цепь обратной связи дополнительного нелинейного элемента, который обеспечивает нелинейный амплитудно-зависимый сдвиг фазы сигнала (т.н. нелинейная флукутирующая задержка) [116-118]. Это приводит к случайному сдвигу собственных частот

кольцевого резонатора и размыванию соответствующих спектральных линий. В данной главе показано, что такой элемент может быть реализован на основе гиро-ЛБВ с винтовой гофрировкой, работающей при увеличенных значениях расстройки циклотронного резонанса. Отметим, что ранее аналогичный метод был использован в генераторах шума сантиметрового излучения – «шумотронах» [62,63,36], состоящих из двух черенковских ЛБВ, одна из которых работает как усилитель, а вторая – как нелинейный элемент с резким спадом на фазово-амплитудной характеристике (зависимости набега фазы сигнала на длине взаимодействия электронного пучка с полем волны от амплитуды входного сигнала). В Приложении к данной главе построена нестационарная самосогласованная теория такого генератора. Для рассмотренных систем на основе численного моделирования продемонстрирована возможность существенного повышения равномерности спектра хаотического излучения по сравнению с конфигурацией в виде одиночного усилителя с линейной цепью обратной связи.

3.1. Генерация хаотического излучения на основе гироклистронов с запаздывающей обратной связью

3.1.1. Нестационарная самосогласованная модель гироклистрона с дифракционным вводом и выводом излучения

Рассмотрим процесс электронно-волнового взаимодействия в гироклистроне, ввод и вывод излучения в котором осуществляется дифракционным образом, что соответствует целому ряду экспериментально реализованных систем [119-121,56]. Будем считать, что пространство взаимодействия гироклистрона длиной z_{out} включает в себя входной и выходной резонаторы, а также пространство дрейфа между ними (Рис.3.1). Профиль резонаторов и пространства дрейфа опишем функцией $r(z)$. Будем считать также, что в обоих резонаторах возбуждается одна и та же мода TE_{mp} на частоте близкой к частоте отсечки. В этом случае процесс электронно-волнового взаимодействия можно описать на основе системы уравнений (1.1), в которой в сечении $Z = 0$ необходимо использовать модифицированное граничное условие с учетом поступления на вход начального сигнала F (см. [45]):

$$a(0, \tau) - \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(0, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 2F(0, \tau). \quad (3.1)$$

Далее будем считать, что начальный сигнал задается в виде:

$$F(0, \tau) = a_0 f(\tau) e^{i\Omega_0 \tau}, \quad (3.2)$$

где $\Omega_0 = 8\beta_{\parallel 0}^2 (\omega_0 - \bar{\omega}_c) / \beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_c$ – отстройка частоты падающей волны от несущей, функция $f(\tau)$ описывает плавное включение входного сигнала, который с течением времени выходит на стационарное значение a_0 . Соответственно, нормированная мощность входного излучения может быть рассчитана по формуле $P_0 = 2 \operatorname{Im} \left(F \cdot \partial F^* / \partial Z \right) \Big|_{Z=0} = 2\sqrt{\Omega_0} a_0^2$.

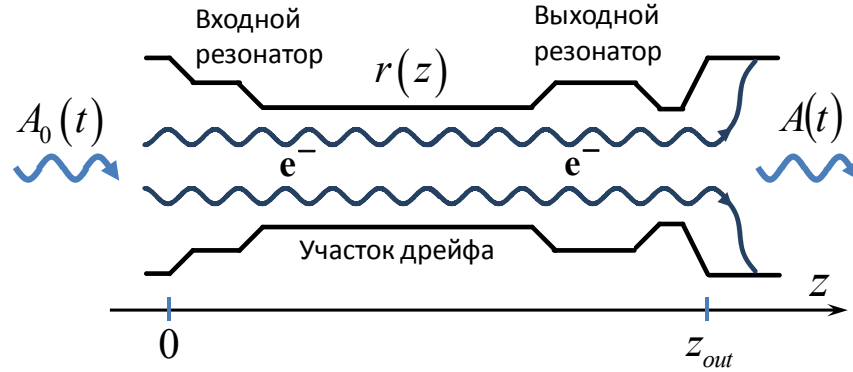


Рис.3.1. Принципиальная схема модели двухрезонаторного гироклистрона с дифракционным вводом и выводом излучения.

Отметим здесь, что в стационарном режиме взаимодействия исходная система уравнений (1.1) сводится к системе уравнений, описывающих усиление монохроматического сигнала. Такие уравнения были использованы [122] для анализа взаимодействия в гироклистронах с запиткой входного резонатора через отверстие связи. Вместе с тем, как будет продемонстрировано ниже, развитая в данной работе нестационарная модель позволяет исследовать более широкий класс режимов работы усилителя.

На основе развитой модели исследуем динамику двухрезонаторного гироклистрона с рабочей частотой 93 ГГц, экспериментально исследованного в работе [56]. Будем считать, что винтовой электронный пучок с питч-фактором 1.3, энергией 70 кэВ и током 15 А взаимодействует с модой TE_{02} во входном и выходном резонаторах на основной гармонике гирочастоты. Значения нормированных параметров при этом составляют $I_0 = 0.034$, $L = 15$. Рассмотрим далее следующие основные режимы работы гироклистрона:

- усиление входного (начального) сигнала;
- паразитное самовозбуждение выходного резонатора;
- захват автоколебаний выходного резонатора входным сигналом.

На Рис.3.2а,б показаны зависимость амплитуды излучения на выходе гироклистрона от времени, а также спектры излучения в режимах усиления и паразитного самовозбуждения выходного резонатора. Развитая нестационарная модель позволяет установить границы области самовозбуждения, которое при указанных параметрах имеет место при значениях расстройки $\Delta \approx -2.5 \div -3.2$ (Рис.3.2в).

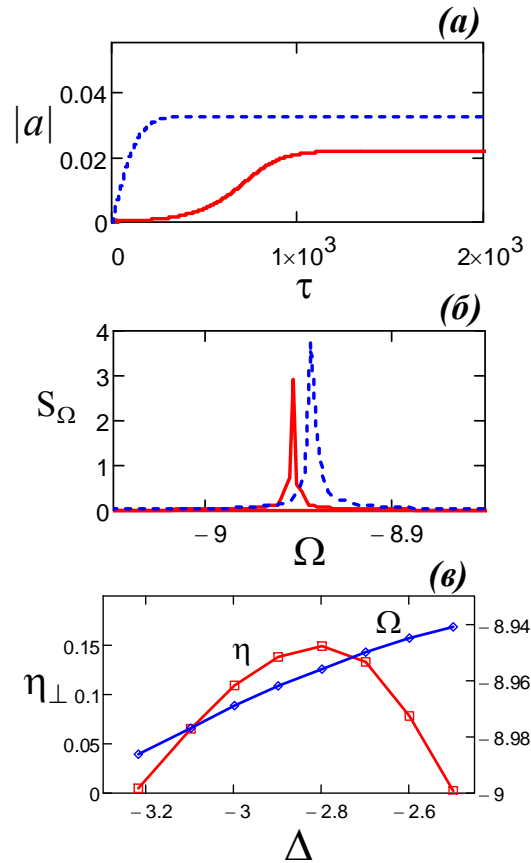


Рис.3.2. (а) Зависимость амплитуды излучения на выходе гироклистрона от времени в режиме усиления (штриховая линия) и самовозбуждения (сплошная линия), (б) соответствующие спектры излучения, (в) зависимость поперечного КПД η_\perp и частоты излучения Ω от расстройки синхронизма в режиме самовозбуждения.

Известно, что максимальный КПД гироклистрона реализуется на границе самовозбуждения [123], которая в рассматриваемом случае соответствует значению $\Delta \approx -2.48$. На Рис.3.3 показана зависимость коэффициента усиления гироклистрона $G = 20 \cdot \log(|a|/|a_0|)$ от амплитуды входного сигнала в оптимальном режиме. Полученная зависимость находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными работы [56]. В частности, согласно моделированию, коэффициент усиления на линейном участке достигает 27 дБ, а в режиме насыщения, реализуемом при входной мощности 1.2 кВт ($a_0 \approx 0.002$), $G \approx 21$ дБ. Полученные значения несколько превосходят экспериментально полученные величины 25 и 18 дБ, что может быть объяснено наличием в реальной системе начального разброса электронов по поперечным скоростям, которое снижает эффективность взаимодействия в гироклистронах [124-126].

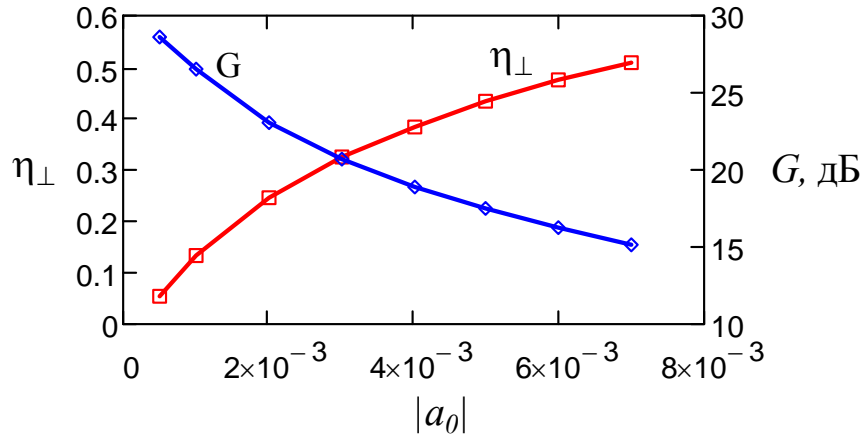


Рис.3.3. Зависимость поперечного КПД η_{\perp} и коэффициента усиления G от амплитуды входного сигнала ($\Delta = -2.48$, $\Omega_0 = -8.942$).

Еще один режим работы гироклистрона, который может быть проанализирован на основе развитой модели, соответствует самовозбуждению выходного резонатора с навязываемой внешним сигналом фазой (режим захвата). Этот режим представляет интерес с точки зрения получения максимальной выходной мощности⁵. На Рис.3.4а показана область захвата при различных амплитудах входного сигнала для рассматриваемого гироклистрона. Следует отметить, что ширина этой области близка к полосе усиления. При значительной отстройке частоты внешнего сигнала система переходит в режим биений (Рис.3.4б). При этом спектр излучения содержит одновременно две линии, соответствующие частоте внешнего сигнала и частоте самовозбуждения (Рис.3.4в).

⁵ См., например, [127], где в указанном режиме была получена максимальная выходная мощность порядка 15 МВт в релятивистском гироклистроне диапазона 8 мм.

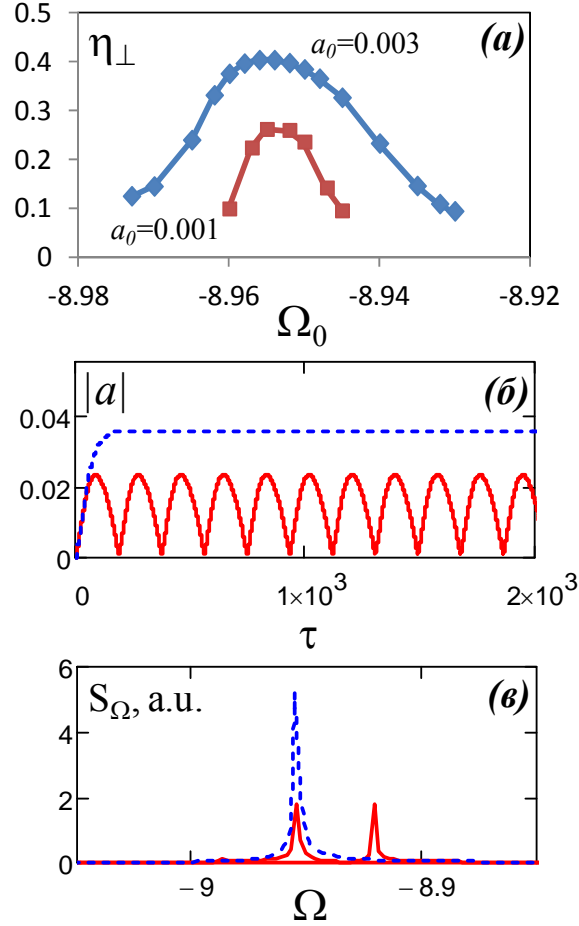


Рис. 3.4. Режим захвата при $\Delta = -2.8$: (а) – зависимость поперечного КПД η_{\perp} от частоты внешнего сигнала (полоса захвата), (б) – выходной сигнал гироклистрона в режиме захвата при $\Omega_0 = -8.954$ (пунктир) и в режиме биений при $\Omega_0 = -8.92$ (сплошная линия), (в) – соответствующие спектры выходного излучения.

3.1.2. Динамика гироклистрона с запаздывающей обратной связью

Рассмотрим далее динамику гироклистрона при ведении обратной связи за счет подачи части излучения с коэффициентом передачи S и временем задержки t_{del} на вход усилителя (Рис.3.5). В этом случае сигнал в правой части граничного условия (3.1) можно представить в виде (см. [13*]):

$$F(0, \tau) = S \cdot a(Z_{out}, \tau - T), \quad (3.4)$$

где $T = \bar{\omega}_c t_{del} \beta_{\perp 0}^4 / 8\beta_{\parallel 0}^2$ – нормированное время задержки. В последующем моделировании время прохождения сигнала по цепи обратной связи T выбиралось из следующих соображений. Как известно, в схемах на основе маломощных СВЧ-усилителей могут быть реализованы цепи обратной связи с временами запаздывания в

сотни наносекунд на основе акустических [26] или электрооптических [128] линий задержки. В то же время, в приборах с уровнем мощности в десятки и более киловатт, к которым относится исследуемый гироклистрон 3 мм диапазона, можно рассчитывать только на линии задержки волноводного типа. В этом случае характерные времена запаздывания определяются временем, за которое волна проходит расстояние, сравнимое с физической длиной усилителя. По этой причине при моделировании использовалось нормированное значение задержки $T = 20$, соответствующее прохождению сигнала по цепи обратной связи длиной около 50 см.

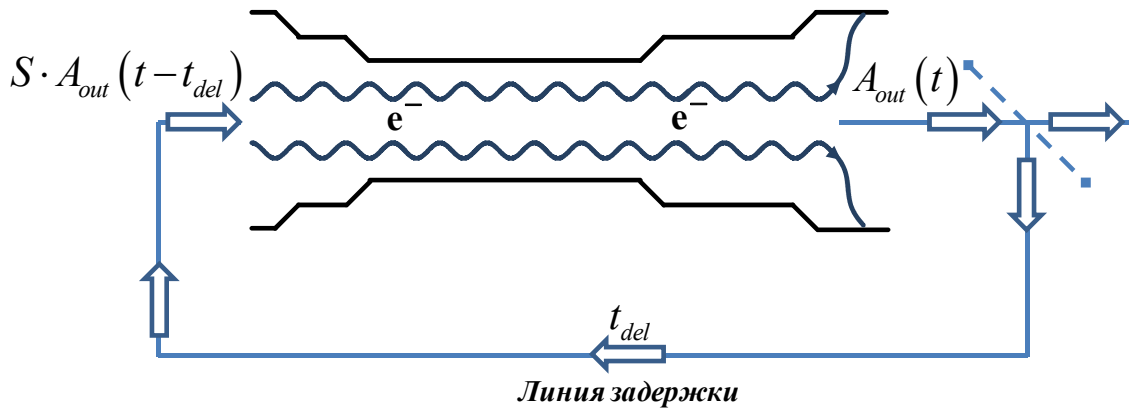


Рис.3.5. Принципиальная схема модели двухрезонаторного гироклистрона с запаздывающей обратной связью.

Моделирование показывает, что при выбранном значении T и параметрах гироклистрона, использованных в п.3.1.1, самовозбуждение рассматриваемого генератора происходит при значении коэффициента передачи $S \approx 0.05$. При этом с ростом S выше указанного значения режимы генерации остаются стационарными, то есть не происходит установление автомодуляционных режимов. Это может быть объяснено достаточно узкой полосой усиления гироклистрона, которая при относительно коротком времени запаздывания $T = 20$ оказывается меньше расстояния между продольными модами системы с частотами, определяемыми в первом приближении выражением:

$$\omega_k \approx \frac{2\pi k}{t_{del} + t_{trans}}, \quad (3.5)$$

где k – номер моды, $t_{trans} = z_{out}/v_{||}$ – время пролета электронов через пространство взаимодействия гироклистрона. При выбранных параметрах разность частот между соседними продольными модами составляет порядка 500 МГц, в то время как полная ширина полосы усиления составляет всего около 300 МГц (Рис.3.6, кривая 1).

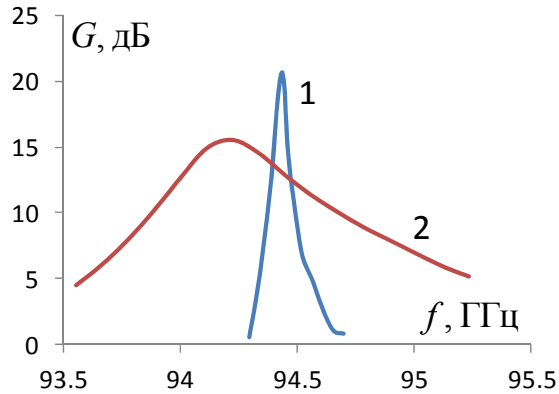


Рис.3.6. Полоса усиления гироклистрона: (1) – выходной резонатор с оптимальной добротностью, (2) – выходной резонатор со сниженной добротностью.

Значительно увеличить ширину полосы усиления гироклистрона возможно за счет снижения добротности выходного резонатора до значений, близких к минимальной дифракционной добротности $Q \approx Q_{\min} \approx 4\pi(l/\lambda)^2$, где l – длина выходного резонатора, λ – рабочая длина волны. Это может быть реализовано при изменении профиля выходного резонатора, в котором нужно исключить сужение на выходе. В результате, дифракционная добротность снижается, а полная полоса усиления расширяется до значений порядка 5 ГГц (Рис.3.6, кривая 2). В конфигурации со сниженной добротностью выходного резонатора уже при значении коэффициента передачи $S \approx 0.52$ в гироклистроне с обратной связью возникает периодическая автомодуляция. При этом реализуется так называемый амплитудный сценарий [116], когда период автомодуляции близок к удвоенному времени прохождения сигнала по цепи обратной связи. Соответственно, частота автомодуляции ω_{AM} , составляющая порядка 216 МГц, примерно равна половине расстояния между собственными модами кольцевого резонатора $(\omega_k - \omega_{k-1})/2 \approx 250$ МГц. При увеличении коэффициента передачи в интервале $S = 0.54 \div 0.66$ наблюдается последовательность бифуркаций удвоения периода⁶ (Рис.3.7), что также характерно для амплитудного сценария, а затем – при $S \approx 0.67$ – переход к хаотической автомодуляции (Рис.3.8а). Спектр генерации при этом представляет собой набор изолированных спектральных линий с частотами 93.7, 93.93, 94.16, 94.39 и 94.64 ГГц, близких к частотам собственных продольных мод системы, и шумового пьедестала на уровне -40 дБ.

⁶ Подобный механизм перехода к хаосу в целом характерен для систем с запаздывающей обратной связью [23].

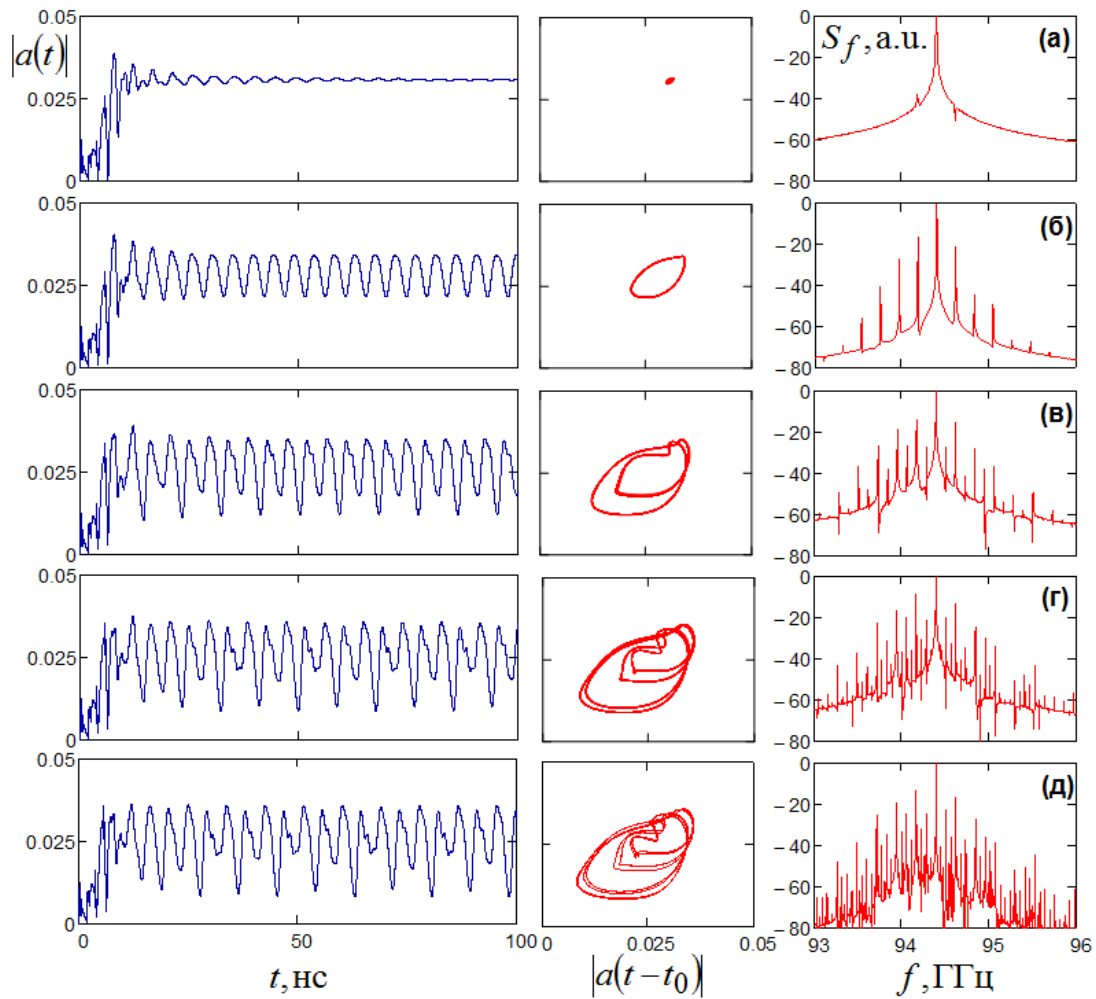


Рис.3.7. Зависимость от времени амплитуды излучения на выходе гироклистрона с обратной связью (слева), фазовый портрет (в центре) и спектр выходного излучения (справа) при переходе к хаосу через последовательность удвоений периода: (а) – $S \approx 0.52$, (б) – $S \approx 0.56$, (в) – $S \approx 0.62$, (г) – $S \approx 0.64$, (д) – $S \approx 0.644$.

При дальнейшем увеличении коэффициента передачи в диапазоне вплоть до $S = 0.76$ хаотические режимы генерации продолжают существовать, чередуясь с достаточно широкими окнами периодической автомодуляции⁷. При коэффициентах передачи $S \geq 0.8$ реализуются режимы «развитого» хаоса, при которых на фазовом портрете отсутствуют какие-либо крупномасштабные структуры (Рис.3.8б). Одновременно существенно меняется спектр выходного сигнала: шумовой пьедестал поднимается до уровня $-15 \div -20$ дБ, а отдельные линии излучения практически

⁷ Отметим, что такое чередование режимов генерации характерно и для модели классического клистрона с запаздывающей связью, что было продемонстрировано в работе [129].

перестают выделяться. В данном режиме нагрузочная характеристика $a_{out} = a_{in}/S$ сдвигается к области сильной зависимости набега фазы сигнала $\Delta\Phi$ на длине пространства взаимодействия от начальной амплитуды a_{in} , как это показано на Рис. 3.9. В свою очередь, «размытие» спектра связано с возникающей зависимостью частоты продольных мод от уровня входного сигнала.

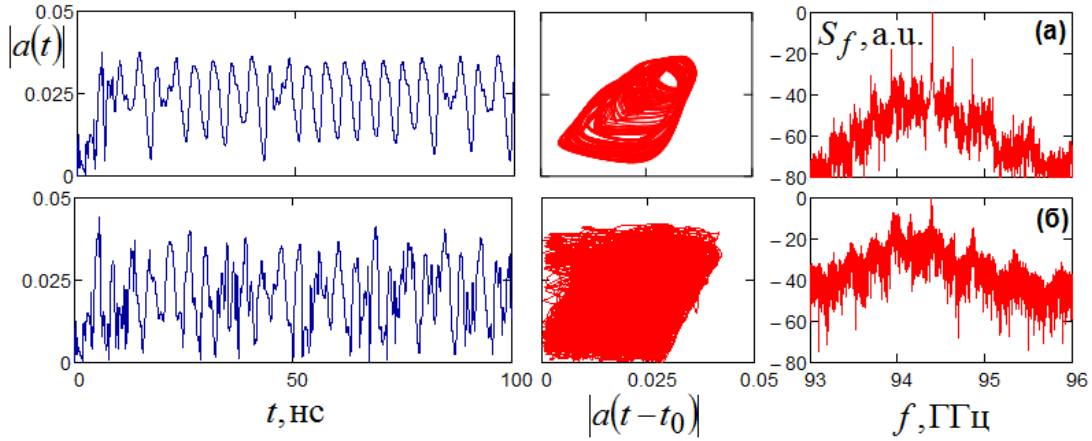


Рис.3.8. То же, что и на Рис.3.7 в хаотических режимах генерации:
 (а) $S = 0.67$, (б) $S = 0.8$.

Вместе с тем, даже в предельном случае $S = 1$ рабочая точка не может быть смещена непосредственно на участок фазовой характеристики с сильной фазово-амплитудной нелинейностью (см. Рис.3.9б), что обусловлено резким падением коэффициента усиления в этой области (см. Рис. 3.9а). Смещение рабочей точки и, соответственно, значительное повышение равномерности спектра излучения может быть достигнуто путем включения в цепь обратной связи дополнительного усилительного элемента (коэффициент передачи больше единицы). Подобная система, построенная на основе традиционных клистронов, ранее исследовалась в работах [57,58]. Как отмечалось выше, изначально подобный метод был использован в генераторах шума на основе двух связанных черенковских ЛБВ («шумотронах»), одна из которых работает в сильно перегруженном режиме. В Приложении 2 построена нестационарная самосогласованная модель такого генератора.

Для обнаруженных в ходе численного моделирования хаотических режимов были проведены дополнительные исследования их динамических свойств [11*,12*]. Наряду со спектром мощности наиболее информативен для дифференциации типов хаоса спектр ляпуновских показателей, имеющих смысл скорости экспоненциального роста возмущения в единицу времени, в системах с хаотической динамикой за такую

единицу времени $\Delta\tau$ можно брать время спада до нуля автокорреляционной функции [130-132]. На основе алгоритма, представленного в работах [133,134], получена следующая оценка ляпуновских показателей: $\Lambda_1\Delta\tau = 0.0011$, $\Lambda_2\Delta\tau = 0.0000$, $\Lambda_3\Delta\tau = -0.0013$ для случая $S = 0.67$ и $\Lambda_1\Delta\tau = 0.0061$, $\Lambda_2\Delta\tau = 0.0026$, $\Lambda_3\Delta\tau = 0.0000$ для случая $S = 0.8$. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что случай $S = 0.8$, в силу положительности двух первых показателей Ляпунова, соответствует режиму «развитого» хаоса или гиперхаоса.

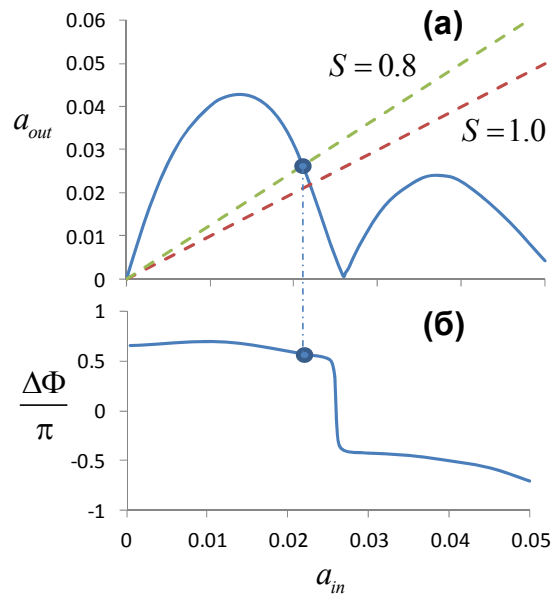


Рис.3.9. Амплитудная характеристика гироклистрона (а) и амплитудно-зависимый набег фазы на длине усилителя (б). Пунктиром обозначена нагрузочная характеристика цепи обратной связи при $S = 0.8$.

Важно отметить, что для описания режимов развитого хаоса в гироклистроне с запаздывающей обратной связью принципиально использование модели с нефиксированной структурой поля. Это демонстрирует Рис.3.10, на котором показано пространственно-временное распределения амплитуды поля в гироклистроне в хаотическом режиме. Видно, что продольная структура поля существенно варьируется с течением времени, что оправдывает применение развитого подхода.

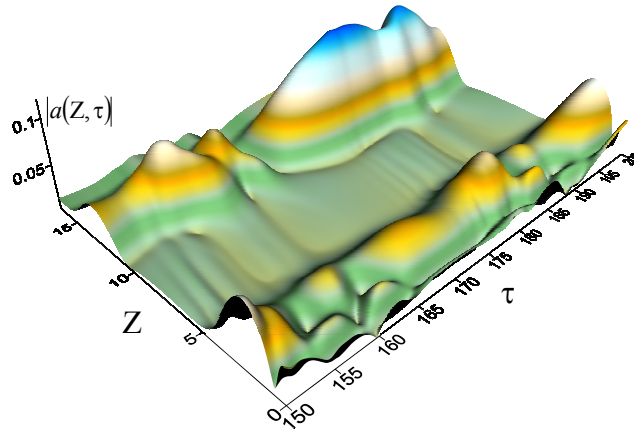


Рис.3.10. Пространственно-временное распределение модуля амплитуды излучения в режиме развитого хаоса ($S = 0.8$).

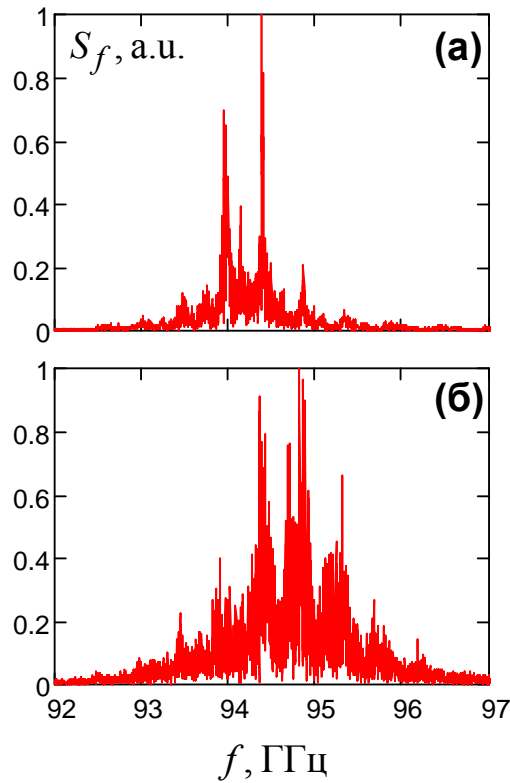


Рис.3.11. Спектр излучения гироклистрона в хаотическом режиме: (а) – при профиле, выходного резонатора, соответствующем Рис.3.6, (б) – в случае укороченного выходного резонатора.

Ширина спектра генерации в гироклистроне с запаздывающей обратной связью ограничена полосой, определяемой добротностью выходного резонатора $\Delta f \approx f/Q$, где f – центральная частота излучения. С учетом того, что $Q \approx Q_{\min} \approx 130$,

относительная ширина полосы излучения даже в хаотических режимах составляет менее 0.8 % (Рис.3.11а). Средний уровень выходной мощности при этом составляет около 20 кВт. Увеличение ширины спектра может быть достигнуто путем дальнейшего снижения добротности выходного резонатора за счет уменьшения его длины. При этом для компенсации снижения коэффициента усиления необходимо наращивать длину пространства дрейфа. Расчеты показывают, что таким образом можно практически в три раза увеличить относительную ширину спектра излучения до значений ~1.5% (Рис.3.10б). Однако при этом средняя эффективность генерации снижается до уровня 3.5%.

3.2. Генерация хаотического излучения на основе giro-ЛБВ с рабочим пространством в виде многозаходного винтового волновода

3.2.1. Динамика винтовой giro-ЛБВ с запаздывающей обратной связью

Рассмотрим в данном разделе нестационарные режимы генерации, которые могут реализоваться на основе широкополосных giro-ЛБВ с пространством взаимодействия в виде волновода с многозаходной винтовой гофрировкой («винтовых» giro ЛБВ [59]) при замыкании цепи обратной связи. В указанном классе giro-ЛБВ приосевой винтовой электронный пучок движется в волноводе с винтовой гофрировкой поверхности $r(\phi, z) = r_0 + \tilde{r} \cos(\bar{m}\phi - \bar{h}z)$, где r_0 – средний радиус волновода, \tilde{r} – амплитуда и \bar{m} – число заходов гофрировки, $\bar{h} = 2\pi/d$, d – период гофра. При этом, согласно [135,83], при выполнении условий брэгговского резонанса $\bar{m} = m_A + m_B$, $\bar{h} \approx h_B$ такая гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся TE_{mp} мод цилиндрического волновода, первая из которых является квазикритической (А), а вторая – бегущей (В) ($m_{A,B}$ – азимутальные индексы мод, h_B – продольное волновое число моды В, $h_A \rightarrow 0$). Соответственно, электрические поля парциальных волн могут быть представлены в виде:

$$\vec{E}_A = \text{Re} \left(A(z, t) \vec{E}_\perp^A(r) e^{i(\omega_A t - m_A \phi)} \right), \vec{E}_B = \text{Re} \left(B(z, t) \vec{E}_\perp^B(r) e^{i(\omega_A t - h_B z + m_B \phi)} \right) \quad (3.6)$$

где $A(z, t), B(z, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды, функции $\vec{E}_\perp^{A,B}(r)$ описывают радиальную структуру волн, соответствующую модам гладкого волновода.

Для селективного возбуждения комбинации мод (3.6) необходимо использование приосевого электронного пучка, частицы которого движутся в однородном магнитном поле по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки резонансно взаимодействуют только с попутно вращающимися модами круглого волновода с азимутальным индексом m , совпадающим с номером циклотронной гармоники n . В перечисленных условиях процесс усиления нестационарных сигналов можно описать на основе самосогласованной системы уравнений (см. [60]):

$$\begin{aligned}
i \frac{g^2}{4} \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + i \alpha b &= \frac{G}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_+^n d\theta_0, \\
\left(\frac{\beta_{gr}}{\beta_{||0}} \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) b - i \Delta_g b + i \alpha a &= 0, \\
\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) p_+ + i \frac{p_+}{n} (\Delta - 1 + |p_+|^2) &= i a (p_+^*)^{n-1}.
\end{aligned} \tag{3.7}$$

В (3.7) введены следующие обозначения: $Z = \kappa_A z \beta_{\perp 0}^2 / 2\beta_{||0}$, $\tau = \omega_A t \beta_{\perp 0}^2 / 2$, $a, b = (e/mc^2) (n^n / 2^{n-1} n!) (\beta_{\perp 0}^{n-4} / \gamma_0) \hat{A}, \hat{B}$, $\hat{A} = eA/mc^2 \kappa_A$, $\hat{A} = \sqrt{N_B/N_A} eB/mc^2 \kappa_B$, $\hat{\Delta}_g = \Delta_g 2h_0 / \kappa_A \beta_{\perp 0}^2$, $\alpha = (\tilde{r} / \beta_{\perp 0}^2 r_0) (v_B^2 - m_A m_B) / \sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}$ – коэффициент связи парциальных волн на винтовой гофрированной поверхности, $N_{A,B} = (v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2) J_{m_{A,B}}^2(v_{A,B})$ – безразмерные нормы волн, $\kappa_{A,B} = v_{A,B} / r_0$ – поперечные волновые числа парциальных волн, $v_{A,B}$ – корни производных функций Бесселя $J'_{m_A}(v_A) = J'_{m_B}(v_B) = 0$, $\Delta_g = (\bar{h} - h_0) / \kappa_A$ – геометрическая расстройка, $h_0 = h_B(\omega_A)$, $V_{gr} = \beta_{gr} c = h_0 c / \kappa_A$ – групповая скорость бегущей волны В, $g = \beta_{\perp 0} / \beta_{||0}$ – начальный питч-фактор, $G = 16 (eI_b / mc^3 N_A) (\beta_{\perp 0}^{2n-6} / \beta_{||0} \gamma_0) (n^n / 2^n n!)^2$ – параметр тока, $\Delta = 2 (\omega_A - n\omega_H^0) / \omega_A \beta_{\perp 0}^2$ – расстройка циклотронного резонанса.

В отсутствии электронного пучка $I_b = 0$, представляя амплитуды парциальных волн как $a, b \sim \exp(i\Omega\tau - i\Gamma Z)$, можно получить дисперсионное уравнение для нормальной волны волновода с винтовой гофрировкой в виде (ср. с [60]):

$$\left(\Omega - \frac{g^2 \Gamma^2}{4} \right) \left(\Omega - \frac{\beta_{gr}}{\beta_{\parallel 0}} \Gamma - \Delta_g \right) = \alpha^2 \quad (3.8)$$

В свою очередь для характеристики электронного пучка в отсутствии связи с волной получим: $\Omega = \Gamma - \Delta$. Как будет показано ниже, нестационарные режимы взаимодействия в указанной системе существенно зависят от взаимного положения дисперсионных характеристик волны и электронного потока.

При записи граничных условий, так же как и в рассматриваемых ранее моделях будем полагать, что в сечении $Z = 0$ электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения и не имеют начального разброса по поперечным скоростям. Для квазикритической волны А на границах пространства взаимодействия используем условия излучения [10]:

$$\left(a \mp \frac{g}{2\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(Z, \tau')}{\partial Z} d\tau' \right) \Bigg|_{Z=0, L} = 0, \quad (3.9)$$

где $L = \kappa_A \beta_{\perp 0}^2 / 2\beta_{\parallel 0}$ – нормированная длина усилителя. Будем считать, что цепь обратной связи усилителя замыкается через бегущую парциальную волну В, то есть можно записать:

$$b(Z = 0, \tau) = S \cdot b(Z = L, \tau - T), \quad (3.10)$$

где S – коэффициент передачи, T – нормированное время задержки сигнала. Далее при моделировании использовалось нормированное значение задержки $T = 20$, соответствующее физическому времени прохождения сигнала по цепи обратной связи ~ 3.2 нс.

Проведем моделирование динамики giro-ЛБВ с обратной связью на основе системы уравнений (3.7) с граничными условиями (3.9), (3.10) при значениях параметров $L = 23$, $G = 0.04$, $\hat{\alpha} = 2.1$, $\hat{\Delta}_g = 1.15$. Указанные нормированные параметры соответствуют экспериментально реализованной винтовой giro-ЛБВ диапазона 35 GHz [61], запитываемой приосевым винтовым электронным пучком с энергией 70 кэВ, током 10 А и питч-фактором $g = 1.2$. В усилителе [61] использовалась трехзаходная винтовая гофрировка рабочего волновода ($\bar{m} = 3$), обеспечивающая связь бегущей волны TE_{11} и квазикритической волны TE_{21} . Указанная связка мод возбуждалась на второй циклотронной гармонике ($n = 2$). Моделирование показало, что в отсутствии обратной связи, в соответствии с проведенным ранее анализом и

результатами экспериментов, максимальная полоса усиления указанной giro-ЛБВ достигается в режиме касания дисперсионных кривых пучка и нормальной волны винтового волновода. При среднем радиусе волновода $r_0 = 0.4$ см, периоде и амплитуде гофрировки $d = 0.92$ см и $\tilde{r} = 0.074$ см режим касания дисперсионных реализуется при величине магнитного поля 6.5 кЭ.

На Рис.3.12а показана дисперсионная характеристика (3.8) гофрированного волновода для указанных выше параметров, совмещенная с частотной зависимостью коэффициента усиления в режиме насыщения при значении расстройки циклотронного резонанса $\Delta = 1.88$, соответствующей максимальной ширине полосы усиления. Видно, что при введении обратной связи с выбранным временем задержки $T = 20$ в полосу усиления попадает более двух десятков «холодных» собственных мод системы (Рис.3.12б), расстояние между которыми в первом приближении определяется выражением

$$\Delta\Omega \approx 2\pi/(L+T). \quad (3.11)$$

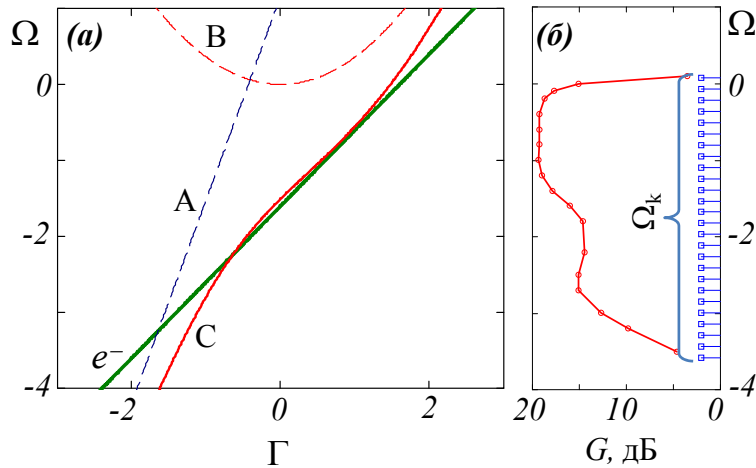


Рис.3.12. (а) - дисперсионная характеристика giro-ЛБВ (e^- – электронная волна, А,В – бегущая и квазикритическая парциальные волны, С – синхронная нормальная волна); (б) – полоса усиления giro-ЛБВ в отсутствии обратной связи ($\Delta = 1.88$, $b_{in}=0.01$), Ω_k – спектр собственных мод системы.

Моделирование динамики винтовой giro-ЛБВ при введении обратной связи показало, что при $\Delta = 1.88$ самовозбуждение системы происходит при $S = 0.08$ (Рис.3.14а). Увеличение коэффициента передачи до значения $S = 0.35$ перемещает нагрузочную характеристику $b_{out} = b_0/S$, где b_0, b_{out} – амплитуда бегущей волны на

входе и выходе усилителя, на участок максимального спада амплитудной характеристики усилителя (Рис.3.13а), что приводит к возникновению периодической автомодуляции по амплитудному сценарию (Рис.3.14б), аналогично процессам в ЛБВ черенковского типа [116]. Наличие указанного сценария подтверждается близостью периода автомодуляции к удвоенному времени прохождения сигнала по цепи обратной связи $T_{AM} \approx 2 \cdot (L + T)$ и, соответственно, $\Omega_{AM} \approx \pi / (L + T) = \Delta\Omega / 2$.

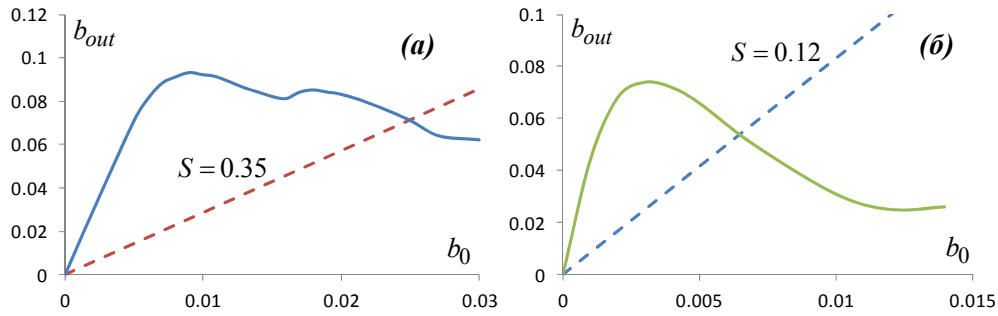


Рис.3.13. Амплитудные характеристика gyro-ЛБВ: (а) – в режиме максимального усиления, (б) – в режиме максимальной крутизны спада. Пунктиром показаны нагрузочные характеристики.

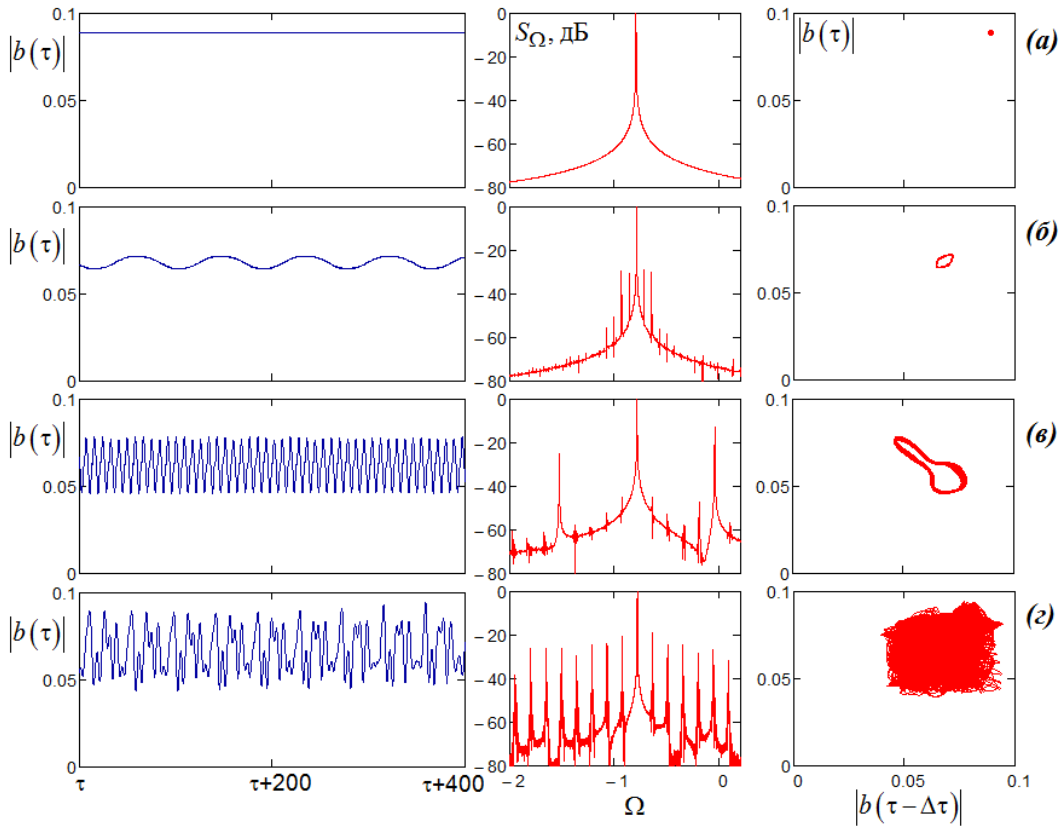


Рис.3.14. Временная зависимость амплитуды выходного излучения (слева), спектр генерации (в центре) и фазовый портрет (справа) в режиме максимального усиления винтовой gyro-ЛБВ ($\Delta = 1.88$): (а) – $S = 0.08$, (б) – $S = 0.35$, (в) – $S = 0.48$, (г) – $S = 0.56$.

Периодическая автомодуляция сохраняется вплоть до значений $S = 0.46$, после чего в диапазоне $S = 0.46 \div 0.48$ происходит ее подавление и установление стационарной генерации. В диапазоне $S = 0.48 \div 0.56$ снова устанавливается режим периодической автомодуляции с частотным механизмом возникновения (Рис.3.14в), что подтверждается близостью частоты автомодуляции Ω_{AM} к расстоянию между продольными модами (3.11). Хаотическая автомодуляция имеет место при $S \geq 0.56$ (Рис.3.14г), однако глубина модуляции сигнала при этом не превышает 40%.

Снижение бифуркационных значений коэффициента передачи и расширение областей хаотической модуляции достигается при использовании амплитудной характеристики с максимальной крутизной спада после насыщения, реализуемой при $\Delta = 1.6$ (Рис.3.15). В этих условиях самовозбуждение колебаний в giro-ЛБВ с обратной связью имеет место уже при значениях $S = 0.04$. При $S = 0.12$, соответствующем попаданию нагрузочной характеристики усилителя на участок с максимальной крутизной (Рис.3.13б), возникает периодическая автомодуляция (Рис.3.16а). Сценарий возникновения автомодуляции в данном случае носит смешанный характер, включая в себя как частотный, так и амплитудный механизмы. Хаотизация колебаний происходит уже при значениях $S = 0.24$ (Рис.3.16б), а в интервалах значений $S = 0.45 \div 0.65$ и $S > 0.81$ реализуются режимы «развитого» хаоса (Рис.3.16в), что подтверждается оценками ляпуновских показателей (для случая $R = 0.6$) $\Lambda_1 \Delta \tau = 0.0034$, $\Lambda_2 \Delta \tau = 0.0009$, $\Lambda_3 \Delta \tau = 0.0000$. Максимальная эффективность хаотических режимов генерации достигается при значениях $R \approx 0.62$ и $R \approx 0.8$ и составляет $\langle \eta_{\perp} \rangle \approx 0.12$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по времени реализации. Отметим здесь, что при увеличении времени запаздывания до значений $T = 60$ бифуркационные значения токов меняются незначительно, однако в соответствии с (3.11) уменьшается расстояние между спектральными линиями излучения.

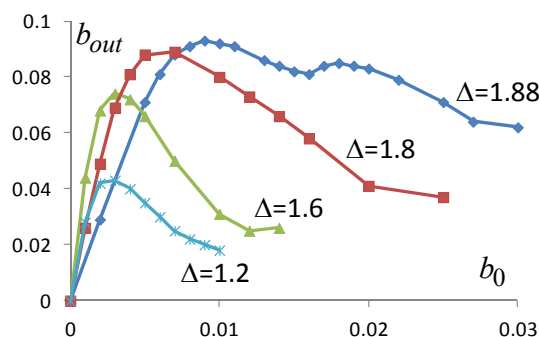


Рис.3.15. Амплитудные характеристики giro-ЛБВ при изменении расстройки Δ .

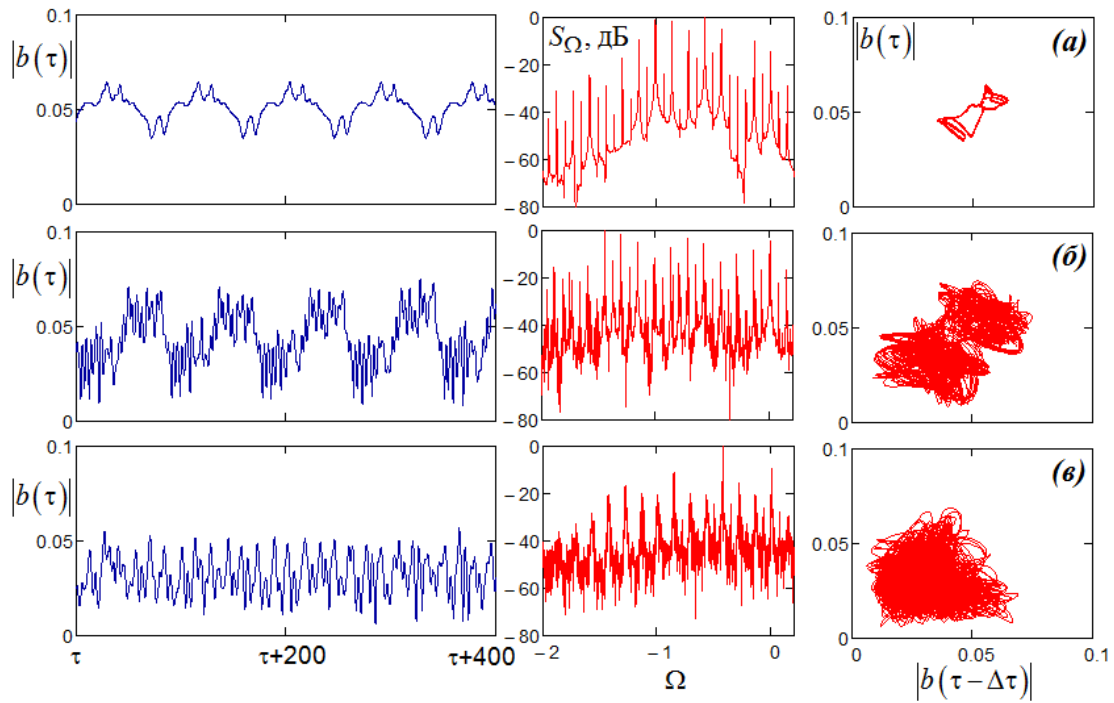


Рис.3.16. Временная зависимость амплитуды выходного излучения (слева), спектр генерации (в центре) и фазовый портрет (справа) в режиме с максимальной крутизной спада амплитудной характеристики усилителя, реализующемся при $\Delta = 1.6$:
 (а) – $S = 0.14$, (б) – $S = 0.24$, (в) – $S = 0.45$.

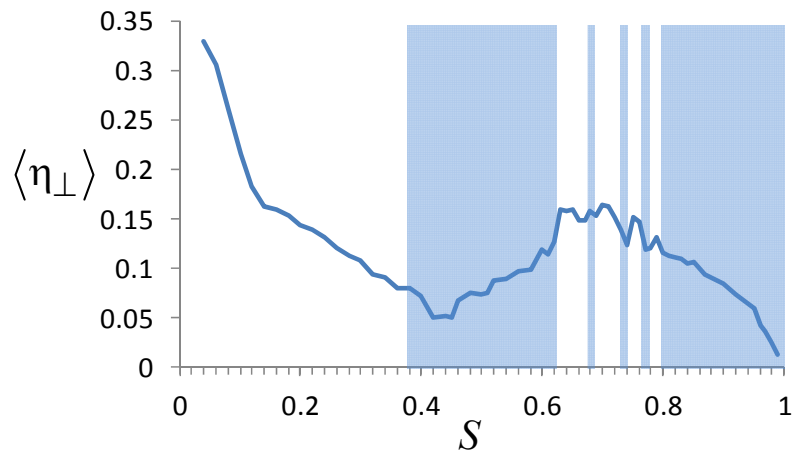


Рис.3.17. Зависимость усредненного по времени реализации поперечного КПД $\langle \eta_{\perp} \rangle$ от коэффициента передачи при $\Delta = 1.6$. Закрашенные области соответствуют режимам хаотической генерации.

3.2.2. PIC-моделирование хаотических режимов генерации в винтовой giro-ЛБВ с запаздывающей обратной связью

Основные результаты, полученные в п.3.2.2 в рамках усредненного подхода, были подтверждены на основе прямого численного PIC-моделирования с использованием трехмерной версии кода KARAT. Используемая в моделировании геометрия пространства взаимодействия включала в себя волновод с трехзаходной гофрировкой с длиной однородного участка, составляющей 15 периодов, а также участки плавного нарастания и спада гофрировки длиной по 2 периода каждый (Рис.3.18). Запаздывающая обратная связь создавалась путем отражения выходного излучения от диафрагмы, расположенной в выходном волноводе на расстоянии 7 см от конца гофрированного участка. Коэффициент отражения от диафрагмы, составлял $\sim 10\%$ по мощности, что соответствует значению коэффициента передачи $S \approx 0.3$.

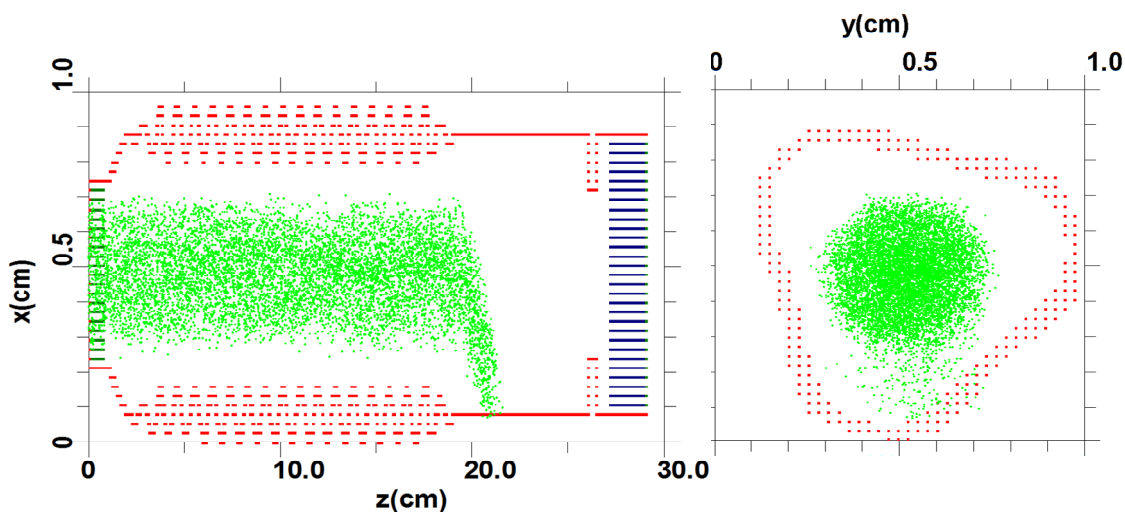


Рис.3.18. Геометрия пространства взаимодействия винтовой giro-ЛБВ с запаздывающей обратной связью, используемая в PIC-моделировании. Точки соответствуют мгновенному положению макрочастиц.

Приосевой винтовой электронный пучок инжектировался с левого края системы с заданным питч-фактором и величиной начального разброса по поперечным скоростям 20%. На правом краю пространства взаимодействия осуществлялась высадка пучка на стенку волновода в сильно-неоднородном магнитном поле. На поверхности электродинамической системы ставились граничные условия, соответствующие материалу с конечной проводимостью, равной проводимости меди. Число узлов сетки составляло порядка 1 млн., число макрочастиц – около 20000. Контрольные счета с десятикратным увеличением числа частиц не выявили существенных изменений в динамике системы.

При отсутствии отражений максимальный коэффициент усиления монохроматического входного сигнала в моделировании составил ~ 17 дБ, что близко к экспериментально полученным значениям для винтовой giro-ЛБВ с выбранными параметрами [61]. Указанное значение коэффициента усиления достигалось при величине магнитного поля $H_0 = H^* = 6.63$ кЭ.

При включении в моделирование рефлектора, формирующего цепь обратной связи, хаотические режимы регистрировались в диапазоне полей $H_0 = (1 \div 1.02)H^*$ (Рис.3.19б,в). За пределами этой области автомодуляция носила квазипериодический или периодический характер (Рис.3.19а,г). Режимы наиболее развитого хаоса реализовались при $H_0 = 1.01H^*$ (Рис.3.19в). Это совпадает с результатами, полученными в п.3.2.2, согласно которым для перехода к режимам развитого хаоса необходимо уменьшать величину расстройки синхронизма, что соответствует увеличению ведущего магнитного поля. Средняя мощность хаотической генерации достигала 50 кВт при среднем КПД около 7%.

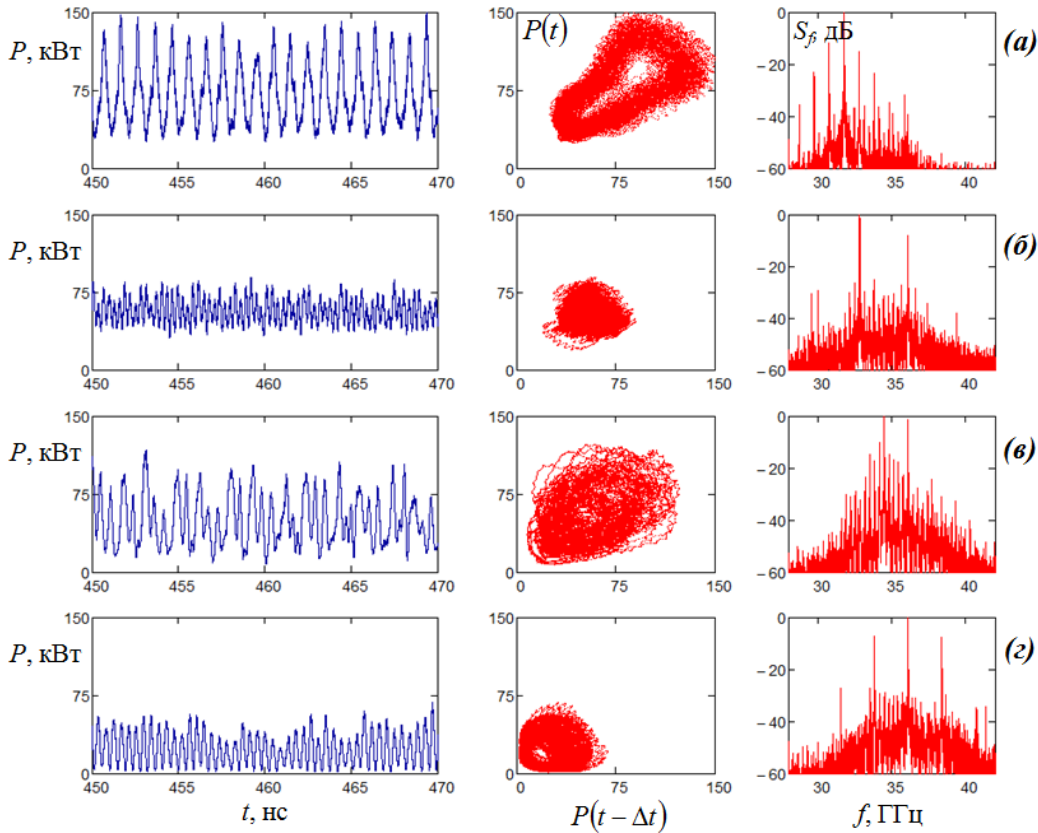


Рис.3.19. Динамика выходной мощности (слева), фазовый портрет (в центре) и спектр хаотической генерации (справа) в PIC-моделировании:

(а) – $H_0 = 0.99H^*$, (б) – $H_0 = H^*$, (в) – $H_0 = 1.01H^*$, (г) – $H = 1.03H^*$.

3.2.3. Генерация хаотических колебаний со сплошным спектром на основе двух связанных винтовых giro-ЛБВ

Из Рис.3.14, 3.16, 3.19 видно, что при генерации хаотического излучения на основе винтовой giro-ЛБВ спектр является довольно сильно изрезанным. Это связано с доминированием в нем частот близких к собственным частотам кольцевого резонатора, формируемого цепью обратной связи. Как уже отмечалось выше, известным методом повышения однородности спектра в таких системах является включение в цепь обратной связи нелинейного элемента, обеспечивающего сильную зависимость набега фазы сигнала от его амплитуды. В данном разделе продемонстрировано, что нелинейный элемент (НЭ) с требуемыми характеристиками может быть реализован также на основе giro-ЛБВ с винтовой гофрировкой за счет подбора значения отстройки циклотронного синхронизма. Показано, что установка такого элемента в цепь обратной связи винтовой giro-ЛБВ-усилителя позволяет существенно повысить однородность спектра хаотического излучения.

Ниже приведены результаты моделирования нелинейного элемента, которое проводилось на основе уравнений (3.7). Исследовалась зависимость формы фазовой характеристики (зависимости набега фазы сигнала $\Delta\varphi$ от входной амплитуды b_0) винтовой giro-ЛБВ от величины расстройки синхронизма Δ , т.е. от величины ведущего магнитного поля. Считалось, что параметры гофрировки и электронного пучка совпадают с использованными в п.3.2.1. Моделирование показало, что, также как и для усилителей черенковского типа (см. Приложение 2), в оптимальных для усиления условиях ($\Delta = 1.88$) набег фазы сигнала в пространстве взаимодействия винтовой giro-ЛБВ при изменении амплитуды входного сигнала меняется незначительно (Рис.3.20а). В то же время уменьшение Δ приводит к возникновению на фазовой характеристике области с достаточно большой крутизной (Рис.3.20б). Максимальное значение фазового сдвига $\sim 2\pi$ реализуется при значении расстройки $\Delta = 1.2$ (Рис.3.20в) в интервале амплитуд входного сигнала $b_0 (Z = 0) = 0.025 \div 0.06$.

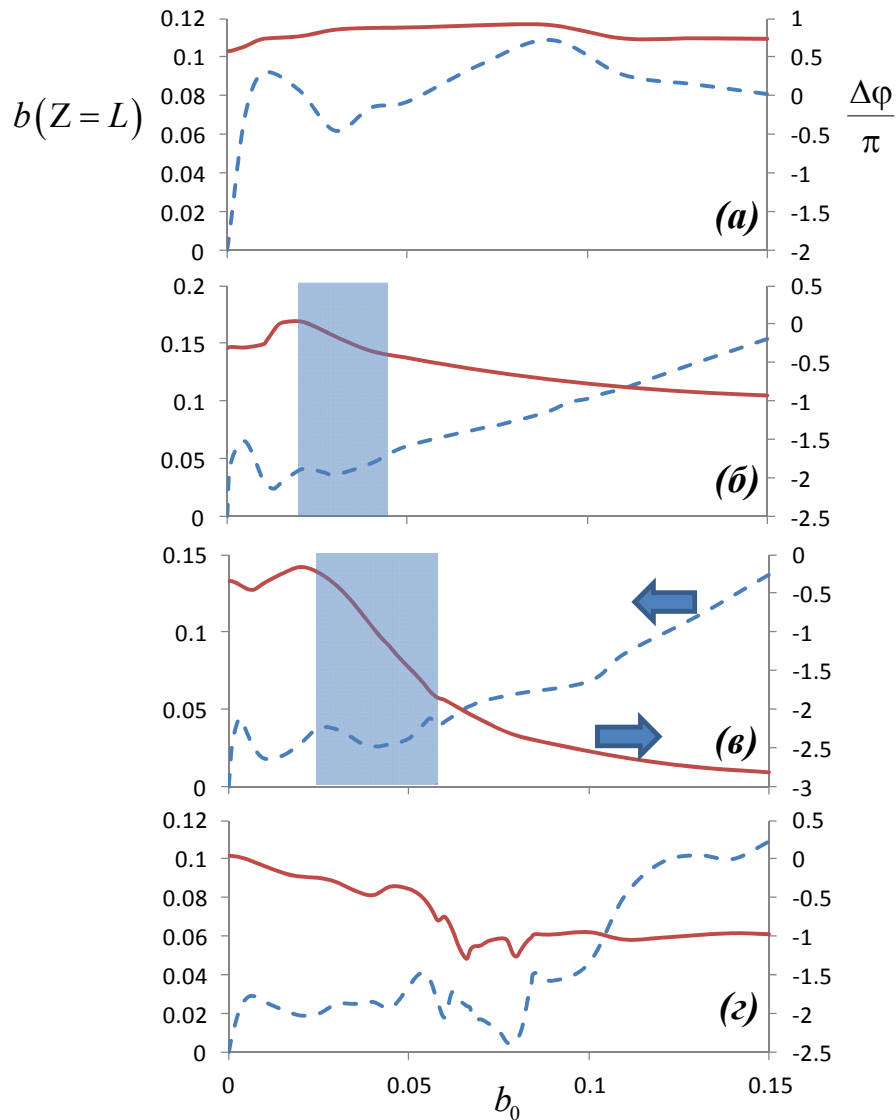


Рис.3.20. Фазовые (сплошные линии) и амплитудные (пунктир) характеристики винтовой giro-ЛБВ при различных значениях расстройки синхронизма: (а) – $\Delta = 1.88$, (б) – $\Delta = 1.6$, (в) – $\Delta = 1.2$, (г) – $\Delta = 0.8$. Цветом выделены области быстрого изменения набега фазы.

Рассмотрим далее модель генератора, состоящую из двух связанных винтовых giro-ЛБВ – усилителя (1), работающего в режиме максимального усиления при $\Delta_1 = 1.88$, и нелинейного элемента (2) с областью быстрого изменения набега фазы, реализующегося при $\Delta_2 = 1.2$. Все остальные параметры связанных giro-ЛБВ считаются одинаковыми. Условия замыкания цепи обратной связи запишем в виде:

$$\begin{aligned}
 b_2(Z=0, \tau) &= S_{12} \cdot b_1(Z=L, \tau) \\
 b_1(Z=0, \tau) &= S_{21} \cdot b_2(Z=L, \tau - T),
 \end{aligned}
 \tag{3.13}$$

где S_{ij} – коэффициенты передачи из секции с номером i в секцию с номером j (см. Рис.3.21).

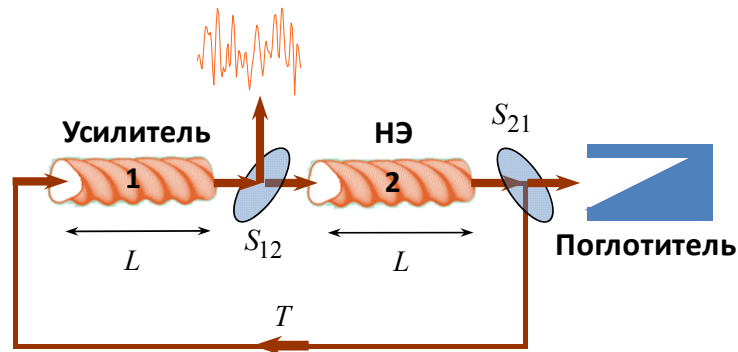


Рис.3.21. Модель генератора хаотического излучения на основе двух связанных идентичных винтовых gyro-ЛБВ, одна из которых представляет собой усилитель, а другая – нелинейный элемент (НЭ).

В области быстрого изменения набега фазы амплитуда сигнала на выходе нелинейного элемента составляет $b_2(Z=L) \sim 0.02 \div 0.04$ (Рис.3.20в). В этой связи коэффициент передачи из нелинейной секции в усиливающую S_{21} устанавливался равным 0.6 для поддержания работы усилителя вблизи насыщения и повышения тем самым выходной мощности излучения.

Моделирование показывает, что при малых коэффициентах S_{12} в спектре выходного излучения явно выделяются линии, соответствующие частотам собственных продольных мод резонатора, формируемого петлей обратной связи (Рис.3.22а). Увеличение коэффициента передачи смещает распределение амплитуд на входе НЭ в область больших значений, так что при $S_{12} = 0.024 \div 0.034$ они полностью перекрывают область быстрого изменения набега фазы. В результате продольные моды становятся неустойчивыми, и изрезанность спектра значительно снижается (Рис.3.22б). При дальнейшем увеличении S_{12} в выходном спектре снова начинают явно выделяться частоты продольных мод (Рис.3.22в), поскольку среднее значение амплитуды b_{20} начинает превышать оптимальные значения.

В оптимальном режиме при $S_{12} = 0.28$ ширина спектра генерации при выбранных физических параметрах достигает 3.7 ГГц, что составляет более 10% относительно центральной частоты генерации 35 ГГц. Среднее по времени реализации

значение поперечного КПД усилителя при этом достигает $\langle \eta_{\perp} \rangle \approx 0.24$. Максимальная полезная мощность при этом может быть рассчитана по формуле:

$$P_{out} \approx \eta \cdot P_{beam} (1 - S_{12}^2) \quad (3.21)$$

где $\eta = \langle \eta_{\perp} \rangle g^2 / (1 + g^2)$ – электронный КПД (1.8), P_{beam} – мощность невозмущенного электронного потока. В результате, для электронного пучка с энергией 70 кэВ и током 10 А мощность излучения составляет порядка 85 кВт, что соответствует КПД генерации около 12%. Однако, принимая во внимание что для работы нелинейного элемента требуется электронный пучок с такими же энергетическими характеристиками, полный КПД системы оказывается в два раза ниже – около 6%.

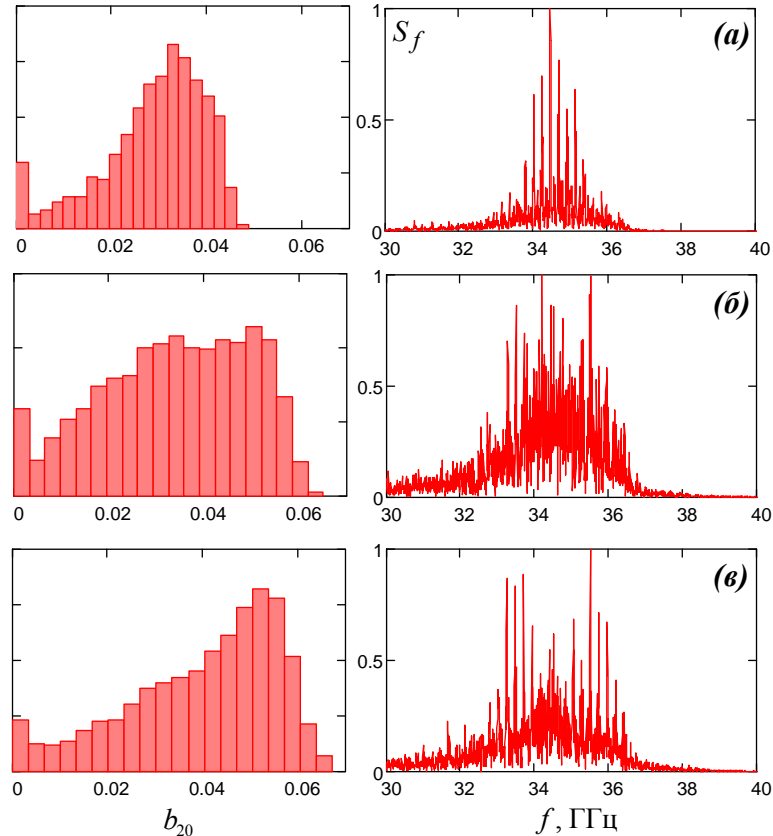


Рис.3.22. Распределение амплитуды сигнала на входе нелинейного элемента (слева) и спектры излучения на выходе усилителя при изменении коэффициента передачи S_{12} :

(а) – $S_{12} = 0.14$, (б) – $S_{12} = 0.28$, (в) – $S_{12} = 0.4$.

($L = 23$, $I = 0.043$, $\Delta_1 = 1.88$, $\Delta_2 = 1.2$, $S_{21} = 0.6$)

Эффективность рассматриваемого генератора может быть повышена за счет снижения тока электронного пучка в нелинейном элементе. При этом весь сигнал с выхода нелинейного элемента должен поступать на вход усилителя, так что $S_{21} = 1$

(Рис.3.29). Однако, расчеты показывают, что при снижении тока в три раза до значения $I_2 = 0.014$ максимальная величина изменения набега фазы в НЭ оказывается недостаточной, и спектр генерации остается линейчатым (Рис.3.24а). Для повышения фазовой нелинейности необходимо в полтора раза увеличить длину нелинейного элемента до значений $L_2 = 35$ (Рис.3.24б). При этом для значения $S_{12} = 0.36$ снова удается получить сплошной спектр излучения на выходе усилителя (Рис.3.24б). В данной конфигурации при той же выходной мощности излучения на уровне 85 кВт полный КПД системы будет достигать уже 9%, что в полтора раза больше чем в случае системы на основе двух идентичных gyro-ЛБВ.

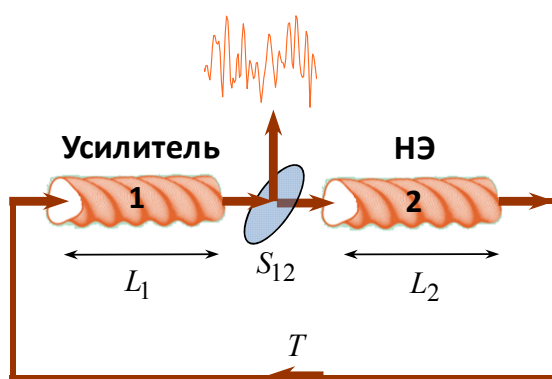


Рис.3.23. Схема генератора сплошного спектра с увеличенной эффективностью. Помимо увеличения длины нелинейного элемента отличием от Рис.3.21 является полная передача сигнала с выхода НЭ на вход усилительной секции.

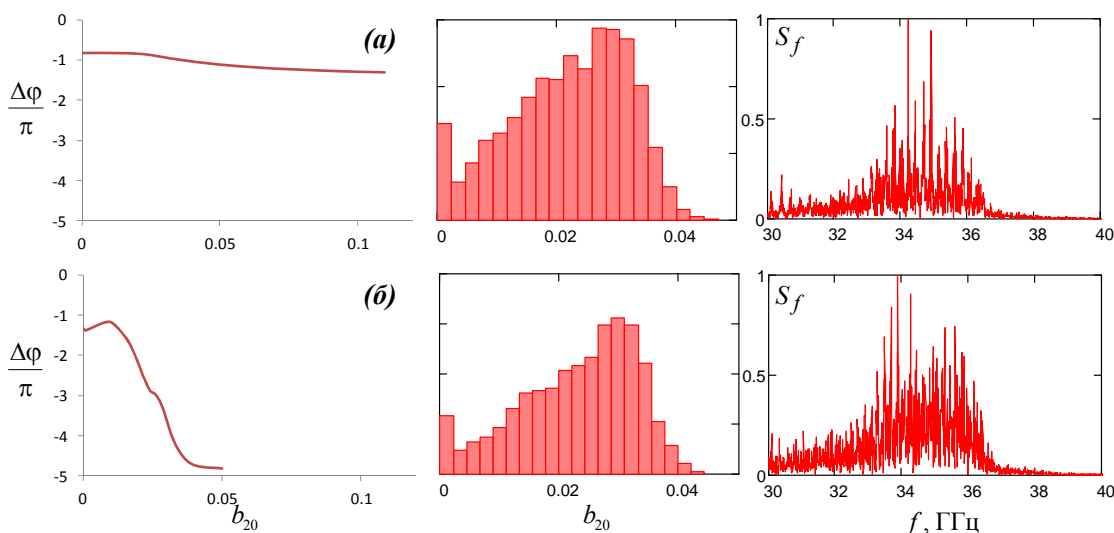


Рис.3.24. Фазовая характеристика нелинейного элемента (слева), распределение амплитуды сигнала на входе нелинейного элемента (в центре) и спектры излучения на выходе усилителя (справа) в случае сниженного тока инжекции нелинейного элемента ($I_2 = 0.014$, $\Delta_2 = 1.2$, $S_{12} = 0.36$): (а) – $L_2 = 23$, (б) – $L_2 = 35$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Генерация хаотического излучения на основе двух связанных усилителей черенковского типа

Как уже отмечалось выше, в работах [62,63,36] был предложен генератор сплошного спектра на основе двух связанных черенковских ЛБВ, одна из которых является усилителем, а вторая играет роль нелинейного элемента. В данном разделе проведены исследования динамики такой системы на основе нестационарной самосогласованной модели.

В приближении малого изменения скорости частиц процесс усиления в черенковской ЛБВ может быть описан известной системой уравнений [89,136,137]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial \zeta} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0 \\ \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \zeta^2} &= \left(1 + v_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial \zeta}\right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{Re} \left(a_1 e^{i\theta_1}\right), \end{aligned} \quad (\text{П2.2})$$

где θ_1 – фаза электронов относительной синхронной волны, $\zeta = \omega C z / V_0$ и $\tau = \omega C (t - z / V_0) (1 - V_0 / V_{gr})^{-1}$ – безразмерная координата и время, a_1 – нормированная амплитуда действующего поля, C – параметр усиления (параметр Пирса), V_{gr} – групповая скорость рабочей волны, $\gamma_0 = (1 - V_0^2 / c^2)^{1/2}$ – релятивистский масс-фактор, $v = C_1 \gamma_0^2$. В предположении, что на входе в пространства взаимодействия электронный поток не имеет начальной модуляции по плотности и скорости частиц, граничные условия для уравнений движения в (П2.2) имеют вид

$$\theta_1|_{\zeta=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left. \frac{\partial \theta_1}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = \Delta_1, \quad (\text{П2.3})$$

где Δ_1 – нормированная расстройка синхронизма.

На основе уравнений (П2.2) проанализируем сначала динамику генератора, показанного на Рис. П2.1 и состоящего из усилительной секции и линии задержки с коэффициентом передачи S . В этом случае уравнения (П2.2) следует дополнить граничным условием для амплитуды поля в виде (ср. с (3.4),(3.10)):

$$a_1(\zeta = 0, \tau) = S \cdot a_1(\zeta = L_1, \tau - T), \quad (\text{П2.4})$$

где T – нормированное время задержки сигнала, L_1 – нормированная длина области усиления.

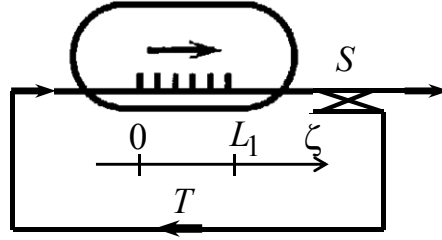


Рис.П2.1. Модель генератора на основе черенковского усилителя с запаздывающей обратной связью (без нелинейного элемента).

Выберем для проведения моделирования следующие параметры усилителя $\nu=1$, $L_1=5$, при которых коэффициент усиления в линейном режиме составляет ~ 28 дБ, а в режиме насыщения – ~ 25 дБ. Соответствующая амплитудная характеристика представлена на Рис.П2.2.

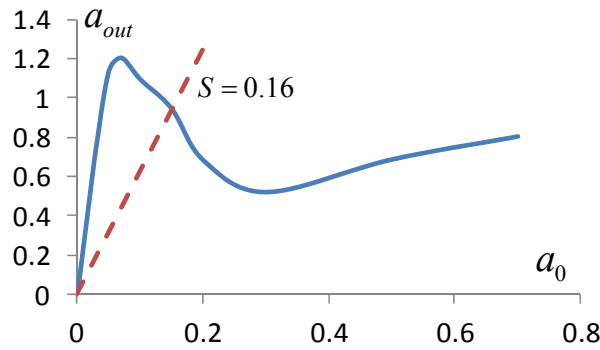


Рис.П2.2. Амплитудная характеристика черенковского усилителя (сплошная линия). Пунктиром показана нагрузочная характеристика цепи обратной связи $a_{out} = a_{in}/S$. ($\nu_1=1$, $L_1=5$).

Введение обратной связи с временем запаздывания $T=5$ создает условия для самовозбуждения системы, которое происходит при коэффициенте передачи $S=0.04$. При $S=0.16$, соответствующем перемещению нагрузочной характеристики на участок с максимальным спадом амплитудной характеристики (Рис.П2.2), стационарные колебания сменяются режимом периодической автомодуляции (Рис.П2.3а). При дальнейшем увеличении коэффициента передачи происходит хаотизация колебаний (Рис.П2.3б-г). Следует отметить, однако, что также как и в моделях, рассмотренных в Разделах 3.1 и 3.2, спектр во всех случаях носит линейчатый характер. При этом спектральные компоненты излучения располагаются вблизи собственных частот мод

кольцевого резонатора, расстояние между которыми определяется выражением $\Delta\Omega = 2\pi/(L_1 + T)$.

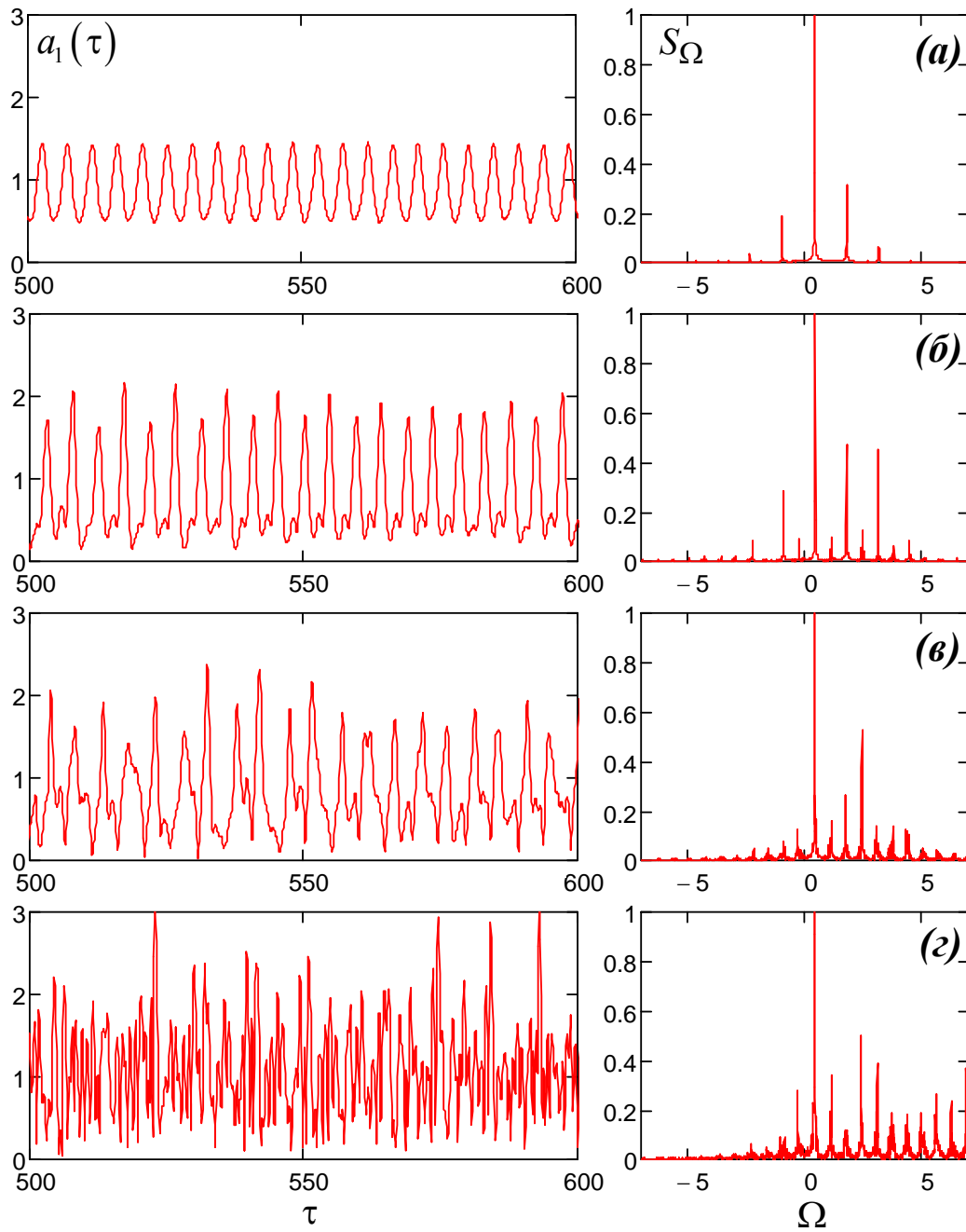


Рис.П2.3. Временная зависимость амплитуды (слева) и спектр (справа) излучения на выходе усилителя при изменении коэффициента передачи в цепи обратной связи: (а) – $S = 0.16$, (б) – $S = 0.24$, (в) – $S = 0.3$, (г) – $S = 0.5$.

Рассмотрим далее систему, в которой в цепь обратной связи усилителя, установлен дополнительный нелинейный элемент (см. Рис. П2.4), в качестве которого используется ЛБВ в режиме группового синхронизма $V_{gr} = V_0$. В этом случае уравнения (П2.2) преобразуются к виду [138]:

$$\frac{\partial a_2}{\partial \zeta} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0, \quad (П2.5)$$

$$\frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \zeta^2} = \left(1 + v_2 \frac{\partial \theta_2}{\partial \zeta}\right)^{\frac{3}{2}} \operatorname{Re}(a_2 e^{i\theta_2})$$

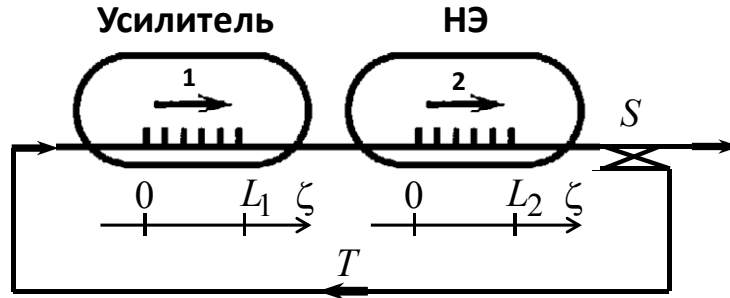


Рис.П2.4. Модель усилителя с нелинейным элементом (НЭ) в цепи обратной связи.

Будем считать, что сигнал с выхода усилителя полностью поступает на вход нелинейного элемента, что соответствует граничному условию:

$$a_2(\zeta = 0, \tau) = a_1(\zeta = L_1, \tau), \quad (П2.6)$$

В свою очередь, цепь обратной связи замыкается путем подачи части сигнала с выхода нелинейного элемента с коэффициентом передачи S и временем запаздывания T на вход усилителя, так что

$$a_1(\zeta = 0, \tau) = S \cdot a_2(\zeta = L_2, \tau - T). \quad (П2.7)$$

Будем полагать, что $v_1 = v_2 = 1$, $L_1 = L_2 = 5$ и рассмотрим изменение амплитудной и фазовой характеристик нелинейного элемента (2) при изменении значения расстройки синхронизма Δ_2 . Фазовая характеристика представляет собой величину набега фазы $\Delta\varphi$ волны в зависимости от ее амплитуды на входе пространства взаимодействия a_{20} .

При $\Delta_2 = 0$ набег фазы медленно спадает по мере роста амплитуды, достигает минимума вблизи $a_{20} \approx 0.5$, после чего незначительно возрастает (Рис.П2.5а). По мере

увеличения расстройки синхронизма на фазово-амплитудной зависимости появляется участок быстрого изменения набега фазы (Рис.П2.5б). Максимальная перестройка фазы реализуется при $\Delta_2 = 2$ и достигает $\sim \pi$ вблизи значений амплитуды входного сигнала $a_{20} \approx 0.6$ (Рис.П2.5в). В свою очередь, перестройка собственных частот продольных мод, определяемых выражением

$$\Omega_k = \frac{2\pi k + \Delta\phi}{T}, \quad (\text{П2.8})$$

в области амплитуд $a_{20} \approx 0.6$ будет составлять величину порядка $\delta\Omega \sim \pi/T$, что совпадает с величиной межмодового расстояния.

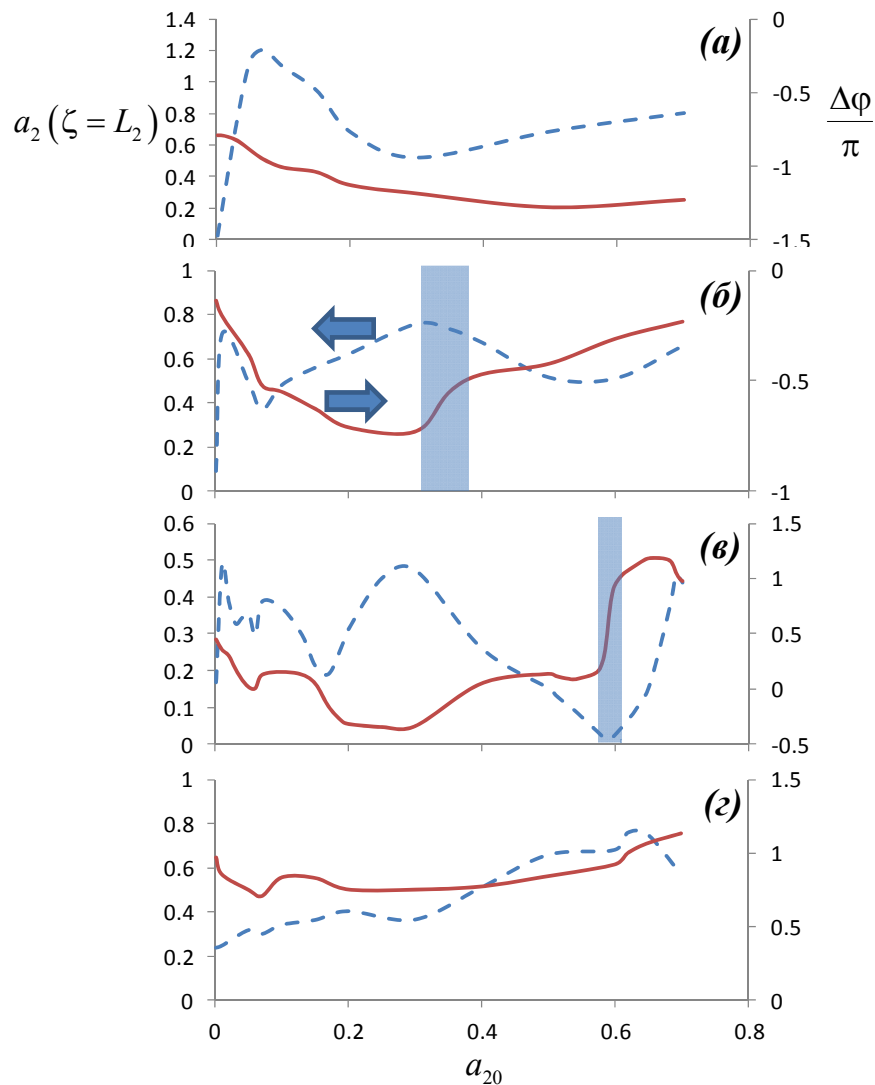


Рис.П2.5. Семейство фазово-амплитудных (сплошные линии) и амплитудных (пунктир) характеристик нелинейного элемента при изменении расстройки синхронизма: (а) – $\Delta_2 = 0$, (б) – $\Delta_2 = 1.0$, (в) – $\Delta_2 = 2.0$, (г) – $\Delta_2 = 3.0$. Затемнением выделены области быстрого нарастания набега фазы.

Моделирование систем уравнений (П2.2),(П2.5), связанных граничными условиями (П2.6),(П2.7) подтвердило возможность повышения однородности спектра хаотической генерации в рассматриваемой системе. Изменение амплитуды на входе нелинейного элемента достигается путем варьирования коэффициента передачи S . При оптимальном значении $S = 0.1$ спектр выходного излучения характеризуется гораздо более высокой степенью заполнения (Рис.П2.6б). Уменьшение или увеличение коэффициента передачи приводит к сильной изрезанности спектра (Рис.П2.6а,в).

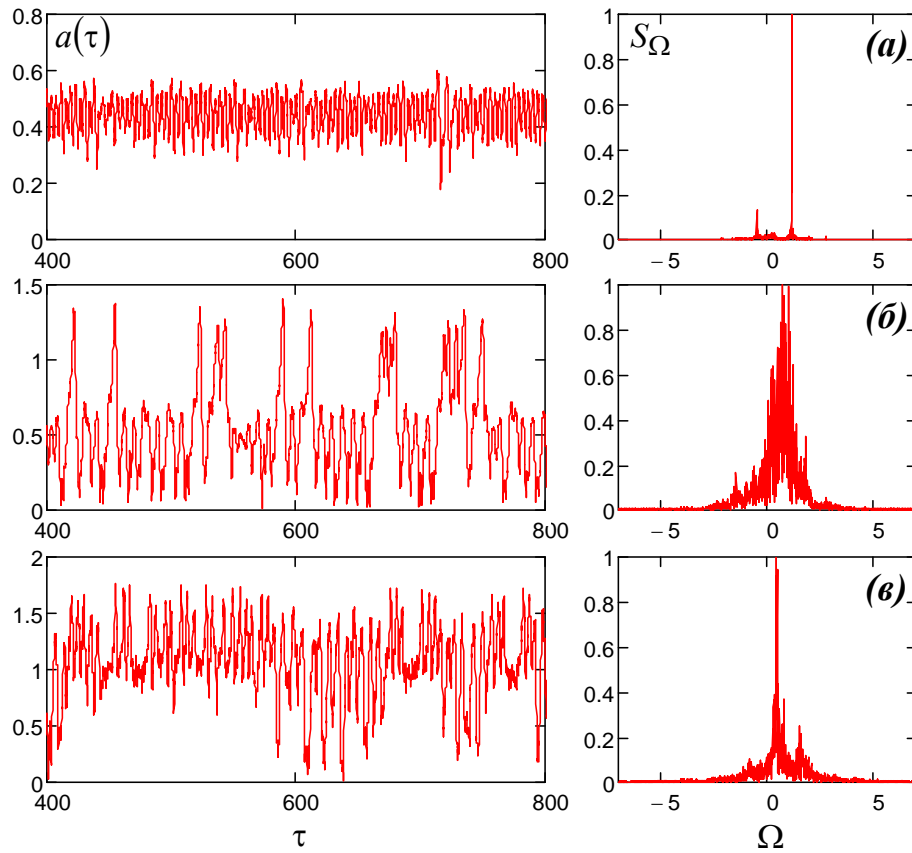


Рис.П2.6. Временная зависимость амплитуды генерации и спектр выходного излучения в системе с нелинейным элементом в цепи обратной связи при $\Delta_2 = 2.0$:

(а) – $S = 0.085$, (б) – $S = 0.1$, (в) – $S = 0.2$.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Предложен метод управления частотой периодической автомодуляции в гиротронах с внешними отражениями, основанный на зависимости резонансных частот и добротностей собственных мод электродинамической системы от положения отражателя. Выводы теории подтверждены экспериментальными исследованиями релятивистского гиротрона диапазона 30 ГГц с уровнем мощности в сотни киловатт.

2. Экспериментально получены режимы многочастотной генерации с мегаваттным уровнем мощности в релятивистском гиротроне диапазона 9 ГГц, реализующиеся при введении отражений в выходном волноводном тракте. Зарегистрирован переход к хаотической генерации через бифуркации удвоения периода.

3. Показана возможность значительного расширения полосы хаотического излучения в гиротронах в условиях, когда для рабочей моды достаточно сильно разнесены высокочастотный и низкочастотный циклотронные резонансы с электронным пучком. В результате при больших превышениях над порогом возникает перекрытие полос генерации на указанных резонансах. При этом выходное излучение представляет собой случайную последовательность коротких импульсов с пиковой мощностью, в 100-150 раз превосходящей средний по времени уровень излучения и в 4-6 раз мощность запитывающего гиротрон электронного пучка. Высокая пиковая мощность наряду со статистическими характеристиками позволяют отнести генерируемые импульсы к классу так называемых «волн-убийц» – редких событий с экстремально большой амплитудой, регистрируемых в динамических системах различной физической природы.

4. Построена нестационарная самосогласованная модель электронно-волнового взаимодействия в гироклистронах с дифракционным вводом и выводом излучения, учитывающая влияние пучка на формирование продольной структуры поля. Наряду с известными режимами взаимодействия, такими как усиление монохроматических сигналов, режим паразитного самовозбуждения выходного резонатора и захват возбуждаемых автоколебаний начальным сигналом, предложенная модель позволяет адекватно описать режимы «развитого» хаоса, возникающие в гироклистронах при введении запаздывающей обратной связи.

5. На основе пространственно-временного подхода исследованы режимы широкополосной хаотической генерации, реализующиеся при введении запаздывающей обратной связи в гиро-ЛБВ с винтовым гофрированным волноводом. Показано, что включение в цепь обратной связи элемента с сильной фазовой нелинейностью позволяет существенно повысить равномерность спектра излучения за счет размывания спектральных линий, соответствующих собственным частотам системы. В качестве такого элемента при специальной настройке параметров может быть использована дополнительная винтовая гиро-ЛБВ.

Публикации автора по теме диссертации

- [1*] Гинзбург Н.С., Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Розенталь Р.М. Наблюдение автомодуляционных режимов генерации в релятивистском гиротроне с запаздывающей обратной связью // Письма в ЖТФ. 2002. Т.28. №9. С.85-91.
- [2*] Rozental R.M., Zaitsev N.I., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Ginzburg N.S. Nonstationary Processes in an X-Band Relativistic Gyrotron With Delayed Feedback // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. V.32. No.2. P. 418-421.
- [3*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кулагин И.С. Управление спектром генерации гиротрона с внешними отражениями в режиме возбуждения нескольких продольных мод // ЖТФ. 2006. Т.76. №1. С. 82-85.
- [4*] Rozental R.M., Ginzburg N.S., Glyavin M.Y., Sergeev A.S. Novel Source of the Chaotic Microwave Radiation Based on the Gyro-Backward-Wave Oscillator // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2006. V. 54. No. 6. P. 2741-2744.
- [5*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Перестройка периода автомодуляции в релятивистской ЛОВ с сильными отражениями // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2007. Т.50, №12. С.1043-1047.
- [6*] Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zotova I.V. Time-domain model of gyrokystrons with diffraction power input and output // Physics of Plasmas. 2016. V.23. Art.no. 033108.
- [7*] Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Zotova I.V., Tarakanov V.P. Chaotic Millimeter Wave Generation in a Helical-Waveguide Gyro-TWT With Delayed Feedback // Physics of Plasmas. 2016. V.23. No.10. Art.no. 103106.
- [8*] Гинзбург Н.С., Розенталь Р.М., Сергеев А.С., Зотова И.В. Генерация хаотических сигналов миллиметрового диапазона на основе широкополосных гиросилителей с винтовым гофрированным волноводом // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. Вып.3. С. 50-56.
- [9*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Зотова И.В., Федотов А.Э., Тараканов В.П. Генерация широкополосного хаотического излучения в гиротронах в режиме перекрытия высокочастотного и низкочастотного резонансов // ЖТФ. 2017. Т.87. №10. С. 1555-1561.
- [10*] Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Fedotov A.E., Zotova I.V., Tarakanov V.P. Generation of Rogue Waves in Gyrotrons Operating in the Regime of Developed Turbulence // Phys. Rev. Lett. 2017. V.119. Art.no. 034801.
- [11*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Исаева О.Б., Рожнев А.Г., Сергеев А.С. Режимы развитого хаоса в гиротронах и гиросилителях с запаздывающей

обратной связью // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. №6. С. 1760102.

[12*] Rozental R.M., Isaeva O.B., Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., Rozhnev A.G. Characteristics of chaotic regimes in a space-distributed gyrokystron model with delayed feedback // Rus. J. Nonlin. Dyn. 2018. V. 14, № 2. P. 155-168.

[13*] Rozental R.M., Zotova I.V., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Tarakanov V.P. Chaotic Generation in a W-Band Gyrokystron With Delayed Feedback // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. V. 46. № 7. P.2470-2474.

[14*] Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S., Rozental R.M., Samsonov S.V., Mishakin S.V., Marek A., Jelonnek J. Ultra-Wideband Microwave Oscillator Performance by Coupling of Two Gyro-TWTs with Helical Waveguide // IEEE Transactions on Electron Devices. 2018. V. 65. No. 6. P. 2334-2339.

[15*] Rozental R., Glyavin M., Luchinin A., Ginzburg N., Link G., Thumm M. Excitation of Several Axial Eigenmodes in Gyrotrons with Mismatched Window - Simulations and Experimental Studies // IEEE International Conference on Plasma Science, 20-23 June 2005, Monterey, CA, USA, p. 208.

[16*] Ginzburg N.S., Zaitsev N.I., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Novozhilova Yu.V., Rozental R.M., Sergeev A.S. Experimental observation of chaotic dynamics in powerful relativistic oscillators // Proceedings of the 5th International Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", 1-9 August, 2002, Nizhny Novgorod, Russia, v.1, p.144-150.

[17*] Rozental R.M., Zaitsev N.I., Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S. Experimental investigation of the non-stationary phenomena in the gyrotron with end reflections // Digest of 28th International Conference on Infrared and Millimeter Waves, September 29 - October 3, 2003, Otsu, Japan, p.407-408.

[18*] Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Rozental R.M., Zaitsev N.I. Self-modulation spectrum variation in gyrotrons with Bragg type output reflector // Conference Digest of the Joint 29th International Conference Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics, 27 September - 1 October 2004, Karlsruhe, Germany, p.631-632.

[19*] Rozental R., Glyavin M., Ginzburg N., Sergeev A. First observation of the chaotic oscillations in the K-band gyro-BWO // IEEE International Conference on Plasma Science, 20-23 June 2005, Monterey, California, p.113.

[20*] Rozental R.M., Glyavin M.Yu., Ginzburg N.S., Sergeev A.S. Novel Source of the Chaotic Microwave Radiation Based on the Gyro Backward-Wave Oscillator // European Microwave Conference, 4-6 October 2005, Paris, France, V.2, p.1-3.

[21*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Нестационарная теория гироклистронов с дифракционным вводом и выводом излучения // Тезисы докладов X

Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, 29 февраля - 3 марта 2016 г., Н.Новгород, с.81.

[22*] Розенталь Р.М., Сергеев А.С. Сверхширокополосная шумовая генерация в гиротронах с большой надкритичностью // Тезисы докладов X Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, 29 февраля - 3 марта 2016 г., Н.Новгород, с.82.

[23*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация широкополосного хаотического излучения миллиметрового диапазона в gyroусилителях с запаздывающей обратной связью // Материалы XI международной школы-конференции "Хаотические автоколебания и образование структур" (ХАОС), 3-8 октября 2016 г., Саратов, с.49.

[24*] Розенталь Р.М., Сергеев А.С. Генерация широкополосного шумоподобного излучения субтерагерцового диапазона в гиротроне с большой надкритичностью // Сборник статей V Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 30 мая - 2 июня 2016 г., Санкт-Петербург, Т.2, с.149-152.

[25*] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Розенталь Р.М., Сергеев А.С. Генерация хаотических сигналов на основе широкополосных gyro-усилителей миллиметрового диапазона с винтовым гофрированным волноводом // Сборник статей V Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 30 мая - 2 июня 2016 г., Санкт-Петербург, Т.1, с.125-128.

[26*] Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S., Fedotov A.E., Zotova I.V., Tarakanov V.P. Rogue waves and ultra broadband generation in gyrotrons. // 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 27 August - 1 September 2017, Cancun, Mexico, p.1-2, DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2017.8067064.

[27*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Формирование гигантских импульсов в условиях развитой турбулентности в пространстве взаимодействия гиротронов // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова, 4-9 июня 2017 г., Москва, с.45-46.

[28*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Исаева О.Б., Рожнев А.Г., Сергеев А.С. Режимы развитого хаоса в гиротронах и gyroусилителях с запаздывающей обратной связью // Труды XVI Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова, 4-9 июня 2017 г., Москва, с.42-44.

[29*] Zotova I.V., Ginzburg N.S., Morozkin M.V., Rozental R.M., Sergeev A.S., Fedotov A.E., Tarakanov V.P. Generation of rogue waves in gyrotrons with high excess over the threshold // Proceedings of 10th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications", July 17–22, 2017, Nizhny Novgorod - Moscow, Russia, p. 196-197.

[30*] Исаева О.Б., Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Рожнев А.Г. Динамика распределенной модели гироклистрона с запаздывающей обратной связью // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, 5–10 февраля 2018, Саратов, с.27-28.

[31*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Хаотическая генерация со “сплошным” спектром на основе двух связанных винтовых гиро-ЛБВ // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, 5–10 февраля 2018, Саратов, с.28-29.

[32*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Морозкин М.В. Формирование “волн-убийц” в гиротронах и создание условий для их генерации в реальных системах // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, 5–10 февраля 2018, Саратов, с.45-46.

[33*] Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Морозкин М.В. Источники шумоподобного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов на основе гиротронов // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, 5–10 февраля 2018, Саратов, с.46-47.

[34*] Rozental R.M., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Tarakanov V.P. Millimeter and THz range chaotic ultra-wideband generation in gyrotrons // 2017 Eighteenth International Vacuum Electronics Conference, London, 2017, pp. 1-2, doi: 10.1109/IVEC.2017.8289536.

Литература

- [1] Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. В 2 т. Т.2. Нестационарные и хаотические процессы / Под ред. А.А. Короновского, Д.И. Трубецкова, А.Е. Храмова. – М. ФИЗМАТЛИТ, 2009. - 392 с.
- [2] Генерация хаоса / Под общ. ред. Дмитриева А.С. – М.: Техносфера, 2012. - 424 с.
- [3] Залогин Н.Н. Как начиналась шумовая тематика в ИРЭ // Радиотехника. 2005. № 3. С. 5-12.
- [4] Мясин Е.А. Исследования генерации СВЧ-шума в ИРЭ АН СССР 1962-1967 годов: начало нового научного направления. Лекция // Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22. № 1. С. 104-122.
- [5] Puri S. Stochastic heating of plasma electrons using microwave noise // Plasma Physics. 1974. V. 16. P. 517-526.
- [6] Айзацкий Н.И., Волобуев В.В., Иванов Г.М. Автомодуляционный режим в задающем генераторе ЛУЭ // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. № 12. С. 758-761.
- [7] Лукин К.А. Шумовая радиолокация миллиметрового диапазона // Радиофизика и электроника. 2008. Т.13. С. 344-358.
- [8] Залогин Н. Н., Калинин В. И., Скарня А. В. Активная локация с использованием широкополосных хаотических сигналов // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2011. Т.3. №1. С. 3-17.
- [9] Marchewka C., Larsen P., Bhattacharjee S., Booske J., Sengele S., Ryskin N., Titov V. Generation of chaotic radiation in a driven TWT amplifier with time-delayed feedback // Phys. Plasmas. 2006. V.13. No.1. Art.no. 013104.
- [10] Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // Int. J. Electron. 1986. V.61. No.6. P. 881-894.
- [11] Блохина Е.В., Рожнев А.Г. Влияние отражений от выходного рупора на динамику гиротрона // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №11. С. 1390-1396.
- [12] Блохина Е.В., Рожнев А.Г. Хаос и гиперхаос в гиротроне // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2006. Т. 49. №10. С. 887-899.
- [13] Chang T.H., Chen S.H., Barnett L.R., Chu K.R. Characterization of Stationary and Nonstationary Behavior in Gyrotron Oscillators // Phys.Rev.Lett. 2001. V.87. No.6. Art.no. 064802.
- [14] Ronald K., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W. Observations of dynamic behaviour in an electron cyclotron maser oscillator // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V.34. No. 3. P. L17–L22.
- [15] Alberti S., Ansermet J.-Ph., Avramides K.A., Braunmueller F., Cuanillon P., Dubray J., Fasel D., Hogge J.-Ph., Macor A., de Rijk E., da Silva M., Tran M.Q., Tran T.M., Vuillemin Q. Experimental study from linear to chaotic regimes on a terahertz-frequency gyrotron oscillator // Phys.Plasmas. 2012. V. 19. Art.no.123102.
- [16] Alberti S., Braunmueller F., Tran T.M., Genoud J., Hogge J.-Ph., Tran M.Q., Ansermet J.-Ph. Nanosecond Pulses in a THz Gyrotron Oscillator Operating in a Mode-Locked Self-Consistent Q-Switch Regime // Phys. Rev. Lett. 2013. V.111. Art.no.205101.
- [17] Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S. Effect of window reflection on gyrotron operation // Physics of Fluids B: Plasma Physics. 1992. V.4. P.4131-4139.

-
- [18] Глявин М.Ю., Запевалов В.Е., Кулыгин М.Л. Нестационарные процессы в гиротроне с отражением излучения от неоднородностей выходного тракта // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1998. Т.41. №12. С.1616 -1622.
- [19] Гинзбург Н.С., Глявин М.Ю., Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Моисеев М.А., Новожилова Ю.В. Использование отражения с запаздыванием для получения автомодуляционных и стохастических режимов генерации в гиротронах миллиметрового диапазона // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. Вып.11. С.53-59.
- [20] Grudiev A., Jelonnek J., Schünemann K. Time-domain analysis of reflections influence on gyrotron operation // Phys. Plasmas. 2001. V.8. No. 6. P. 2963-2973.
- [21] Airila M.I., Kall P. Effect of Reflections on Nonstationary Gyrotron Oscillations // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2004. V. 52. No. 2. P. 522-528.
- [22] Глявин М.Ю., Запевалов В.Е., Куфтин А.Н., Лучинин А.Г. Экспериментальное исследование спектрального состава выходного излучения гиротрона с отражением части выходного сигнала // Изв.ВУЗов. Радиофизика. 2000. Т.43. №5. С.440-444.
- [23] Кузнецов С.П. Сложная динамика генераторов с запаздывающей обратной связью (обзор) // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1982. Т.25. №12. С. 1410-1427.
- [24] Кислов В.Я., Дмитриев А.С. Нелинейная стохастизация колебаний в радиотехнических и электронных системах / В сб. Проблемы современной радиотехники и электроники. – М.: Наука, 1987.
- [25] Кислов В.Я., Залогин Н.Н., Мясин Е.А. Исследование стохастических автоколебательных процессов в автогенераторах с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1979. №6. С. 1118-1130.
- [26] Кац В.А. Возникновение хаоса и его эволюция в распределенном генераторе с запаздыванием // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1985. Т.28. №2. С. 161-176.
- [27] Yinxing C., Xianping W. Chaos in TWT // Proceedings of International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology, August 18-20, 1998, Beijing, China, p. 791-794.
- [28] Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Садовников С.А., Скороходов В.Н. Генерация хаотических широкополосных импульсов микроволнового диапазона на основе ЛБВ-автогенератора // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2015. Т. 23. №3. С. 106-112.
- [29] Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Рыскин Н.М., Шигаев А.М. Теоретическое и экспериментальное исследование хаотических колебаний клистронного автогенератора с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 2001. Т.46. №5. С. 604-610.
- [30] Гришин С.В., Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Скороходов В.Н., Шараевский Ю.П. Генерация хаотических СВЧ-импульсов в кольцевой системе на основе клистронного усилителя мощности и нелинейной линии задержки на магнитостатических волнах // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36. Вып.2. С. 62-69.
- [31] Ергаков В.С., Моисеев М.А. Двухрезонаторный генератор с запаздывающей обратной связью // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 30. Вып.5. С. 962-967.
- [32] Афанасьева В.В., Лазерсон А.Г. Динамический хаос в двухрезонаторных клистронных автогенераторах с запаздывающей обратной связью // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 1995. № 3. С.88-99.

-
- [33] Denisov G.G., Bratman V.L., Phelps A.D.R., Samsonov S.V. Gyro-TWT with a Helical Operating Waveguide: New Possibilities to Enhance Efficiency and Frequency Bandwidth // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V.26. No. 3. P. 508-518.
- [34] Братман В.Л., Денисов Г.Г., Самсонов С.В., Кросс А.У., Фелпс А.Д.Р., Хе В. Высокоэффективные широкополосные gyro-ЛБВ и gyro-ЛОВ со спирально-гофрированными волноводами // Изв. ВУЗов. Радиоп физика. 2007. Т.50. №2. С. 104-117.
- [35] Денисов Г.Г., Богдашев А.А., Гачев И.Г., Мишакин С.В., Самсонов С.В., Соколов Е.В., Солюянова Е.А., Тай Е.М. Мощные широкополосные усилители на основе gyro-ЛБВ // Электромагнитные волны и электронные системы. 2015. Т.20. №5. С. 28-33.
- [36] Анисимова Ю.В., Воронцов Г.М., Залогин Н.Н., Кислов В.Я., Мясин Е.А. Шумотрон // Радиотехника. 2000. №2. С.19-25.
- [37] Залогин Н.Н., Кислов В.Я., Кислов В.В. Возбуждение широкополосных шумов в ЛБВ, охваченной обратной связью // Радиотехника. 2005. №12. С.46-50.
- [38] Bell D.C., Narayanan R.M. Theoretical aspects of radar imaging using stochastic waveforms // IEEE Trans. Signal Process. 2001. V.49. No. 2. P. 394-400.
- [39] Kulpa K. Signal Processing in Noise Waveform Radar. – Boston, London: Artech House, 2013.
- [40] Anza S., Vicente C., Gil J., Mattes M., Wolk D., Wochner U., Boria V.E., Gimeno B., Raboso D. Prediction of multipactor breakdown for multicarrier applications: The quasi-stationary method // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2012. Vol. 60. No. 7. P. 2093–2105.
- [41] Qian C., Ding D., Bi J., Chen R. Numerical Analysis of Multi-Carrier Microwave Breakdown in Waveguide Components // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2016. V. 26. No. 2. P. 77-79.
- [42] Wang X., Shen J., Wang J., Song Q., Wang Z., Li Y., Wang R., Hu T., Xia Y., Sun Q., Yin X., Cui W., Zhang H., Zhang X., Liu C., Li C., Ran L. Monte Carlo Analysis of Occurrence Thresholds of Multicarrier Multipactors // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2017. V.65. No. 8. P. 2734 - 2748.
- [43] Jordan U., Semenov V.E., Anderson D., Lisak M., Olsso T. Microwave breakdown in air for multi-carrier, modulated or stochastically time varying RF fields // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V.36. P. 861–867.
- [44] Converse M., Bond E.J., Veen B.D., Hagness C. A computational study of ultra-wideband versus narrowband microwave hyperthermia for breast cancer treatment // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 2006. V. 54. No.5. P. 2169-2180.
- [45] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. Time-domain self-consistent theory of frequency-locking regimes in gyrotrons with low-Q resonators // Phys. Plasmas. 2015. V.22. No.3. P.033101.
- [46] Выков Ю., Еремеев А., Глыavin М., Kholoptsev V., Luchinin A., Plotnikov I., Denisov G., Bogdashev A., Kalynova G., Semenov V., Zharova N. 24-84-GHz gyrotron systems for technological microwave applications // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V.32. No.1. P.67-72.
- [47] Зайцев Н.И., Завольский Н.А., Запелалов В.Е., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Лыгин В.К., Моисеев М.А., Нечаев В.Е., Петелин М.И., Розенталь Р.М. Десятимегаваттный

импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50% // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т.46. №10. С.914-918.

[48] Zaitsev N.I., Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Lygin V.K., Manuilov V.N., Moiseev M. A., Rosenthal R.M., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A. X-Band High-Efficiency Relativistic Gyrotron // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30. No. 3. P.840-845.

[49] Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кораблев Г.С., Кулагин И.С., Лыгин В.К., Мовшевич Б.З., Цалолихин В.И., Шпелев М.Ю. Сильноточный микросекундный электронный ускоритель с термокатодом для мощных с.-в.-ч.-приборов // ПТЭ. 1995. Вып. 3. С. 138-145.

[50] Bykov Yu., Eremeev A., Glyavin M., Gol'denberg A., Luchinin A., Lygin V., Zavolsky N., Denisov G., Bogdashov A., Rodin Yu., Holoptsev V., Pavlov N., Plotnikov I. Gyrotron compact system for materials processing // Proc. 26th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves, Toulouse, France, 2001, p.5.156.

[51] Bratman V. L., Idehara T., Kalynov Yu. K., Manuilov V. N., Samsonov S. V., Zavolsky N. A. Design of a Powerful and Compact THz Oscillator // Int. J. Infrared Millim. Waves. 2006. V. 27. No. 8. P. 1063-1071.

[52] Extreme Ocean Waves, edited by E. Pelinovsky and C. Kharif. – Springer Science+Business Media B.V., Dordrecht, 2008.

[53] Onorato M., Residori S., Bortolozzo U., Montina A., Arecchi F.T. Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts // Phys. Reports. 2013. V.528. No.2. P.47-89.

[54] Akhmediev N., Kibler B., Baronio F. et al. Roadmap on optical rogue waves and extreme events // J. Opt. 2016. V.18. No.6. Art. no. 063001.

[55] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Zheleznov I.V. Time-domain theory of gyrotron traveling wave amplifiers operating at grazing incidence // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. No. 1. Art.no. 013112.

[56] Засыпкин Е.В., Гачев И.Г., Антаков И.И. Экспериментальное исследование гироклистрона с высшим типом колебаний TE_{021} в резонаторах в коротковолновой части миллиметрового диапазона // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2012. Т. 55. № 5. С. 341-350.

[57] Дмитриев Б.С., Жарков Ю.Д., Скороходов В.Н., Семеновых П.Ю., Бирюков А.А. Каскадный клистронный автогенератор с запаздыванием // ЖТФ. 2005. Т.75. №12. С.94-97.

[58] Емельянов В.В., Яковлев А.В., Рыскин Н.М. Компьютерное моделирование двухкаскадного клистронного генератора миллиметрового диапазона // ЖТФ. 2013. Т.83. №7. С.129-134.

[59] Denisov G.G., Bratman V.L., Cross A.W., He W., Phelps A.D.R., Ronald K., Samsonov S.V., Whyte C.G. Gyrotron traveling wave amplifier with a helical interaction waveguide // Phys.Rev.Lett. 1998. V.81. No.25. P.5680-5683.

[60] Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V., Samsonov S.V., Mishakin S.V. Mechanisms of amplification of ultrashort electromagnetic pulses in gyrotron traveling wave tube with helically corrugated waveguide // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. No.11. Art.no. 113111.

-
- [61] Samsonov S.V., Gachev I.G., Denisov G.G., Bogdashov A.A., Mishakin S.V., Fiks A.S., Soluyanov E.A., Tai E.M., Dominyuk Y.V., Levitan B.A., Murzin V.N. Ka-band gyrotron traveling-wave tubes with the highest continuous-wave and average power // IEEE Trans. Electron Dev. 2014. V. 61. No. 12. P. 4264-4267.
- [62] Кислов В.Я., Мясин Е.А., Залогин Н.Н. О нелинейной стохастизации автоколебаний в электронно-волновом генераторе с задержанной обратной связью // Радиотехника и электроника. 1980. Т.25. №10. С. 2160-2168.
- [63] Кальянов Э.В. Каскадные генераторы с управляемым спектром колебаний // Радиотехника и электроника. 1996. Т.41. №9. С.1120-1124.
- [64] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С. Динамика гиротронов с нефиксированной продольной структурой ВЧ поля // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 5. С. 1031-1039.
- [65] Амиров Р.Ш., Безручко Б.П., Исаев В.А., Четвериков А.П. Влияние отражений на нестационарные процессы в ЛОВО / В сб. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (6-я зимняя школа-семинар инженеров). – Саратов: Издательство Саратовского университета, 1983. – С. 90-105.
- [66] Бондаренко В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В. К нестационарной теории релятивистского карсинотрона с дополнительной обратной связью // Письма в ЖТФ. 1990. Т.60. Вып.6. С.134-137.
- [67] Рыскин Н.М., Титов В.Н. Автомодуляционные и хаотические режимы генерации в релятивистской лампе обратной волны с отражениями // Изв.ВУЗов. Радиофизика. 2001. Т.44. №10. С.860-873.
- [68] Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е. Исследование численной модели редитрона с модуляцией электронного потока и внешней управляемой обратной связью // Известия Академии наук. Серия физическая. 1999. Т. 63. № 12. С. 2308-2315.
- [69] Анфиногентов В.Г., Храмов А.Е.. Численное исследование характеристик генерации виркатора-клистрона с внешней запаздывающей обратной связью // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 5. С. 588-592.
- [70] Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. К.П.Д. МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1972. №8. С.55-60.
- [71] Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И., Эрм Р.Э. К теории гиротронов с нефиксированной структурой поля // Изв.ВУЗов. Радиофизика. 1973. Т.16. №4. С.622-630.
- [72] Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения // Изв.ВУЗов. Радиофизика. 1969. Т.12. №8. С.1236-1244.
- [73] Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Савельев А.В., Солюянов Е.И., Ястребов В.В. Релятивистская резонансная лампа бегущей волны с перестраиваемой частотой генерации // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26. Вып.4. С.14-18.
- [74] Wu P., Fan J., Teng Y., Shi Y., Deng Y., Sun J. Tunability over three frequency bands induced by mode transition in relativistic backward wave oscillator with strong end reflections // Phys. Plasmas. 2014. V.21. Art. no. 103110.

-
- [75] Тараканов В.П. Универсальный электромагнитный код КАРАТ / В кн.: Математическое моделирование. Проблемы и результаты. – М.: Наука, 2003. С. 456-476.
- [76] Зайцев Н.И., Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Куфтин А.Н., Лыгин В.К., Моисеев М.А., Новожилова Ю.В., Розенталь Р.М., Цалолихин В.И. Высокоэффективный релятивистский гиротрон сантиметрового диапазона длин волн с микросекундной длительностью СВЧ импульса // Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. Вып.7. С.8-16.
- [77] Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Ковнеристый Ю.К., Кораблев Г.С., Кулагин И.С., Лазарева И.Ю., Цалолихин В.И., Шульгин В.В. Калориметр для измерения энергии мощного электромагнитного импульса // ПТЭ. 1992. Вып. 2. С. 153-154.
- [78] Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б., Н.С. Гинзбург, Г.Г. Денисов, Б.Д. Кольчугин, М.М. Офицеров, М.И. Петелин. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т.35. №10. С.418-425.
- [79] Богаченков В.А., Гинзбург Н.С., Каминский А.А., Каминский А.К., Песков Н.Ю., Саранцев В.П., Седых С.Н., Сергеев А.П., Сергеев А.С. Высокоэффективный узкополосный ЛСЭ-генератор с брэгговским резонатором и обратным ведущим полем (начальные эксперименты) // Письма в ЖТФ. 1995. Т.21. Вып. 22. С.45-51.
- [80] Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D., Samsonov S.V., Volkov A.B. Experimental Demonstration of High-Efficiency Cyclotron-Autoresonance-Maser Operation // Phys. Rev. Lett. 1995. V.75. No.17. P. 3102-3105.
- [81] Choi J.J., Gilgenbach R. M., Spencer T. A. Mode competition in Bragg resonator cyclotron resonance maser experiments driven by a microsecond, intense electron beam accelerator // Int. J. Electron. 1992. V. 72. Iss. 5-6. P. 1045-1066.
- [82] Ravera G. L., Ceccuzzi S., Doria A., Spassovsky I., Tuccillo A. A., Mirizzi F. Mode converters for the RF cold test of a 250 GHz CARM cavity // 2015 European Microwave Conference (EuMC), Paris, 2015, pp. 1080-1083.
- [83] Денисов Г.Г., Резников М.В. Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1982. Т. 25. №5. С. 562-569.
- [84] Bratman V., Denisov G., Ginzburg N., Petelin M. FEL's with Bragg reflection resonators: Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. 19. No. 3. P. 282 - 296.
- [85] Abarbanel H.D.I., Brown R., Sidorowich J.J., Tsimring L.Sh. The analysis of observed chaotic data in physical systems // Rev.Mod.Phys. 1993. V.65. No.4. P.1331-1392.
- [86] Вентцель Е.С. Теория вероятностей. – М.: Наука, 1964. - 576 с.
- [87] Дмитриев А.Ю., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. Нестационарные процессы при взаимодействии винтового электронного пучка со встречной волной в волноводе // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1991. Т. 34. №5. С. 595-600.
- [88] Короновский А.А., Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Переходные процессы в распределенной нелинейной активной среде винтовой электронный пучок–встречная электромагнитная волна // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т. 47. №5. С. 1-10.

-
- [89] Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1978. Т.21. №7. С.1037-1052.
- [90] Гинзбург Н.С., Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Новожилова Ю.В., Розенталь Р.М., Сергеев А.С. Хаотическая генерация в лампе обратной волны мегаваттного уровня мощности // ЖТФ. 2001. Т. 71. №11. С. 73-80.
- [91] Ginzburg N.S., Zaitsev N.I., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Novozhilova Y.V., Rozenthal R.M., Sergeev A.S. Observation of chaotic dynamics in a powerful backward-wave oscillator // Phys.Rev.Lett. 2002. V. 89. No.10. Art. no.108304.
- [92] Запевалов В.Е. Эволюция гиротронов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. 54. №8-9. С. 559-572.
- [93] Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2016 // KIT Scientific Reports. 2017. Nr. 7735.
- [94] Dumbrajs O., Kalis H. Nonstationary oscillations in gyrotrons revisited // Phys. Plasmas. 2015. V.22. No.5. Art. no. 053113.
- [95] Рекомендации МСЭ-R SM.1755 (05/06). Характеристики сверхширокополосной технологии.
- [96] IEEE Std 1672-2006. IEEE Standard for Ultrawideband Radar Definitions. 4 May 2007.
- [97] Братман В.Л., Калынов Ю.К., Федотов А.Э. К теории гироприборов с тонкими электронными пучками // ЖТФ. 1998. Т.68. №10. С. 91-98.
- [98] Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam // Phys.Rev.E. 2006. V.74. No.1. Art. no. 016501.
- [99] Горбунов О.А., Сугаванам Ш., Чуркин Д.В. Экспериментальное изучение редких событий в излучении волоконного лазера со случайно распределенной обратной связью // Фотон-экспресс. 2015. №6. С.63-64.
- [100] Liu Z., Zhang S., Wise F.W. Rogue waves in a normal-dispersion fiber laser // Opt.Lett. 2015. V.40. No.7. P.1366-1369.
- [101] Selmi F., Coulibaly S., Loghmari Z., Sagnes I., Beaudoin G., Clerc M. G., Barbay S. Spatiotemporal Chaos Induces Extreme Events in an Extended Microcavity Laser // Phys. Rev. Lett. 2016. V.116. Art. no. 013901.
- [102] Bonifacio R., Maroli C., Piovela N. Slippage and superradiance in the high-gain FEL: Linear theory // Opt.Comm. 1988. V.68. No.6. P.369-374.
- [103] Zhang T-B., Marshall T.C. Possibility of generating a high-power self-similar radiation pulse from a free electron laser // Phys.Rev.Lett. 1995. V.74. No.6. P.916-919.
- [104] Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Розенталь Р.М., Яландин М.И. Усиление ультракоротких импульсов при распространении вдоль квазинепрерывных электронных пучков. // ЖТФ. 2009. Т.79, вып.1. С.105-111.
- [105] Яландин М.И., Реутова А.Г., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов К.А., Шунайлов С.А., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С. Эффект нелинейной компрессии ультракоротких микроволновых импульсов в процессе усиления

квазистационарными электронными потоками // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т.91. Вып.11. С.620–625.

[106] Мануилов В.Н., Семенов В.Е. Ионная компенсация пространственного заряда в винтовых электронных пучках гиротронов // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т. 59. № 1. С. 37-47.

[107] Гольденберг А.Л., Мануилов В.Н., Глявин М.Ю. Электронно-оптическая система мощного гиротрона с неадиабатической электронной пушкой // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2005. Т. 48. № 6. С. 517-542.

[108] Гольденберг А.Л., Глявин М.Ю., Завольский Н.А., Мануилов В.Н. Технологический гиротрон с низким ускоряющим напряжением // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2005. Т.48. №10-11. С.835-841.

[109] Глявин М. Ю., Гольденберг А. Л., Мануилов В. Н., Морозкин М.В. Экспериментальное исследование электронно-оптической системы низковольтного гиротрона с неадиабатической электронной пушкой // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. 54. № 8-9. С. 690-695.

[110] Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офицеров М.М., Петелин М.И. Экспериментальное исследование гиротрона с модами шепчущей галереи // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т.18. №10. С. 1544-1547.

[111] Котырев Е.А., Плисс Л.Е. Спектральные особенности устойчивой генерации колебаний в генераторах с запаздывающей обратной связью в мягком режиме // Вопросы радиоэлектроники. Серия общетехническая. 1961. №1. С. 24-38.

[112] Беляев Р.В., Кальянов Э.В., Кислов В.Я., Кяргинский Б.Е., Лебедев М.Н. Управление колебаниями шумотрона // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. №2. С.188-196.

[113] Жидков А.П. Исследование сверхширокополосного генератора хаоса сантиметрового диапазона на основе ЛБВ // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 2014. Т. 22. №6. С. 42-48.

[114] Ryskin N. M., Titov V. N., Han S. T., So J. K., Jang K. H., Kang Y. B., Park G. S. Nonstationary behavior in a delayed feedback traveling wave tube folded waveguide oscillator // Phys.Plasmas. 2004. V.11. No.3. P. 1194-1202.

[115] Рыскин Н.М. Исследование нелинейной динамики ЛБВ-генератора с запаздывающей обратной связью // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2004. Т.47. №2. С.129-142.

[116] Калинин В.И., Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Нелинейный резонанс и стохастичность в автоколебательной системе с запаздыванием // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. №10. С. 2001-2007.

[117] Беляев Р.В., Воронцов Г.М., Залогин Н.Н., Кислов В.Я. Численное моделирование стохастических процессов в автогенераторе с запаздыванием и амплитудным ограничением // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. №3. С. 504-511.

[118] Кислов В.Я. Динамический хаос и его использование в радиоэлектронике для генерирования, приема и обработки колебаний и информации // Радиотехника и электроника. 1993. Т.38. №10. С. 1783-1815.

-
- [119] Zasyupkin E.V., Moiseev M.A., Gachev I.G., Antakov I.I. Study of high-power Ka-band second-harmonic gyrokystron amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. V. 24. No. 3. P. 666-670.
- [120] Tolkachev A.A., Levitan B.A., Solovjev G.K., Veytsel V.V., Farber V.E. A megawatt power millimeter-wave phased-array radar // IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine. 2000. V. 15. P. 25-31.
- [121] Антаков И.И., Гачев И.Г., Засыпкин Е.В. Экспериментальное исследование гироклистрона, работающего в поле постоянного магнита // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2011. Т. 54. №3. С. 185-194.
- [122] Salop A., Caplan M. Self-consistent field large signal analysis of the gyrokystron // Int. J. Electron. 1986. V. 61. No.6. P. 1005-1024.
- [123] Antakov I. I., Moiseev M. A., Sokolov E. V., Zasyupkin E. V. Theoretical and experimental investigation of X-band two-cavity gyrokystron // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1994. V.15. No.5. P.873-887.
- [124] Ергаков В.С., Моисеев М.А. Влияние разброса скоростей электронов на КПД двухрезонаторного МЦР-клистрона // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1977. №5. С. 9-15.
- [125] Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики двухрезонаторного МЦР-усилителя // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. №4. С. 29-37.
- [126] Засыпкин Е.В., Моисеев М.А. Повышение КПД в гироклистронах с неоднородным статическим магнитным полем // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1994. Т. 37. №10. С. 1321-1334.
- [127] Зайцев Н.И., Гвоздев А.К., Запевалов С.А., Кузиков С.В., Мануилов В.Н., Моисеев М.А., Плоткин М.Е. Экспериментальное исследование мультимегаваттного импульсного гироклистрона // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. №2. С.179-183.
- [128] Устинов А.Б., Кондрашов А.В., Калиникос Б.А. Радиофотонный генератор хаотического и шумового сигналов // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. №8. С. 28-36.
- [129] Дмитриева Т.В., Рыскин Н.М., Титов В.Н., Шигаев А.М. Сложная динамика простых моделей распределенных электронно-волновых систем // Изв. ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 1999. Т. 7. №6. С. 66-81.
- [130] Bradley E., Kantz H. Nonlinear time-series analysis revisited // Chaos. 2015. V. 25. Art.no. 097610.
- [131] Кузнецов С.П. Динамический хаос. – М.: Физматлит, 2006.
- [132] Bezruchko B. P., Smirnov D. A. Extracting knowledge from time series. An introduction to nonlinear empirical modeling. – Heidelberg–Dordrecht–London–New York: Springer, 2010.
- [133] Sano M., Sawada Y. Measurement of the Lyapunov spectrum from a chaotic time series // Phys.Rev.Lett. 1985. V. 55. P. 1082-1085.
- [134] Zeng X., Eykholt R., Pielke R.A. Estimating the Lyapunov-exponent spectrum from short time series of low precision // Phys.Rev.Lett. 1991. V. 66. P. 3229-3232.

[135] Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1968. Т.11. № 6. С. 783-786.

[136] Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam // Phys. Rev. E. 2006. V. 74. No.1. Art.no. 016501.

[137] Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., Zotova I. V., Sergeev A. S. Generation of “gigantic” ultra-short microwave pulses based on passive mode-locking effect in electron oscillators with saturable absorber in the feedback loop // Phys. Plasmas. 2016. V.23. No.5. Art.no.050702.

[138] Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. В 2 т. Т.1. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. - 496 с.