

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

на правах рукописи

Вилков Михаил Николаевич

ЭЛЕКТРОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ МОЩНЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ  
МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ПАССИВНОЙ  
СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
д.ф.-м.н., проф.  
Гинзбург Наум Самуилович

Нижний Новгород – 2019

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	4
ГЛАВА 1. Универсальная модель электронных генераторов периодической последовательности ультракоротких импульсов с идеальным насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи.....	14
1.1 Модель и основные уравнения.....	15
1.2 Жесткий и мягкий режимы самовозбуждения .....	18
1.3 Генерация ультракоротких импульсов при работе усилителя в режимах однородного и неоднородного уширения.....	31
ГЛАВА 2. Методы реализации насыщающихся поглотителей, на основе электронно-волнового взаимодействия .....	37
2.1 Циклотронный поглотитель .....	37
2.2 Поглотитель на основе эффекте компфнеровского подавления в ЛБВ типа «О» ...	45
2.3 Нелинейный поглотитель на основе гиро-ЛБВ, запитываемых винтовыми электронными пучками.....	48
ГЛАВА 3. Двухсекционные модели генераторов УКИ с усиливающими и поглощающими электронными пучками .....	59
3.1 Цепочка: активный элемент (ЛБВ или ЛОВ) – нелинейный абсорбер (ЛБВ в режиме компфнеровского подавления) .....	59
3.1.1 Цепочка: ЛБВ усилитель – ЛБВ компфнеровский поглотитель.....	59
3.1.2 Цепочка: ЛОВ – ЛБВ компфнеровский поглотитель .....	63
3.2 Цепочка: релятивистский ЛБВ-усилитель – резонансный циклотронный поглотитель.....	69
3.3 Клистронная модель генератора УКИ.....	73
3.3.1 Модель и основные уравнения.....	74
3.3.2 Результаты моделирования .....	77
3.4 Цепочка: усилитель - насыщающийся поглотитель на основе двух винтовых гиро-ЛБВ на второй циклотронной гармонике .....	80

3.4.1 Модель и основные уравнения.....	80
3.4.2 Параметры моделирования.....	83
3.4.3 Винтовая гиро-ЛБВ в режиме компфнеровского подавления .....	85
3.4.5 Использование сценария включения секции поглощения для запуска генерации УКИ импульсов в жестком режиме самовозбуждения.....	90
3.5 Цепочка: винтовая гиро-ЛБВ на второй гармонике – насыщающийся поглотитель на основе циклотронно-резонансного взаимодействия с прямолинейным электронным пучком на первой гармонике .....	92
3.5.1 Модель и основные уравнения.....	92
3.5.2 Параметры моделирования.....	95
3.5.3 Моделирование процесса генерации УКИ импульсов .....	97
ПРИЛОЖЕНИЕ. Оптимизация параметров винтового волновода при использовании его в секции поглощения.....	103
СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ .....	107
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	108
Основные результаты.....	108
ЛИТЕРАТУРА.....	109
Список цитированной литературы .....	109
Публикации автора по теме диссертационной работы.....	118

## **ВВЕДЕНИЕ**

### **Актуальность работы**

В физике лазеров получил широкое применение механизм генерации ультракоротких импульсов (УКИ), основанный на синхронизации мод (англ. mode-locking) рабочего резонатора в процессе периодической модуляции его добротности [1-13]. При этом используются механизмы как активной [1-11], так и пассивной модуляции [1-9,12-13]. В первом случае параметры резонатора модулируются внешним воздействием с периодом кратным времени прохождения светового импульса по резонатору (так называемая активная синхронизация мод). Во втором случае этот же эффект достигается с помощью просветляющегося поглотителя, устанавливаемого внутри резонатора (пассивная синхронизация мод). В качестве просветляющегося поглотителя (или нелинейного поглотителя) понимается элемент, который поглощает сигнал относительно малой амплитуды и практически без потерь пропускает сигнал относительно большой амплитуды.

Очевидно, что методы активной и пассивной синхронизации мод с целью генерации импульсов высокой амплитуды могут быть перенесены в СВЧ электронику [14-22]. Прежде всего, следует отметить, что метод активной синхронизации мод широко используется при реализации лазеров на свободных электронах терагерцевого и инфракрасного диапазонов [16-18]. Его использование обусловлено характером работы ускорителей формирующих сгустки электронов с энергией 10-100 МэВ и частотой следования десятки МГц. Для работы с таким пучками расстояние между зеркалами резонатора подбирается таким образом, чтобы период следования импульсов тока был близок к времени обращения электромагнитного импульса по резонатору. В этом случае фактически реализуется режим вынужденной синхронизации мод за счет периодической модуляции тока инжекции, а генерируемые импульсы близки по длительности к импульсам тока. Активная синхронизация мод за счет периодической модуляции добротности СВЧ резонатора была экспериментально реализована в работе [16-18] и исследовалась теоретически [19]. В последней работе для модуляции добротности предлагалось использовать фазовый переход полупроводник-металл, инициируемый воздействием на полупроводниковую пластину периодического лазерного излучения. Однако,

область применимости такого метода, с одной стороны, ограничена требованием относительно невысокой интенсивности СВЧ полей внутри резонатора, чтобы последние не влияли на процесс фазового перехода. С другой стороны, в соответствии с характерным временем распространения СВЧ импульсов по пространству взаимодействия необходима достаточно высокая (до сотен мегагерц) частота следования переключающих лазерных импульсов.

В данной работе исследуется альтернативная возможность - использование метода пассивной синхронизации мод в электронных генераторах, состоящая в установке просветляющегося поглотителя в цепь обратной связи, для генерации ультракоротких микроволновых импульсов. Следует отметить, что концепция метода пассивной синхронизации мод, как для квантовой, так и классической электроники восходит к пионерской работе [22]. В лазерной физике этот метод генерации УКИ получил широкое практическое применение. Одновременно было дано теоретическое обоснование этого метода с точки зрения нелинейной динамики. В частности, было показано, что импульсы можно интерпретировать как диссипативные солитоны (или автосолитоны) [23-31], существование которых является следствием баланса балансом между процессами усиления, нелинейного поглощения, генерации гармоник и дисперсии групповых скоростей.

В классической электронике метод пассивной синхронизации широкого распространения не получил, хотя исследовался в ряде работ [20-21]. В частности, в недостаточной степени были исследована специфика, связанная с движением электронных потоков, как в усилительных, так и абсорбирующих элементах, хотя, как будет показано ниже, она непосредственно влияет на параметры генерируемых импульсов, включая их длительность и пиковую амплитуду.

Тем не менее, микроволновое излучение в виде мощных ультракоротких импульсов с высокой частотой повторения имеет большое практическое значение для радиолокации высокого разрешения [32-34], спектроскопии [35], диагностики плазмы [36]. Кроме того, детальный анализ метода пассивной синхронизации мод в микроволновой электронике представляет чисто фундаментальный радиофизический интерес.

## **Цели диссертационной работы**

Основными целями диссертационной работы являются:

1. Теоретическое исследование генерации УКИ микроволнового диапазона с помощью метода пассивной синхронизации мод на основе генератора, состоящего из электронного усилителя, нелинейного поглотителя, цепи обратной связи, образующей резонатор, и ответвителя, выводящего часть излучения в полезную нагрузку.
2. Теоретическое исследование эффектов, позволяющих реализовать нелинейное поглощение микроволнового излучения, и синтез на их основе насыщающихся абсорберов, необходимых для реализации метода пассивной синхронизации мод в этом частотном диапазоне электромагнитных волн.
3. Разработка макетов генераторов УКИ с пассивной синхронизацией мод на основе двухсекционных схем с усиливающими и поглощающими электронными пучками. В том числе на базе моделей, учитывающих реальную дисперсионную характеристику электродинамических систем.

## **Научная новизна**

Теоретически на основе пространственно-временного подход продемонстрирована возможность реализации метода пассивной синхронизации мод в СВЧ электронике для генерации ультракоротких микроволновых импульсов. Проведено исследование эффектов, позволяющих реализовать нелинейное поглощение микроволнового излучения, и выполнить на этой основе синтез насыщающихся абсорберов, которые наряду с широкополосными усилителями являются необходимыми элементами для реализации метода пассивной синхронизации мод.

## **Научная и практическая значимость**

Научная значимость данной работы состоит в том, что теоретически на основе пространственно-временного подхода продемонстрирована возможность применения метода пассивной синхронизации мод в СВЧ электронике для генерации периодической последовательности ультракоротких микроволновых импульсов. Определены условия для

генерации импульсов максимальной амплитуды. Проведено исследование эффектов, позволяющих реализовать нелинейное поглощение микроволнового излучения, и выполнить на этой основе синтез насыщающихся абсорберов, которые наряду с широкополосными усилителями являются необходимыми элементами для реализации метода пассивной синхронизации мод.

Практическая значимость работы обусловлена её направленностью на разработку генераторов ультракоротких импульсов микроволнового диапазона на основе пассивной синхронизации мод. Источники периодической последовательности когерентных ультракоротких микроволновых импульсов в зависимости от диапазона и мощности излучения могут найти применение в радиолокации высокого разрешения, спектроскопии, а также диагностики плазмы.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Генерация периодической последовательности ультракоротких микроволновых импульсов на основе метода пассивной синхронизации мод может быть осуществлена в схеме, включающей в цепь обратной связи широкополосный электронный усилитель и насыщающийся нелинейный поглотитель на основе взаимодействия излучения с дополнительным электронным пучком.
2. Для генерации импульсов максимальной амплитуды оптимальна ситуация, когда в усилителе групповая скорость волны отличается от поступательной скорости частиц. В этом случае смещение (проскальзывание) импульса вдоль электронного потока способствует более эффективному усилению импульсов за счет отбора энергии у различных электронных фракций. В поглотителе напротив оптимален режим группового синхронизма (равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны). В этом случае минимизируется влияние друг на друга смежных фрагментов электромагнитного импульса через электронный поток. В перечисленных условиях пиковая амплитуда импульсов может превосходить уровень стационарной генерации, а в ряде случаев мощность запитывающего электронного потока.
3. В микроволновом диапазоне при уровне мощности излучения  $10^3$ - $10^6$  Вт насыщающиеся нелинейное поглощение может быть реализовано при циклотронно-резонансном взаимодействии излучения с первоначально прямолинейным замагниченным пучком,

когда эффект насыщения обусловлен релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц. Альтернативный вариант состоит в использовании эффекта компфнеровского подавления входного сигнала в черенковских ЛБВ и гиро-ЛБВ с гладким или винтовым волноводами.

4. На основе УКИ генератора, содержащего в цепи обратной связи гиро-ЛБВ с многозаходным винтовым волноводом и насыщающийся поглотитель, основанный на циклотронном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком, может быть осуществлена генерация периодической последовательности субнаносекундных импульсов миллиметрового диапазона с субмегаваттным уровнем мощности и гигагерцовой частотой повторения.

### **Личный вклад автора**

Все основные результаты, включенные в диссертационную работу, 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. проф. Н.С. Гинзбургом и д.ф.-м.н. И.В. Зотовой.

Расчеты выполнялись автором на основе оригинальных вычислительных программ, созданных автором самостоятельно, а так же с помощью вычислительных кодов, разработанных А.С. Сергеевым.

### **Публикации и апробация результатов**

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1А - 9А] и обсуждались на международных конференциях «IRMMW-THz» (Гонконг, Китай, 2015 г.; Копенгаген, Дания, 2016 г.; Нагоя, Япония, 2018 г.), «IVEC» (Лондон, Великобритания, 2017 г.; Пусан, Южная Корея, 2019 г.), “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications” (Н. Новгород - Москва, 2017 г.) «EuMC» (Нюрберг, Германия, 2017 г.), «TERA» (Н.Новгород, 2018 г.), «BEAMS» (Чанша, Китай, 2018 г.), Международной школе-конференции "Хаотические автоколебания и образование структур ХАОС-2016" (Саратов, 2016 г.), Нижегородской сессии молодых учёных (Нижегородская обл. г. Арзамас, 2016 и 2017 гг.), XVI Всероссийской школе-семинаре (Можайск, 2017 г.), Всероссийской микроволновой конференции (Москва, 2017 и



2018 г.), XI Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Н. Новгород, 2019 г.), а также на внутренних семинарах ИПФ РАН. Результаты докладывались на конкурсе молодых ученых ИПФ РАН 2016 года.

### **Структура диссертационной работы**

Диссертация состоит из введения, трех глав, одного приложения, списка литературы из 90 наименований. Общий объем диссертации составляет 121 страницу, включая 40 рисунков и 3 таблицы.

### **Краткое содержание диссертационной работы**

Во *введении* обоснована актуальность темы, кратко сформулированы цели и задачи диссертации, личный вклад автора, положения, выносимые на защиту, а также научная новизна и практическая значимость работы.

В *первой главе* рассматривается универсальная двухсекционная схема генератора УКИ, цепь обратной связи которого включает электронный усилитель, насыщающийся поглотитель, а также ответвитель, выводящий часть излучения в полезную нагрузку. В разделе 1.1 даётся описание простейшей модели генератора УКИ. В качестве активного элемента используется универсальная модель электронного усилителя с преобладающей инерционной группировкой частиц [37-38], которой могут быть описаны многие типы электронных усилителей в приближении малого изменения энергии частиц. Для описания поглощения используется типичная для лазерных схем безынерционная модель поглотителя с насыщающейся нелинейностью [1]. В разделе 1.2 на примере этой модели генератора УКИ демонстрируются основные динамические режимы работы (характерные для данной схемы генератора УКИ вне зависимости от типа и устройства каждой из секций), включающие и режимы генерации УКИ. В зависимости от уровня подавления малого сигнала в насыщающемся поглотителе реализуется мягкий или жёсткий режим возбуждения генерации системы. В разделе 1.3 теоретически продемонстрирована возможность генерации УКИ в случае, когда электронный усилитель функционирует в режиме неоднородного уширения линии [5-7]. Такие режимы актуальны, например, при использовании сильноточных релятивистских электронных пучков, которые обладает существенным разбросом начальных энергий.

Во *второй главе* рассматриваются методы реализации насыщающихся поглотителей, на основе электронно-волнового взаимодействия. В разделе 2.1 анализируется нелинейный поглотитель [2А,4А] на основе циклотронного взаимодействия излучения с прямолинейным

замагниченным электронным пучком, в котором насыщение поглощения для излучения большой амплитуды обусловлено зависимостью гирочастоты от энергии частиц [41]. Далее такой тип поглотителя будем называть циклотронным поглотителем. В разделе 2.2 анализируется насыщающийся поглотитель ([4А-5А]) на основе черенковских ламп бегущей волны (ЛБВ), работающих в режимах компфнеровского подавления [42-43], реализующегося в области расстроек синхронизма, при которых фазовая скорость волны превосходит поступательную скорость электронов. При этом требуемые характеристики поглотителя достигаются соответствующим подбором параметров, в том числе расстройки синхронизма, длины рабочего пространства и тока пучка. Подавление малого сигнала в этом типе поглотителей обусловлено взаимным гашением трёх нормальных волн возникающих при функционировании ЛБВ в линейном режиме. Просветление поглотителя при большом уровне сигнала можно рассматривать как следствие перехода в режим насыщения, когда группировка частиц происходит в нейтральной фазе поля. В разделе 2.3 рассматривается нелинейный поглотитель на основе гиро-ЛБВ с гладкими [44-50] или винтовыми волноводами [6А], оперирующими с криволинейными электронными пучками. На основе аналитического и численного анализа соответствующих уравнений, производится исследование: когда и при каких условиях имеет место режим нелинейного поглощения в соответствующих системах, формулируются способы синтеза параметров поглотителей при известной несущей частоте входного сигнала и мощности, при которой должно наступать насыщение поглощения.

Применение того или иного типа поглотителя зависит от рабочего частотного диапазона. В сантиметровой и длинноволной части миллиметрового диапазона волн возможно использование поглотителей, основанных на компфнеровском подавлении в черенковских ЛБВ, в миллиметровом диапазоне - на основе гиро-ЛБВ. Поглотитель, основанный на циклотронном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком, по сравнению с другими исследованными типами поглотителей обеспечивает большую устойчивость с точки зрения паразитных самовозбуждений, поскольку в нём используется неактивный электронный поток, который может только поглощать во всей полосе частот. Однако такой поглотитель требует вдвое большей величины ведущего магнитного поля по сравнению с гиро-абсорберами, оперирующими с винтовыми электронными пучками, которые позволяют работать на гармониках гирочастоты.

*В третьей главе* рассмотрены детально несколько схем генераторов УКИ, основанных на режиме пассивной синхронизацией мод. При этом в отличие от Главы 1 используются более полные модели, в которых прохождение импульсов как через усилитель, так просветляющийся поглотитель описываются системами динамических уравнений, учитывающих специфику

электронно-волнового взаимодействия, включая дисперсию, ограниченность частотной полосы усиления и поглощения и т.д. В разделе 3.1 возможность импульсной генерации продемонстрирована в рамках модели генератора - цепочка двух черенковских ламп бегущей волны [5А], одна из которых работает в режиме усиления, другая - в режиме компфнеровского подавления (п. 3.1.1). В этом же разделе (п. 3.1.2) рассматривается та же схема, в которой в качестве активного элемента использует черенковская лампа обратной волны, нелинейный поглотитель тот же [8А]. В этом случае так же возможна генерация УКИ, при этом длительность генерируемых импульсов оказывается больше по сравнению с генератором, в котором ЛБВ - активный элемент. Ещё одно достоинство такой схемы является то, что она всегда обладает мягким режим самовозбуждения, поскольку ЛОВ - генератор. В разделе 3.2 с помощью модели релятивистская ЛБВ в связке с циклотронным поглотителем (см. раздел 2.1) демонстрируется, что в подобных схемах возможна ситуация, когда коэффициент конверсии (отношение пиковой мощности генерируемых импульсов превосходит мощность запитывающего электронного потока) может быть больше единицы [3А-4А]. С точки зрения использования релятивистских ЛБВ, оперирующих с мощными электронными пучками, это означает генерацию импульсов с мультигигаваттным уровнем пиковой мощности [3А-4А]. В разделе 3.3 рассматривается упрощенная клистронная модель генератора УКИ, в которой взаимодействие двух электронных пучков (усиливающего и поглощающего) и поля излучения происходит в двух коротких промежутках, разделенных областью дрейфа. В рамках данной модели удаётся аналитически найти электронную восприимчивость, вносимую пучками в резонатор, в том числе, в нелинейных режимах. Получающееся уравнение для электрического поля аналогично по форме уравнению, описывающему диссипативные солитоны, которые детально исследовались в работах [23-31], что позволяет трактовать найденное колоколообразное решение как автосолитон (диссипативный солитон) [23-31]. В разделе 3.4 дано описание макета генератора УКИ 30 ГГц диапазона на основе цепочки двух винтовых giro-ЛБВ [76-85], одна из которых работает как усилитель, другая - как нелинейный поглотитель [6А]. Режимы усиления или нелинейного поглощения в соответствующей секции реализуются за счёт соответствующего подбора параметров. Параметры обеих секций близки к параметрам экспериментально реализованной ЛБВ [79]. В этом же разделе приводятся результаты экспериментального исследования нелинейного поглощения в винтовой giro-ЛБВ (эксперименты проведены под руководством Самсонова С.В. ИПФ РАН), работающей в режиме компфнеровского подавления. Продemonстрирована возможность использования сценария включения секции поглощения для запуска генерации УКИ импульсов в жёстком режиме самовозбуждения генератора. В разделе 3.5 приведено описание макета генератора

УКИ 32 ГГц диапазона на основе цепочки винтовой гиро-ЛБВ и циклотронного абсорбера. Здесь же даны результаты численного исследования циклотронного абсорбера, выполненные с помощью более полной модели, позволяющей принять во внимание конечность рабочей частотной полосы. По результатам расчётов оба генератора УКИ (разделы 3.4 и 3.5) продуцируют последовательность импульсов с пиковым уровнем мощности 400 кВт, длительностью по полувысоте 200 пс и частотой повторения 1 ГГц. Используемые в разделах 3.4 и 3.5 модели усиливающих и нелинейно поглощающих элементов учитывают конечность рабочей частотной полосы и дисперсионное расплывание излучения в пространстве взаимодействия.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

## Основные результаты

1. Сформулированы оптимальные условия для генерации УКИ в схеме с электронным усилителем и насыщающимся нелинейным поглотителем в цепи обратной связи. В усилителе благоприятна ситуация, когда имеет место различие между поступательной скоростью частиц электронного потока и групповой скоростью волны. В этом случае импульс поля смещается вдоль электронного потока, что способствует более эффективному усилению импульсов. В поглотителе, напротив, оптимален режим группового синхронизма (равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны). В этом случае минимизируется влияние смежных фрагментов электромагнитного импульса друг на друга через электронный поток и достигается максимальный контраст между подавлением малого шумового фона и практически полной прозрачностью для фрагментов импульсов большой амплитуды. Показано, что в таких условиях пиковая амплитуда импульсов может превосходить уровень стационарной генерации, а ряде случаев мощность запитывающего электронного потока.
2. Показана возможность реализации насыщающегося поглотителя на основе циклотронного резонансного взаимодействия излучения с первоначально прямолинейным замагниченным пучком. Насыщение поглощения обусловлено релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц.
3. Показана возможность реализации насыщающегося поглотителя на основе черенковских ЛБВ и гиро-ЛБВ с гладким или многозаходным винтовым волноводом, работающих в режиме компфнеровского подавления входного сигнала.
4. Проведено моделирование и разработан макет генератора УКИ 8-ми миллиметрового диапазона на основе винтовой гиро-ЛБВ и циклотронно-резонансного насыщающегося поглотителя. Динамические модели усилителя и поглотителя учитывают реальную дисперсию электродинамической системы, конечность рабочих полос усиления и поглощения. Расчетная пиковая мощность импульсов достигает 400 кВт при длительности по полувысоте 200 пс и частоте повторения до 1 ГГц.

## ГЛАВА 1. Универсальная модель электронных генераторов периодической последовательности ультракоротких импульсов с идеальным насыщающимся поглотителем в цепи обратной связи

В самом общем случае исследуемый электронный генератор УКИ (см. Рис. 1.1) включает в себя электронный усилитель (или, как далее будет показано в **разделе 3.1**, электронный генератор, например ЛОВ), нелинейный поглотитель, обеспечивающий пассивную синхронизацию мод, цепь обратной связи, образующий резонатор, и ответвитель, выводящий часть излучение в полезную нагрузку. При этом имеются две возможности расположения ответвителя в такой схеме: до или после поглотителя (Рис. 1.1а и Рис. 1.1б, соответственно).

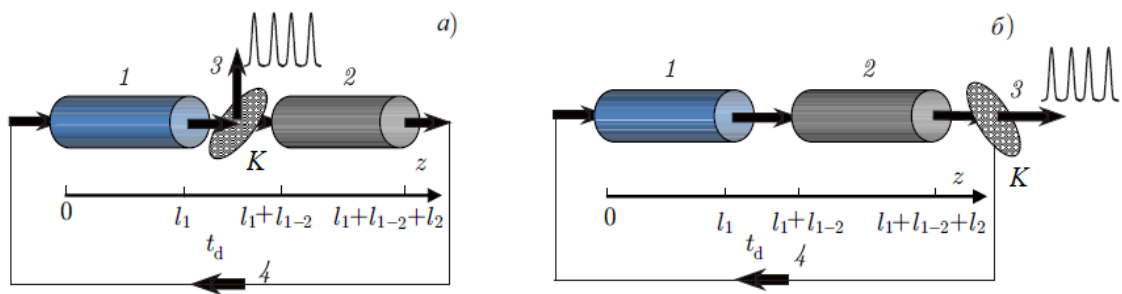


Рис. 1.1. Схемы генераторов ультракоротких импульсов, включающие электронный усилитель 1, просветляющийся поглотитель 2, ответвитель 3, который выводит излучение в полезную нагрузку, и линию задержки 4. Вывод излучения осуществляется непосредственно с выхода усилителя (а) или после прохождения поглотителя (б). Здесь  $K$  - коэффициент, характеризующий работу ответвителя,  $t_d$  - время задержки.

Анализ различных моделей электронных усилителей и различных типов нелинейных поглотителей показал, что предлагаемая схема обладает общими свойствами вне зависимости от типа электронного усилителя и нелинейного поглотителя. Демонстрация этих свойств будет проведена на модели генератора, в котором в качестве модели усиливающего элемента используется универсальная модель электронных усилителей с преобладающей инерционной группировкой частиц [37-38], а в качестве поглотителя будет использована модель поглотителя, типичная для лазерной физики [1]. Расположение ответвителя соответствует Рис. 1.1а.

## 1.1 Модель и основные уравнения

Рассмотрим схему двухсекционного генератора ультракоротких импульсов, состоящую из электронного усилителя (секция 1), нелинейного поглотителя (секция 2) и ответвителя (3), который возвращает часть излучения на вход усилителя по цепи обратной связи (4) с определенной временной задержкой  $t_d$  (см. Рис. 1.1а). Для исследования процессов генерации в данной главе (как отмечалось выше) будем использовать достаточно общую модель электронных усилителей с преобладающей инерционной группировкой частиц [37-38]. В этих устройствах условие синхронизма электронов с попутной волной

$$E = \text{Re} \left[ A(z, t) e^{i\omega t - ih(\omega)z} \right], \quad (1.1)$$

где  $A(z, t)$  – медленно меняющаяся во времени  $t$  и по продольной координате  $z$  амплитуда волны, может быть представлено в виде:

$$\omega - h(\omega)V_{||0} \approx \bar{\omega}, \quad (1.2)$$

где  $V_{||0}$  – невозмущенная поступательная скорость частиц,  $\bar{\omega}$  – частота осцилляций либо непосредственно самих электронов (гирос-ЛБВ, ЛСЭ), либо диполя, образованного отражением прямолинейно движущейся частицы в периодической замедляющей системе (черенковские ЛБВ). В последнем случае  $\bar{\omega} = \bar{h}V_{||0}$ , где  $\bar{h} = 2\pi/d$ ,  $d$  – период структуры.

При использовании перечисленных приборов в качестве активного элемента генератора УКИ, процесс усиления в первой секции на  $n$ -ом проходе по цепи обратной связи, может быть описан универсальной системой уравнений [37-38], где учтено отличие групповой скорости волны  $V_{gr} = d\omega/dh$  от поступательной скоростью частиц:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{A}_n &= \frac{\omega}{c} \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\chi}{\gamma_0 N} J, \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0}} \frac{\partial}{\partial t} \right) w &= \frac{\omega}{c} \chi \text{Re} \left[ \hat{A}_n e^{i\theta} \right], \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta &= \frac{\omega}{c} (\Delta + \mu w). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $\theta = \omega t - hz - \int_0^t \bar{\omega} dt'$  – фаза электронов относительно синхронной попутной волны,  $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$  – амплитуда высокочастотного тока,  $\hat{A}_n = eA_n/mc\omega\gamma_0$  – безразмерная амплитуда волны,  $w = (1 - \gamma/\gamma_0)$  – относительное изменение энергии электронов,  $\gamma$  – релятивистский масс-фактор,  $\gamma_0$  – его начальное значение,  $c$  – скорость света,  $I_b$  – ток пучка,  $\chi$  – коэффициент связи электронов с волной,  $\mu$  – параметр инерционной группировки (значения параметров  $\chi$  и  $\mu$  для электронных усилителей, основанных на различных типах индуцированного излучения, приведены в [37]),  $N$  – норма рабочей моды,  $\Delta$  – начальная расстройка синхронизма. При записи уравнений (1.3) предполагалось, что относительное изменение энергии электронов мало ( $|w| \ll 1$ ), что, фактически, и позволяет описать в универсальном виде процесс электронно-волнового взаимодействия в большом классе систем, основанных на различных механизмах индуцированного излучения.

Для дальнейшего анализа удобно ввести новые независимые переменные

$$\begin{aligned} z' &= z, \\ t' &= t - z/V_{\parallel 0} \end{aligned} \quad (1.4)$$

после перехода к которым уравнения (1.3) переписутся в виде:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z'} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t'} \right) \hat{A}_n &= \frac{\omega}{c} \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\chi}{\gamma_0 N} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial w}{\partial z'} &= \frac{\omega}{c} \chi \operatorname{Re} \left[ \hat{A}_n e^{i\theta} \right], \\ \frac{\partial \theta}{\partial z'} &= \frac{\omega}{c} (\Delta + \mu w), \end{aligned} \quad (1.5)$$

где  $\varepsilon = 1/V_{gr} - 1/V_{\parallel 0}$  – параметр проскальзывания, определяющий соотношение между поступательной скоростью частиц и групповой скоростью волны. На Рис. 1.2 представлена диаграмма, иллюстрирующая процесс распространения волны относительно электронного пучка в усилительной секции в переменных  $z'$  и  $t'$ . Электронные характеристики направлены параллельно оси  $z'$ . Наклонными стрелками показаны характеристики волны при двух значениях параметра  $\varepsilon$ . Видно, что при больших значениях  $\varepsilon$  (т.е. при больших отличиях групповой скорости волны от поступательной скорости частиц) на заданной длине усилителя в процесс взаимодействия вовлекается большее число электронных фракций.



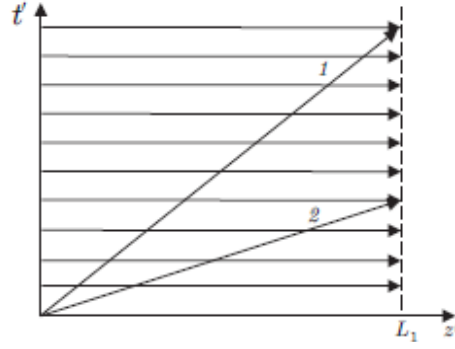


Рис. 1.2. Диаграмма, иллюстрирующая процесс распространения волны относительно электронного пучка в усилительной секции в переменных  $z'$  и  $t'$ . Электронные характеристики направлены параллельно оси  $z'$ . Наклонными стрелками 1 и 2 показаны характеристики волны при двух значениях параметра  $\varepsilon$ , соответствующих различному соотношению между групповой скоростью излучения и поступательной скорости частиц (1 соответствует большему значению  $\varepsilon$ , 2 - меньшему).

Переходя далее к безразмерным переменным, представим уравнения (1.5) в виде (для определенности рассмотрим далее случай  $\mu > 0$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial u}{\partial Z} &= \text{Re}(a_n e^{i\theta}), \\ \frac{\partial \theta}{\partial Z} &= \delta + u, \end{aligned} \quad (1.6)$$

где  $Z = C\omega z'/c$ ,  $\tau = \omega C t'/c\varepsilon$ ,  $a_n = \chi\mu C^{-2} \hat{A}_n$ ,  $C = (eI_b \chi^2 \mu / m_e c^3 \gamma_0 N)^{1/3}$  – параметр усиления (параметр Пирса),  $u = \mu C^{-1} w$ ,  $\delta = C^{-1} \Delta$ . Электронный КПД определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \\ \hat{\eta} &= \langle u \rangle_{\theta_0} \equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(Z=L_1) d\theta_0. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Прохождение сигнала в поглощающей секции описывается уравнением:

$$\frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + \sigma(a_n) a_n = 0 \quad (1.8)$$

здесь коэффициент поглощения зададим в виде, типичном для безинерционных насыщающихся поглотителей в оптике [4]:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \nu |a_n|^2} \quad (1.9)$$

где  $\sigma_0$  и  $\nu$  – безразмерные параметры.

В соответствие со схемой, представленной на Рис. 1.1а, сигнал с выхода усилителя, проходя через ответвитель, поступает на вход поглотителя:

$$a_n(L_1, \tau) = K a_n(L_1 + L_{1-2}, \tau) \quad (1.10)$$

и далее возвращается на вход усилителя с временной задержкой  $t_d$

$$a_{n+1}(0, \tau) = a_n(L_1 + L_{1-2} + L_2, \tau - T_d) \quad (1.11)$$

Здесь  $K < 1$  – коэффициент, характеризующий работу ответвителя (остальная доля мощности излучения уходит в полезную нагрузку),  $T_d = \omega C t_d (c/V_{gr} - c/V_{|0})^{-1}$  – параметр задержки в цепи обратной связи,  $L_{1,2} = \omega C l_{1,2} / c$  – нормированные длины области усиления и поглощения,  $L_{1-2} = \omega C l_{1-2} / c$  – расстояние между первой и второй секцией (далее задержка сигнала на этом участке не учитывается, т.е. считается  $L_{1-2} = 0$ ).

## 1.2 Жесткий и мягкий режимы самовозбуждения

Моделирование уравнений (1.6) и (1.8) с граничными условиями (1.10) и (1.11) показывает, что в зависимости от параметров исследуемая двухсекционная система обладает большим набором различных динамических режимов, включая стационарные и хаотические режимы генерации, а также режимы генерации регулярных последовательностей УКИ. При этом, в зависимости от уровня подавления малого сигнала в поглощающей секции (Рис. 1.3), могут иметь место как мягкие, так и жесткие режимы самовозбуждения.

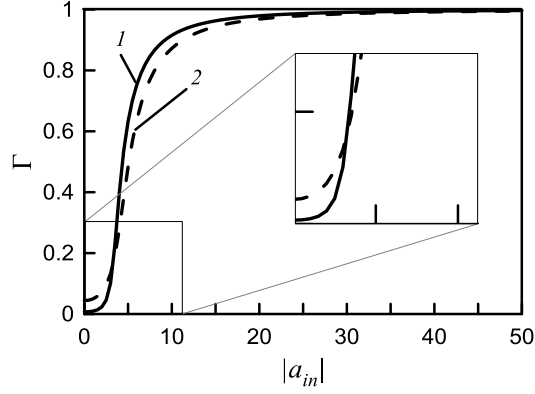


Рис. 1.3. Зависимость коэффициента прохождения  $\Gamma = |a_{out}| / |a_{in}|$  от амплитуды падающего поля  $|a_{in}|$  для нелинейного поглотителя с параметрами, обеспечивающими жёсткий (кривая 1,  $L_2 = 5, \sigma_0 = 1, \nu = 0.6$ ) и мягкий (кривая 2,  $L_2 = 5, \sigma_0 = 0.63, \nu = 0.25$ ) режим возбуждения системы.

Если уровень подавления малого сигнала в поглощающей секции таков, что условия самовозбуждения генератора выполнены, то генерация (в том числе, импульсно-периодическая) развивается из малых флуктуаций плотности электронного потока:

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 + \bar{r} \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad \dot{u}|_{Z=0} = 0. \quad (1.12)$$

Это мягкий режим возбуждения системы.

В противоположном случае, генерация может развиваться только после подачи в систему достаточно большого сигнала, просветляющего поглотитель:

$$a|_{Z=0} = f_0(\tau), \quad (1.13)$$

где функция  $f_0(\tau)$  описывает форму начального сигнала. Это жёсткий режим запуска системы.

В жёстком режиме включения в отсутствие источников внешних импульсов запуск режима генерации УКИ может быть реализован за счёт сценария включения секции усиления и секции поглощения (см. **раздел 3.4**).

Рисунки 1.4 - 1.6 иллюстрируют режимы генерации при мягком самовозбуждении. В этих условиях при отсутствии поглощающей секции возвращение части сигнала на вход усилителя с временной задержкой  $T_d = 15$  и коэффициентом передачи  $K = 0.9$  приводит к установлению хаотического режима генерации (Рис. 1.4). Частотный спектр  $S_\Omega = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) \exp(-i\Omega\tau) d\tau$  такого сигнала линейчатый, что означает, что возбуждено много продольных мод резонатора, формируемого петлей обратной связи.

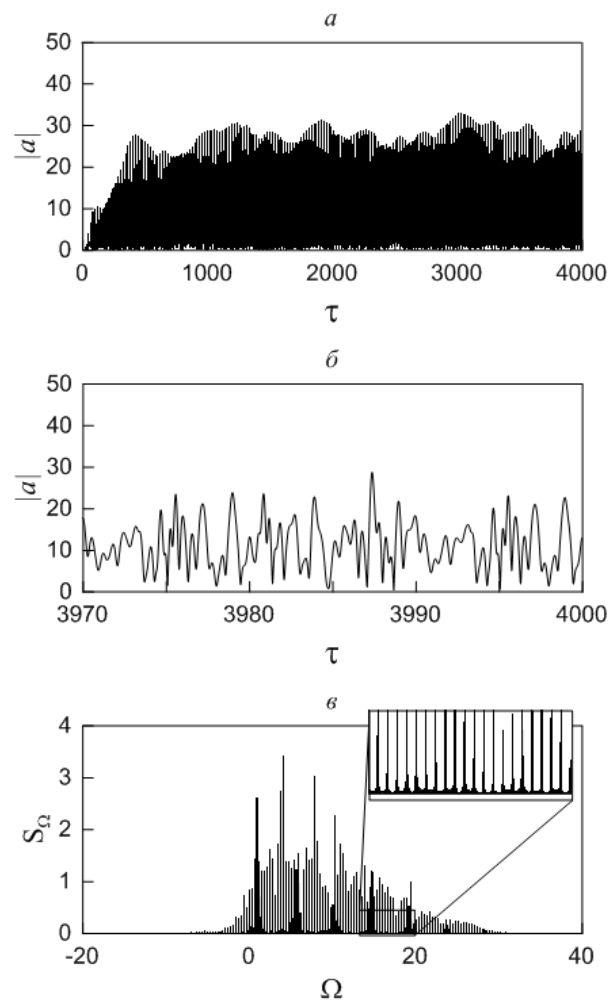


Рис. 1.4. Хаотический режим генерации в отсутствии поглощающей секции ( $L_1 = 5$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 15$ ): (а) – временная зависимость амплитуды поля на выходе усилителя; (б) – то же в увеличенном масштабе; (в) – спектр излучения.

При введении в систему поглощающей секции с длиной  $L_2 = 5$  и коэффициентом линейного поглощения  $\sigma_0 = 0.6$  режим генерации зависит от значения параметра нелинейного поглощения  $\nu$ . На Рис. 1.5 и Рис. 1.6 показаны временные зависимости амплитуды и электронного КПД в случаях, когда насыщение поглотителя отсутствует ( $\nu = 0$ ) и когда это насыщение принято во внимание ( $\nu = 0.25$ ).

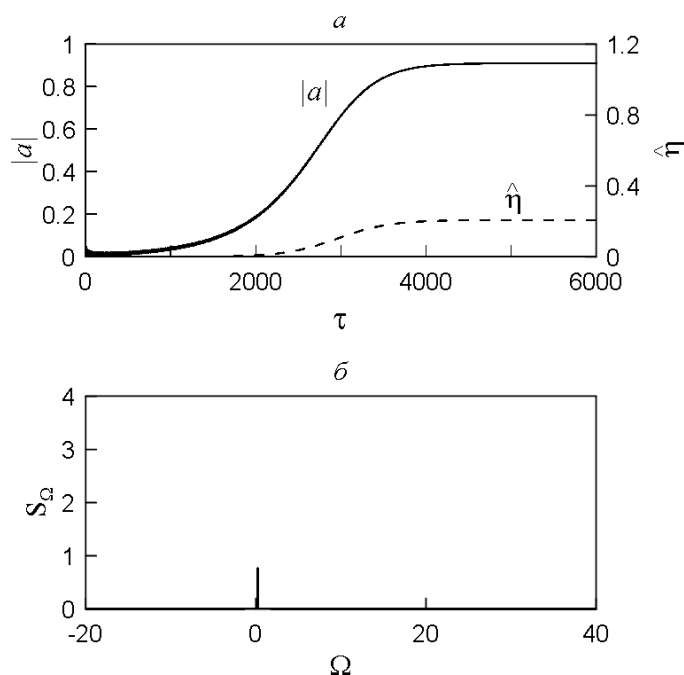


Рис. 1.5. Стационарный режим генерации при мягком самовозбуждении, устанавливающийся, когда насыщение поглощения во второй секции отсутствует  $\nu = 0$  ( $L_1 = L_2 = 5$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 15$ ,  $\sigma_0 = 0.63$ ,  $\bar{r} = 0.01$ ): (а) – зависимость от времени амплитуды излучения  $|a|$  (сплошная линия), выводимого в полезную нагрузку, и нормированного электронного КПД  $\hat{\eta}$  (пунктир); (б) – спектр излучения.

Видно, что в обоих случаях на начальной стадии имеет место самовозбуждение и установление стационарного режима генерации. В то же время, при прочих заданных параметрах генератора, учет нелинейности в секции поглощения приводит к тому, что стационарный режим теряет устойчивость, и происходит переход к режиму генерации периодической последовательности коротких импульсов с амплитудой, существенно превосходящей амплитуду стационарного режима. Также можно подобрать параметры поглощающей секции таким образом, чтобы отсутствовала стадия стационарной генерации в процессе установлении режима импульсно-периодической генерации.

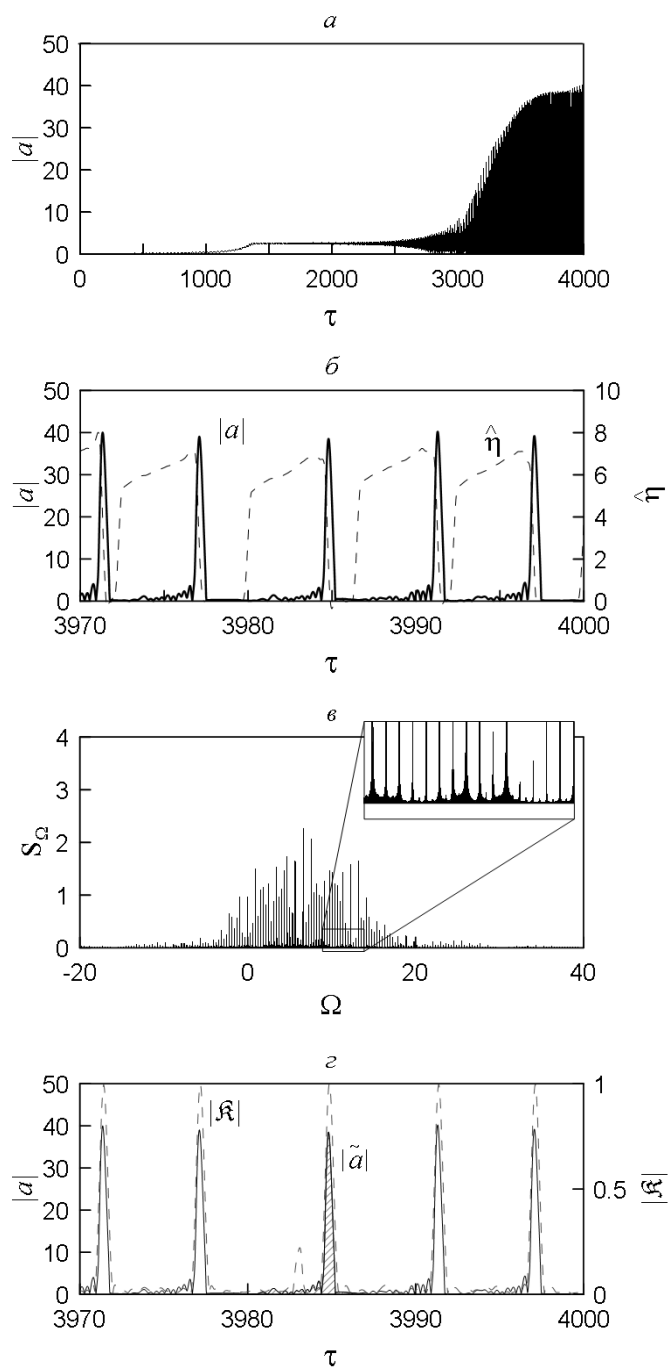


Рис. 1.6. Установление режима УКИ генерации в мягком режиме самовозбуждения при учете просветления поглотителя  $\nu = 0.25$  (прочие параметры те же, что и на Рис. 1.5): (а) -зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления, (б) – детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия) и текущий электронный КПД (пунктир) в развернутом по времени масштабе, (в) – спектр излучения, (г) - модуль взаимной корреляционной функции  $|\mathcal{R}|$  (пунктирная линия) и огибающая генерируемого излучения  $|a|$  ( $|\tilde{a}|$  - тестовый импульс, с которым сравниваются остальные импульсы при вычислении корреляционной функции).

В мягком режиме внутри резонатора образуется последовательность импульсов. Интервал следования импульсов, вырабатывается системой «самостоятельно» и примерно равен  $L_1$ . Увеличение времени задержки  $T_d$  приводит к росту числа импульсов, циркулирующих внутри системы. Интервал между импульсами в выходном сигнале практически не меняется. Соответственно, на смену импульсу, покидающему пространство взаимодействия усилителя, почти сразу по цепи обратной связи поступает новый импульс (см. Рис. 1.7а). В результате, в мягком режиме средний по времени электронный КПД при увеличении времени задержки остается неизменным.

В жестком режиме в зависимости от начального условия (1.13) внутри резонатора может образоваться и циркулировать от одного до нескольких импульсов. На Рис. 1.8 показана генерация последовательности УКИ в жестком режиме самовозбуждения при подаче внешнего сигнала большой амплитуды. Следует обратить внимание, что стабильность генерации УКИ (повторяемость от импульса к импульсу) в жестком режиме значительно выше, чем в мягком. При этом на всей длине обхода поля по цепи обратной связи формируется единственный импульс излучения. В результате при увеличении времени задержки и, соответственно, времени пробега импульса по цепи обратной связи часть электронов пучка, непрерывно инжектируемых в пространство взаимодействия усилителя, не взаимодействует с излучением (появляются «безработные» электроны). Действительно, как видно из Рис. 1.7б, энерговклад в излучение части пучка, заключенной между пунктирными линиями, отсутствует. В результате в жестком режиме генерации средняя по времени эффективность энергообмена по мере увеличения времени задержки сигнала  $T_d$  падает.

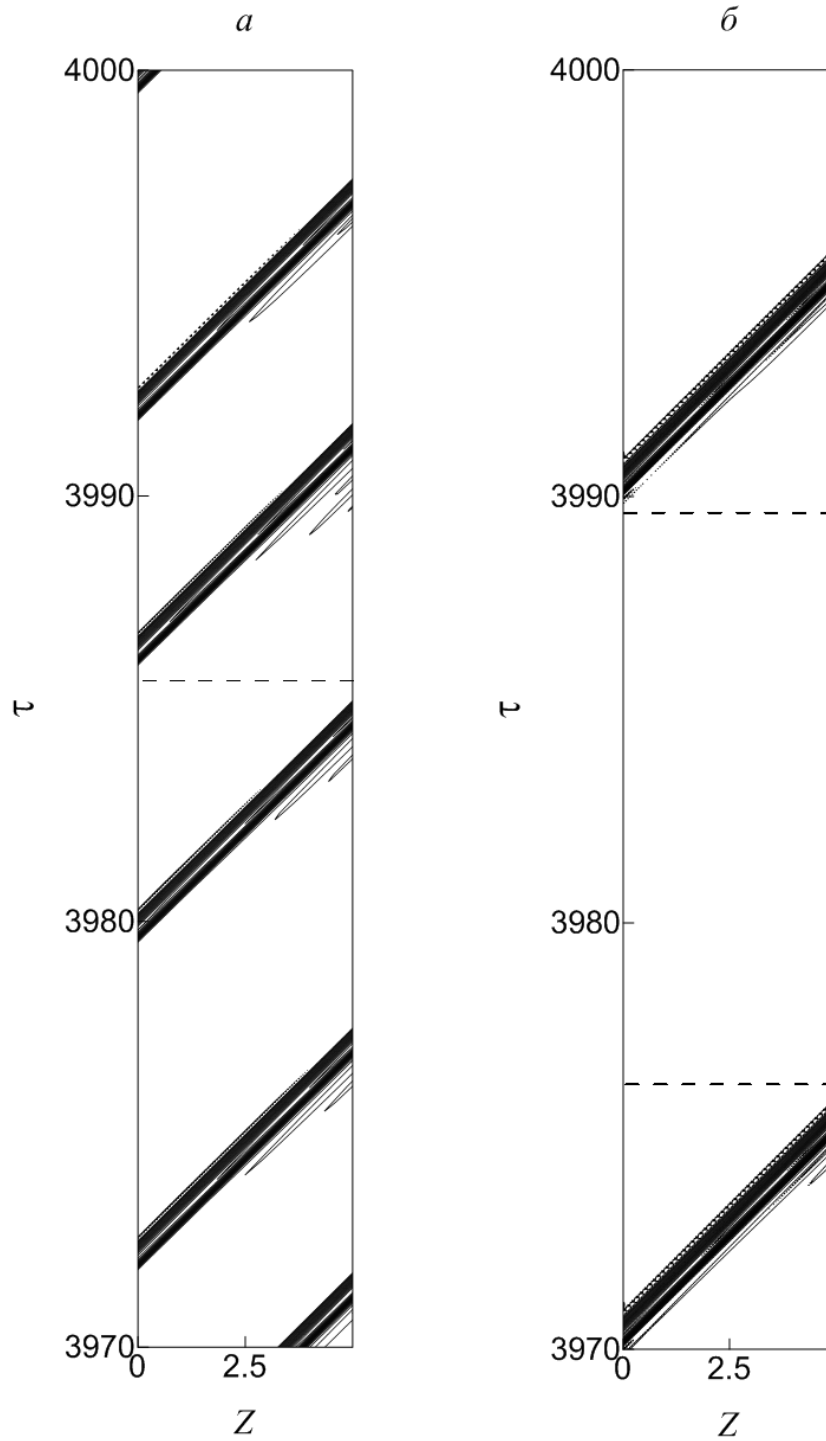


Рис. 1.7. Пространственно-временная диаграмма, иллюстрирующая процесс распространения и усиления коротких импульсов в первой секции в переменных  $Z$  и  $\tau$ . Представлены случаи (а) мягкого и (б) жесткого режимов генерации. Электронные характеристики параллельны оси  $Z$ , характеристики поля направлены под углом  $45^\circ$  к оси  $Z$ .



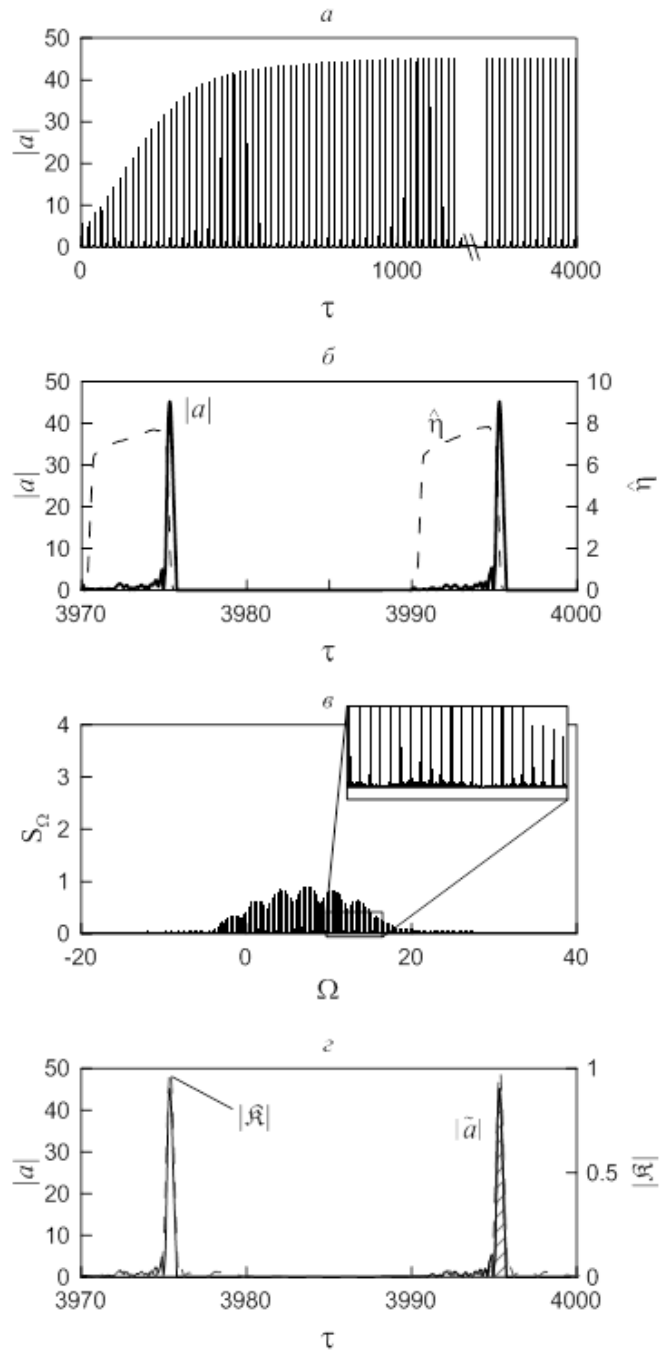


Рис. 1.8. Режим УКИ генерации при жестком режиме самовозбуждения ( $L_1 = L_2 = 5$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 15$ ,  $\sigma_0 = 1$ ,  $\nu = 0.6$ ). Показаны те же зависимости, что и на Рис. 1.6.

Если задать начальный сигнал  $f_0(\tau)$  в виде нескольких импульсов (достаточно большой амплитуды), то число импульсов после завершения переходного процесса зависит от исходного интервала между соседними импульсами. Так, если интервал между какими-то двумя соседними импульсами меньше  $\sim 3/5L_1$ , то импульс, что следует впереди «соседа» по обеднённому электронному потоку (здесь рассматривается случай  $V_{gr} < V_{||0}$ ), через несколько проходов по цепи обратной связи затухнет. Если же задать начальный сигнал в виде «полочки» (достаточно большой амплитуды), то в результате переходного процесса, полочка распадется на несколько импульсов, которые будут циркулировать по резонатору.

Результаты моделирования демонстрируют наличие достаточно широкой области параметров, в которой реализуются режимы генерации периодической последовательности коротких импульсов. При этом для получения таких режимов в общей системе необходимо, чтобы в отсутствие поглощающей секции имело место достаточно большое превышение над порогом, обеспечивающее возникновение широкополосных хаотических или автомодуляционных режимов генерации (чтобы нелинейный поглотитель мог синхронизовать большое число возбуждаемых продольных мод). При относительно малом превышении над порогом, когда в исходной системе (усилитель с запаздывающей обратной связью) устанавливается стационарный одночастотный режим, введение просветляющегося поглотителя не приводит к развитию импульсной генерации.

На процессы энергообмена между электронами и полем существенное влияние оказывает параметр проскальзывания  $s$ . Действительно, при  $V_{gr} \neq V_{||0}$  формирующийся электромагнитный импульс смещается по электронному потоку и последовательно отбирает энергию у различных электронных фракций (Рис. 1.7), не имеющих (с точностью до шумовой компоненты) модуляции по энергии и плотности частиц. Таким образом, реализуется кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций. В результате пиковая мощность усиливаемых импульсов может превосходить мощность стационарной генерации, а в ряде случаев и мощность электронного потока (см. главу 3).

Как уже указывалось выше (см. Рис.2), при фиксированной длине усилителя число фракций, участвующих в процессе энергообмена, очевидным образом зависит от параметра  $s$ ,

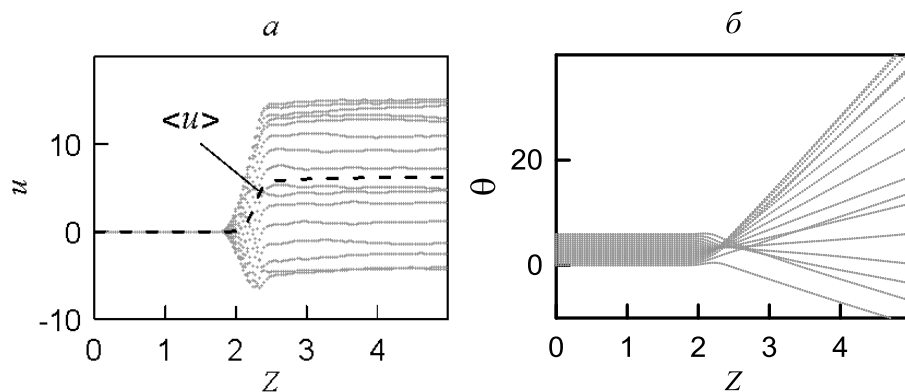


Рис. 1.9. Зависимость от продольной координаты относительного изменения энергии частиц в процессе взаимодействия с электромагнитным импульсом (а) и фазы электронов относительно волны (б) для одной фракции электронного пучка.

увеличиваясь по мере отстройки групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. При этом каждая фракция отдает одинаковое количество энергии (Рис. 1.9а). Соответственно, пропорционально  $s$  растет и полная энергия, запасенная в элементарном импульсе. Однако, поскольку, согласно нормировке  $\tau$ , в такой же пропорции увеличивается и длительность импульса, пиковая амплитуда не зависит от величины параметра  $s$ . Формально этот вывод подтверждается тем, что при моделировании указанного процесса в нормированных переменных  $Z$  и  $\tau$  параметр  $s$  в явном виде в рассмотрение не входит.

Следует подчеркнуть, что проведенное рассуждение не распространяется на случай точного группового синхронизма  $s=0$ , анализ которого требует отдельного рассмотрения, включающего учет дисперсии групповых скоростей. В этом случае уравнения (1.3) сводятся к виду [31], описывающему диссипативные солитоны [23-31] в лазерах с насыщающимся поглотителем. Однако, амплитуда формируемых в таких условиях импульсов (солитонов) оказывается существенно меньше, чем в режимах с проскальзыванием излучения относительно электронного потока.

Важно отметить, что для случая формирования одиночных СВЧ импульсов механизм нестационарного усиления, аналогичный описанному выше и реализующийся при отличии групповой скорости волны от поступательной скорости частиц, теоретически и экспериментально исследовался в [55-69]. Было показано, что в таком процессе механизмы насыщения роста амплитуды поля, характерные для стационарного режима усиления монохроматических сигналов (захват электронов волной, смещение электронов в ускоряющую

фазу поля и т.п.), не играют определяющей роли. В результате пиковая мощность усиливаемых импульсов может превосходить уровень, характерный для усиления стационарных сигналов, а в определенных условиях превышает мощность электронного потока. В отличие от [55-69] в данной работе речь идет о генерации периодической последовательности коротких импульсов, формирующихся в результате синхронизации большого числа продольных мод резонатора, образованного петлей обратной связи. При этом, как видно из Рис. 1.9, захват электронов волной также отсутствует. Тем не менее, в отличие от [55-69] усиление происходит не за один, а за много проходов, в результате чего устанавливается баланс между усилением и поглощением, и форма импульса приобретает стационарный характер, не меняющийся от прохода к проходу.

Генерируемые импульсы имеют высокую степень фазовой корреляции (см. Рис. 1.6г и Рис. 1.8г), что подтверждается вычислением взаимной корреляционной функции между одним импульсом излучения  $\tilde{a}(\tau)$  и полной последовательностью импульсов  $a(\tau)$

$$\mathfrak{K}(\tau) = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T \tilde{a}(\tau') a^*(\tau' - \tau) d\tau'}{\left( \frac{1}{T} \int_0^T |\tilde{a}(\tau')|^2 d\tau' \cdot \frac{1}{T} \int_{\tau}^{T+\tau} |a(\tau')|^2 d\tau' \right)^{1/2}}, \quad (1.14)$$

где интервал  $T$  представляет собой период следования импульсов.

Исследование показывает (Рис. 1.10), что с увеличением длины пространства взаимодействия усилителя и при соответствующем подборе параметров поглотителя (которые обеспечивает импульсно-периодический режим генерации) увеличивается пиковая интенсивность, энергия и сокращается длительность генерируемых импульсов. Это объясняется тем, что с увеличением длины пространства взаимодействия увеличивается количества электронных фракций, относительно которых проскальзывает импульс поля, а также увеличивается превышение над порогом, в результате возбуждается большее число продольных мод. Однако в реальности этот процесс будет ограничен из-за влияния дисперсии, конечность рабочей полосы усилителя и всё более возрастающих требований по электропрочности к материалам системы.

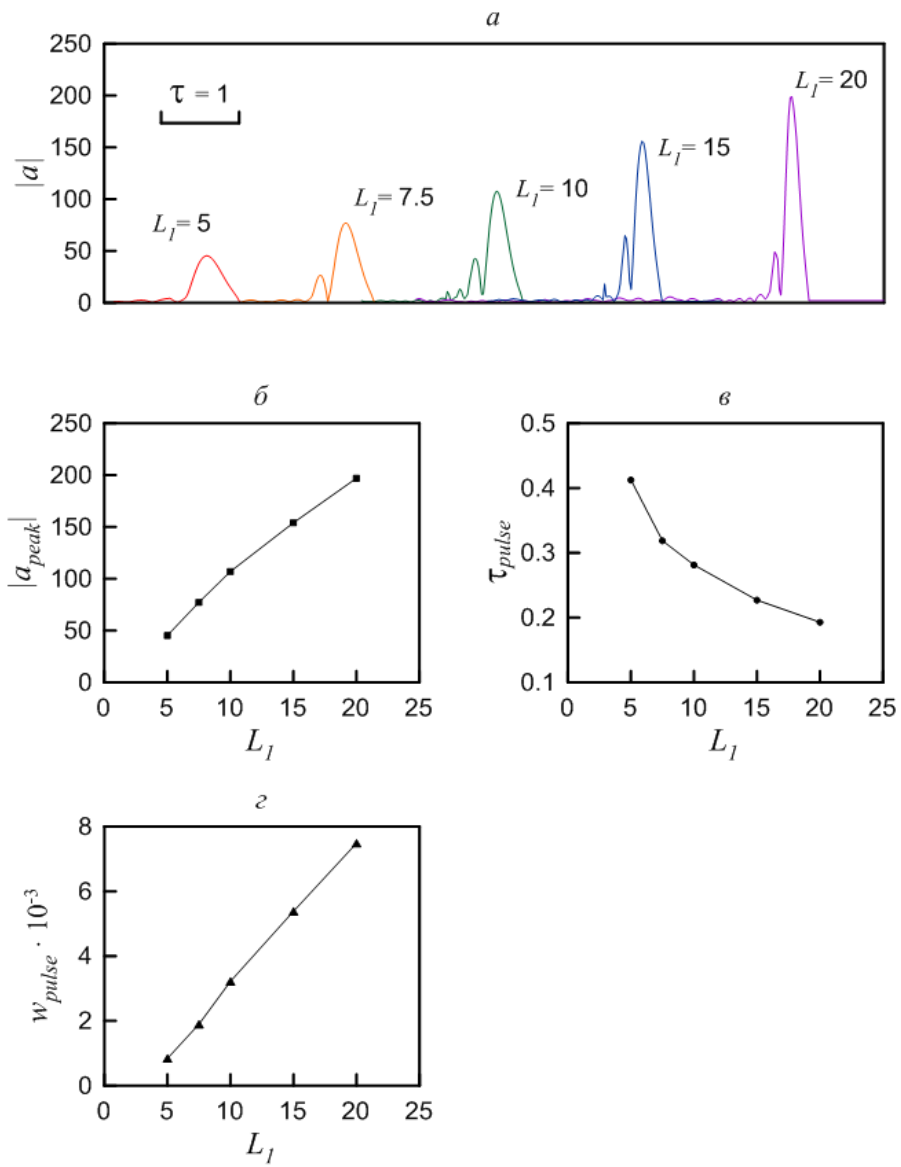


Рис. 1.10. Зависимость параметров генерируемых импульсов от длины усилителя  $L_1$ . (а) - профиль импульса при различных значениях  $L_1$  (построено в одном масштабе), Зависимость пиковой амплитуды (б), длительности по полувысоте амплитуды (в) и энергии (г) импульса от длины усилителя.

В заключение раздела необходимо отметить, что вывод излучения в полезную нагрузку после нелинейного поглотителя (как это показано на Рис. 1.1б) позволяет улучшить форму генерируемых импульсов (Рис. 1.1б) по сравнению с выводом излучения до поглотителя (см. Рис. 1.1а), вследствие того, что насыщающийся поглотитель срезает сопровождающий импульсы шумовой пьедестал. При этом способе вывода все перечисленные выше режимы генерации также реализуемы. Очевидно, что при использовании вывода излучения, до поглотителя (Рис. 1.1а) приводит к некоторому ухудшению формы импульсов, поступающих в полезную нагрузку за счет наличия предимпульсов (Рис. 1.1а). Однако, если поглощение во второй секции основано на взаимодействии излучения с электронным пучком, то вследствие того, что в эту секцию поступает относительно небольшая часть мощности, использование схемы, представленной на Рис. 1.1а, приводит к снижению тока поглощающего пучка. Соответственно, применение такой схемы, может быть актуальным в случае генерации импульсов с высокой, в том числе, мультигигаваттной пиковой мощностью (см. главу 3).

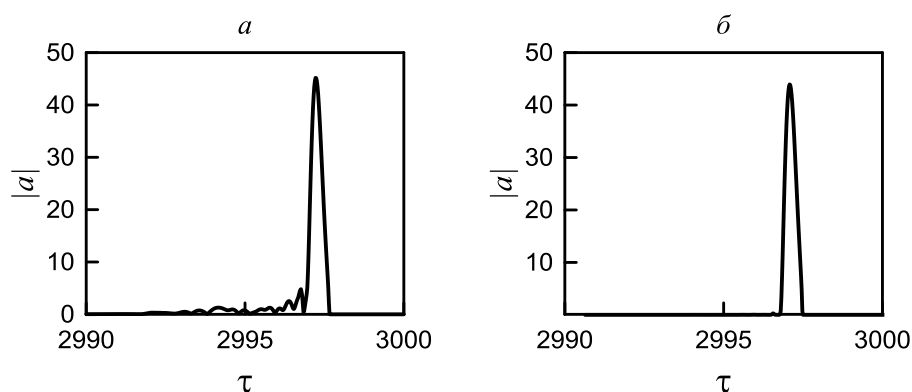


Рис. 1.11. Детальный профиль одного из генерируемых импульсов в случае вывода излучения до (а) и после (б) поглотителя.

### 1.3 Генерация ультракоротких импульсов при работе усилителя в режимах однородного и неоднородного уширения

В лазерной физике для генерации ультракоротких импульсов наряду с активными средами, обладающие однородным уширением линии, используются активные среды, в которых может быть существенно неоднородное уширение [5-7]. В СВЧ электронике аналогом среды с неоднородным уширением линии, может являться электронный поток, обладающий значительным разбросом частиц по начальной энергии  $\Delta\gamma$ , для которого выполнено условие

$$\frac{\mu}{\beta_{\parallel 0}^2} \frac{\Delta\gamma}{\bar{\gamma}} \gg \frac{\lambda}{l}, \quad (1.15)$$

где  $\bar{\gamma}$  - фактор Лоренца, соответствующий средней по начальной функции распределения электронов энергии,  $\lambda$  - длина волны,  $l$  - длина пространства взаимодействия,  $c\bar{\beta}_{\parallel 0} = \bar{V}_{\parallel 0} = V_{\parallel 0}(\bar{\gamma})$  - скорость электронов, соответствующая средней энергии  $\bar{\gamma}$ ,  $\mu = 1/\bar{\gamma}^2$  - параметр инерционной группировки. Данное условие записано для черенковского механизма взаимодействия, однако излагаемая далее модель усилителя может быть применена и для других типов электронных усилителей, работающих в режиме неоднородного уширения линии.

Покажем, что для генерации коротких импульсов возможно использование электронного усилителя, работающего в режиме неоднородного уширения линии, в котором электронный поток обладает значительным энергетическим разбросом. Пусть расположение элементов генератора УКИ соответствует схеме, представленной на Рис. 1.1а. Пусть на входе в пространство взаимодействия усилителя электронный поток описывается следующей функцией распределения по энергии

$$f_0(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\Delta\gamma)^2}} e^{-\frac{(\gamma-\bar{\gamma})^2}{2(\Delta\gamma)^2}}. \quad (1.16)$$

С учетом разброса процесс усиления в приближении малого изменения энергии частиц может быть описан следующей системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_n}{\partial Z} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} &= J, \\ \frac{\partial u}{\partial Z} &= \operatorname{Re}(a_n e^{i\theta}), \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = u, \end{aligned} \quad (1.17)$$

с граничными условиями

$$u|_{Z=0} = u_0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad (1.18)$$

где амплитуда высокочастотного тока определяется соотношением

$$J = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} f_0(u_0) e^{-i\theta} d\theta_0 du_0.$$

Электронный КПД может быть представлен в виде

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\bar{\gamma}^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (u(Z=L_1) - u_0) f_0(u_0) d\theta_0 du_0. \quad (1.19)$$

В нормированных переменных начальная функция распределения частиц по энергии имеет вид

$$f_0(u_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(\Delta\hat{\gamma})^2}} e^{-\frac{u_0^2}{2(\Delta\hat{\gamma})^2}}. \quad (1.20)$$

Здесь  $\Delta\hat{\gamma} = \mu\Delta\gamma / C$  - безразмерный параметр, характеризующий начальный разброс электронов по энергии,  $u_0 = \mu C^{-1}(1-\gamma_0/\bar{\gamma})$  начальное отклонение энергии электрона от среднего значения,  $u = \mu C^{-1}(1-\gamma/\bar{\gamma})$  - отклонение, приобретаемое электроном в процессе взаимодействия,  $C = (eI_b \chi^2 \mu / m_e c^3 \bar{\gamma} N)^{1/3}$ ,  $Z = \omega C z / c$ ,  $\tau = \omega C (t - z/\bar{V}_{\parallel 0})(c/V_{gr} - c/\bar{V}_{\parallel 0})^{-1}$ .

Прочие обозначения, относящиеся к описанию насыщающего поглотителя, совпадают с использованными при записи уравнений (1.6).

На Рис. 1.12 приведены результаты моделирования процесса генерации УКИ при работе усилителя со значительным энергетическим разбросом в режиме неоднородного уширения линии. Для сравнения на Рис. 1.13 показан процесс хаотической генерации при тех же параметрах усилителя, но при выключенном насыщающемся поглотителе. Видно, что в обоих режимах ширина спектра генерации примерно одинакова. Однако наличие насыщающегося поглотителя приводит к синхронизации мод. В результате режим генерации в виде случайный пиков трансформируется в режим регулярной периодической генерации практически



идентичных импульсов. Можно заметить, что в случае хаотической генерации начальная функция распределения претерпевает более сильную диффузию с образованием на ней плато. Этот процесс может быть описан в рамках квазилинейной теории [51-54]. На рисунках 1.12г-1.14г приведена усреднённая по времени функция распределения электронов (на выходе из усилителя), поэтому для случая импульсно-периодической генерации расплывание функции распределения электронов менее заметно. Поскольку в этом режиме генерации существуют моменты времени, в которые электроны пролетают пространство взаимодействия «вхолостую», так как в этот момент электромагнитный импульс поля ещё не поступил из цепи обратной связи в пространство взаимодействия, а инжекция электронов непрерывно идёт.

На Рис. 1.14 для сравнения приведены результаты моделирования процесса генерации УКИ в случае однородного уширения линии для электронного пучка с тем же током, но в котором скоростной разброс пренебрежимо мал. Из указанного сравнения следует, что параметры генерируемых импульсов в обоих случаях примерно одинаковы. Таким образом, режим пассивной синхронизации мод следует рассматривать как перспективный метод использования электронных пучков, обладающих значительным скоростным разбросом для генерации когерентного излучения. В частности подобный метод приложим к релятивистским сильноточным пучкам, для которых характерен большой разброс параметров.

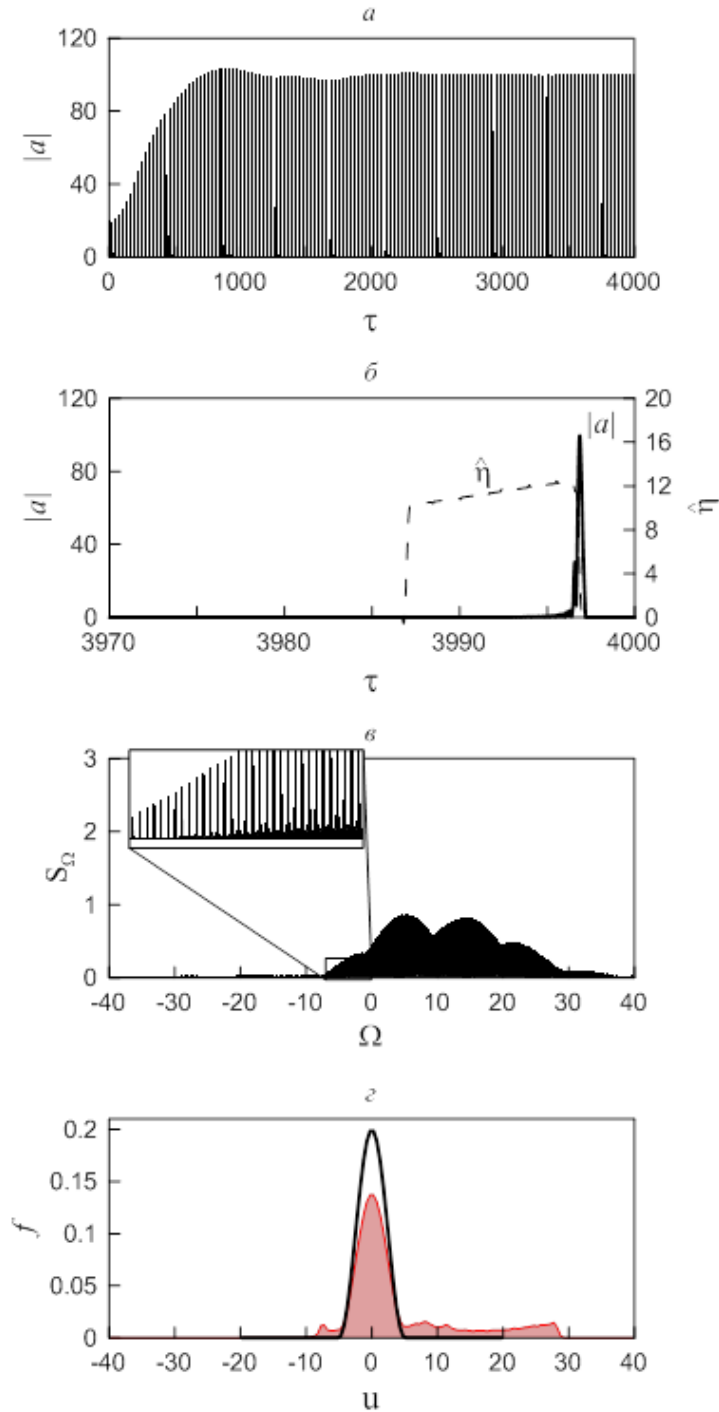


Рис. 1.12. Генерация УКИ в случае неоднородного уширения (значительного разброса электронов по энергиям). (а) - зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления, (б) – детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия) и текущий электронный КПД (пунктир) в развернутом по времени масштабе, (в) – спектр излучения, (г) - усреднённая по времени функция распределения электронов на входе (чёрная линия) и на выходе из пространства взаимодействия (красная линия с заполнением). ( $L_1 = 10$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 20$ ,  $L_2 = 5$ ,  $\sigma_0 = 1.5$ ,  $\nu = 0.6$ ,  $\Delta\hat{\gamma} = 2$ ).

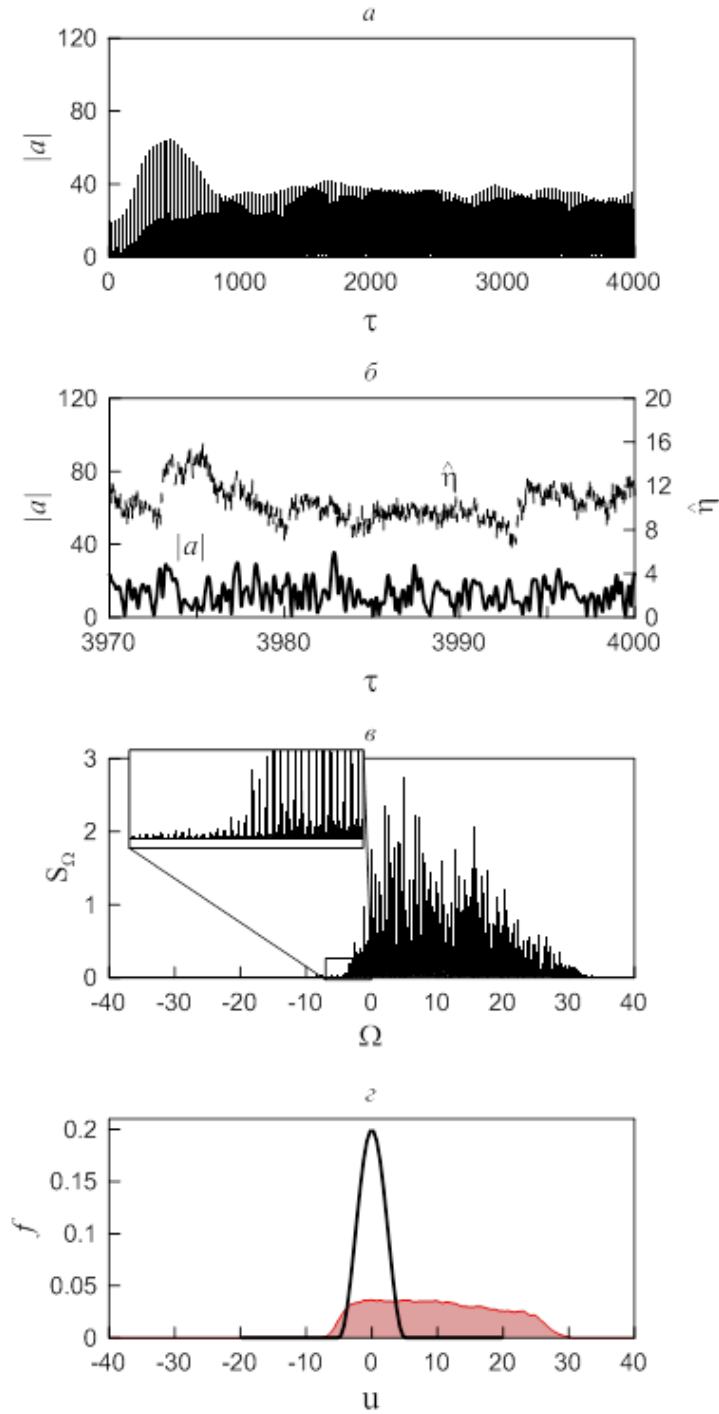


Рис. 1.13. Генерация хаотического сигнала электронным пучком со значительным начальным энергетическим разбросом в электронном потоке, при отсутствии поглощающей секции в цепи обратной связи. Показаны те же зависимости, что и на Рис. 1.12 при совпадающих параметрах моделирования за исключением:  $\sigma_0 = 0$ .

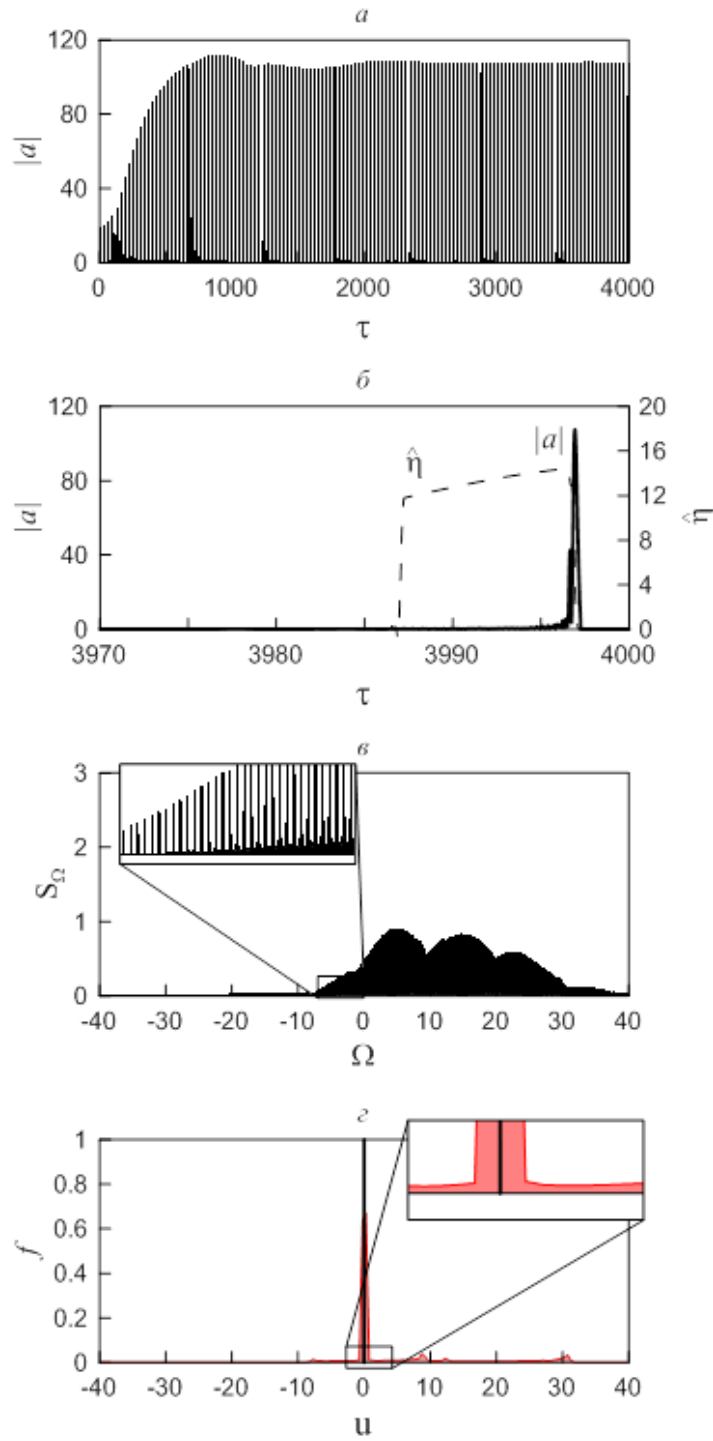


Рис. 1.14. Генерация УКИ в случае однородного уширения линии (отсутствия начального разброса по энергии в электронном потоке). Приведены те же зависимости, что и на Рис. 1.12. Параметры моделирования те же, за исключением:  $\Delta\hat{\gamma} = 0$ .

## **ГЛАВА 2. Методы реализации насыщающихся поглотителей, на основе электронно-волнового взаимодействия**

Ключевой проблемой при реализации микроволновых генераторов УКИ, основанных на пассивной синхронизации мод является разработка насыщающихся поглотителей, обеспечивающих заданный<sup>1</sup> уровень подавления сигналов малой амплитуды и практически без потерь пропускающий сигнал большой амплитуды в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн. При этом, нелинейный поглотитель должен обладать максимально возможной безынерционностью, чтобы смежные фрагменты электромагнитного импульса как можно меньше влияли друг на друга при прохождении поглотителя, и достаточно широкой рабочей частотной полосой, соответствующей ширине спектра ультракоротких импульсов. В этой главе будут рассмотрены несколько вариантов реализации нелинейных насыщающихся поглотителей СВЧ диапазона, которые основаны на взаимодействии излучения с дополнительными электронными пучками.

### **2.1 Циклотронный поглотитель**

Достаточно хорошо известен эффект циклотронного поглощения излучения - когда электроны, находящиеся в постоянном магнитном поле в условиях циклотронного резонанса, эффективно поглощают энергию электромагнитного поля. В частности указанный эффект используется для электронного циклотронно-резонансного (ЭЦР) нагрева плазмы. За счёт релятивистской зависимости гирочастоты от энергии электрона, указанный механизм поглощения обладает нелинейностью по отношению к мощности поглощаемого излучения. Действительно, при достаточно высоком уровне мощности входного сигнала электроны сильно меняют свою энергию, выходят из циклотронного резонанса и поглощение прекращается. Далее будет рассмотрен поглотитель, в котором используется замагниченный электронный поток, обеспечивающий приток «новых» электронов в пространство взаимодействия и отток «отработанных».

---

<sup>1</sup> Для мягкого режима возбуждения системы уровень подавления малого сигнала должен быть близок, но не равен нулю, Для жёсткого режима - стремиться к нулю. Смори главу 1.

Пусть секция поглощения представляет собой отрезок цилиндрического волновода длины  $l$  и радиуса  $R$ , внутри которого распространяется рабочая мода. Представим её электрическое поле в виде:

$$\vec{E} = \text{Re} \left[ A(z, t) \vec{E}_\perp(\vec{r}_\perp) e^{i\omega t - i h z} \right] \quad (2.1)$$

где  $A(z, t)$  - медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля, функция  $\vec{E}_\perp(\vec{r}_\perp) = (k / \kappa^2) [\nabla_\perp \psi \times \vec{z}_0]$  описывает структуру рабочей  $TE_{m,n}$  моды цилиндрического волновода,  $\psi = J_m(\kappa r) e^{-im\phi}$  - мембранная функция,  $\kappa = v_n / R$ ,  $v_n$  -  $n$ -ый корень уравнения  $J'_m(v) = 0$ ,  $J_m(x)$  -  $m$ -ная функция Бесселя,  $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ .

В приближении слабoreлятивистских энергий частиц процесс взаимодействия излучения с первоначально прямолинейным электронным пучком в условиях циклотронного резонанса на 1 - ой гармонике гирочастоты описывается следующей системой уравнений [70,71]

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) \hat{A} &= 2 \frac{e I_b}{m_e c^3} \frac{J_{m-s}(\kappa r_b)}{N_s} \frac{\mu^{3/2}}{\gamma_0 \beta_{ph}^{-1} \beta_{||0}} p_+, \\ \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{||0}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) p_+ + i p_+ \frac{\mu}{2 \beta_{||0} \Lambda} \left( \Delta + \frac{|p_+|^2}{\gamma_0^2} \right) &= -\hat{A} (p_+^*)^{s-1} \frac{J_{m-s}(\kappa r_b) \Lambda}{2 \beta_{||0} \sqrt{\mu}}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь введены нормированные переменные и параметры:  $\hat{t} = \omega t$ ,  $\hat{z} = k z$ ,  $\hat{A} = e A / m_e c \omega$ ,  $p_+ = (p_x + i p_y) / m_e c e^{-i\omega t + i(m-1)\phi}$  - безразмерный поперечный импульс,  $I_b$  - ток трубчатого электронного пучка с радиусом инжекции  $r_b$ ,  $N = J_m^2(v_n)(v_n^2 - m^2)$ ,  $\Delta = 2 \Lambda \mu^{-1} (1 - \beta_{ph}^{-1} \beta_{||0} - \omega_H / \omega)$  - начальная расстройка циклотронного резонанса,  $\omega_H = e H / m_e c \gamma_0$  - невозмущенная гирочастота,  $V_{ph} = c \beta_{ph} = ck / h$  - фазовая скорость волны,  $h = \sqrt{k^2 - \kappa^2}$  - продольное волновое число,  $\gamma_0$  - начальный релятивистский масс-фактор,  $\Lambda = 1 - \beta_{ph}^{-1} \beta_{||0}$ ,  $\mu = \kappa^2 / k^2 = 1 - \beta_{ph}^{-2}$  - параметра неизохронности.

Поскольку на вход поглотителя поступает первоначально прямолинейный электронный пучок, граничное условие для электронов имеет вид:

$$p_+ \Big|_{\dot{z}=0} = 0, \quad (2.3)$$

Соответственно, в правой части уравнения для поля (система уравнений (2.2)) отсутствует усреднение по начальным фазам электронов.

На основе анализа системы уравнений (2.2), можно провести оптимизацию параметров циклотронного абсорбера и указать способ синтеза параметров (тока пучка, длины, магнитного поля, радиуса встрела пучка и волновода), при которых циклотронный поглотитель будет просветляться для заданного уровня мощности поля, обеспечивая при этом заданный уровень подавления слабого сигнала.

Как отмечалось выше, важное требование к поглотителю - это максимально возможная безынерционность в совокупности с шириной рабочей полосы частот. Эти требования удовлетворяются в условиях группового синхронизма - равенстве групповой скорости волны и поступательной скорости электронов:

$$V_{gr} \approx V_{||0}. \quad (2.4)$$

Действительно, в этом случае каждый фрагмент электромагнитного поля, распространяясь по поглотителю с групповой скоростью  $V_{gr}$ , на протяжении всего своего пути в пространстве взаимодействия взаимодействует только со «своей» синхронной фракцией электронов, и, соответственно, в пренебрежении дисперсионным расплыванием импульса, смежные фрагменты импульса практически не влияют друг на друга через электронный поток. Условие группового синхронизма (2.4) эквивалентно условию касания дисперсионных характеристик волны и пучка на соответствующей диаграмме (см. Рис. 2.1), что и обеспечивает максимально широкую рабочую частотную полосу.

Из условия группового синхронизма (2.4), с учётом того, что для регулярного волновода  $\beta_{gr} = \beta_{ph}^{-1}$  и соответственно

$$\Lambda = \mu. \quad (2.5)$$

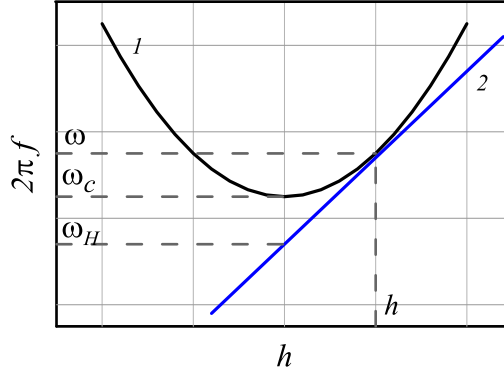


Рис. 2.1. Дисперсионная диаграмма для циклотронного поглотителя в режиме группового синхронизма. Кривая 1 и 2 - дисперсионная характеристика рабочей моды и электронного пучка, соответственно.

Из условий касания дисперсионных характеристик волны и пучка может быть получено соотношение

$$\omega = \gamma_0 \omega_c, \quad (2.6)$$

связывающее несущую частоту  $\omega$ , начальную энергию электронов (ускоряющее напряжение) и критическую частоту для выбранной рабочей моды волновода  $\omega_c = cv / R$ .

С учётом (2.4) в (2.2) удобно перейти к новым независимым переменным

$$\hat{z}' = \hat{z}, \quad \hat{t}' = \hat{t} - \frac{\hat{z}}{\beta_{||0}} \quad (2.7)$$

в которых, система уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \hat{z}'} \hat{A} &= 2 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{J_{m-1}(\kappa r_b)}{N_s} \frac{\mu^{3/2}}{\gamma_0 \beta_{||0}^2} p_+, \\ \frac{\partial}{\partial \hat{z}'} p_+ + ip_+ \frac{1}{2\beta_{||0}} \left( \Delta + \frac{|p_+|^2}{\gamma_0^2} \right) &= -\hat{A} \frac{J_{m-1}(\kappa r_b) \mu^{1/2}}{2\beta_{||0}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Заметим, что в системе уравнений (2.8) отсутствует явная зависимость от времени.

Перейдем далее к безразмерным переменным и параметрам:

$$Z = \frac{\hat{z}'}{2\beta_{||0}} G^{1/2}, \quad p = \frac{p_+}{\gamma_0 G^{1/4}}, \quad a = \frac{\hat{A} J_{m-1}(\kappa r_b) \mu^{1/2}}{\gamma_0 G^{3/4}}, \quad \delta = \frac{\Delta}{G^{1/2}}, \quad (2.9)$$

где коэффициент  $G$  пропорционален току инжекции  $I_b$

$$G = 4 \frac{I_b}{I_A} \frac{J_{m-1}^2(\kappa r_b)}{N} \frac{\mu^2}{\gamma_0 \beta_{||0}}.$$



Тогда уравнения (2.8) сведутся к виду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} &= p, \\ \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + \nu|p|^2) &= -a, \end{aligned} \quad (2.10)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} a|_{Z=0} &= a_{in}, \\ p|_{Z=0} &= 0, \end{aligned} \quad (2.11)$$

который содержит минимальное число независимых параметров, а именно - нормированную длину  $L$  и расстройку циклотронного резонанса  $\delta$ . Коэффициент  $\nu$  в кинетическом уравнении для электрона (2.10) введён искусственно, чтобы продемонстрировать в дальнейшем обусловленность насыщения циклотронного поглотителя неизохронностью вращения электронов в магнитном поле. Связь мощности и нормированной амплитуды поля определяется соотношением

$$P = \frac{P^*}{8} \frac{k^5 h}{\kappa^6} \frac{N}{J_{m-1}^2(\kappa r_b)} \gamma_0^2 G^{3/2} |a|^2. \quad (2.12)$$

При малых амплитудах сигналов, пренебрегая неизохронностью ( $\nu = 0$ ), можно найти решение уравнений (2.10) в явном виде:

$$\begin{aligned} a(Z) &= a_{in} e^{-i\frac{\delta}{2}Z} \left( \cos(\varkappa Z) + i \frac{\delta}{2\varkappa} \sin(\varkappa Z) \right), \\ p(Z) &= a_{in} e^{-i\frac{\delta}{2}Z} \left( \frac{\delta^2}{2\varkappa} - \varkappa \right) \sin(\varkappa Z), \end{aligned} \quad (2.13)$$

где  $\varkappa = \sqrt{\delta^2/4 + 1}$ . Соотношения (2.13) описывают хорошо известный для циклотронного поглощения монохроматических сигналов режим периодической по продольной координате перекачки энергии из волны в энергию вращательного движения электронов и обратно [72].

Из анализа выражения для поля (2.13) можно получить, что в сечениях

$$Z_q = \frac{\pi}{2\sqrt{\delta^2/4 + 1}} (1 + 2(q-1)), \quad q = 1, 2, 3... \quad (2.14)$$

достигается минимальное значение амплитуды поля (кривая 1, Рис. 2.2),

$$|a(Z_q)|_{\min} = a_{in} \sqrt{\frac{\delta^2}{\delta^2 + 4}}. \quad (2.15)$$

Таким образом, уровень подавления входного сигнала (степень перекачки) в точках  $Z_q$  (и их положение) определяется расстройкой циклотронного резонанса  $\delta$ , При  $\delta \rightarrow 0$  имеет место полное подавление входного сигнала в сечениях  $Z_q$ .

Как известно, насыщение поглощения (кривая 2, Рис. 2.2) для больших амплитуд входного сигнала возникает при учете неизохронности ( $\nu \neq 0$ ), т.е. релятивистской зависимости гирочастоты от энергии. При этом, подобно гиротронам [40,41], эта зависимость оказывается существенной уже при нерелятивистских энергиях частиц.

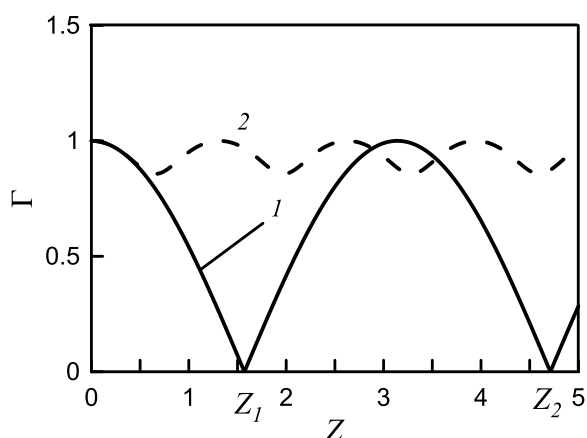


Рис. 2.2. Насыщающийся абсорбер на основе эффекта циклотронного поглощения. Зависимость коэффициент прохождения  $\Gamma$  от продольной координаты  $Z$  при двух значениях амплитуды, соответствующих слабым ( $|a_{in}|=0.01$  кривая 1) и сильным ( $|a_{in}|=5$  кривая 2) сигналам. ( $\delta=0$ ,  $\nu=1$ ).

Очевидно, для поставленной задачи приведенная длина поглотителя должна быть равна  $L_{abs} = Z_q$ , а расстройка  $\delta$  равна нулю или стремиться к этому значения в зависимости от выбора стартового режима генератора УКИ.

Далее для определённости рассмотрим случай  $\delta=0$ . Выбор параметров секции поглощения может быть осуществлен по следующей схеме. На Рис. 2.3 показана зависимость коэффициента прохождения  $\Gamma$ , от нормированной амплитуды падающего поля  $|a_{in}|$  при значениях длины, соответствующих первому и второму максимуму линейного поглощения:  $L_{abs} = \pi/2$  (сплошная линия) и  $L_{abs} = 3\pi/2$  (пунктир), полученная с помощью численного решения уравнений (2.10) (параметр  $\nu=1$ ) с граничными условиями (2.11).

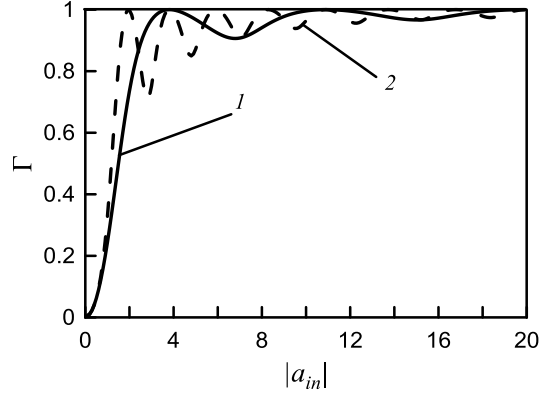


Рис. 2.3. Нелинейный поглотитель на основе циклотронного взаимодействия. Зависимость коэффициента прохождения  $\Gamma$  от нормированной амплитуды падающего поля  $|a_{in}|$  при значениях длины пространства взаимодействия, соответствующих первому и второму максимуму линейного поглощения:  $L_{abs} = \pi/2$  (кривая 1) и  $L_{abs} = 3\pi/2$  (кривая 2). Параметры  $\delta = 0$  и  $\nu = 1$ .

Оптимальным параметрам секции нелинейного циклотронного поглощения, очевидно, соответствует такое значение  $|a_{in}^*|$ , при котором  $\Gamma = 1$ , где  $|a_{in}^*|$  - амплитуда, соответствующая максимуму поля в импульсе, поступающем на вход поглотителя. Например, как следует из Рис. 2.3, абсорбер с длиной  $L_{abs} = \pi/2$  просветляется при  $|a_{in}^*| \approx 3.8$ . Соответственно, при известной пиковой мощности  $P_{peak}$  импульса из формулы (2.12) находим оптимальный ток пучка:

$$I_b = \frac{I_A}{(3.8)^{4/3}} \left( \frac{N}{J_{m-1}^2(\kappa r_b)} \right)^{1/3} \frac{\beta_{||0}^{1/3}}{\gamma_0^{1/3}} \left( \frac{P_{peak}}{P^*} \right)^{2/3}. \quad (2.16)$$

Тогда на основе определения нормированных переменных и параметров (2.9) можно найти оптимальную длину поглотителя и оптимальную величину ведущего магнитного поля

$$l_{abs} = \frac{\lambda}{2} \frac{\beta}{G^{1/2}},$$

$$\omega_H = \frac{\omega}{\gamma_0^2} \left( 1 - \frac{\gamma_0^2}{2} G^{1/2} \delta \right), \quad (2.17)$$

$$H = \frac{m_e c \gamma_0}{e} \omega_H \approx \frac{10.7 [\text{Тл} \times \text{ГГц}^{-1}]}{300} \gamma_0 \frac{\omega_H}{2\pi}.$$

Формулы (2.16) и (2.17) содержат в себе ряд свободных параметров - радиус волновода, радиус встрела пучка и начальную энергию электронов. Поскольку количество условий меньше, чем число параметров, то часть параметров - радиус волновода (или начальная энергия электронов)

и радиус встрела пучка выбираются априорно, после чего по формуле (2.6) восстанавливается оставшийся неизвестный параметр - начальная энергия электронов (или радиус волновода, соответственно).

С практической точки зрения при синтезе циклотронного поглотителя, предпочтительно выбирать его параметры так, чтобы они соответствовали первому минимуму поля  $L_{abs} = Z_1$ . Поскольку в этом случае, во-первых, достигается наибольший порог по амплитуде входного сигнала, ниже которого происходит подавление при данном токе пучка (сравни кривые 1 и 2 на Рис. 2.3), во-вторых, при этом длина взаимодействия получается минимальной, что благоприятно с точки зрения минимизации дисперсионного расплывания излучения и практического изготовления.

Заметим, как зависят оптимальное значение тока пучка  $I_b$  и длины пространства взаимодействия  $l$ , соответствующие нелинейному абсорберу, который насыщается для сигнала с мощностью  $P_{peak}$ :

$$I_b \propto P_{peak}^{2/3}, \quad l \propto 1/P_{peak}^{1/3}.$$

С ростом мощности требуемый ток растёт, длина поглотителя сокращается, магнитное поле меняется незначительно.

Важно подчеркнуть, что рассмотренная модель не учитывает конечность рабочей частотной полосы и дисперсию при распространении импульса в волноводе. Учёт этих факторов будет проведен в **разделе 3.5**.

## 2.2 Поглотитель на основе эффекте компфнеровского подавления в ЛБВ типа «О»

В сантиметровой и длинноволновой части миллиметрового диапазона в качестве нелинейного поглотителя, можно использовать черенковские ЛБВ, работающие в режиме компфнеровского подавления [42-46]. Для реализации указанного режима поступательная скорость электронов должна быть меньше фазовой скорости волны

$$V_{||0} < V_{ph} \quad (2.18)$$

В этом случае группировка электронов происходит в ускоряющей фазе поля. Режим компфнеровского подавления - это линейный эффект, в котором подавление входного сигнала является результатом взаимного гашения (интерференции) трёх нормальных волн в определённом сечении пространства взаимодействия. Просветление поглотителя при большом уровне сигнала можно рассматривать как следствие перехода в режим насыщения, когда группировка частиц происходит в нейтральной фазе поля.

Проведем анализ эффекта компфнеровского подавления и его насыщения в черенковской ЛБВ в приближении малого изменения энергии частиц в процессе взаимодействия. Соответственно, исходные уравнения имеют вид (1.3).

Также как и для циклотронного поглотителя оптимален режим группового синхронизма (равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны), обеспечивающий максимальную безынерционность и частотную полосу поглотителя. Используя переменные (1.4), запишем исходные уравнения ЛБВ поглотителя в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial u}{\partial Z} &= \operatorname{Re}(ae^{i\theta}), \quad \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \delta + u, \end{aligned} \quad (2.19)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} a|_{Z=0} &= a_{in}, \\ u|_{Z=0} &= 0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Здесь  $\delta = C^{-1}(1/\beta_{||0} - 1/\beta_{ph})$  - параметр инерционной группировки, Прочие обозначения, относящиеся к описанию насыщающего поглотителя, совпадают с использованными при записи уравнений (1.6).

Рис. 2.4 иллюстрирует пространственное распределение поля при различных значениях расстройки синхронизма  $\delta$  при подаче на вход ЛБВ малого сигнала. При  $\delta < 0$  ( $V_{||0} > V_{ph}$ ) реализуется режим усиления. Однако при  $\delta > 0$  ( $V_{||0} < V_{ph}$ ) вначале пространства взаимодействия происходит поглощение входного сигнала, которое затем сменяется усилением.

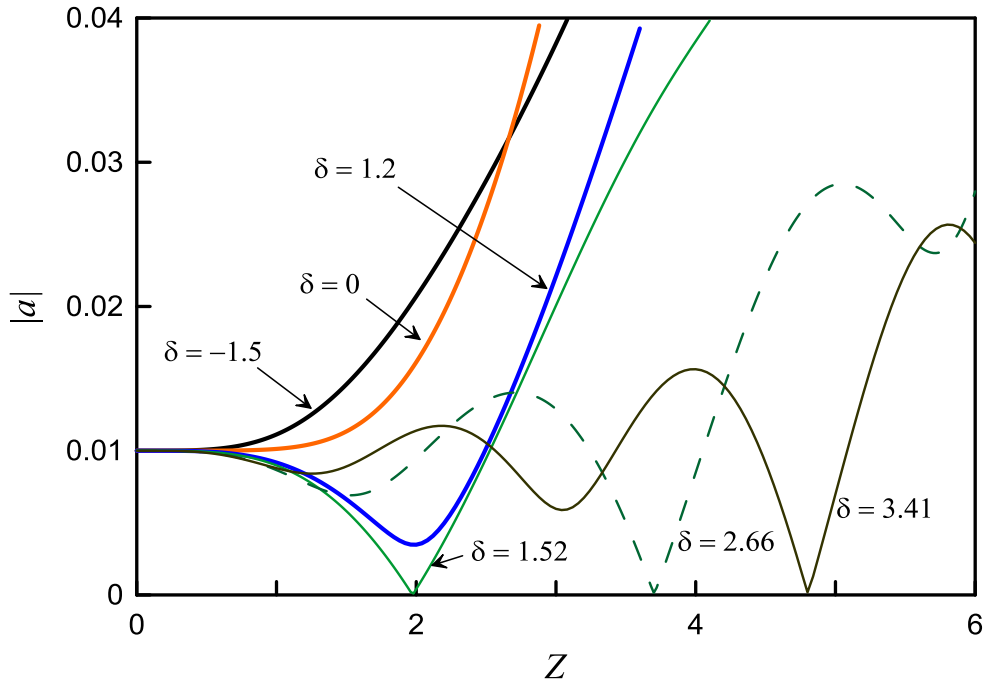


Рис. 2.4. Пространственное распределение поля при различных значениях расстройки синхронизма  $\delta$  при подаче на вход ЛБВ малого входного сигнала  $|a_{in}| = 0.01$ .

При оптимальном значении расстройки  $\delta$  в режиме компрессорного подавления в определенном сечении пространства взаимодействия  $L$  может достигаться полное поглощение входного сигнала. Исследование показывает, что существует бесконечный набор пар  $(\delta, L)$ , при которых происходит полное подавление малого входного сигнала (Рис. 2.4 и Табл. 2.1).

Табл. 2.1. Значения параметра расстройка и длины пространства взаимодействия (первые пять значений), при которых имеет место полное подавление малого входного сигнала.

$\delta$	1.52	2.66	3.41	4.01	4.56
$L$	1.98	3.7	4.8	5.68	6.4

Найденные значения достаточно хорошо ложатся на прямую линию

$$L = 1.46\delta - 0.20$$

на соответствующей плоскости.

На Рис. 2.5а представлена зависимость коэффициента прохождения  $\Gamma$  от амплитуды входного сигнала  $|a_{in}|$  при заданной длине поглотителя  $L=1.98$  и  $\delta=1.52$ , а на Рис. 2.5б показана зависимость этого коэффициента от длины поглотителя  $L$  для двух значений  $|a_{in}|$ , соответствующих входным сигналам с малой ( $|a_{in}| = 0,01$ , кривая 1) и большой ( $|a_{in}| = 15$ , кривая 2) амплитудами. Из указанных рисунков следует, что рассматриваемая система обладает свойствами просветляющегося поглотителя.

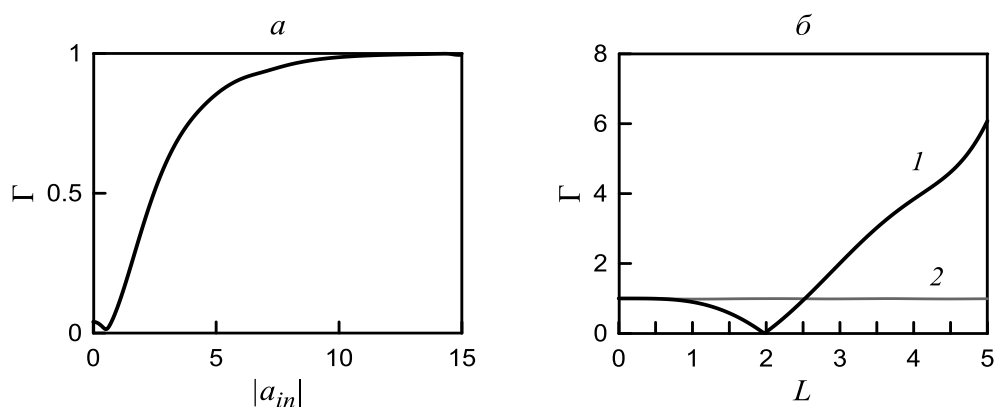


Рис. 2.5. Коэффициент прохождения  $\Gamma$  для компфнеровского поглотителя (а) в зависимости от амплитуды входного сигнала  $|a_{in}|$  при заданной длине секции поглощения  $L=1.98$  (б) от длины секции поглощения  $L$  при двух значениях амплитуды, соответствующих слабым ( $|a_{in}| = 0.01$ , кривая 1) и сильным ( $|a_{in}| = 15$ , кривая 2) сигналам (б).  $\delta = 1.52$ .

Для практического использования наиболее предпочтительна первая пара параметров  $\delta = 1.52$  и  $L = 1.98$ , так как, во-первых, в этом случае минимальна длина взаимодействия, что благоприятно с точки зрения минимизации дисперсионного расплывания микроволнового импульса. Кроме того, использование старших пар значений  $(\delta, L)$  ограничено наличием начального скоростного разброса электронов, который будет оказывать большее влияние при увеличении длины взаимодействия.

### 2.3 Нелинейный поглотитель на основе giro-ЛБВ, запитываемых винтовыми электронными пучками

Режим компфнеровского подавления входного сигнала помимо черенковских ЛБВ может быть реализован в giro ЛБВ с регулярными [44-46] или винтовыми волноводами [6А], запитываемые криволинейными поливитовыми электронными пучками, частицы которых обладают ненулевой начальной поперечной скоростью. Этот режим реализуется при определённых значениях расстройки циклотронного синхронизма, в которых электроны группируются в ускоряющей фазе волны при соответствующем подборе длины пространства взаимодействия и тока пучка. Также как и в черенковских ЛБВ при подаче сигнала достаточно большой амплитуды возникает насыщение поглощения, которое может быть объяснено тем, что при заданном уровне входного сигнала ток пучка становится недостаточен для оказания существенного влияния на амплитуду сигнала.

В этом разделе рассмотрим нелинейный поглотитель на основе giro-ЛБВ с регулярным волноводом, работающей на первой  $s = 1$  и второй  $s = 2$  гармониках гирочастоты. Пусть секция поглощения представляет собой отрезок цилиндрического волновода длины  $l$  и радиуса  $R$ , внутри которого распространяется волноводная мода, электрическое поле которой представим в виде (2.1). В приближении слаборелятивистских энергий частиц, процесс взаимодействия излучения с криволинейным электронным пучком в условиях циклотронного резонанса на  $s$ -ой гармонике гирочастоты

$$\omega - hV_{||0} = s\omega_H \quad (2.21)$$

описывается следующей системой уравнений [70,71]:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) \hat{A} &= \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{J_{m-s}(\kappa r_b)}{N} \frac{\mu^{s/2+1} \Lambda^{1-s}}{\gamma_0^s \beta_{ph}^{-1} \beta_{||0}} \frac{s^{s-1}}{2^{s-2} (s-1)!} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p_+^s d\theta_0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{||0}} \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) p_+ + i \frac{p_+}{s} \frac{\mu}{2\beta_{||0} \Lambda} \left( \Delta + \frac{|p_+|^2}{\gamma_0^2} - \beta_{\perp 0}^2 \right) &= \\ - \hat{A} (p_+^*)^{s-1} \frac{J_{m-s}(\kappa r_b) \Lambda^{2-s} \mu^{s/2-1}}{\gamma_0^{s-1} \beta_{||0}} \frac{s^{s-1}}{2^s (s-1)!} & \end{aligned} \quad (2.22)$$



Здесь использованы те же обозначения, что и при записи системы уравнений (2.2),  $V_{\perp 0} = c\beta_{\perp 0}$  - начальная поперечная скорость электронов. Граничные условия для электронов поливинтового пучка имеет вид

$$p_+|_{\hat{z}=0} = \gamma_0 \beta_{\perp 0} e^{i\theta_0} \quad (\theta_0 \in (0; 2\pi]) . \quad (2.23)$$

В оптимальном для работы абсорбера режиме группового синхронизма (2.4) с помощью замены (2.7) уравнения (2.22) сводятся к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} &= I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^s d\theta_0, \\ \frac{\partial p}{\partial Z} + i \frac{p}{s} \left( \delta + \nu \left[ |p|^2 - 1 \right] \right) &= -a \left( p^* \right)^{s-1}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

содержащему минимальное число независимых параметров:  $L$  - длину пространства взаимодействия,  $I$  - параметр тока,  $\delta$  - расстройка синхронизма,  $s$  - номер рабочей циклотронной гармоники и  $a_{in}$  - амплитуду входного сигнала, с граничными условиями:

$$\begin{aligned} a|_{Z=0} &= a_{in}, \\ p|_{Z=0} &= e^{i\theta_0} \quad (\theta_0 \in (0; 2\pi]) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Здесь

$$\begin{aligned} Z &= \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}} k \hat{z}, \quad \delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left( 1 - \beta_{\parallel 0}^2 - \frac{s\omega H}{\omega} \right), \quad p = \frac{p_+}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}}, \\ a &= \hat{A} J_{m-s}(\kappa \eta_b) \frac{\mu^{1-s/2}}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^{4-s}} \left( \frac{s}{2} \right)^{s-1} \frac{1}{(s-1)!}, \\ I &= 16 \frac{I_b}{I_A} \frac{J_{m-s}^2(\kappa \eta_b)}{N} \frac{\mu^{3-s}}{\gamma_0 \beta_{\parallel 0} \beta_{\perp 0}^{2(3-s)}} \left[ \frac{s^{s-1}}{(s-1)! 2^s} \right]^2. \end{aligned} \quad (2.26)$$

Связь мощности излучения и нормированной амплитуды даётся соотношением

$$P = \frac{P^* k^3 h}{32 \kappa^4} \frac{N}{J_{m-s}^2(\kappa \eta_b)} \frac{\gamma_0^2 \beta_{\perp 0}^{2(4-s)}}{\mu^{2-s}} \left[ \frac{2^s (s-1)!}{s^{s-1}} \right]^2 |a|^2. \quad (2.27)$$

Заметим, что параметр  $\nu$  введён для демонстрации необходимости учёта неизохронности вращения электронов для просветления абсорбера при больших амплитудах входного сигнала.

На Рис. 2.6 представлено пространственное распределение поля при подаче на вход gyro-ЛБВ малого сигнала при различных значениях расстройки синхронизма  $\delta$  и

фиксированном значении параметра тока  $I$  для случая взаимодействия на первой ( $s = 1$ ) и второй ( $s = 2$ ) циклотронных гармониках. Видно, что вначале пространства взаимодействия в gyro-ЛБВ всегда происходит поглощение входного сигнала, которое затем сменяется усилением.

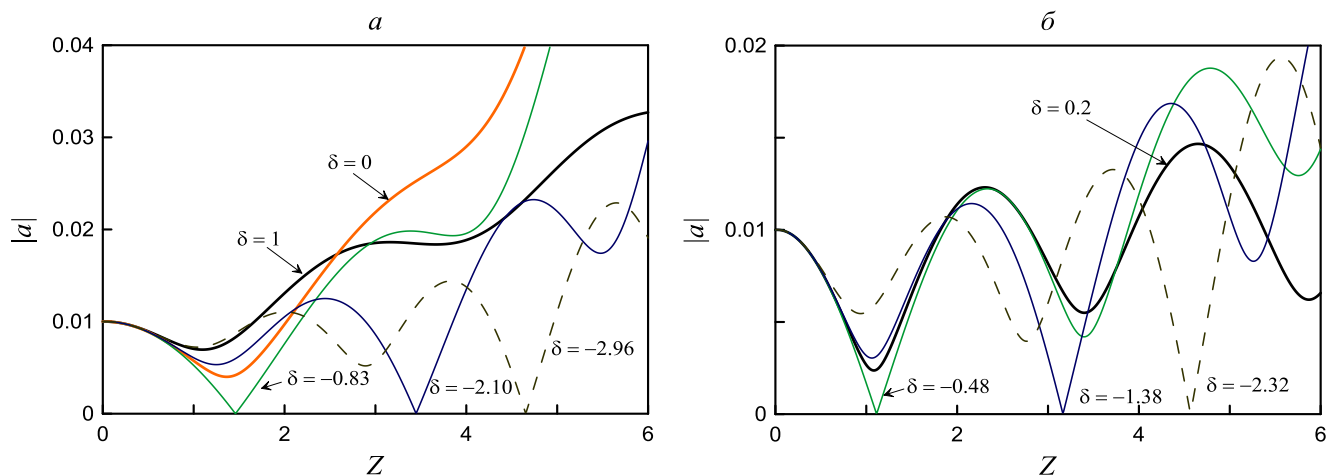


Рис. 2.6. Пространственное распределение поля при различных значениях расстройки синхронизма  $\delta$  при подаче на вход gyro-ЛБВ малого входного сигнала  $|a_{in}| = 0.01$  для случая  $s = 1$  (а) и  $s = 2$  (б).

При оптимальном значении расстройки  $\delta$  может достигаться полное поглощение входного сигнала в определённом сечении пространства взаимодействия  $L$ . Найдём условия, при которых происходит подавление входного сигнала малой амплитуды и практически полная прозрачность для сигнала с большой амплитуды. Для этого удобно перейти от комплексного поперечного импульса  $p$  к новым независимым переменным - поперечная энергия  $w$  и фаза  $\vartheta$

$$p = \sqrt{w} e^{i\frac{\vartheta}{s}}, \quad (2.28)$$

в которых система уравнений (2.24) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{da}{dZ} &= I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} w^{\frac{s}{2}} e^{i\vartheta} d\vartheta_0, \\ \frac{dw}{dZ} &= -2w^{\frac{s}{2}} \operatorname{Re}\{ae^{-i\vartheta}\}, \\ \frac{d\vartheta}{dZ} &= 1 - w - \delta - s w^{\frac{s}{2}-1} \operatorname{Im}\{ae^{-i\vartheta}\} \end{aligned} \quad (2.29)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} a|_{Z=0} &= a_{in}, \\ w|_{Z=0} &= 1, \\ \vartheta|_{Z=0} &= \vartheta_0 \quad \vartheta_0 \in (0; 2\pi]. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Для поиска условия, при котором входной сигнал малой амплитуды будет поглощаться системой, линеаризуем систему уравнений (2.29) по малому параметру - амплитуде поля, приведя ее к виду

$$\frac{d}{dZ} \begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle \vartheta \rangle \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & is/2 \\ sI/2 & iI & i\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle \vartheta \rangle \\ \tilde{a} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \langle u \rangle|_{Z=0} &= 0, \\ \langle \vartheta \rangle|_{Z=0} &= 0, \\ \tilde{a}|_{Z=0} &= a_{in}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

где

$$\langle u \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u e^{i\vartheta_0} d\vartheta_0 \quad \langle \vartheta \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vartheta e^{i\vartheta_0} d\vartheta_0 \quad \tilde{a} = a e^{i\delta Z}$$

Представляя решение (2.31) в виде

$$\begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle \vartheta \rangle \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_u \\ C_\vartheta \\ C_a \end{pmatrix} e^{i\lambda Z} \quad (2.33)$$

приходим к известному дисперсионному уравнению для нормальных волн

$$\lambda^3 - \delta\lambda^2 - sI\lambda + I = 0 \quad (2.34)$$

Известно, чтобы имело место поглощение излучения при циклотронном взаимодействии необходимо, чтобы частота сигнала с учётом доплеровского сдвига была несколько меньше циклотронной частоты вращения электронов [45], в этом случае электроны группируются в ускоряющей фазе поля. Параметр расстройка циклотронного резонанса в этом случае оказывается меньше нуля  $\delta < 0$ . При этом условии функция  $F(\lambda) = \lambda^3 - \delta\lambda^2 - sI\lambda + I$  имеет единственную точку пересечения с осью абсцисс  $\lambda = \varepsilon$ , откуда следует, что корни дисперсионного уравнения могут быть представлены в следующем виде

$$\lambda_1 = \varepsilon, \quad \lambda_{2,3} = \alpha \pm i\beta \quad (2.35)$$

где  $\varepsilon$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  - действительные числа.

Решение системы (2.31) с граничным условием (2.32) имеет вид

$$\begin{pmatrix} \langle u \rangle \\ \langle \vartheta \rangle \\ \tilde{a} \end{pmatrix} = \sum_{p=1}^3 C_p \vec{V}_p e^{i\lambda_p Z} \quad (2.36)$$

где

$$\vec{V}_p = \begin{pmatrix} 1 \\ -\left(\frac{1}{i\lambda_p} + \frac{is}{2}\right) \\ -i\lambda_p \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

- собственный вектор ( $M\vec{V}_p = i\lambda_p\vec{V}_p$ ), отвечающий собственному значению  $i\lambda_p$  матрицы

$$M = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & is/2 \\ sI/2 & iI & i\delta \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

$C_p$  - константы:

$$C_1 = \frac{i\lambda_1}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} a_{in}, \quad C_2 = \frac{i\lambda_2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} a_{in}, \quad C_3 = \frac{i\lambda_3}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)} a_{in}.$$

Таким образом, решение уравнений (2.31) для амплитуды поля имеет вид

$$a(Z) = a_{in} \left[ \frac{\lambda_1^2}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_1 - \lambda_3)} e^{i\lambda_1 Z} + \frac{\lambda_2^2}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} e^{i\lambda_2 Z} + \frac{\lambda_3^2}{(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{i\lambda_3 Z} \right].$$

С учётом (2.35) это выражение может быть переписано как

$$a(Z) = a_{in} \left[ C e^{i\varepsilon Z} + e^{i\alpha Z} (A \operatorname{ch} \beta Z + iB \operatorname{sh} \beta Z) \right] \quad (2.39)$$

где

$$C = \frac{\varepsilon^2}{(\varepsilon - \alpha)^2 + \beta^2} \quad A = \frac{\alpha^2 + \beta^2 - 2\varepsilon\alpha}{(\varepsilon - \alpha)^2 + \beta^2} \quad B = \frac{2\alpha\beta + (\varepsilon - \alpha)(\beta - \alpha^2/\beta)}{(\varepsilon - \alpha)^2 + \beta^2}.$$

Из (2.39) следует, что решение  $a(Z)$  представляет собой сумму двух колебаний, одно из которых (с пространственным периодом  $2\pi/\varepsilon$ ) имеет постоянную амплитуду и фазу, другое (с пространственным периодом  $2\pi/\alpha$ ) - переменные амплитуду и фазу. При этом в рамках

линейной теории амплитуда второго колебания экспоненциально растёт с пространственным инкрементом  $\beta$ .

Параметры  $I, L, \delta$  (параметр тока, нормированная длина, отстройка, соответственно) при которых происходит полное подавление малого входного сигнала (при заданном номере циклотронной гармоники  $s$ ), находятся из условия

$$a(Z = L) = 0. \quad (2.40)$$

В пространстве параметров  $(I, L, \delta)$  это условие является уравнением кривой линии. На Рис. 2.7 изображены проекции этих кривых, полученные из численного решения (2.40), на плоскость  $OI\delta$  и  $OIL$  для случаев  $s=1$  и  $s=2$ . Таких кривых существует бесконечное количество (на рисунке построены первые пять кривых). Для определенности пронумеруем их, обозначив за первую ( $n=1$ ) ту кривую, чья проекция на плоскости  $OI\delta$  расположена выше всех других проекций (на плоскости  $OIL$  проекция этой линии наоборот - расположена ниже всех других проекций). Можно заметить, что с ростом  $n$  расстояние между линиями уменьшается - каждая следующая линия идёт всё ближе к предыдущей.

Проекция кривых на плоскость  $OIL$ , построенные в логарифмическом масштабе по обеим осям, представляют собой прямые линии. Так зависимость  $L = L(I)$  для линии  $n=1$  и  $s=1$  имеет вид

$$L \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{I^{3/8}}, \quad (2.41)$$

для линии  $n=1$  и  $s=2$

$$L \approx 1.177 \frac{1}{I^{0.413}}. \quad (2.42)$$

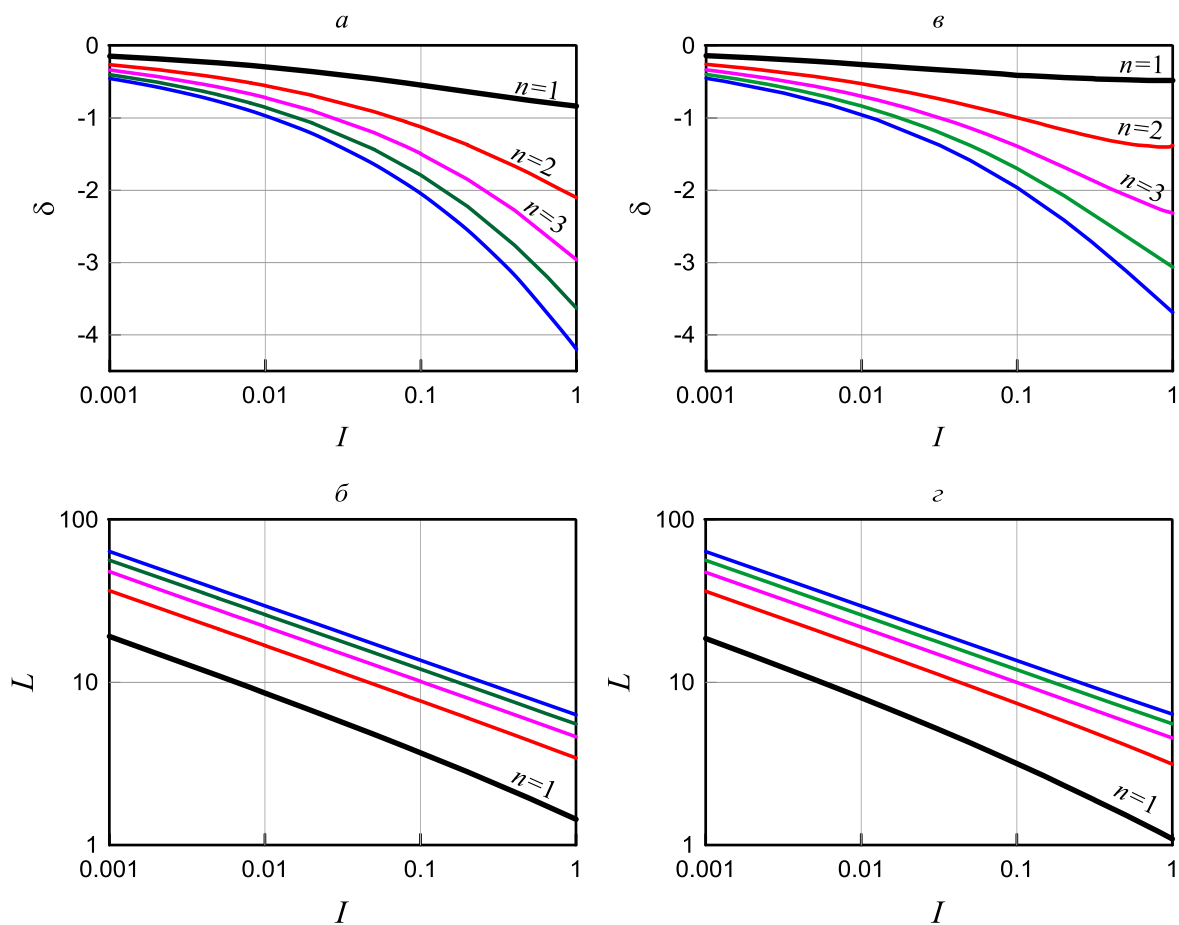


Рис. 2.7. Значения нормированных параметров тока, длины и отстройки циклотронного синхронизма, при которых имеет место полное подавление входящего сигнала малой амплитуды, образуют кривые в пространстве параметров  $(I, L, \delta)$ . Проекция первых пяти кривых на плоскости  $OI\delta$  и  $OIL$ : в левой колонке (а) и (б) представлены результаты для резонанса на первой циклотронной гармонике  $s = 1$ , в правой (в) и (г) на второй циклотронной гармонике  $s = 2$ .

Если построить зависимость модуля поля (2.39) от продольной координаты, то можно заметить, что для значений параметров, лежащих на разных линиях при одном и том же номере гармоники гирочастоты  $s$ , качественно отличается пространственное распределение поля. Так для  $n = 1$  полное подавление поля происходит в точке первого локального минимума поля (см. Рис. 2.6), для  $n = 2$  - в точке второго локального минимума поля и т. д. Можно также заметить, что с ростом  $n$  при одном и том же  $s$  увеличивается нормированная длина  $L$  (при которой происходит полное подавление входного сигнала) и значение пространственной производной в окрестности точки  $Z = L$ , т. е. возрастает требование к точности выбора сечения обрыва пространства взаимодействия. Таким образом, с точки зрения практической реализации насыщающегося поглотителя, основанного на циклотронном взаимодействии излучения с

винтовыми электронными пучками, оптимально выбирать физические параметры таким образом, чтобы соответствующие им нормированные параметры (формулы (2.26) и (2.27)) лежали на кривой  $n = 1$  (Рис. 2.7). Поскольку в этом случае длина пространства взаимодействия оказывается минимальной, такой выбор также благоприятен, с точки зрения минимизации дисперсионного расплывания импульсов и чувствительности к скоростному разбросу.

Рис. 2.8в,г иллюстрируют коэффициент прохождения в зависимости от величины входного сигнала при  $s = 1$  и  $s = 2$ , соответственно, найденный путем моделирования исходной нелинейной системы уравнений (2.24) с граничными условиями (2.25). Из полученных результатов следует, что поглотитель на основе giro-ЛБВ способен практически без потерь пропускать сигнал большого уровня мощности (коэффициент передачи близок к единице), в то же время сильно подавляя сигнал малого уровня мощности.

Для поглотителя, работающего на первой гармонике гирочастоты эффект насыщения обусловлен исключительно неизохронностью вращения электронов. Соответственно, в пренебрежении неизохронностью (параметр  $\nu = 0$  в уравнениях (2.24)) коэффициент прохождения перестаёт зависеть от величины входного сигнала (кривая 2 на Рис. 2.8в). В то же время, для поглотителя, работающего на второй гармонике гирочастоты ( $s = 2$ ), коэффициент прохождения в пренебрежении неизохронностью вращения электронов ( $\nu = 0$ ) продолжает зависеть от амплитуды входного сигнала. Однако эта зависимость приобретает квазипериодический характер (кривая 2 на Рис. 2.8г).

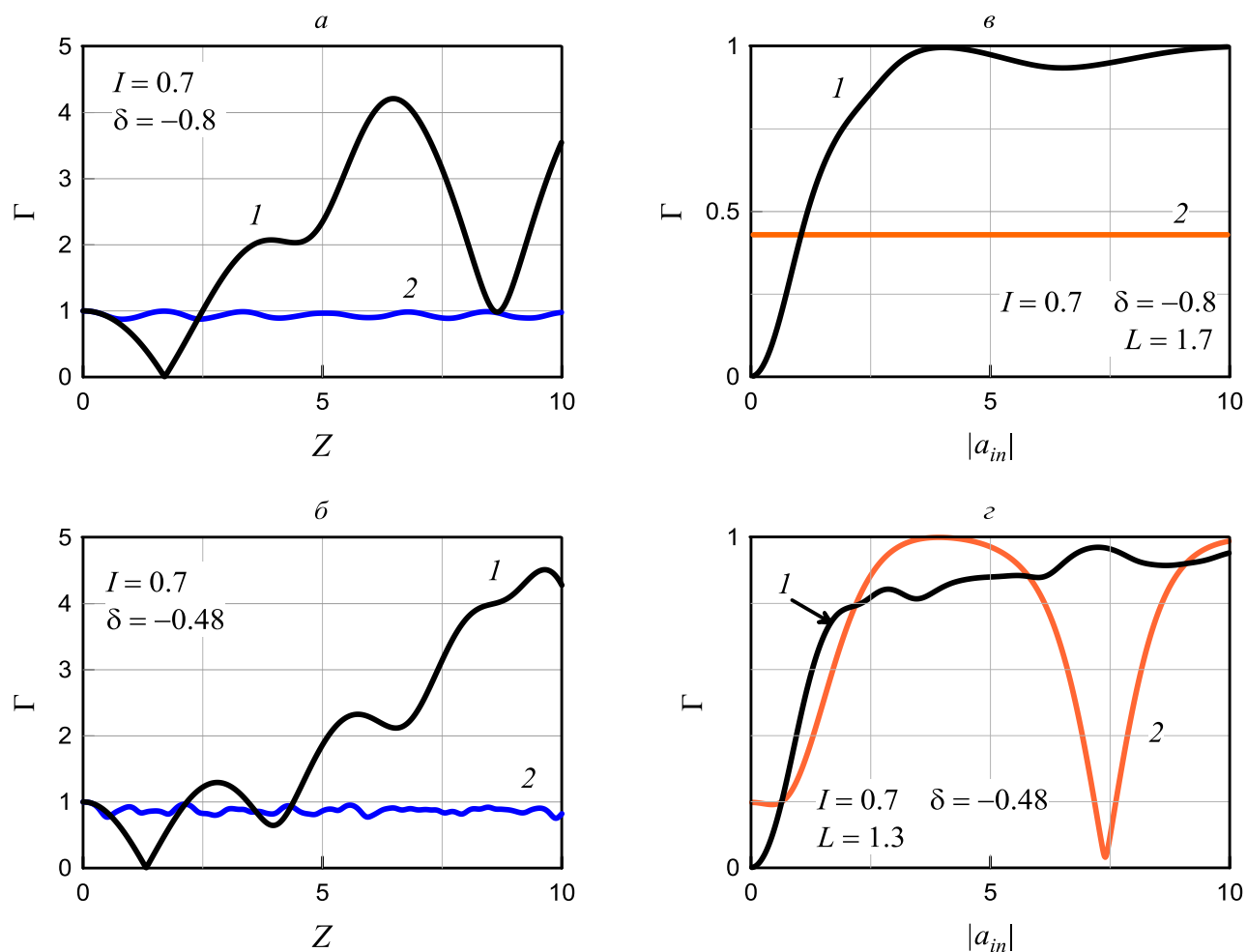


Рис. 2.8. Моделирование насыщающегося поглотителя на основе гиро-ЛБВ с регулярным волноводом в режиме компфнеровского подавления, работающего на первой ((а) и (в)) и второй ((б) и (г)) гармонике гирочастоты. Левый столбец - коэффициент прохождения  $\Gamma$  в зависимости от длины секции поглощения при слабом ( $|a_{in}| = 0.1$ , кривая 1) и сильном ( $|a_{in}| = 4$ , кривая 2) входящем сигнале. Правый столбец - коэффициент прохождения  $\Gamma$  в зависимости от амплитуды входного сигнала  $|a_{in}|$ . Кривая 1 построена с учетом неизохронности вращения (параметр  $\nu = 1$  в уравнениях (2.24)), кривая 2 - в пренебрежении неизохронностью ( $\nu = 0$ ).



Непосредственный синтез физических параметров поглотителя может быть выполнен следующим образом. Заранее определяется рабочая частота, номером рабочей гармоники гирочастоты и мода волновода. Из условия группового синхронизма (2.21) может быть получено условие, связывающее центральную частоту импульса  $\omega$ , начальный продольный фактор Лоренца  $\gamma_{\parallel 0} = 1 / \sqrt{1 - \beta_{\parallel 0}^2}$  и критическую частоту (или радиус волновода) для выбранной рабочей моды волновода  $\omega_c = c\nu / R$

$$\omega_c = \frac{\omega}{\gamma_{\parallel 0}}, \quad (2.43)$$

Поскольку параметров больше чем условий, то необходимо априорно выбрать ускоряющее напряжение и питч-фактор частиц и из условия (2.43) определить радиус волновода  $R$ . Далее необходимо задать радиус электронного пучка  $r_b$ . Из определения нормированной расстройки циклотронного синхронизма находим выражение для циклотронной частоты вращения электронов

$$\omega_H = \frac{\omega}{s} \left( \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \delta + \frac{1}{\gamma_{\parallel 0}^2} \right), \quad (2.44)$$

где  $\omega_H = 2\pi \frac{eH}{m_e c \gamma_0} = 2\pi \frac{300}{10.7} \frac{H[\text{Тл}]}{\gamma_0}$ . Это выражение даёт связь между ведущим магнитным

полем и нормированной расстройкой циклотронного резонанса. Далее необходимо подобрать ток пучка  $I_b$ , длину пространства взаимодействия  $l$  и величину магнитного поля  $H$  таким образом, чтобы соответствующие им нормированные параметры  $I$ ,  $L$  и  $\delta$ : во-первых, лежали на кривой  $n = 1$  при заданном  $s$  (Рис. 2.7). Во-вторых, чтобы при этих параметрах происходило насыщение поглотителя для пиковых амплитуд сигнала и имело место подавление малых шумов того же сигнала (см. Рис. 2.8в).

Режим компфнеровского подавления входного сигнала может быть также реализован в гиро-ЛБВ с волноводом с многозаходной волновой гофрировкой [76-85], которая также обладает насыщением для сигналов большой амплитуды. Подробно такой вариант поглотителя будет рассмотрен с помощью модели, учитывающей дисперсию и конечность рабочей частотной полосы в **разделе 3.4**. Достоинством винтовой гиро-ЛБВ по сравнению с гиро-ЛБВ с

гладкими волноводами- это широкая рабочая полоса и меньшая чувствительность к скоростному разбросу электронов [76-78].

Таким образом, в данной главе предложено несколько разновидностей насыщающихся поглотителей, основанных на различных механизмах взаимодействия излучения с электронным пучком, и способных работать при высоких уровнях мощности входного сигнала. Применение того или иного типа поглотителя зависит от рабочего частотного диапазона. В сантиметровой и длинноволновой части миллиметрового диапазона волн можно использовать поглотители, основанные на компфнеровском подавлении в черенковских ЛБВ, в миллиметровом диапазоне - на основе гиро-ЛБВ. Поглотитель, основанный на циклотронном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком, по сравнению с другими исследованными типами поглотителей более «надёжен» с точки зрения подавления паразитной генерации, поскольку в нём используется неактивный электронный поток, который может только поглощать. Но такой поглотитель требует большего постоянного ведущего магнитного поля по сравнению с абсорберами, работающими на гармониках гирочастоты и запитываемыми «активными» криволинейными винтовыми электронными пучками.

### **ГЛАВА 3. Двухсекционные модели генераторов УКИ с усиливающими и поглощающими электронными пучками**

В этой главе исследован ряд схем двухсекционных генераторов УКИ с пассивной синхронизацией мод. Первая секция - это электронный усилитель, вторая – насыщающийся поглотитель. Каждая секция запитывается независимым электронным пучком. В анализе используются модели электронных усилителей и поглотителей, которые позволяют оценить экспериментальную реализуемость различных вариантов УКИ генераторов, достижимые характеристики излучаемых импульсов, с учетом конечности рабочей полосы усиления и поглощения, а также дисперсионного расплывания импульсов.

#### **3.1 Цепочка: активный элемент (ЛБВ или ЛОВ) – нелинейный абсорбер (ЛБВ в режиме компфнеровского подавления)**

В этом разделе рассмотрим модель генераторов УКИ, в которых в качестве активного элемента используется либо черенковская ЛБВ, либо ЛОВ. В обоих случаях нелинейным поглотителем является ЛБВ в режиме компфнеровского подавления, которая была рассмотрена ранее в разделе 2.2.

##### **3.1.1 Цепочка: ЛБВ усилитель – ЛБВ компфнеровский поглотитель**

Рассмотрим схему УКИ генератора, в которой ответвление излучения в полезную нагрузку осуществляется после поглотителя (Рис. 1.1б). Поскольку обе секции - черенковские ЛБВ, то в каждой из них процесс электронно-волнового взаимодействия описывается одинаковыми уравнениями (1.3). При этом режимы усиления или нелинейного поглощения в соответствующей секции реализуются за счёт подбора параметров, главным образом расстройки синхронизма.

Как отмечалось в Главе 1, отличие в усилительной секции (секция 1) поступательной скорости частиц от групповой скорости волны (эффект проскальзывания) является принципиальным фактором, обеспечивающим возможность формирования импульсов большой амплитуды.

Напротив, в отличие от усилительной секции в секции поглощения (секция 2) для генерации УКИ оптимальным является режим группового синхронизма (см. раздел 2.1), когда имеет место равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны.

С учётом указанных условий, используя независимые переменные

$$Z = C\omega z/c, \quad \tau = \omega C(t - z/V_{||})(c/V_{gr} - c/V_{||})^{-1} \quad (3.1)$$

приведем систему уравнений усилительной секции к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial Z} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0, \\ \frac{\partial u_1}{\partial Z} &= \text{Re} \left[ a_1 e^{i\theta_1} \right], \\ \frac{\partial \theta_1}{\partial Z} &= \delta_1 + u_1. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь

$$a_1 = \chi_1 \mu_1 C_1^{-2} \frac{eA_1}{m_e c \omega \gamma_{0,1}}, \quad u_1 = \mu_1 C_1^{-1} w_1, \quad \delta_1 = C_1^{-1} \Delta_1.$$

КПД усилителя определяется соотношениями:

$$\eta_1 = \frac{C_1 \hat{\eta}_1}{\mu_1 (1 - \gamma_{0,1}^{-1})}, \quad \hat{\eta}_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_1 d\theta_0. \quad (3.3)$$

После усилителя сигнал проходит в секцию поглощения. Соответственно амплитуды сигналов на выходе из усилителя и на входе в секцию поглощения (индекс «2») связаны условием:

$$a_2(L_1, \tau) = a_1(L_1, \tau), \quad (3.4)$$

здесь пренебрегается расстоянием между выходом секции усиления и входом секции поглощения ( $L_{1-2} = C_1 \omega l_{1-2}/c$ ).

Процесс электронно-волнового взаимодействия в секции поглощения, работающей в режиме группового синхронизма  $V_{||2} \simeq V_{gr,2}$ , описывается уравнениями:

$$\begin{aligned}\frac{\partial a_2}{\partial Z} &= \frac{G}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_2} d\theta_0, \\ \frac{\partial u_2}{\partial Z} &= \operatorname{Re} \left[ a_2 e^{i\theta_2} \right], \\ \frac{\partial \theta_2}{\partial Z} &= \delta_2 + u_2.\end{aligned}\tag{3.5}$$

где

$$a_2 = \chi_2 \mu_2 C_1^{-2} \frac{eA_2}{m_e c \omega \gamma_{0,2}}, \quad u_2 = \mu_2 C_1^{-1} w_2, \quad \delta_2 = C_1^{-1} \Delta_2, \quad G = C_2 / C_1,$$

$C_i$  - параметр Пирса в соответствующей секции ( $i = 1, 2$ ).

КПД поглотителя определяется соотношениями:

$$\eta_2 = \frac{C_1 \hat{\eta}_2}{\mu_2 (1 - \gamma_{0,2}^{-1})}, \quad \hat{\eta}_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u_2 d\theta_0\tag{3.6}$$

Очевидно, в режиме поглощения КПД является отрицательной величиной.

После поглотителя через линию задержки с нормированным временем запаздывания

$T_d = \omega C_1 t_d (c/V_{gr,1} - c/V_{\parallel})^{-1}$  сигнал снова поступает на вход усилителя

$$a_1(0, \tau) = K a_2(L_1 + L_2, \tau - T_d),\tag{3.7}$$

где  $L_2 = C_1 \omega l_2 / c$  – нормированная длина поглощающей секции. Остальная доля мощности выводится в полезную нагрузку.

Моделирование уравнений (3.2) и (3.5) показывает, что исследуемая схема УКИ генератора обладает всеми динамическими режимами, описанными в разделе 1.1 в рамках модели с идеальным поглотителем. На Рис. 3.1 приведены результаты моделирования при параметрах, обеспечивающих генерацию УКИ в жёстком режиме самовозбуждения системы. КПД секции усиления положителен, тогда как КПД секции поглощения отрицателен, что означает, что электронный пучок в этой секции отбирает часть энергии излучения.

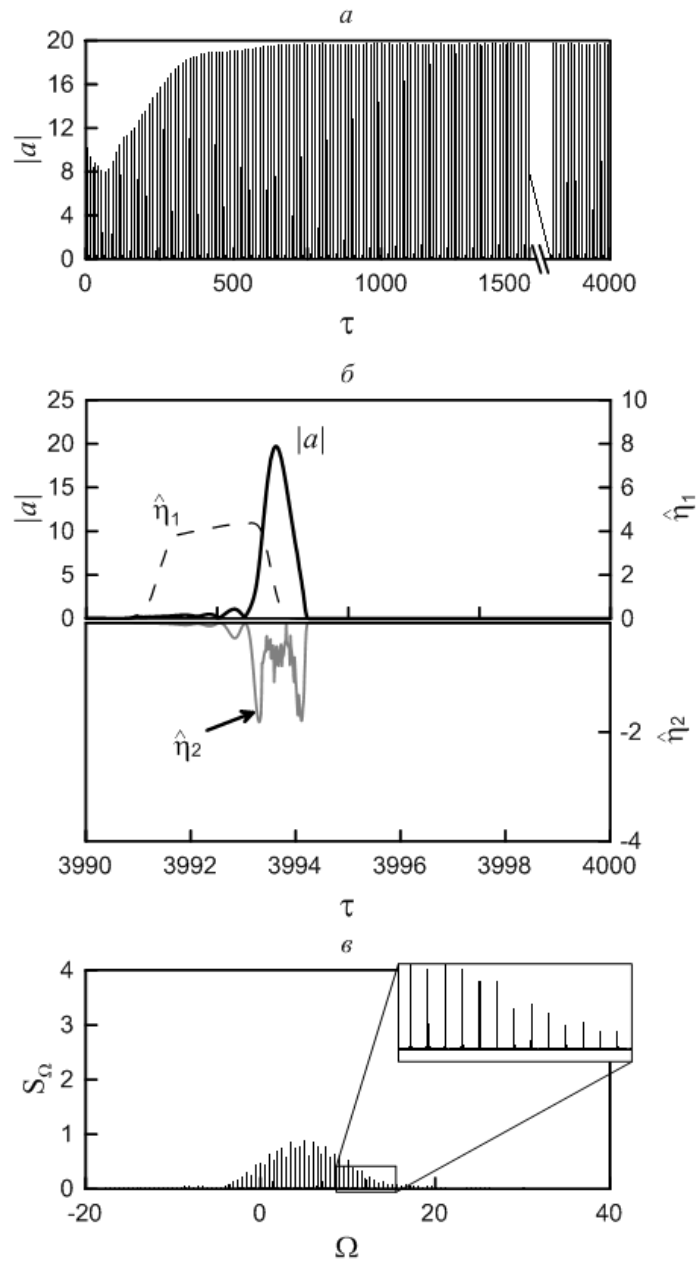


Рис. 3.1. УКИ генерация в схеме, состоящей из цепочки двух ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного компфнеровского подавления. (а) зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления на выходе усилителя, (б) детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия), текущий электронный КПД усилителя (пунктир) и поглотителя (серая линия) в развернутом по времени масштабе, (в) спектр излучения. Параметры моделирования  $L_1 = 2.5$ ,  $\delta_1 = 0$ ,  $L_2 = 1.95$ ,  $G = 1$ ,  $\delta_2 = 1.52$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 10$ .

### 3.1.2 Цепочка: ЛОВ – ЛБВ компферовский поглотитель

Рассмотрим схему двухсекционного УКИ генератора, состоящего из активного элемента на основе черенковской ЛОВ (секция 1) и нелинейного поглотителя (секция 2) на основе черенковской ЛБВ, работающей в режиме компферовского подавления. Кроме того, система включает ответвитель, который возвращает часть излучения на вход ЛОВ по цепи обратной связи с определенной временной задержкой  $t_d$  (Рис. 1.1б).

В лампе обратной волны взаимодействие электронов со встречной волной

$$E_z = \text{Re} \left[ A_1(z, t) e^{i\omega t + i\bar{h}_1 z - ih_1 z} \right] \quad (3.8)$$

происходит в условиях синхронизма

$$\omega + h_1(\omega) V_{\parallel} \approx \bar{h}_1 V_{\parallel}. \quad (3.9)$$

В ЛБВ поглотителе взаимодействие электронов с попутной волной

$$E_z = \text{Re} \left[ A_2(z, t) e^{i\omega t - ih_2 z - i\bar{h}_2 z} \right] \quad (3.10)$$

происходит в условиях синхронизма

$$\omega - h_2(\omega) V_{\parallel} \approx \bar{h}_2 V_{\parallel}. \quad (3.11)$$

Здесь  $\omega$  - несущая частота, в качестве которой выберем частоту точного синхронизма в ЛОВ,  $A_i(z, t)$  - амплитуды волн в первой ( $i=1$ ) и второй ( $i=2$ ) секциях соответственно,  $h_i$  - продольное волновое число фундаментальной гармоники,  $\bar{h}_i = 2\pi / d_i$ ,  $d_i$  - период гофрировки волноводов.

В черенковской ЛОВ в приближении малого изменения энергии частиц электронно-волновое взаимодействие описывается уравнениями [37]

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr1}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{A}_1 &= -\frac{\omega}{c} \frac{eI_1}{m_e c^3} \frac{\chi_1}{\gamma_{0,1} N_1} J_1, \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} \right) w_1 &= \frac{\omega}{c} \chi_1 \text{Re} \left[ \hat{A}_1 e^{i\theta} \right], \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_1 &= \frac{\omega}{c} (\Delta_1 - \mu_1 w_1). \end{aligned} \quad (3.12)$$

здесь  $\theta_1 = \omega t + (\bar{h}_1 - h_1(\omega))z$ ,  $\Delta_1 = (c/V_{ph,1} - c/V_{||})$ ,  $\mu_1 = c^3/V_{||}^3\gamma_{0,1}^2$ , прочие обозначения те же, что и для системы уравнений (1.3).

Уравнения, описывающие электронно-волновое взаимодействие в ЛБВ в режиме компфнеровского подавления в приближении малого изменения энергии частиц, совпадают с уравнениями (1.3).

Для дальнейшего анализа удобно провести переход к новым независимым переменным

$$\begin{aligned} \tau &= \omega C_1 \left( t + \frac{z}{V_{||}} \right) \left( \frac{c}{V_{gr1}} + \frac{c}{V_{||}} \right)^{-1}, \\ Z &= \frac{\omega}{c} C_1 z \end{aligned} \quad (3.13)$$

в которых взаимодействие в секции ЛОВ опишется уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial Z} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} &= -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0, \\ \frac{\partial u_1}{\partial Z} &= \text{Re} \left[ a_1 e^{i\theta_1} \right], \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial Z} = \delta_1 - u_1, \end{aligned} \quad (3.14)$$

с граничными условиями

$$u_1|_{Z=L_1} = 0, \quad \theta_1|_{Z=L_1} = \theta_0 \in [0; 2\pi).$$

В этих же переменных процесс электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ опишется уравнениями, совпадающими с (2.19).

Как следует из представленной на Рис 1.16 схемы генератора, амплитуды полей на выходе ЛОВ и на входе в ЛБВ-поглотителя связаны следующим граничным условием

$$a_2(L_2, \tau) = a_1(L_1, \tau) \quad (3.15)$$

Задержкой сигнала при прохождении промежутка  $l_{1-2}$  между указанными секциями для простоты пренебрегаем. После прохождения поглотителя сигнал через линию задержки с нормированным временем запаздывания  $T_d = (\omega t_d C_1) (c/V_{gr1} + c/V_{||})^{-1}$  снова поступает на вход ЛОВ, чему соответствует граничное условие:

$$a_1(0, \tau) = K a_2(L_1 + L_2, \tau - T_d). \quad (3.16)$$



Как показывают результаты моделирования, в такой системе возможна импульсно-периодическая генерация (Рис. 3.2). Важно подчеркнуть, что пиковая амплитуда импульсов превосходит в 5 раз уровень свободной генерации ЛОВ с теми же параметрами, но без цепи обратной связи (Рис. 3.3).

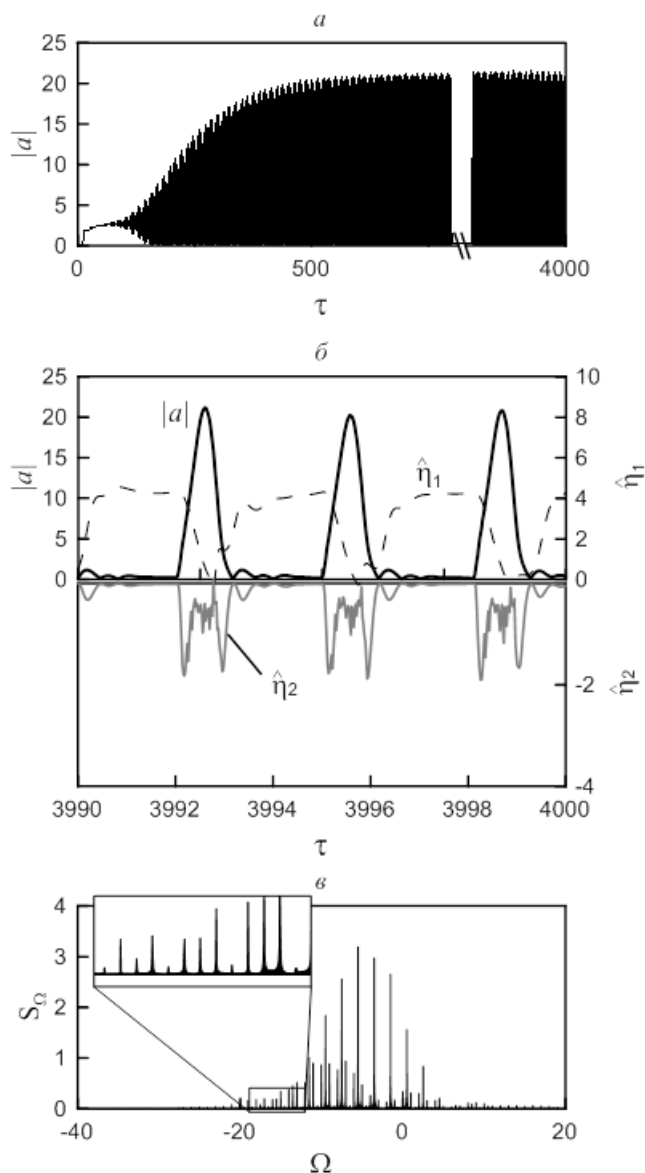


Рис. 3.2. Генерация УКИ в схеме, состоящей из цепочки ЛОВ - ЛБВ в режиме нелинейного компферовского подавления. (а) зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления на выходе усилителя, (б) детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия), текущий электронный КПД ЛОВ (пунктир) и поглотителя (серая линия) в развернутом по времени масштабе, (в) спектр излучения. Параметры моделирования  $L_1 = 2.5$ ,  $\delta_1 = 0$ ,  $L_2 = 1.95$ ,  $G = 1$ ,  $\delta_2 = 1.55$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 10$ .

В случае отсутствия нелинейного поглотителя в цепи обратной связи в рассматриваемой схеме реализуется режим генерации хаотического сигнала (Рис. 3.4). Уровень сигнала сопоставим по амплитуде с импульсами, генерируемыми при наличии насыщающегося поглотителя.

Если сопоставить длительность генерируемых импульсов с использованием ЛОВ в качестве активного элемента с длительностью импульсов, получаемых, когда в качестве активного элемента выступает ЛБВ с такими же параметрами, то она оказывается длиннее. Действительно, в схеме, в которой в качестве активного элемента используется ЛОВ, длительность импульса, согласно нормировке времени, равна

$$\Delta t_{BWT} = \left( \frac{c}{V_{gr1}} + \frac{c}{V_{||}} \right) \frac{\Delta \tau}{\omega C},$$

в случае же, когда активным элементов является ЛБВ, длительность импульса определяется как

$$\Delta t_{TWT} = \left( \frac{c}{V_{gr1}} - \frac{c}{V_{||}} \right) \frac{\Delta \tau}{\omega C},$$

где  $\Delta \tau$  - длительность импульса в нормированных переменных по полувысоте. В случае ЛОВ и ЛБВ, как следует из результатов моделирования,  $\Delta \tau \sim 1$  для обоих вариантов активного элемента. Соответственно  $\Delta t_{BWT} \gg \Delta t_{TWT}$ . При сопоставимой амплитуде и пиковой мощности энергия импульсов в случае использования ЛОВ значительно превосходит энергию импульсов в случае ЛБВ. Это особенность объясняется тем, что при одинаковой длине области взаимодействия в ЛОВ и ЛБВ за счет большого отличия групповой скорости волны от поступательной скорости частиц больше длина проскальзывания и больше энергия, аккумулируемая микроволновым импульсом.

В отличие от схемы, в которой в качестве активного элемента выступает ЛБВ, в рассматриваемой схеме отсутствует режим жёсткого старта генерации, поскольку ЛОВ сама является самовозбуждающимся генератором. Необходимо отметить, что импульсно-периодическая генерация в исследуемой схеме реализуется при параметрах, для которых в режиме свободной генерации ЛОВ работает в автомодуляционном хаотическом режиме.

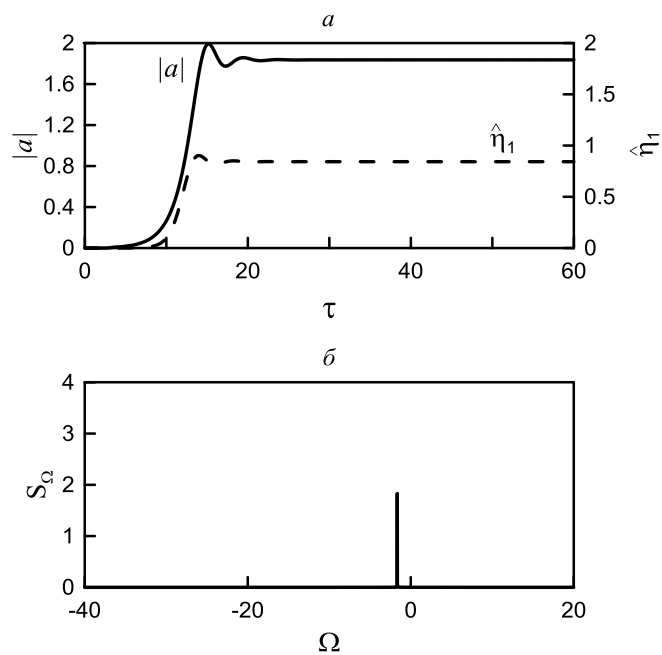


Рис. 3.3. ЛОВ в режиме свободной генерации в отсутствии обратной связи. (а) – временные зависимости амплитуды генерируемого сигнала и КПД; (б) - спектр излучения. ( $K = 0, L_1 = 2.5$ )

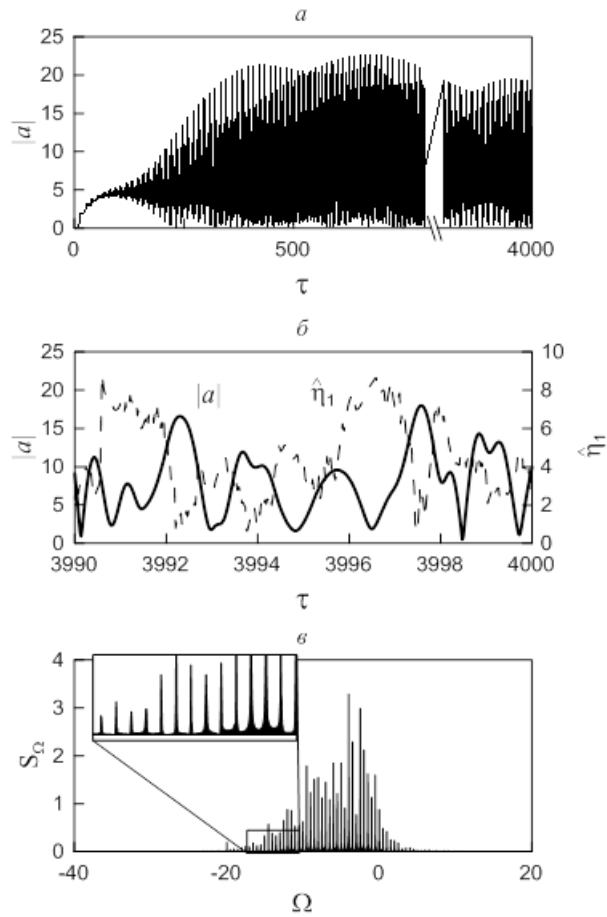


Рис. 3.4. Хаотический режим генерации, устанавливающийся при отсутствии поглощающей секции (остальные параметры совпадают с приведёнными в подписи к Рис. 3.2): (а) – временная зависимость амплитуды поля на выходе усилителя; (б) – то же в увеличенном масштабе; (в) – спектр излучения.  $L_1 = 2.5$ ,  $\delta_1 = 0$ ,  $K = 0.9$ ,  $T_d = 10$ .

### 3.2 Цепочка: релятивистский ЛБВ-усилитель – резонансный циклотронный поглотитель

С точки зрения генерации УКИ сантиметрового диапазона и длинноволновой части миллиметрового диапазона с мультигигаваттным уровнем мощности в качестве усилительного элемента (секция 1 на Рис. 1.1) естественно использовать релятивистские ЛБВ типа «О» [73-75]. В качестве нелинейного поглотителя рассмотрим циклотронный абсорбер, основанный на циклотронном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком, который подробно был описан в **разделе 2.1**. Расположение ответвителя соответствует схеме, изображённой на Рис. 1.1а.

В релятивистской лампе бегущей волны электронно-волновое взаимодействие описывается системой уравнений [37]

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr1}} \frac{\partial}{\partial t} \right) A_1 &= \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 I_1 \hat{Z} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_1} d\theta_0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \gamma_1 &= -\text{Re} \left[ \frac{eA_1}{m_e c^2} e^{i\theta_1} \right], \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_1 &= \frac{\omega}{c} \left( 1 + \frac{1}{2\gamma_1^2} \right) - h_1. \end{aligned} \quad (3.17)$$

При записи уравнений движения использовано ультрарелятивистское приближение. В (3.17)  $\hat{Z}$  - импеданс связи [86], прочие обозначения совпадают с использованными ранее.

Электронно-волновое взаимодействие в циклотронном поглотителе, в соответствии с **разделом 2.1**, описывается с помощью системы уравнений (2.2).

Как было показано в **Главе 1**, для получения импульсов максимальной амплитуды благоприятна ситуация, когда в усилительной секции имеет место отличие поступательной скорости частиц от групповой скорости волны (эффект проскальзывания). В нелинейном поглотителе для достижения максимального контраста, напротив оптимален режим группового синхронизма (равенство групповой скорости волны и поступательной скорости электронов).

Переходя к новым безразмерным переменным и параметрам:

$$u = \frac{\gamma}{\gamma_{0,1}}, \quad Z_1 = kz \frac{1}{2\gamma_{0,1}^2}, \quad \tau = \omega \left( t - \frac{z}{V_{\parallel 1}} \right) \frac{1}{2\gamma_{0,1}^2} \left( \frac{c}{V_{gr1}} - \frac{c}{V_{\parallel 1}} \right)^{-1}, \quad a = -\frac{2e\gamma_{0,1}}{m_e c \omega} A_1, \quad G_1 = \frac{2e\gamma_{0,1}^3}{m_e c^2} I_1 \hat{Z},$$

$$\Delta = 2\gamma_{0,1}^2 \left( \frac{c}{V_{ph1}} - 1 \right), \quad V_{ph1} = \frac{\omega}{h_1},$$

усиление импульсов в релятивистской ЛБВ опишется уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial \tau} + \frac{\partial a_1}{\partial Z_1} &= -G_1 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial u}{\partial Z_1} &= \text{Re} \left[ a_1 e^{i\theta} \right], \\ \frac{\partial \theta}{\partial Z_1} &= \frac{1}{u^2} - \Delta, \end{aligned} \quad (3.18)$$

с граничными условиями

$$u|_{Z=0} = 1, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi).$$

В тех же переменных уравнения для циклотронного поглотителя представимы в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_2}{\partial Z_2} &= \frac{G_2}{M} p, \\ \frac{\partial p}{\partial Z_2} + ip(\delta + |p|^2) &= -Ma_2 \end{aligned} \quad (3.19)$$

с граничным условием

$$p|_{Z_2=0} = 0.$$

Здесь введены следующие обозначения  $Z_2 = \frac{1}{2\beta_2} kz$ ,  $a_2 = \frac{eA_2}{m_e c \omega \gamma_{0,2}} \sqrt{1 - \beta_{ph,2}^{-2}} J_{m-1}(\kappa_2 \eta_2)$ ,

$$M = \sqrt{\frac{\kappa_2^6 J_{m-1}^2(\kappa_2 \eta_2)}{k^5 h_2 \gamma_{0,1}^2 \gamma_{0,2}^2 c \hat{Z} N_2}}, \quad G_2 = 4 \frac{eI_2}{m_e c^3} \frac{J_{m-1}^2(\kappa_2 \eta_2)}{(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)} \frac{(1 - \beta_{ph,2}^{-2})^2}{\gamma_{0,2} \beta_{ph,2}^{-1}}, \quad R_2 - \text{радиус волновода}$$

абсорбера,  $\eta_2$  - радиус инжекции пучка,  $\delta = 2 \left( 1 - \beta_{ph,2}^{-1} \beta_2 - \frac{\omega_{H,2}}{\omega} \right)$  - расстройка циклотронного

резонанса.

Согласно Рис 1.1а, амплитуды полей на выходе ЛБВ и на входе секции поглощения связаны граничным условием

$$a_2(\tau, Z_2 = 0) = a_1(\tau, Z_1 = L_1).$$

После прохождения поглотителя сигнал через линию задержки с нормированным временем запаздывания  $T_d = (t_d \omega / 2c\gamma_{0,1}^2) (1/V_{gr,1} - 1/V_{||})^{-1}$  снова поступает на вход усилителя, чему соответствует граничное условие:

$$a_1(\tau, Z_1 = 0) = Ka_2(\tau - T_d, Z_2 = L_2).$$

КПД усилителя определяется соотношением

$$\eta_1 = \frac{\hat{\eta}_1}{(1 - \gamma_{0,1}^{-1})}, \quad \hat{\eta}_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - u) d\theta_0 \quad (3.20)$$

КПД поглотителя даётся выражением

$$\hat{\eta}_2 = -|p|^2 \Big|_{Z_2=L_2}. \quad (3.21)$$

Исследование показывает, что рассматриваемая схема УКИ генератора обладает всеми динамическими режимами, описанными в **разделе 1.1**. На Рис. 3.5 приведены результаты моделирования при параметрах, обеспечивающих генерацию УКИ в жёстком режиме самовозбуждения. Поскольку при описании усилителя используются ультрарелятивистские уравнения, исследуемая модель позволяет оценить коэффициент конверсии - отношение пиковой мощности импульса, выводимого в полезную нагрузку, к мощности усиливающего электронного потока

$$\frac{P_{out}}{P_{beam}} = \frac{|a_1(Z_1 = L_1)|^2}{4G_1} (1 - K^2). \quad (3.22)$$

При выбранных параметрах моделирования коэффициент конверсии равен 1.2. Для релятивистских ЛБВ [73-75], оперирующих с мощными сильноточными электронными пучками, это означает возможность генерации периодической последовательности импульсов с мультигигаваттным уровнем пиковой мощности [3А - 4А].

Оценим параметры импульсного генератора на основе экспериментально реализованной релятивистской ЛБВ сантиметрового диапазона длин волн [75] (ток пучка 6 кА, энергия

электронов 0.8 МэВ, импеданс связи 1 Ом, рабочая частота 10 ГГц). Будем считать, что в цепь обратной связи генератора УКИ на основе описанной ЛБВ установлен нелинейный поглотитель на основе циклотронного взаимодействия излучения с прямолинейным электронным пучком (ток пучка 0.5 кА, энергия электронов 0.2 МэВ, ведущее магнитное поле 0.47 Тл). Нормированные параметры при этом близки к использованным в моделировании, результаты которого представлены на Рис. 3.5. Таким образом, с учётом значения коэффициента конверсии 1.2, пиковая мощность генерируемых импульсов в данном случае достигает 6 ГВт.

Заметим, что при использовании схемы, показанной на Рис. 1.1б, когда вывод излучения в нагрузку осуществляется после прохождения поглотителя, форма генерируемых импульсов становится стабильнее. Однако в этом случае для достижения коэффициента конверсии, близкого к единице, электронный ток во второй секции должен примерно в 5.6 раз превышать ток в секции усиления, что может вызвать проблемы при практической реализации генератора УКИ.

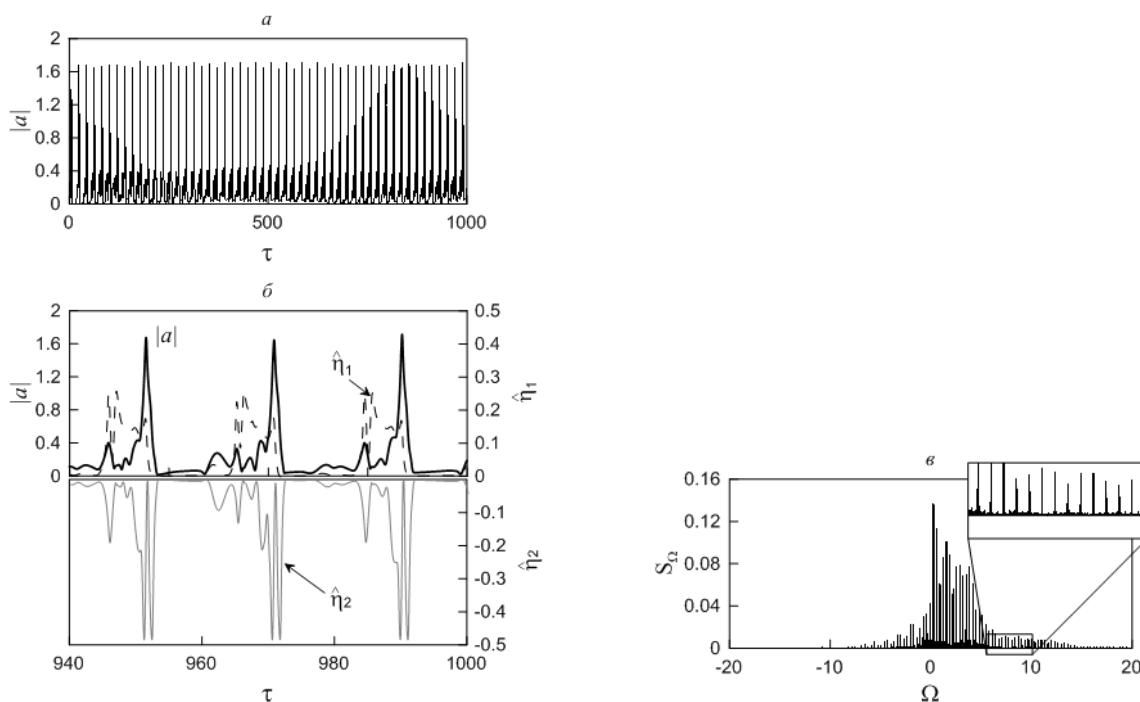


Рис. 3.5. Генерация УКИ в схеме, состоящей из релятивистской ЛБВ и циклотронного поглотителя. (а) - зависимость от времени амплитуды поля в процессе установления в жёстком режим возбуждения, (б) - детальный профиль генерируемых импульсов (сплошная линия) и текущий электронный КПД усилителя (пунктир) и поглотителя (сплошная серая линия) в развернутом по времени масштабе, (в) – спектр излучения. Параметры моделирования:  $L_1 = 6$ ,  $G_1 = 0.6$ ,  $\Delta = 0$ ,  $L_2 = 6.4$ ,  $G_2 = 0.06$ ,  $M = 1$ ,  $\delta = 0$ ,  $K = 0.3$ ,  $T_d = 14$ .



### 3.3 Клистронная модель генератора УКИ

Рассмотрим упрощенную клистронную модель генератора УКИ, состоящую из двух секции, в каждой из которых взаимодействие электронного пучка и поля излучения происходит в двух коротких промежутках, разделенных областью дрейфа. В первом зазоре имеет место модуляция электронов по энергиям, которая в области дрейфа переходит в модуляцию плотности пучка, а во втором промежутке происходит изменение энергии у модулированного электронного пучка. За счёт надлежащего выбора параметров каждой из секций (включающего главным образом соотношение между начальной поступательной скоростью электронов и фазовой скоростью излучения в соответствующей секции), можно подобрать условия таким образом, что одна секция будет функционировать как усилитель, другая – как нелинейный поглотитель. При этом считается, что вся система располагается внутри одного высокодобротного резонатора (см. Рис. 3.6).

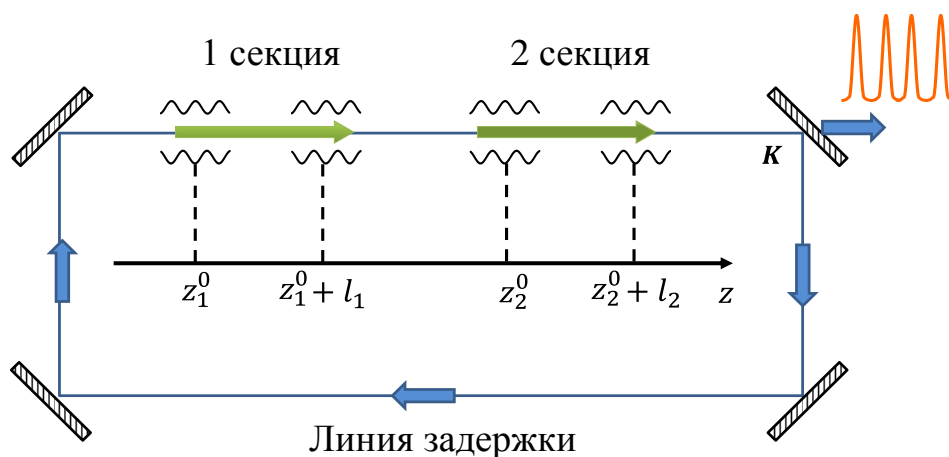


Рис. 3.6. Схема генератора УКИ импульсов.

В рамках подобной упрощенной модели удастся аналитически записать электронную восприимчивость, вносимую пучками в резонатор, в том числе в нелинейных режимах.

### 3.3.1 Модель и основные уравнения

Предположим, что электронно-волновое взаимодействие в каждой из секций описывается уравнениями аналогичными (1.3). Учтём дополнительно в уравнении для медленно меняющейся амплитуды поля дисперсионное расщепление излучения:

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr,i}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{A}_n + iD_i \frac{\partial^2 \hat{A}_n}{\partial t^2} = \frac{\omega}{c} \frac{eI_{b,i}}{m_e c^3} \frac{\chi_i}{\gamma_{0,i} N_i} \hat{J}_1, \quad (3.23)$$

Уравнения, описывающие динамику частиц, имеют вид

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel i}} \frac{\partial}{\partial t} \right) u_i &= \frac{\omega}{c} \chi_i \operatorname{Re} \left[ \hat{A}_n e^{i\theta_i} \right], \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel i}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \theta_i &= \frac{\omega}{c} (\Delta_i + \mu_i u_i). \end{aligned} \quad (3.24)$$

где  $\hat{J}_i = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_i} d\theta_{i0}$ ,  $D_i = \frac{\partial^2 h_i}{\partial \omega^2}$  - параметр дисперсии,  $V_{\parallel i}$  - начальная поступательная скорость частиц в  $i$ -пучке, другие обозначения совпадают с использованными при записи уравнений (1.3). Далее предполагается, что взаимодействие электронов с полем в каждой из секций происходит в двух коротких промежутках. Соответственно коэффициент связи может быть представлен в виде

$$\chi_i = \chi_{i,1} \delta(z - z_i^0) + \chi_{i,2} \delta(z - z_i^0 - l_i), \quad (3.25)$$

где  $\delta(x)$  - дельта-функция,  $z_i^0$  - координата первого зазора  $i$ -ой секции,  $l_i$  - расстояние между зазорами  $i$ -ой секции.

Для дальнейшего анализа удобно предварительно перейти к новым независимым переменным

$$\hat{z} = (\omega/c)z, \quad \hat{t} = \omega(t - z/V_{gr}),$$

в которых уравнения (3.23) и (3.24) примут вид

$$\frac{\partial \hat{A}_n}{\partial \hat{z}} + i\hat{D}_i \frac{\partial^2 \hat{A}_n}{\partial \hat{t}^2} = \hat{I}_i \chi_i \hat{J}_i, \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + s_i \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) u_i &= \chi_i \operatorname{Re} \left[ \hat{A}_n e^{i\theta_i} \right], \\ \left( \frac{\partial}{\partial \hat{z}} + s_i \frac{\partial}{\partial \hat{t}} \right) \theta_i &= (\Delta_i + \mu_i u_i), \end{aligned} \quad (3.27)$$

где введены следующие обозначения  $\hat{I}_i = I_{bi}/I_{A\gamma 0,i} N_i$ ,  $\hat{D}_i = D_i \omega c$ ,  $\varepsilon_i = c/V_{||i} - c/V_{gr}$ .

Проинтегрируем уравнение для поля (3.26) вдоль характеристики поля и учтём, что сигнал проходит по цепи обратной связи с коэффициентом передачи  $K$ . Тогда изменение амплитуды волны на соседних проходах описывается следующим уравнением:

$$\hat{A}_{n+1} - \hat{A}_n + (1-K)\hat{A}_n + i\hat{D}\hat{l}_{tot} \frac{\partial^2 \hat{A}_n}{\partial \hat{t}^2} = \hat{I}_1 \int_0^{\hat{l}_{tot}} \chi_1 \hat{J}_1 d\hat{z} + \hat{I}_2 \int_0^{\hat{l}_{tot}} \chi_2 \hat{J}_2 d\hat{z}, \quad (3.28)$$

Считая, что указанный коэффициент передачи близок к единице и, соответственно, усиление, поглощение и дисперсионное расплывание за один проход малы  $|(\hat{A}_{n+1} - \hat{A}_n)/\hat{A}_n| \ll 1$ , можно от уравнения в конечных разностях (3.28) перейти к дифференциальному уравнению, а от номера прохода  $n$  - к медленному времени  $\bar{\tau} = nT_{rt}$ , единица отсчёта которого - время прохождения возмущений по цепи обратной связи  $T_{rt} = \omega l_{tot}/V_{gr}$  [1,87].  $\hat{l}_{tot} = (\omega/c)l_{tot}$ ,  $l_{tot}$  - полная длина цепи обратной связи, которая включает обе клистронные секции и линию задержки. Здесь сделано упрощающее предположение  $\hat{D}_1 = \hat{D}_2 = \hat{D}$  и  $\hat{l}_1 = \hat{l}_2 = \hat{l}$ . В результате эволюция поля будет описываться уравнением:

$$T_{rt} \frac{\partial \hat{A}}{\partial \bar{\tau}} + (1-K)\hat{A} + i\hat{D}\hat{l}_{tot} \frac{\partial^2 \hat{A}}{\partial \hat{t}^2} = \hat{I}_1 \int_0^{\hat{l}_{tot}} \chi_1 \hat{J}_1 d\hat{z} + \hat{I}_2 \int_0^{\hat{l}_{tot}} \chi_2 \hat{J}_2 d\hat{z}, \quad (3.29)$$

Принимая во внимание, что в каждой из секций взаимодействие электронных пучков с полем происходит в двух коротких промежутках (3.25), удаётся проинтегрировать уравнения движения электронов и вычислить факторы возбуждения в правой части уравнения (3.29).

После пролёта первого зазора энергия электрона  $i$ -го пучка становится равной

$$u_i = \operatorname{Re} \left[ \chi_i \hat{A}_n(\hat{z}_i^0, \hat{t}) e^{i\theta_{i0}} \right]. \quad (3.30)$$

В промежутке между зазорами происходит группировка частиц (энергия частиц при этом не меняется), и при влёте во вторую секцию фаза электрона равна

$$\theta_i(\hat{z}_i^0 + \hat{l}, \hat{t}) = \theta_{i0} + (\Delta_i + \mu_i u_i(\hat{z}_i^0, \hat{t} - \varepsilon_i \hat{l})) \hat{l} \quad \theta_{i0} \in [0; 2\pi). \quad (3.31)$$

С учётом (3.30) перепишем выражение (3.31) в виде

$$\theta_i(\hat{z}_i^0 + \hat{l}, \hat{t}) = \theta_{i0} + \left( \Delta_i + \mu_i \chi_{i,1} \operatorname{Re} \left[ \hat{A}_n(\hat{z}_i^0, \hat{t} - \varepsilon_i \hat{l}) e^{i\theta_{i0}} \right] \right) \hat{l}. \quad (3.32)$$

Соответственно,  $i$ -ый фактор возбуждения в правой части уравнения (3.29) равен

$$\hat{l}_i \int_0^{\hat{l}_{tot}} \chi_i \hat{J}_i d\hat{z} = -2i \hat{l}_i \chi_{i,2} e^{-i\Delta_i \hat{l}_i} \left[ \frac{\hat{A}}{|\hat{A}|} J_1(\mu_i \chi_{i,1} \hat{l} |\hat{A}|) \right]_{\hat{t}-\varepsilon_i \hat{l}}, \quad (3.33)$$

здесь использовано известное соотношение

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\alpha}^{\alpha+2\pi} e^{-i(\theta_0 + x \cos \theta_0)} d\theta_0 = -iJ_1(x),$$

где  $J_1(x)$  - первая функция Бесселя,  $\alpha$  - любое действительное число.

Уравнение для амплитуды волны (3.29) с учётом (3.33) примет вид

$$\frac{\partial a}{\partial \hat{t}} + a + i\bar{D} \frac{\partial^2 a}{\partial \hat{t}^2} = -iX_1 e^{-i\Psi_1} \left[ \frac{a}{|a|} J_1(|a|) \right]_{\hat{t}-l_1} - iX_2 e^{-i\Psi_2} \left[ \frac{a}{|a|} J_1(\mu|a|) \right]_{\hat{t}-l_2}, \quad (3.34)$$

где

$$\hat{\tau} = \frac{1-K}{T_{tr}} \bar{\tau}, \quad \bar{D} = \frac{\hat{l}_{tot}}{1-K} \bar{D}, \quad a = \mu_1 \chi_{1,1} \hat{l} \hat{A}, \quad X_i = \frac{2\mu \chi_{1,1} \hat{l}}{1-K} \chi_{i,2} \hat{l}_i, \quad \mu = \frac{\chi_{2,1} \mu_2}{\chi_{1,1} \mu_1}, \quad \Psi_i = \Delta_i \hat{l}, \quad l_i = \varepsilon_i \hat{l}.$$

В зависимости от угла пролета  $\Psi_i$  соответствующий электронный пучок будет усиливать или поглощать поле.

Уравнение (3.34) должно быть дополнено условием цикличности для поля

$$a(\hat{t} + T_{rt}, \hat{\tau}) = a(\hat{t}, \hat{\tau}). \quad (3.35)$$

которое позволяет разложить поле в ряд Фурье:

$$a(\hat{t}, \hat{\tau}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(\hat{\tau}) e^{i\Delta_m \hat{t}} \quad (3.36)$$

где  $\Delta_m = 2\pi m/T_{rt}$ , и рассматривать каждую гармонику как моду резонатора с продольным индексом  $m$ .

### 3.3.2 Результаты моделирования

Рассмотрим ситуацию точного группового синхронизма, когда поступательные скорости частиц равны групповой скорости волны ( $V_{||1} = V_{||2} = V_{gr}$ ). В этом случае параметр  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$ . Пусть  $\Psi_1 = \pi/2$ ,  $\Psi_2 = -\pi/2$ . При выбранных параметрах первое слагаемое в правой части уравнения описывает нелинейное поглощение

$$-a - X_1 \frac{a}{|a|} J_1(|a|), \quad (3.37)$$

а второе - нелинейное усиление

$$X_2 \frac{a}{|a|} J_1(\mu|a|). \quad (3.38)$$

Уравнение (3.34) аналогично по форме уравнению, описывающему диссипативные солитоны, детально исследованные в работах [23-31] применительно к генерации УКИ импульсов в лазерной физике. Как известно, для возникновения последних необходимо выполнение условий бистабильности стационарных решений, т.е. решений, не зависящих от волновой переменной  $\hat{t}$ . Пусть  $\mu = 0.5$ ,  $X_1 = 4$  и  $X_2 = 8$ . Как видно из Рис. 3.7, при выбранных параметрах существуют три точки пересечения нагрузочной кривой (синяя линия) и кривой, описывающей фактор электронного возбуждения (красная линия). В рамках стационарных решений устойчивыми являются состояния равновесия, обозначенные точками А и С. Точка В, очевидно, является неустойчивым состоянием равновесия. Действительно, для этой точки при малом превышении амплитуды поля над равновесным значением  $|a_B|$  потери падают, а фактор возбуждения возрастает, и амплитуда поля уходит от равновесного уровня в сторону увеличения, к точке С. Аналогичный анализ показывает устойчивость точек равновесия А и С, что свидетельствует о бистабильности системы. При этом точка А соответствует нулевому решению, т.е. отсутствию генерации, а точка С - нетривиальному решению с ненулевой амплитудой  $|a_C|$ .

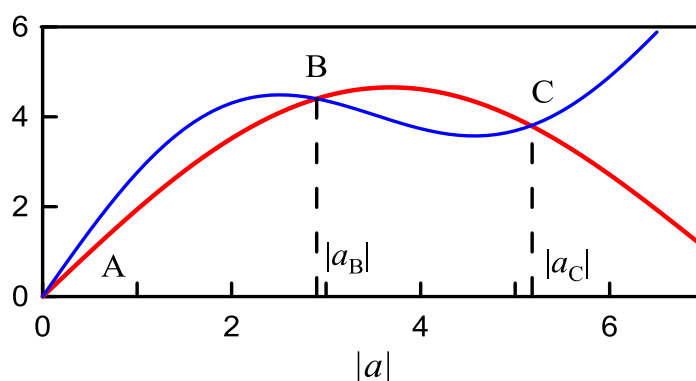


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента поглощения (3.37) и фактора возбуждения (3.38) от амплитуды поля  $|a|$ . Параметры  $\mu=0.5$ ,  $X_1=4$  и  $X_2=8$ . Точки А и С - состояния устойчивого, а В - неустойчивого равновесия в режиме одномодовой генерации.

На Рис. 3.8 представлены результаты численного моделирования уравнений (3.34), подтверждающие приведенный выше качественный анализ. Так, если задать начальное условие в виде одной моды с амплитудой меньшей, чем  $|a_B|$  колебания затухают. Когда начальная амплитуда превышает указанный уровень, то устанавливается стационарная одномодовая генерация с амплитудой  $|a_C|$ , соответствующей точке С. Этот же режим генерации устанавливается в системе, если начальная амплитуда превышает  $|a_B|$ .

Однако одномодовое решение неустойчиво, если в начальный момент времени заданы возмущения достаточно большой амплитуды на соседних модах. В этом случае после завершения переходных процессов формируется локализованная, колоколообразная структура (см. Рис. 3.8а), которую согласно [23-26] следует интерпретировать как диссипативный солитон (автосолитон). Спектральный состав таких солитонов содержит большое число дискретных линий, соответствующих возбуждению различных продольных мод с синхронизованными фазами (Рис. 3.8б). При этом огибающая спектра имеет гладкую колоколообразную структуру. Важно подчеркнуть, что в рамках рассматриваемой модели формирование диссипативных солитонов происходит в жестком режиме, т.е. для их возбуждения необходима достаточно большая амплитуда затравочного сигнала (превышающая  $|a_B|$ ).

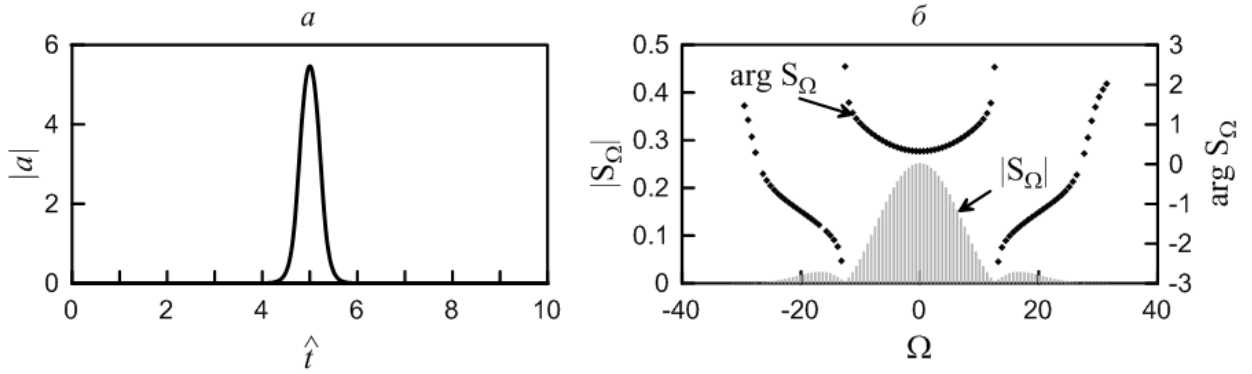


Рис. 3.8. Решение в виде уединённой волны. (а) установившейся профиль огибающей солитона и (б) его спектральный состав (приведены модуль и фаза).  $T_{tr} = 10$  и  $\bar{D} = 0.005$  прочие параметры те же.

### 3.4 Цепочка: усилитель - насыщающийся поглотитель на основе двух винтовых giro-ЛБВ на второй циклотронной гармонике

В этом разделе проведен анализ генераторов УКИ на основе цепочки двух giro-ЛБВ с многозаходным винтовым волноводом (винтовая giro-ЛБВ) [76-85], одна из которых работает как усилитель, другая - как насыщающийся поглотитель [6А]. Предполагается, что ответвитель располагается после секции поглощения Рис. 1.16.

#### 3.4.1 Модель и основные уравнения

В рассматриваемой схеме генератора УКИ обе секции представляют собой giro-ЛБВ с рабочим пространством в виде волновода с многозаходной винтовой гофрировкой стенок:

$$r(\varphi, z) = R + \tilde{r} \cos(\bar{m}\varphi - \bar{h}z), \quad (3.39)$$

где  $R$  – средний радиус волновода,  $\tilde{r}$  и  $d$  – амплитуда и период гофрировки,  $\bar{m}$  – число заходов,  $\bar{h} = 2\pi/d$ . В условиях брэгговского резонанса:

$$\bar{m} = m_A + m_B, \quad \bar{h} \approx h_B \quad (3.40)$$

такая гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся  $TE_{mn}$  мод цилиндрического волновода [76], первая из которых является квазикритической ( $A$ ), а вторая - бегущей ( $B$ ). В (3.40)  $m_{A,B}$  – азимутальные индексы мод,  $h_B$  – продольное волновое число моды  $B$  ( $h_A \rightarrow 0$ ). Соответственно электрические поля парциальных волн можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}_A &= \text{Re} \left[ A(z, t) \vec{E}_\perp^A(r) e^{i(\omega_A t - m_A \varphi)} \right], \\ \vec{E}_B &= \text{Re} \left[ B(z, t) \vec{E}_\perp^B(r) e^{i(\omega_A t - h_B z - m_B \varphi)} \right], \end{aligned} \quad (3.41)$$

где  $A(z, t)$  и  $B(z, t)$  - медленно меняющиеся амплитуды полей, а функции  $\vec{E}_\perp^A(r)$  и  $\vec{E}_\perp^B(r)$  описывают радиальную структуру соответствующих мод гладкого волновода. Указанная связка мод возбуждается приосевым электронным пучком на гармонике гирочастоты с номером  $s$  в условиях циклотронного резонанса

$$\omega \approx \omega_A \approx s\omega_H, \quad (3.42)$$



где  $\omega_A$  - критическая частота парциальной моды  $A$ . В перечисленных условиях процесс взаимодействия в обеих секциях можно описать на основе самосогласованной системы уравнений [58]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \hat{A}}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial \hat{A}}{\partial t} &= 2\sigma \kappa_A^2 \hat{B} + i \frac{8eI_b}{m_e c^3} \frac{\kappa_A^2}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} \frac{s^s}{2^s s!} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{p_+^s}{\gamma_0^s} d\theta_0, \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^{pr}} \frac{\partial}{\partial t} \right) \hat{B} - i(\bar{h} - h_0) \hat{B} &= i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \sigma \hat{A}, \\ \left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{\parallel 0}} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_+ + i \frac{\kappa_A}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{p_+}{s} \left( \Delta + \frac{|p_+|^2}{\gamma_0^2} - p_{\perp 0}^2 \right) &= \frac{s^s}{2^s s!} \frac{\kappa_A}{\beta_{\parallel 0} \sqrt{N_A}} \hat{A} \left( \frac{p_+^*}{\gamma_0} \right)^{s-1}, \end{aligned} \quad (3.43)$$

где  $p_+ = (p_x + ip_y) e^{-i\omega_A t + i(m_A - s)\varphi} / m_e c$  - нормированный поперечный импульс электрона,

$\hat{A} = eA\sqrt{N_A} / m_e c^2 \kappa_A$  и  $\hat{B} = eB\sqrt{N_B} / m_e c^2 \kappa_B$  - нормированные амплитуды парциальных волн,

$\sigma = (\tilde{r}/2r) \left( \left( v_B^2 - m_A m_B \right) / \sqrt{\left( v_A^2 - m_A^2 \right) \left( v_B^2 - m_B^2 \right)} \right)$  - параметр связи,

$N_{A,B} = \left( v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2 \right) J_{m_{A,B}}^2(v_{A,B})$  - нормы парциальных волн.  $J_m$  - функция Бесселя,

$v_{A,B} = \kappa_{A,B} R$  - корни уравнений  $J'_{m_A}(v_A) = J'_{m_B}(v_B) = 0$ ,  $h_0 = h_B(\omega_A) = \sqrt{\kappa_A^2 - \kappa_B^2}$ ,

$V_{gr}^{pr} = c\beta_{gr}^{pr} = h_0 c / \kappa_A$  - групповая скорость бегущей волны  $B$ ,  $\Delta = 2(\omega_A - s\omega_H) / \omega_A$  - расстройка

циклотронного резонанса,  $\omega_A = c\kappa_A$ .

КПД работы винтовой гиро-ЛБВ даётся выражением

$$\eta = \frac{g^2}{1 + g^2} \eta_{\perp}, \quad \eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{|p_+(z=l)|^2}{\beta_{\perp 0}^2 \gamma_0^2} d\theta_0, \quad (3.44)$$

где  $g = V_{\perp 0} / V_{\parallel 0}$  - питч-фактор.

В отсутствии электронного пучка ( $I_b = 0$ ), представляя амплитуды парциальных волн в виде  $a, b \sim \exp(i\Omega t - ihz)$ , где  $\Omega$  - сдвиг частоты относительно критической частоты моды  $A$ , получаем дисперсионное соотношение для нормальных волн волновода с винтовой гофрировкой:

$$\left( \frac{2\kappa_A}{c} \Omega - h^2 \right) \left( \frac{\Omega}{V_{gr}^{pr}} - \bar{h} + h_0 - h \right) = \frac{2\sigma^2 \kappa_A^4}{h_0}. \quad (3.45)$$

Дисперсионная характеристика, отвечающая электронному потоку, взаимодействующему с электромагнитным полем на  $s$  гармонике гирочастоты, даётся формулой:

$$\Omega = hV_{||0} + s\omega_H - \omega_A. \quad (3.46)$$

При записи граничных условий будем полагать, что на вход каждой секции подаются пучки, в которых электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения

$$p_+(z = z_{in}) = p_{\perp 0} \exp(i\theta_0) \quad (\theta_0 \in [0, 2\pi)). \quad (3.47)$$

Будем также считать, что в каждой секции для квазикритической волны  $A$  на границах пространства взаимодействия выполнено безотражательное граничное условие [88,89]:

$$\left. \left( \hat{A}(z, t') - \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_A}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial \hat{A}(z, t')}{\partial z} dt' \right) \right|_{z=0} = 0, \quad (3.48)$$

$$\left. \left( \hat{A}(z, t') + \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_A}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial \hat{A}(z, t')}{\partial z} dt' \right) \right|_{z=l} = 0.$$

При этом обе секции связаны друг с другом через бегущую парциальную волну  $B$ , то есть, согласно схеме, представленной на Рис. 1.1б, граничные условия для парциальной волны  $B$  могут быть записаны как:

$$b_2(t, z = l_1) = e^{i(\omega_{A,1} - \omega_{A,2})t} b_1(t, z = l_1), \quad (3.49)$$

$$b_1(t, z = 0) = K e^{-i(\omega_{A,1} - \omega_{A,2})(t-t_d)} b_2(t - t_d, z = l_1 + l_2),$$

где 1 и 2 номера усиливающей и поглощающей секций с длинами  $l_{1,2}$ , соответственно,  $t_d$  - время задержки в цепи обратной связи.

### 3.4.2 Параметры моделирования

Таким образом, в рассматриваемой схеме генератора УКИ динамика обеих (усиливающей и поглощающей) секций описывается одинаковыми уравнениями. При этом, режимы усиления или нелинейного поглощения в соответствующей секции реализуются за счёт подбора параметров, включая расстройку циклотронного синхронизма, ускоряющее напряжение и ток пучка, питч-фактор, а также длину пространства взаимодействия и параметры гофрировки. Далее указанные параметры выбирались близкими к параметрам экспериментально реализованной винтовой гиро – ЛБВ [79]. Вместе с тем оптимальные режимы взаимодействия в обеих секциях генератора УКИ должны существенно различаться.

Для секции усиления оптимален режим пересечение дисперсионной кривой рабочей нормальной волны и прямой, отвечающей электронному пучку (Рис. 3.9а). Как показано в **Главе 1**, в отличие от режима касания оптимального для усиления стационарных сигналов, который используется в экспериментальных макетах винтовых гиро-ЛБВ [79], для усиления коротких (наносекундных импульсов) наиболее оптимален режим пересечения дисперсионных характеристик. Напомним, что при отличии групповой скорости нормальной волны и поступательной скорости частиц, электромагнитные импульсы проскальзывают вдоль электронного потока, и реализуется кумулятивный отбор энергии у различных электронных фракций.

В то же время для секции поглощения, напротив, оптимален режим группового синхронизма (смотри **раздел 2.1**), когда поступательная скорость электронов поглощающего пучка близка к групповой скорости нормальной волны (Рис. 3.9б). В этом случае, минимизируется влияние одних фрагментов микроволнового импульса на другие через электронный пучок.

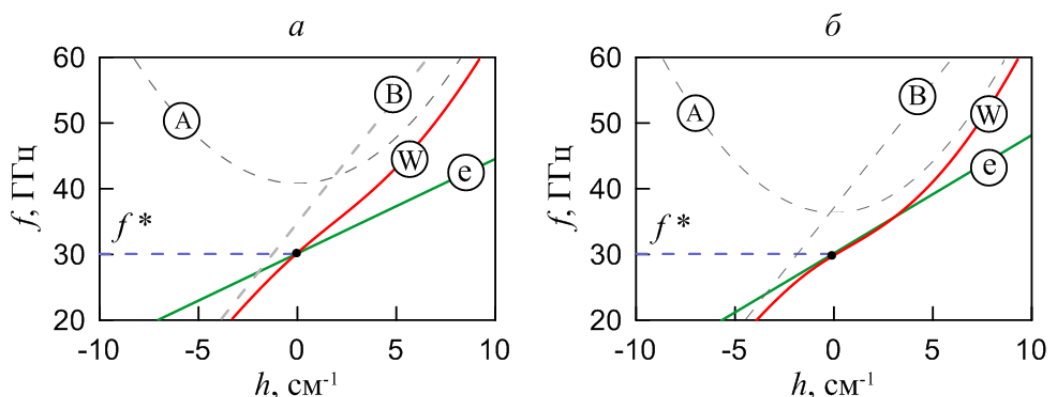


Рис. 3.9. Дисперсионная диаграмма для парциальных (А,В) и нормальной (W) волны, и электронного потока (е) в усилителе (а) и в поглотителе (б). Рабочая частота  $f^* = 30$  ГГц. ( $f = (\omega_A + \Omega)/2\pi$ )

Параметры секций, выбранные с учетом перечисленных выше требований, приведены в Табл. 3.1. В обеих секциях используется рабочая связка мод круглого волновода  $TE_{21}$  (критическая) и  $TE_{11}$  (бегущая), которая возбуждается на частоте 30 ГГц. Коэффициент передачи через ответвитель в моделировании был равен  $K = 0.3$ . Цепь обратной связи обеспечивала время задержки 1.5 нс. Как уже отмечалось, параметры обеих секций были близки к параметрам экспериментально реализованной винтовой giro-ЛБВ [79].

Табл. 3.1. Параметры моделирования генератора УКИ, на основе цепочки двух винтовых giro-ЛБВ, работающим в режимах усиления и нелинейного поглощения. Рабочая частота 30 ГГц.

	Усилительная секция	Секция поглощения
Средний радиус волновода	0.36 см	0.4 см
Амплитуда гофрировки	0.08 см	0.1 см
Период гофрировки	1.2 см	1 см
Длина пространства взаимодействия	19 см	12.3 см
Ведущее магнитное поле	0.60 Тл	0.60 Тл
Рабочая гармоника гирочастоты	2	
Ускоряющее напряжение	68 кВ	54 кВ
Ток пучка	10 А	6 А
Радиус инжекции пучка	0 см	
Питч-фактор частиц	1.2	0.53

### 3.4.3 Винтовая giro-ЛБВ в режиме компфнеровского подавления

Начнём с детального рассмотрения giro-ЛБВ со спирально-гофрированным волноводом, работающей в режиме компфнеровского подавления. Параметры приведены в Табл. 3.1. Путём численного решения системы уравнений (3.43) исследовалось распространение монохроматического сигнала с частотой  $f$  и входной мощностью  $P_{in}$ . На Рис. 3.10а представлена зависимость коэффициента прохождения по мощности  $\Gamma^2$  от значения ведущего магнитного поля  $H$  (т.е. от расстройки циклотронного резонанса). Можно видеть, что наряду с зонами усиления ( $\Gamma^2 > 1$ ) существуют зоны магнитного поля, для которых электромагнитная волна ослабляется электронным пучком ( $\Gamma^2 < 1$ ), т.е. реализуется режим компфнеровского подавления. Для ведущего магнитного поля, несколько превышающего  $H^*$  ( $H^* = 0.59$  Тл - значение магнитного поля, отвечающее точному синхронизму), относительно слабый сигнал ( $P_{in} = 10$  кВт на Рис. 3.10а) полностью поглощается в процессе взаимодействия, а сигнал большой мощности ( $P_{in} = 400$  кВт) проходит практически без затухания. Таким образом, система проявляет свойства насыщающегося поглотителя. Этот факт также подтверждается на Рис. 3.10в, где для оптимального значения поля  $H = 6$  кЭ представлена зависимость  $\Gamma^2$  от мощности падающего сигнала  $P_{in}$ .

С точки зрения генерации УКИ в режиме пассивной синхронизации мод важной характеристикой насыщающегося поглотителя является его рабочая полоса частот. На Рис. 3.10б показана зависимость  $\Gamma^2$  от частоты падающего сигнала при нескольких значениях входной мощности ( $f^* = 30$  ГГц - частота, при которой продольное волновое число нормальной волны винтового волновода  $W$  обращается в ноль). Можно отметить, что для оптимального значения ведущего магнитного поля свойства насыщающегося поглощения сохраняются в полосе 15-17%. Соответственно, такая система может эффективно использоваться в 30 ГГц генераторе УКИ с длительностью импульсов до 0.2-0.25 нс.

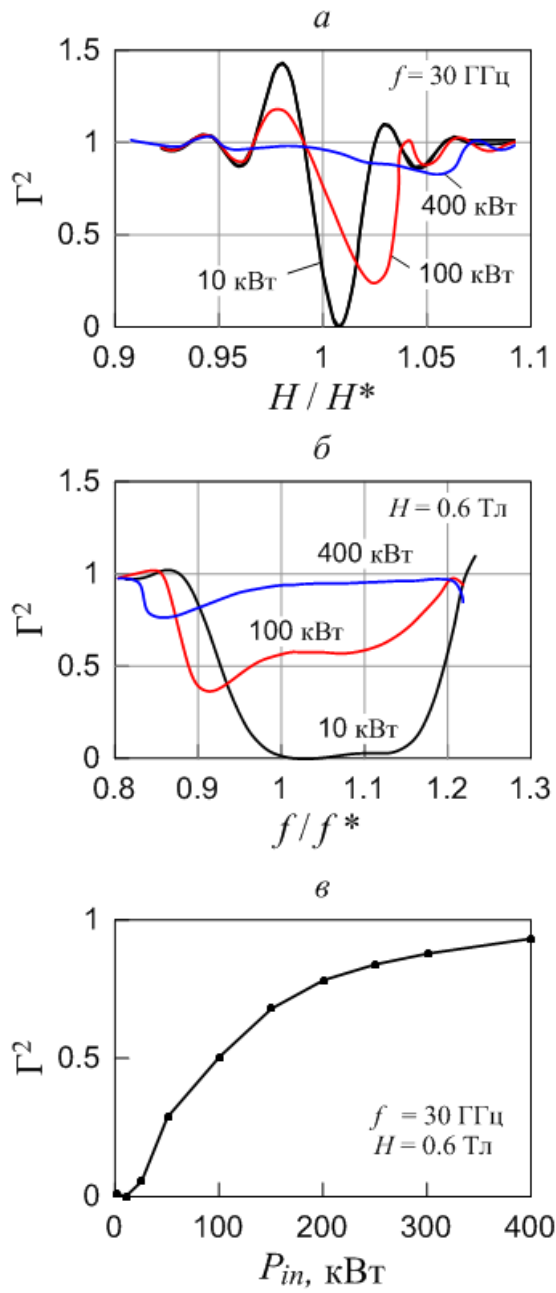


Рис. 3.10. Винтовая гиро-ЛБВ в режиме компрессорного подавления. Зависимость коэффициента передачи  $\Gamma^2$ : (а) - от величины ведущего магнитного поля, (б) - от частоты внешнего падающего сигнала при нескольких значениях входной мощности и (в) - от мощности входного сигнала.  $f^* = 30$  ГГц,  $H^* = 0.59$  Тл.

Нелинейные поглощающие свойства винтовой гиро-ЛБВ Ка-диапазона экспериментально исследовались Самсоновым С.В. (ИПФ РАН). В качестве источника внешнего сигнала использовался магнетрон с перестраиваемой частотой 30-31 ГГц и мощностью до 100 Вт в стационарном режиме и до 10 кВт в импульсном режиме. Параметры гиро-ЛБВ, использовавшейся в эксперименте, приведены в Табл. 3.2.

Табл. 3.2. Параметры винтовой гиро-ЛБВ. Эксперимент и моделирование.

	Эксперимент	Моделирование
Радиус волновода	0.5 см	0.41 см
Амплитуда гофрировки	0.1 см	0.789 см
Период гофрировки	0.8 см	0.136 см
Длина пространства взаимодействия	24 см	26 см
Ток	0-0.5 А	0.2 А
Ускоряющее напряжение	30 кВ	
Питч – фактор	0.2-1.0	1
Радиус инжекции электронов	0 см	
Магнитное поле	0.56 - 0.58 Тл	
Рабочая гармоника гирочастоты	2	
Рабочая связка мод	TE <sub>11</sub> (бегущая) и TE <sub>21</sub> (критическая)	
Частота и групповая скорость нормальной волны винтового волновода при нулевом продольном волновом числе	29.66 ГГц и 0.24с	

Рис. 3.11а-в иллюстрируют результаты экспериментов по исследованию гиро-ЛБВ со спирально-гофрированным волноводом на второй гармонике циклотронной частоты в режимах нелинейного поглощения (кривая 1) и соответствующие им результаты численного моделирования (кривая 2). На Рис. 3.11а представлена зависимость коэффициента пропускания  $\Gamma^2$  от величины ведущего магнитного поля. Можно видеть, что наряду с зоной усиления имеет место область значений магнитного поля, где электромагнитная волна ослабляется электронным потоком, т.е. реализуется режим подавления Компфнера. Максимальное затухание происходит для магнитного поля 0.57 Тл, что немного превышает резонансное значение  $H^* = 0.568$  Тл. Наблюдаемые для этого магнитного поля зависимости коэффициента пропускания  $\Gamma^2$  от величины входного сигнала  $P_{in}$  (Рис. 3.11в) наглядно демонстрируют, что система обладает свойствами насыщающегося поглотителя. Результаты численного

моделирования (кривая 2) соответствующих экспериментальных зависимостей (кривая 1) демонстрируют, что имеет место хорошее качественное, а в некоторых случаях и количественное совпадение. При проведении моделирования параметры волновода (радиус, амплитуда и период гофрировки) подбирались таким образом, чтобы при нулевом продольном волновом числе имело место совпадение частоты и групповой скорости рабочей волны гофрированного волновода с соответствующими значениями, которые были в эксперименте.

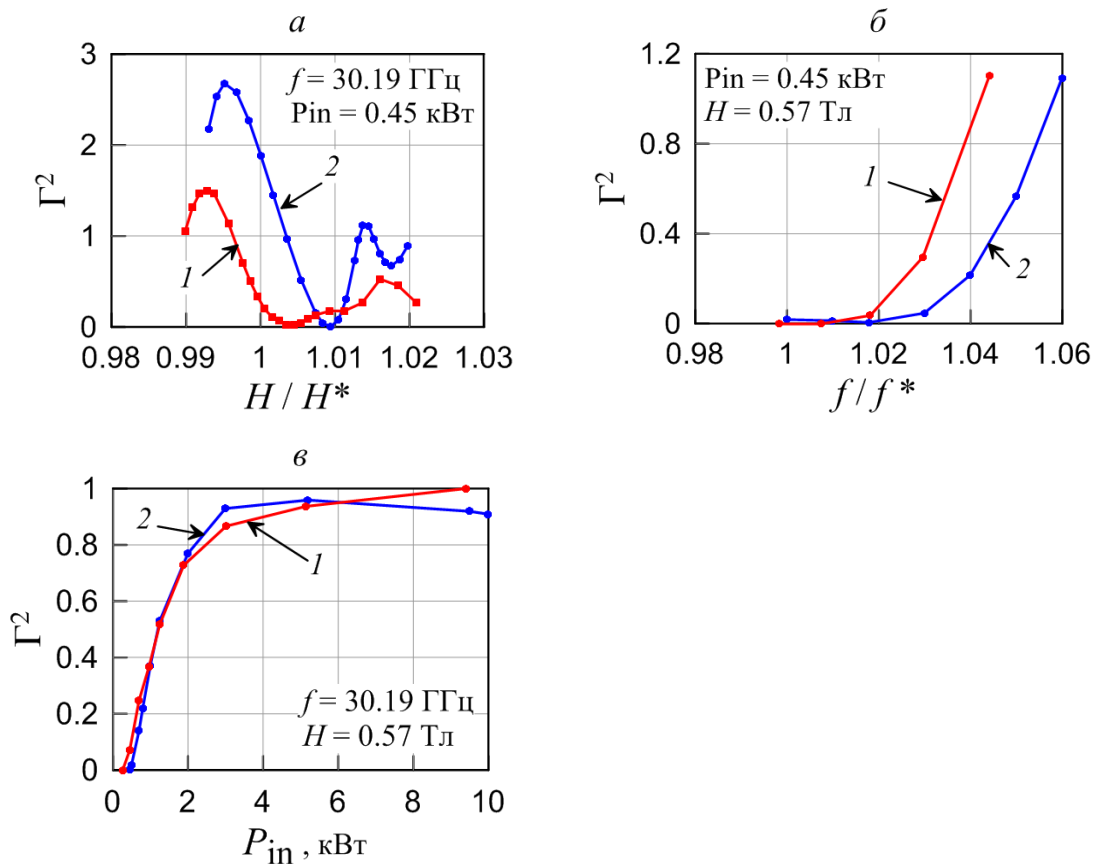


Рис. 3.11. Результаты экспериментов по исследованию гиро-ЛБВ со спирально-гофрированным волноводом на второй гармонике циклотронной частоты в режимах нелинейного поглощения (кривая 1) и соответствующие им результаты численного моделирования (кривая 2). Зависимость коэффициента передачи по мощности  $\Gamma^2$ : (а) от магнитного поля, (б) от частоты входного сигнала и (в) от  $P_{in}$  мощности входного сигнала. В эксперименте значение тока пучка  $I_b = 0.2$  А, питч-фактора частиц  $g = 1$  и ведущего магнитного поля  $H = 0.57$  Тл, соответствуют максимальному поглощению.  $f^* = \omega^*/2\pi = 29.66$  ГГц – частота, при которой продольное волновое число собственной волны винтового волновода обращается в ноль;  $f$  – частота входного СВЧ.



**Синтез параметров поглотителя.** Можно указать способ выбора параметров абсорбера на основе giro-ЛБВ с винтовым волноводом (длину пространства взаимодействия, параметры пучка, магнитное поле, и геометрические характеристики волновода), при которых поглотитель будет просветляться для заданного уровня мощности поля, обеспечивая при этом заданный уровень подавления слабого сигнала.

Во-первых, параметры винтового волновода должны быть таковы, чтобы рабочая волна имела максимально широкий линейный участок на дисперсионной характеристике в окрестности частоты, отвечающей центру спектра сигнала. В **приложении** описан способ синтеза параметров такого волновода для заданной частоты  $f^*$  и групповой скорости рабочей волны, которые заданные при нулевом продольном волновом числе.

Выбор параметров пучка может быть осуществлён следующим образом. Сначала необходимо задать значение питч-фактора частиц и ускоряющего напряжения, так чтобы выполнялось условие группового синхронизма (2.4). Далее (\*) подаём на вход ЛБВ монохроматический сигнал малой мощности на рабочей частоте  $f^*$ . Решая систему уравнений (3.43), подбираем значение ведущего магнитного поля (расстройка циклотронного резонанса) таким образом, чтобы в каком-то месте пространства взаимодействия происходило подавление входного сигнала. Затем обрываем длину системы в этом месте. За счёт наличия краевых эффектов для выбранной длины может и не быть абсолютного подавления малого входящего сигнала. Тогда необходимо немного подстроить длину и значение магнитного поля, чтобы добиться полного подавления. После этого строится зависимость коэффициент передачи от величины входного сигнала. Если просветление наступает слишком рано или поздно по величине мощности входного сигнала, то увеличиваем или уменьшаем ток пучка и повторяем процедуру с момента (\*), поскольку за пороговое значение мощности сигнала после которой абсорбер просветляется, отвечает величина тока пучка.

### 3.4.5 Использование сценария включения секции поглощения для запуска генерации УКИ импульсов в жестком режиме самовозбуждения

Представленная схема генератора с параметрами (см. Табл. 3.1) обладает жёстким режимом включения, то есть для запуска генерации требуется достаточно большой начальный импульс. В отсутствие источников внешних импульсов запуск генерации УКИ может быть реализован за счёт выбора сценария включения секции усиления и секции поглощения. Сначала происходит включение секция усиления, в результате из малых шумов развивается хаотическая генерация (Рис. 3.12б). Далее включается секция нелинейного поглощения и хаотический режим трансформируется в режим периодического следования импульсов (Рис. 3.12в).

При параметрах усилителя и нелинейного поглотителя приведенных в Табл. 3.1 генерируемые импульсы имеют пиковую мощность на уровне 400 кВт, длительность по полувысоте мощности 200 пс, частота следования импульсов 1 ГГц.

Определим средний по периоду следования импульсов полный КПД генератора, как усреднённое отношение мощности излучения, выводимого в полезную нагрузку, к суммарной мощности пучков обеих секций. Усреднение выполнено по периоду следования импульсов  $T_p$ .

$$\eta_{tot} = \frac{1}{T_p} \int_t^{t+T_p} \frac{P(t')}{I_1 U_1 + I_2 U_2} dt' \quad (3.50)$$

В данном случае  $\eta_{tot} \approx 8\%$ . Вычисление автокорреляционной функции (1.14) показывает, что генерируемые импульсы обладают достаточно высокой степенью фазовой корреляции (Рис. 3.12г).

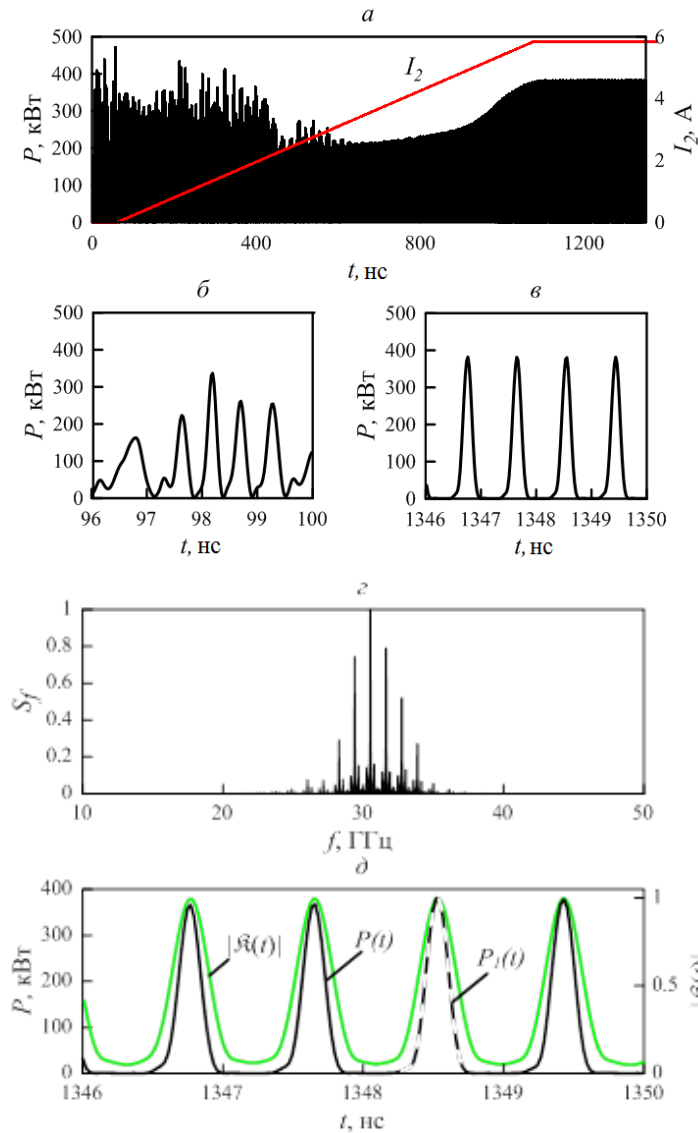


Рис. 3.12. Генерация УКИ на основе цепочки двух винтовых giro-ЛБВ. Выход на режим возбуждения УКИ импульсов за счет задержки времени включения секции поглощения относительно секции усиления. (а) зависимость амплитуды генерируемого сигнала и тока пучка в поглотителе от времени, (б) сигнал в увеличенном временном масштабе на стадии развития хаотической автомодуляции, (в) сигнал в увеличенном временном масштабе на стадии генерации периодической последовательности импульсов после включения поглотителя. (г) спектр генерируемого сигнала, (д) - модуль взаимной корреляционной функции  $\mathcal{R}(t)$ , генерируемый сигнал  $P(t)$  и тестовый импульс  $P_1(t)$ , с которым производится сравнение при вычислении корреляционной функции.

### 3.5 Цепочка: винтовая giro-ЛБВ на второй гармонике – насыщающийся поглотитель на основе циклотронно-резонансного взаимодействия с прямолинейным электронным пучком на первой гармонике

В данном разделе исследуется вариант генератора УКИ с пассивной синхронизацией мод, в котором в качестве усилителя используется широкополосная винтовая giro-ЛБВ [76-85], а нелинейный поглотитель основан на циклотронном взаимодействии излучения с замагниченным, первоначально прямолинейным, электронным пучком (простейшая модель такого поглотителя была рассмотрена в **разделе 2.1**). Используемые в данном разделе модели усилителя и поглотителя учитывают конечность рабочей частотной полосы, а также дисперсионное распыление излучения в пространстве взаимодействия. Кроме того, в поглотителе принято во внимание изменение профиля резонатора (смотри Рис. 3.13). Расположение ответвителя соответствует Рис. 1.16.

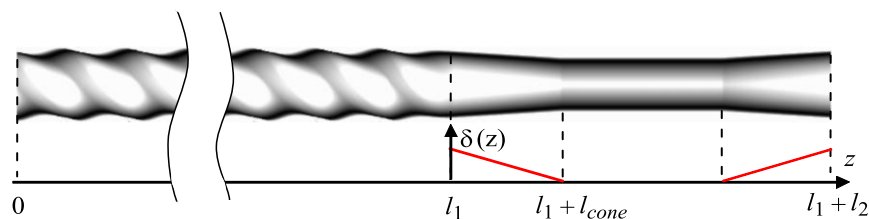


Рис. 3.13. Схема сочленения усилителя и поглотителя. Здесь же график функции  $\delta(z)$ , описывающей изменение профиля резонатора поглотителя.

#### 3.5.1 Модель и основные уравнения

В исследуемой схеме генератора УКИ в качестве активного элемента используется тот же тип усилителей - винтовая giro-ЛБВ, что и в **разделе 3.4**, где приводится описание соответствующей модели. При описании распространения импульсов в циклотронном поглотителе будем использовать более полную (по сравнению с **разделами 2.1** и **3.2**) модель, учитывающую, прежде всего, дисперсию импульсов в цилиндрическом волноводе.

При слаборелятивистских скоростях электронов режим касания и, соответственно, режим группового синхронизма, достигается при частотах достаточно близко лежащих к критической частоте рабочей моды. В этой связи распространение импульсов в циклотронном

поглотителе можно описывать уравнениями параболического типа. Представляя рабочую волну в виде:

$$\vec{E}_F = \text{Re} \left[ F(z, t) \vec{E}_\perp^F(\vec{r}_\perp) e^{i(\omega_F t - m_F \varphi)} \right], \quad (3.51)$$

где  $\vec{E}_\perp^F(\vec{r}_\perp)$  описывает радиальную структуру волны,  $m_F$  азимутальный индекс моды,  $F(z, t)$  - медленно меняющаяся амплитуда поля. Электронно-волновое взаимодействие на первой гармонике с первоначально прямолинейным пучком описывается уравнениями [88,89]:

$$i \frac{\partial^2 \hat{F}}{\partial z^2} + \frac{2\kappa_F}{c} \left( i\delta(z) + \frac{\partial \hat{F}}{\partial t} \right) = 4 \frac{eI_{b2}}{m_e c^3} \frac{J_{m_F-1}(\kappa_F r_{b2})}{\sqrt{N_F}} \frac{\kappa_F^2}{\beta_{||0,2} \gamma_{0,2}} p_{2+}, \quad (3.52)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0,2}} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_{2+} + i \frac{\kappa_F}{2\beta_{||0,2}} p_{2+} \left( \Delta_2 + \frac{|p_{2+}|^2}{\gamma_{0,2}^2} \right) = - \frac{\kappa_F J_{m-1}(\kappa_F r_{b2})}{2\beta_{||0,2} \sqrt{N_F}} \hat{F}$$

где  $\hat{F} = eF\sqrt{N_F}/m_e c \omega_F$  - нормированная амплитуда поля,  $p_{2+} = \frac{(p_{2x} + ip_{2y})}{m_e c} e^{-i\omega_F t + i(m_F-1)\varphi}$  - нормированный поперечный импульс электронов,  $\Delta_2 = 2(1 - \omega_{H2}/\omega_F)$  - расстройка циклотронного резонанса,  $\omega_F = c\kappa_F$  - критическая частота рабочей волны в абсорбере,  $\kappa_F R_2 = \nu_F$ ,  $\delta(z) = \omega_F (1 - R_2/R_2(z))$  - функция, описывающая изменение профиля резонатора поглотителя (см. Рис. 3.13),  $R_2(z)$  - текущий радиус волновода,  $R_2$  - радиус волновода поглотителя в самой узкой его части.

Для прямолинейного электронного пучка, используемого в поглотителе, граничное условие имеет вид:

$$p_{2+}|_{z=l_1} = 0. \quad (3.53)$$

Соответственно отсутствует усреднение по начальным фазам циклотронного вращения в правой части уравнения возбуждения (3.52).

С учётом прихода излучения с выхода усилителя на вход поглотителя, граничные условия для рабочей квазикритической волны в поглотителе таковы [88-90]:

$$\left( \hat{F}(z, t') - \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_F}} \int_0^t \frac{e^{-i\delta(z)(t-t')}}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial \hat{F}(z, t')}{\partial z} dt' \right) \Big|_{z=l_1} = 2\chi \hat{B}(l_1, t) e^{i(\omega_A - \omega_F)t},$$

$$\left( \hat{F}(z, t') + \frac{c}{\sqrt{2\pi i \omega_F}} \int_0^t \frac{e^{-i\delta(z)(t-t')}}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial \hat{F}(z, t')}{\partial z} dt' \right) \Big|_{z=l_1+l_2} = 0$$
(3.54)

Чтобы замкнуть цепь обратной связи, запишем граничное условие, связывающее амплитуду бегущей волны на входе в усилитель  $\hat{B}(0, t)$  с амплитудой рабочей волны на выходе из поглотителя (Рис. 1.1б):

$$\hat{B}(0, t) e^{i\omega_A t} = K \chi^{-1} \hat{F}(l_1 + l_2, t - t_d) e^{i\omega_F(t-t_d)},$$
(3.55)

где  $\chi = \sqrt{\beta_{gr1}/\beta_{gr2}}$  - коэффициент, вытекающий из непрерывности потока мощности при передаче излучения из одной секции в другую.

В отсутствие электронного пучка ( $I_{b2} = 0$ ), представляя амплитуду рабочей волны в поглотителе в виде  $\hat{F} \sim \exp(i\Xi t - ihz)$ , где  $\Xi = \omega - \omega_F$  - сдвиг частоты относительно критической частоты моды F, получаем для неё дисперсионное соотношение:

$$\Xi + \delta(z) = \frac{c}{2\kappa_A} h^2.$$
(3.56)

Дисперсионная характеристика электронного потока в поглотителе имеет вид

$$\Xi = hV_{||2} + \omega_{H2} - \omega_F.$$
(3.57)

Излучение в полезную нагрузку даётся выражением

$$P = \frac{P^*}{8} \beta_{gr,2} |\hat{F}|^2 (1 - K^2),$$
(3.58)

где  $V_{gr2} = c\beta_{gr2} = \left( dh_2/d\omega_2|_{\omega=\omega_g} \right)^{-1} = c\sqrt{2(\omega_g - \omega_F + \delta(z=l_1))/\omega_F}$  - групповая скорость рабочей волны в абсорбер в сечениях  $z = l_1$  и  $z = l_1 + l_2$ ,

$\omega_g = \omega_A + \left( \beta_{gr1}(\bar{h} - h_0) - \sqrt{\beta_{gr1}^2(\bar{h} - h_0)^2 + 4\sigma^2\kappa_A^2} \right) / 2$  - фактическая частота центра спектра генерируемого сигнала в режиме установившейся генерации импульсов, равная частоте рабочей нормальной волны винтового волновода при нулевом продольном волновом числе.

КПД усилителя даётся формулами (3.44). Характеризовать эффективность поглощения излучения пучком во второй секции будем величиной («анти КПД»)

$$\eta_2 = - \left. \left| \frac{p_2}{\gamma_{0,2}} \right|^2 \right|_{z=l_1+l_2}. \quad (3.59)$$

### 3.5.2 Параметры моделирования

Как уже отмечалось, параметры электронного пучка в усилительной секции выбирались близкими к параметрам экспериментально реализованной винтовой giro-ЛБВ [79]. Но как и в **разделе 3.4** в отличие от режима касания ( $V_{gr1} = V_{||}$ ), использовавшегося в упомянутой ЛБВ, в данном случае характеристики волновода выбирались таким образом, чтобы групповая скорость рабочей волны отличалась от поступательной скорости частиц  $V_{gr1} \neq V_{||}$ . В поглотителе напротив оптимален режим группового синхронизма, т.е равенство групповой и поступательной скорости частиц  $V_{gr2} = V_{||2}$ , на рабочей частоте  $f^* = 31.9$  ГГц. Дисперсионные характеристики обеих секций изображены на Рис. 3.14.

Как и в **разделе 3.4** предполагаем, что в винтовой giro-ЛБВ используется рабочая связка квазикритической моды  $TE_{2,1}$  и бегущей моды  $TE_{1,1}$  круглого волновода с трёхзаходной винтовой гофрировкой ( $\bar{m} = 3$ ). В поглотителе в качестве рабочей моды используется фундаментальная мода  $TE_{1,1}$  круглого волновода. Цепь обратной связи обеспечивает задержку длительностью 3.4 нс. Коэффициент передачи ответвителя  $K = 0.3$ . Длина выходного и входного конуса резонатора абсорбера составляет  $l_{cone} = 2$  см. При моделировании предполагалось, что электроны пучка в поглотителе взаимодействуют с полем волны только в регулярной его части. Прочие параметры генератора УКИ приведены в Табл. 3.3.

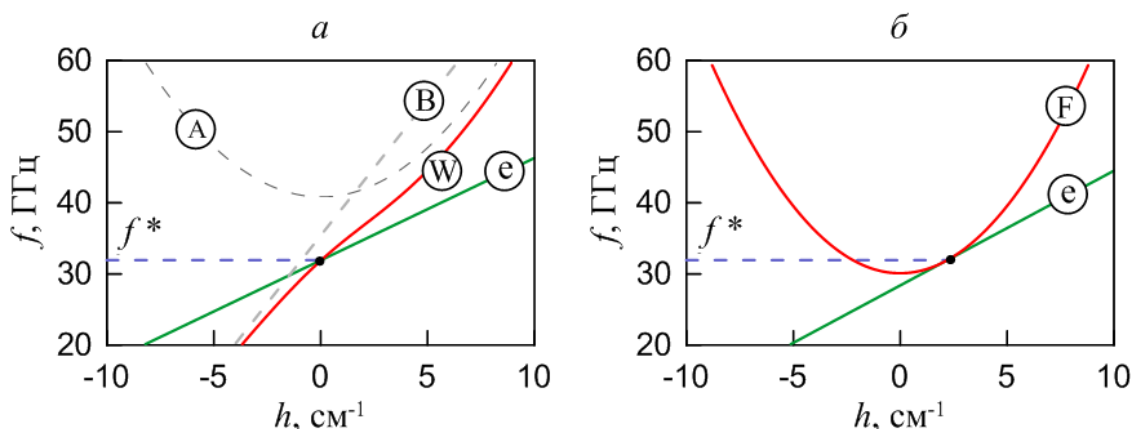


Рис. 3.14. Дисперсионные диаграммы усилительной секции на основе винтовой giro-ЛБВ (а) (парциальные волны (А,В), нормальная волна (W) винтового волновода и электронный поток (е)) и секции поглощения на основе циклотронного взаимодействия излучения с прямолинейным электронным пучком в регулярном цилиндрическом волноводе (б) (рабочая мода круглого волновода (F) и электронный поток (е)). Рабочая частота  $f^* = 31.9$  ГГц.

Табл. 3.3. Параметры генератора УКИ на основе цепочки винтовой giro-ЛБВ и циклотронного поглотителя. Центральная частота 31.9 ГГц

	Усилительная секция	Секция поглощения
Средний радиус волновода	0.36 см	0.3 см
Амплитуда гофрировки	0.07 см	-
Период гофрировки	1.2 см	-
Длина пространства взаимодействия	18.3 см	3 см
Ведущее магнитное поле	0.64 Тл	1.07 Тл
Рабочая гармоника гирочастоты	2	1
Ускоряющее напряжение	68 кВ	32 кВ
Ток пучка	10 А	3.8 А
Радиус инжекции пучка	0 см	
Питч-фактор частиц	1.2	0



### 3.5.3 Моделирование процесса генерации УКИ импульсов

Начнём с анализа характеристик циклотронного поглотителя на основе моделирования системы уравнений (3.52). На Рис. 3.15а показаны результаты для монохроматического сигнала с частотой  $f$  и входной мощностью  $P_{in}$ . Приведена зависимость коэффициента прохождения по мощности  $\Gamma^2$  от значения ведущего магнитного поля  $H$  (т.е. от расстройки циклотронного резонанса) при различных уровнях  $P_{in}$ . Видно, что существует оптимальное значение ведущего магнитного поля, несколько меньшее величины  $H^* = 1.08$  Тл, отвечающей точному резонансу на рабочей частоте  $f^* = 31.9$  ГГц, при котором относительно слабый сигнал ( $P_{in} = 1$  кВт на Рис. 3.10а) полностью поглощается в процессе взаимодействия, а сигнал большой мощности ( $P_{in} = 500$  кВт) проходит через поглотитель практически без ослабления. Таким образом, система проявляет свойства насыщающегося поглотителя. Этот факт подтверждается также Рис. 3.15в, где для оптимального значения поля  $H = 1.07$  Тл представлена зависимость коэффициента прохождения  $\Gamma^2$  от мощности падающего сигнала  $P_{in}$ .

С точки зрения генерации ультракоротких импульсов на основе метода пассивной синхронизации мод важной характеристикой насыщающегося поглотителя является его рабочая полоса частот. На Рис. 3.15б показана зависимость коэффициента передачи  $\Gamma^2$  от частоты падающего сигнала при нескольких значениях входной мощности. Видно, что для оптимального значения ведущего магнитного поля характеристики поглощения сохраняются в относительной полосе частот 5-7%.

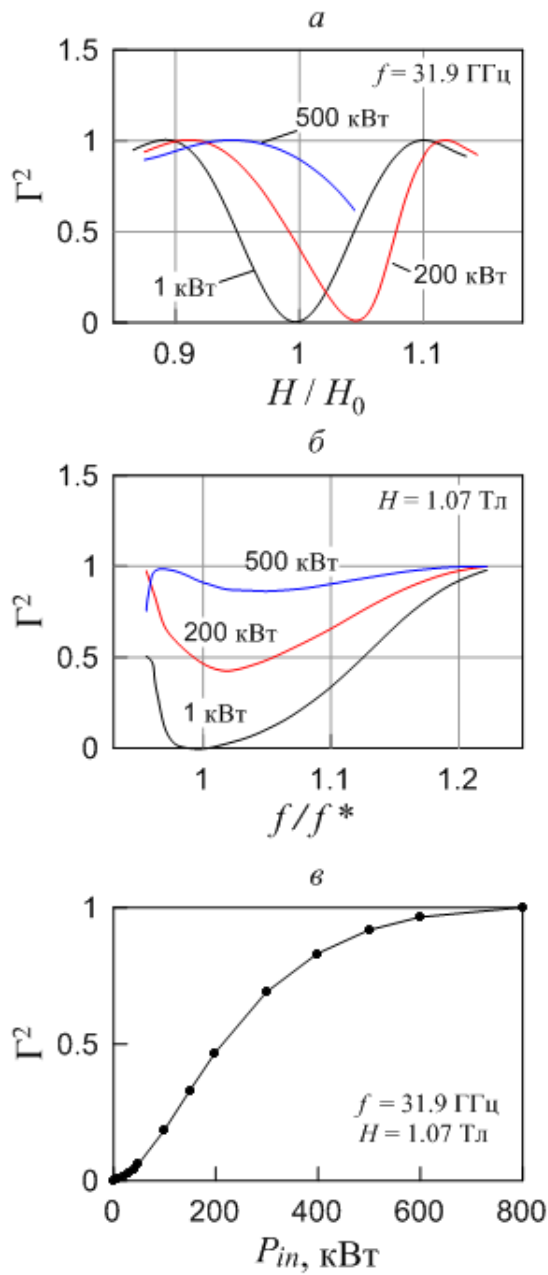


Рис. 3.15. Нелинейный поглотитель на основе циклотронного поглощения излучения прямолинейным замагниченным электронным потоком. Зависимость коэффициента передачи по мощности  $\Gamma^2$ : (а) - от величины ведущего магнитного поля, (б) - от частоты внешнего сигнала при нескольких значениях входной мощности и (в) - от мощности входного сигнала.  $H^* = 1.08$  Тл - значение магнитного поля, соответствующее точному касанию дисперсионных характеристик рабочей моды круглого волновода и электронного потока на частоте  $f^* = 31.9$  ГГц.

Моделирование полной системы демонстрирует, что при установке циклотронного поглотителя в цепь обратной связи винтовой гиро-ЛБВ может быть реализована генерация периодической последовательности ультракоротких импульсов. При этом в варианте, представленном на Рис. 3.16, реализуется мягкий режим возбуждения - генерация развивается из шумов системы и не требует внешнего инициирующего импульса. Согласно результатам моделирования, после момента включения генератора имеет место переходный процесс длительностью около 0.5 мкс, по завершению которого устанавливается генерация импульсов с пиковой мощностью  $\sim 400$  кВт (Рис. 3.16г) (это соответствует коэффициенту конверсии  $\sim 0.6$ ), длительностью по полувысоте 200 пс и частотой повторения 1 ГГц. Средний полный КПД (3.50) составляет около 10%. Вычисление автокорреляционной функции (1.14) демонстрирует, что генерируемые импульсы имеют высокую степень фазовой корреляции (Рис. 3.16б).

Рис. 3.17а иллюстрирует изменение формы импульсов при изменении энергии и поступательной скорости электронов в абсорбере. Видно, что режим касания, реализующийся при  $V_{gr1} = V_{||}$  и  $H_2 = 1.07$  Тл, обеспечивает формирование импульсов максимальной амплитуды, отклонение от этого режима ведет к уменьшению амплитуды импульсов и к полному срыву режима генерации УКИ. Вместе с тем процесс генерации обладает определенной толерантностью к отклонению параметров от режима касания, что важно при экспериментальной реализации исследуемого режима. Аналогичные зависимости показаны на Рис. 3.17б при изменении величины ведущего магнитного поля в циклотронном поглотителе, в котором также оптимальна настройка магнитного поля на режим касания.

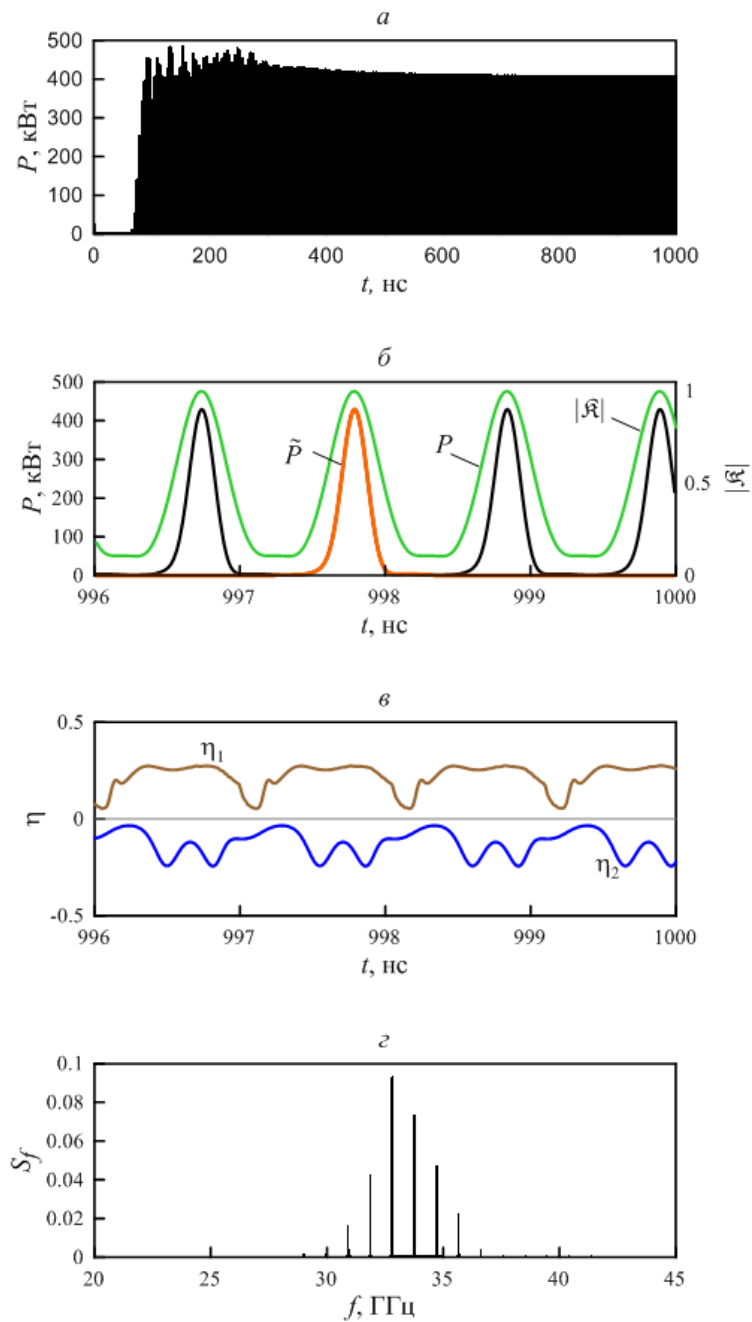


Рис. 3.16. Генерация УКИ, реализующаяся при установке циклотронного поглотителя в цепь обратной связи винтовой гиро-ЛБВ. (а) - зависимость амплитуды генерируемого сигнала в процессе установления. (б) - генерируемый сигнал и модуль автокорреляционной функции в развёрнутом по времени масштабе ( $\tilde{P}$  - тестовый импульс, с которым производится сравнение при вычислении автокорреляционной функции). (в) - КПД взаимодействия электронов в усилителе  $\eta_1$  и «антиКПД» в абсорбере  $\eta_2$ . (г) - спектр излучения установившегося импульсно-периодического сигнала.

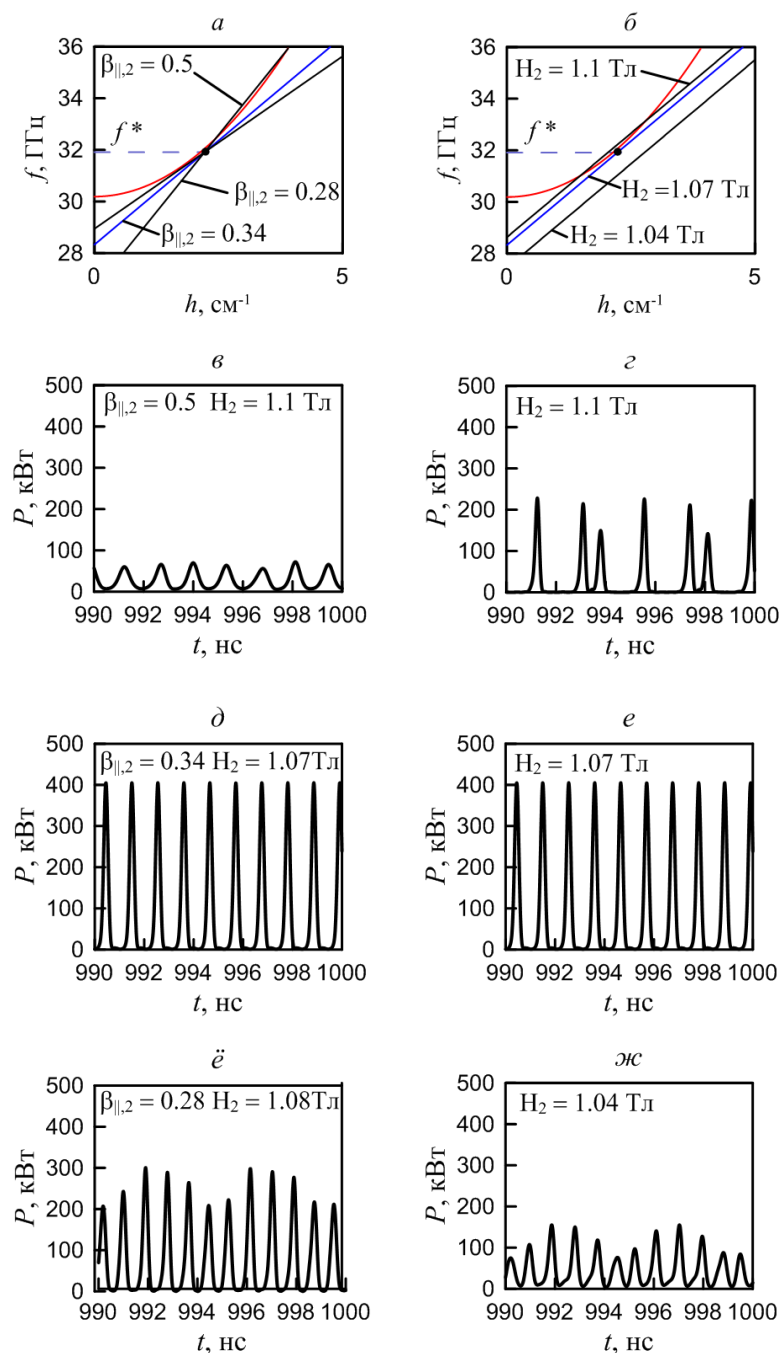


Рис. 3.17. Изменение формы импульсов при отклонении параметров поглотителя от значений, обеспечивающих режим касания на дисперсионной диаграмме. Результаты моделирования, полученные при (левая колонка) различных углах наклона дисперсионной характеристики электронного пучка относительно «рабочей точки» ( $h = 2.1 \text{ см}^{-1}$ ,  $f^* = 31.9 \text{ ГГц}$ ) и (правая колонка) при отходе от режима касания на дисперсионной характеристике рабочей волны и электронного потока за счёт изменения ведущего магнитного поля, (а) и (б) - соответствующие дисперсионные диаграммы. Значения соответствующих физических параметров приведены на рисунках (в) - (ж).

В данной главе рассмотрены различные модели генераторов УКИ с усиливающими и поглощающими электронными пучками, которые демонстрируют возможность реализации генераторов УКИ в различных сочетаниях усиливающих и поглощающих секций, запитываемых независимыми электронными пучками. Проведенный анализ демонстрирует возможность реализации указанного класса импульсных генераторов с различным уровнем пиковой мощности в различных частотных диапазонах. В **разделе 3.2** продемонстрировано, что пиковая интенсивность излучения может превосходить мощность усиливающего электронного потока. При использовании релятивистских ЛБВ с сильноточными электронными пучками, это означает возможность генерации импульсов с мультигигаваттным уровнем пиковой мощности.

Упрощенная клистронная модель генератора УКИ (**раздел 3.3**) позволяет записать аналитически электронную восприимчивость, вносимую пучками в резонатор, в том числе в нелинейных режимах. В рамках такой модели уравнение для поля аналогично по форме хорошо известному уравнению, описывающему диссипативные солитоны в лазерной физике.

Проведен анализ генераторов УКИ на основе цепочки двух винтовых гиро-ЛБВ, одна из которых работает как усилитель, другая - как нелинейный поглотитель (**раздел 3.4**), и связи винтовой гиро-ЛБВ и циклотронного абсорбера (**раздел 3.5**). Используемые модели усиливающих и поглощающих элементов учитывают конечность рабочей частотной полосы и дисперсионное расплывание излучения в пространстве взаимодействия. Предложен сценарий запуска генерации, не требующий внешнего источника инициирующего импульса, в случае когда генератор УКИ обладает жёстким режимом самовозбуждения. На основании указанных моделей в ИПФ РАН создается стенд для экспериментального исследования указанного класса импульсных генераторов.

**ПРИЛОЖЕНИЕ. Оптимизация параметров винтового волновода при использовании его в секции поглощения.**

Одно из основных требований к насыщающемуся поглотителю - это максимально возможная ширина рабочей полосы, которая должна соответствовать ширине спектра генерируемых импульсов (Рис. П.1). При использовании в качестве поглотителя винтовой гиро-ЛБВ частотная полоса определяется шириной линейного участка  $\Delta f$  на дисперсионной характеристике нормальной волны W винтового волновода. На основе анализа дисперсионного соотношения (3.45) для заданных значений рабочей частоты  $f^*$  и групповой скорости нормальной волны  $\beta_{gr}^*$  при нулевом продольном волновом числе  $h=0$  представляется возможным указать метод оптимизации геометрических параметров волновода (среднего радиуса  $R$ , амплитуду  $\tilde{r}$  и период винтовой гофрировки  $d$ ), которые обеспечивают максимально широкий линейный участок дисперсионной характеристики  $\Delta f$ .

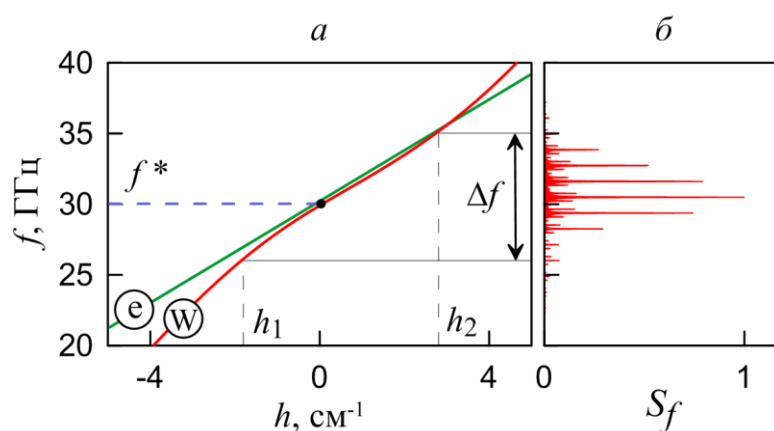


Рис. П.1. (а) Дисперсионная диаграмма для нормальной волны (W) и электронного потока (e) в поглотителе. (б) спектр излучения.  $f^* = 30$  ГГц - рабочая частота.  $\Delta f$  - характерная ширина линейного участка дисперсионной характеристики нормальной волны, соответствующая спектру генерируемого сигнала.  $h_2$  и  $h_1$  - соответствуют верхней и нижней границе спектра излучения, соответственно.

Опишем алгоритм синтеза параметров. Раскрыв скобки, перепишем соотношение (3.45) в следующем виде

$$\Delta k^2 - B \cdot \Delta k + C = 0 \tag{П.1}$$

где

$$\Delta k = \frac{\Omega}{c} = \frac{\omega - \omega_A}{c} = k - \kappa_A, \quad B = \beta_{gr}^{pr} (\bar{h} - h_0 + h) + \frac{h^2}{2\kappa_A}, \quad C = \beta_{gr}^{pr} (\bar{h} - h_0 + h) \times \frac{h^2}{2\kappa_A} - \sigma^2 \kappa_A^2,$$

$$\sigma = \frac{\tilde{r}}{2R} \frac{v_B^2 - m_A m_B}{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}}, \quad v_{A,B} = \kappa_{A,B} R, \quad \beta_{gr}^{pr} = \frac{h_0}{\kappa_A} = \frac{\sqrt{\kappa_A^2 - \kappa_B^2}}{\kappa_A} = \sqrt{1 - \frac{v_B^2}{v_A^2}} \quad - \text{ групповая}$$

скорость бегущей парциальной волны.

Рабочей синхронной с пучком волне отвечает решение квадратного уравнения (П.1) со знаком минус перед корнем

$$k = \frac{\omega}{c} = \kappa_A + \frac{B - \sqrt{B^2 - 4C}}{2}, \quad (\text{П.2})$$

которое фактически задает зависимость  $\omega = \omega(h)$  в явном виде.

Дифференцируя (П.2), находим групповую скорость нормальной волны

$$\beta_{gr} = \frac{1}{2} \left( \frac{dB}{dh} - \frac{B \frac{dB}{dh} - 2 \frac{dC}{dh}}{\sqrt{B^2 - 4C}} \right). \quad (\text{П.3})$$

Подставив в (П.2) и (П.3) заданные значения  $k^* = k|_{h=0} = 2\pi f^*/c$  и  $\beta_{gr}^* = dk/dh|_{h=0}$ , получаем два условия на тройку параметров  $(R, d, \tilde{r})$

$$k^* = \kappa_A + \frac{B_0 - \sqrt{B_0^2 - 4C_0}}{2} \quad (\text{П.4a})$$

$$\beta_{gr}^* = \frac{1}{2} \left( \frac{dB}{dh} \Big|_0 - \frac{B_0 \frac{dB}{dh} \Big|_0 - 2 \frac{dC}{dh} \Big|_0}{\sqrt{B_0^2 - 4C_0}} \right) \quad (\text{П.4б})$$

где

$$\begin{aligned} B_0 = B|_{h=0} &= \beta_{gr}^{pr} (\bar{h} - h_0), & C_0 = C|_{h=0} &= -\sigma^2 \kappa_A^2, \\ \frac{dB}{dh} \Big|_0 &= \frac{dB}{dh} \Big|_{h=0} = \beta_{gr}^{pr}, & \frac{dC}{dh} \Big|_0 &= \frac{dC}{dh} \Big|_{h=0} = 0. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

Из условий (П.4) удаётся выразить  $d = d(R)$  и  $\tilde{r} = \tilde{r}(R)$ . Таким образом, при заданным значениях  $f^*$  и  $\beta_{gr}^*$  получаем набор геометрических параметров волновода  $(R, d(R), \tilde{r}(R))$ , определяемый единственным параметром – радиусом волновода  $R$ .



Из (П.4) исключаем  $\tilde{r}$ , для этого из (П.4а) выражаем радикал

$$\sqrt{B_0^2 - 4C_0} = B_0 - 2(k^* - \kappa_A) \quad (\text{П.6})$$

и подставляем его в (П.4б). В результате из (П.5) получаем выражение, связывающее средний радиус волновода  $R$  и период гофрировки  $d$

$$\beta_{gr}^* = -\frac{k^* - \kappa_A}{\beta_{gr}^{pr}(\bar{h} - h_0) - 2(k^* - \kappa_A)} \beta_{gr}^{pr},$$

из которого, принимая во внимание, что  $\bar{h} = 2\pi / d$ , находим  $d = d(R)$

$$d = \frac{2\pi}{h_0 + (k^* - \kappa_A) \left( \frac{2}{\beta_{gr}^{pr}} - \frac{1}{\beta_{gr}^*} \right)}. \quad (\text{П.7})$$

Тогда с учётом (П.7) коэффициент  $B_0$  равен

$$B_0 = \beta_{gr}^{pr} (k^* - \kappa_A) \left( \frac{2}{\beta_{gr}^{pr}} - \frac{1}{\beta_{gr}^*} \right). \quad (\text{П.8})$$

Для определения амплитуды гофра  $\tilde{r}$  из соотношения (П.6) выражаем  $C_0$

$$C_0 = (k^* - \kappa_A)(B_0 - (k^* - \kappa_A)).$$

где согласно (П.5)

$$\sigma \kappa_A = \sqrt{(k^* - \kappa_A)(k^* - \kappa_A - B_0)}.$$

Тогда учитывая выражение (П.8) для  $B_0$  для амплитуды гофра имеем

$$\tilde{r} = 2R \frac{(\kappa_A - k^*)}{\kappa_A} \sqrt{\frac{\beta_{gr}^{pr}}{\beta_{gr}^*} - 1} \frac{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}}{(v_B^2 - m_A m_B)}. \quad (\text{П.9})$$

Таким образом, существует набор геометрических параметров волновода  $(R, d(R), \tilde{r}(R))$ , определяемый одним параметром  $R$ , удовлетворяющий заданным значениям  $f^*$  и  $\beta_{gr}^*$ . Выбор величины  $R$  определяется из условия достижения максимальной ширины линейного участка. Это значение устанавливается путем минимизации функции

$$Y(R) = \int_{h_1}^{h_2} \left| \frac{d^2 k(h, R)}{dh^2} \right| dh. \quad (\text{П.10})$$

Здесь  $k = \omega(h)/c = k(h, R)$  - это результат подстановки (П.7) и (П.9) в выражение (П.2).  $h_1$  и  $h_2$  таковы, что  $\omega(h_1) = \omega_1$  и  $\omega(h_2) = \omega_2$ , где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  - это нижняя и верхняя граница спектра частотного сигнала, поступающего в поглотитель. Непосредственное построение и исследование функции  $Y(R)$  можно произвести численно с помощью программы Mathcad или других аналогичных программ.

Кроме того, при выборе параметров необходимо следить, чтобы не нарушались пределы применимости модели, а именно:

$$\tilde{r} \ll \lambda, \quad \tilde{r} \ll d. \quad (\text{П.11})$$

Для заданных значений  $f^* = 30$  ГГц и  $\beta_{gr}^* = 0.38$  (этому значению равна продольная скорость электронов при энергии и питч-факторе частиц 54 кэВ и 0.53, соответственно) Рис. П.1 иллюстрирует зависимость функции  $Y(R)$ , периода  $d(R)$  и амплитуды гофрировки  $\tilde{r}(R)$  от среднего радиуса винтового волновода  $R$ , построенные по формулам (П.10), (П.7) и (П.9). Из Рис. П.2а следует, что наиболее широкая рабочая частотная полоса достигается при среднем радиусе волновода  $R = 0.35$  см. Соответствующие этому значению величины периода и амплитуды гофрировки равны  $d(R = 0.35) = 0.86$  см и  $\tilde{r}(R = 0.35) = 0.136$  см.

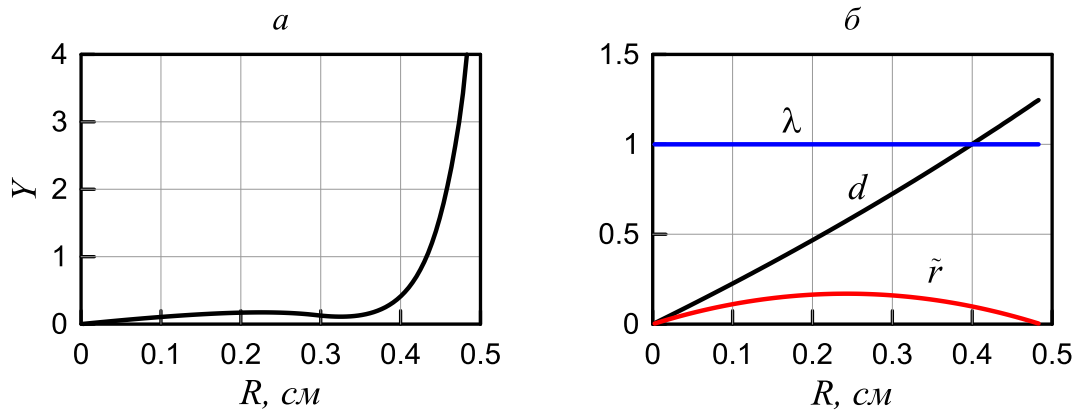


Рис. П.2. Синтез геометрических параметров секции поглощения на основе винтовой гиро-ЛБВ для заданных значений рабочей частоты 30 ГГц и групповой скорости 0.38с нормальной волны, заданных при нулевом продольном волновом числе. (а) зависимость функции  $Y(R)$  при  $h_1 = -1.8$  см<sup>-1</sup> и  $h_2 = 2.8$  см<sup>-1</sup>. (б) зависимость периода  $d$  и амплитуды гофрировки  $\tilde{r}$  от величины среднего радиуса волновода  $R$ , синяя прямая - длины волны  $\lambda$ .

## СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

$e$  - заряд электрона.

$m_e$  - масса электрона.

$c$  - скорость света.

$I_A = m_e c^3 / e$  - альфеновский ток, примерно равен 17.04 кА.

$P^* = m_e^2 c^5 / e^2$  - характерное сочетание мировых констант, возникающее при записи выражения, связывающего мощность излучения и нормированную амплитуду поля. Имеет размерность мощности, примерно равно 8.7 ГВт.

$\omega_H = eH / m_e c \gamma_0$  - невозмущённая гирочастота.

$V_{\parallel 0} = c\beta_{\parallel 0}$  - начальная продольная скорость электронов.

$V_{\perp 0} = c\beta_{\perp 0}$  - начальная поперечная скорость электронов.

$V_{gr} = c\beta_{gr}$  - групповая скорость волны.

$V_{ph} = c\beta_{ph} = \omega / h$  - фазовая скорость волны.

$N$  - норма рабочей моды.

$I_b$  - ток электронного пучка.

$K$  - коэффициент, характеризующий работу ответвителя.

$\Gamma$  - коэффициент прохождения по амплитуде, равный отношению амплитуды выходящего к амплитуде входящего сигнала.

$\Gamma^2$  - коэффициент прохождения по мощности, равный отношению мощности выходящего к мощности входящего сигнала.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

### Основные результаты

1. Сформулированы оптимальные условия для генерации УКИ в схеме с электронным усилителем и насыщающимся нелинейным поглотителем в цепи обратной связи. В усилителе благоприятна ситуация, когда имеет место различие между поступательной скоростью частиц электронного потока и групповой скоростью волны. В этом случае импульс поля смещается вдоль электронного потока, что способствует более эффективному усилению импульсов. В поглотителе, напротив, оптимален режим группового синхронизма (равенство поступательной скорости частиц и групповой скорости волны). В этом случае минимизируется влияние смежных фрагментов электромагнитного импульса друг на друга через электронный поток и достигается максимальный контраст между подавлением малого шумового фона и практически полной прозрачностью для фрагментов импульсов большой амплитуды. Показано, что в таких условиях пиковая амплитуда импульсов может превосходить уровень стационарной генерации, а ряде случаев мощность запитывающего электронного потока.
2. Показана возможность реализации насыщающегося поглотителя на основе циклотронного резонансного взаимодействия излучения с первоначально прямолинейным замагниченным пучком. Насыщение поглощения обусловлено релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии частиц.
3. Показана возможность реализации насыщающегося поглотителя на основе черенковских ЛБВ и гиро-ЛБВ с гладким или многозаходным винтовым волноводом, работающих в режиме компфнеровского подавления входного сигнала.
4. Проведено моделирование и разработан макет генератора УКИ 8-ми миллиметрового диапазона на основе винтовой гиро-ЛБВ и циклотронно-резонансного насыщающегося поглотителя. Динамические модели усилителя и поглотителя учитывают реальную дисперсию электродинамических систем, конечность рабочих полос усиления и поглощения. Расчетная пиковая мощность импульсов достигает 400 кВт при длительности по полувысоте 200 пс и частоте повторения до 1 ГГц.

## ЛИТЕРАТУРА

### Список цитированной литературы

1. Haus H. A. Mode-locking of lasers // IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics. 2000. V.6. №6. P.1173-1185.
2. Херман Й. и Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов - М.: Мир, 1986.
3. Brabec T. and Krausz F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics // Rev. Mod. Phys. 2000. V.72, №2. P. 545-591.
4. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов // Квантовая электроника. 2001. Т.31. №2. С.95.
5. Яриев А. Квантовая электроника. под ред. Ханина Я.И., Москва: Советское радио, 1980. С.149.
6. Тарасов Л.В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. - М.: Радио и связь, 1981. - 440 с. с ил.
7. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1983. - 319 с.: ил.
8. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. - 208 с.
9. Smith P. W., Duguay M.A., Ippen E.P. Mode-locking of lasers // Progress in Quantum Electronics. Pergamon Press. 1975.
10. Gürs K. and Müller R. Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers // Phys. Lett. 1963. V.5. P.179-181.
11. Kuizenga D.I. and Siegman A.E. Modulator frequency detuning effects in the FM mode-locked laser // IEEE J. Quantum Electron. 1970. Т.1. P. 803–808.
12. Haus H.A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber // J. AP. Phys. 1975. V.46. P.3049-3058.
13. Brabec T., Spielmann C., Curley P.F. and Krausz F. Kerr lens mode locking // Opt. Lett. 1992. Т.17. №18. P.1292-1294.
14. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J., Ramian G.J., Schwettan H.A., Smith T.I. First operation of a free-electron laser // Phys. Rev. Lett. 1977. V.38. №16. P. 892-894.

15. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I., Yunakovsky A.D. Nonstationary generation in free electron lasers // *Opt. Commun.* 1981. V.36. №3. P. 209-212.
16. Jerby E. and Bekefi G., AM mode-locking of a free-electron laser oscillator // *IEEE J. Quantum Electron.* 1993. V.29. №11. P. 2845-2851.
17. Jerby E., Bekefi G., and Hara T. Mode-locked free-electron laser oscillator // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 1992. V.318. №1-3. P. 114-116.
18. Jerby E., Bekefi G., and Wurtele J. S., Observations of periodic intensity bursts during the start-up phase of a free-electron-laser oscillator // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V.66. P. 2068.
19. Denisov G.G., Kuzikov S.V. and Savilov A.V. Q-switching in the electron backward-wave oscillator // *Physics of Plasmas.* 2011. V.18.
20. Гришин С.В., Дмитриев Б.С., Скороходов В.Н., Шараевский Ю.П. Генерация диссипативных временных солитонов в кольцевых автоколебательных системах с клистродами-усилителями // *Письма в ЖТФ.* 2015. Т.41. №17. С.9-17.
21. Гришин С.В., Дмитриев Б.С., Скороходов В.Н., Трубецков Д.И., Шараевский Ю.П. Диссипативные спин-волновые солитоны в микроволновых генераторах на основе вакуумных элементов с насыщающимся поглощением // *Электроника и микроэлектроника СВЧ.* 2017. Т.1. С.218-222.
22. Cutler C.C. The Regenerative Pulse Generator // *Proc. IRE.* 1955. Т.43. P. 140-148.
23. Владимиров А.Г., Розанов Н.Н., Федоров С.В., Ходова Г.В. Бифуркационный анализ лазерных автосолитонов // *Квантовая электроника.* 1997. Т.24. №11. С.978-982.
24. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны // *УФН.* 2000. Т.170. №4. С.462-465.
25. Диссипативные солитоны, под ред. Ахмедиева Н., Анкевича А., Физматлит, Москва (2008).
26. Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-, Физматлит, Москва (2011).
27. Кернер Б.С., Осипов В.В. Автосолитоны. Локализованные сильнонеравновесные области в однородных диссипативных системах, Наука, Москва (1991).

28. Турицын С.К., Розанов Н.Н., Яруткина И.А., Беднякова А.Е., Федоров С.В., Штырина О.В., Федорук М.П. Диссипативные солитоны в волоконных лазерах // УФН. 2016. Т.186. №713. С. 713–742.
29. Vanin E.V., Korytin A.I., Sergeev A.M., Anderson D., Lisak M., and Vázquez L. Dissipative optical solitons // Phys. Rev. A. 1994. V.49. №4. P. 2806-2811.
30. Korytin A.I., Kryachko A.Yu., and Sergeev A.M. Dissipative solitons in the complex Ginzburg–Landau equation for femtosecond lasers // Radiophysics and Quantum Electronics. 2001. V.44. №5–6. P.428 -442.
31. Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Вилков М.Н. и Сергеев А.С. Пассивная синхронизация мод и формирование диссипативных солитонов в электронных генераторах с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи // ЖЭТФ. 2017. Т.151. №1. С.50-58.
32. Бердышев В.П., Гарин Е.Н., Фомин А.Н и др. Радиолокационные системы. Красноярск: СФУ, 2012.
33. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений М.: Радио и связь, 1989. — 192 с.: ил.
34. Ipatov V.P. Spread Spectrum and CDMA. Principles and Applications, John Willy & Sons Ltd, 2004 - 398 p.
35. Пентин Ю.А. и Вилков Л.В. Физические методы исследования в химии. М.: Мир, 2003.
36. Хилд М.А. Микроволновая диагностика плазмы. Под ред. Шпигеля И.С., Абакан: Атомиздат, 1968.
37. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалёв Н.Ф. Нусинович Г.С. и Петелин М.И. Релятивистская высокочастотная электроника. под ред. А. В. Гапонова-Грехова, - Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249-274.
38. Гинзбург Н.С. и Сергеев А.С. Динамика ЛСЭ генераторов с резонаторами произвольной добротности // Журн. техн. физ. 1991. Т.61. №6. С. 133-140.
39. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике - М.: Советское радио, 1973. - с. 400.

40. Гапонов А.В., Петелин М.И. и Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т.10. №9-10. С.1414-1453.
41. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. и Сергеев А.С. Самоиндуцированная прозрачность компрессия и остановка электромагнитных импульсов при взаимодействии с пучками невозбужденных классических осцилляторов // ЖЭТФ. 2011. Т.140. № 5. С.890.
42. Kompfner R. On the operation of the travelling wave tube at low level // J.Brit. IRE. 1950. V.10, № 8-9, P.283-289.
43. Шевчик В.Н. и Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. - М.: Советское радио, 1970.
44. Kou C.S., Chu K.R., McDermott D.B., Luhmann Jr. N.C. Effective bandwidth and the Kompfner dip for cyclotron autoresonance maser amplifiers // Phys. Rev. E. 1995. V.51. P.642-648.
45. Nusinovich G.S., Walter M.T. Use of the Kompfner dip effect in multistage gyro-TWTs of high average power // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. V.30. №3. P.922-926.
46. Oleinik M. V. and Trubetskov D.I. A small signal theory of gyro-devices using the concept of space-charge waves // IEEE Trans. Plasma Sci. 1996. T.24, №3. P.707-717.
47. Chu K.R., The electron cyclotron maser // Reviews of modern physics. 2004. V.76. №2. P.489 - 540.
48. Chu K.R., Theory of electron cyclotron maser interaction in a cavity at the harmonic frequencies // Phys. Fluids. 1978. V.21. №12. P.2354-2364.
49. Chu K.R. Overview of research on the gyrotron traveling-wave amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V.30. №31. P.903-908.
50. Chu K.R., Barnett L.R., Lau W.K., Chang L.H., Lin A.T., and Lin C.C., Nonlinear dynamics of the gyrotron traveling wave amplifier // Phys. Fluids B. 1991. V.3. №108. P.2403-2408.
51. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме М.: "Наука", 1988
52. Веденов А.А. Квазилинейная теория плазмы (теория слаботурбулентной плазмы) // Атомная энергия. 1962. Т.13. №1.
53. Бакунин О.Г. Квазилинейная теория турбулентности плазмы. Истоки, идеи и эволюция метода // УФН. 2018. Т.188. №1. С.55-87.



54. Ginzburg N.S. and Kocharovskaya E.R. Quasilinear theory of terahertz free-electron lasers based on Compton scattering of incoherent pump wave by intense relativistic electron beam // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2016. V.19. 080701.
55. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. и Сергеев А.С., Об особенностях усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарных электронных потоков // *Письма в ЖТФ*. 1999. Т.25. №20. С.8-15.
56. 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. №11. С.620-625.
57. Bonifacio R., Piovela N., McNeil B.W.J. Superradiant evolution of radiation pulses in a free-electron laser // *Phys. Rev. A*. 1991. V.44. №6. P.3441-3444.
58. Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V., Samsonov S.V. and Mishakin S.V. Mechanisms of amplification of ultrashort electromagnetic pulses in gyrotron traveling wave tube with helically corrugated waveguide // *Physics of Plasmas*. 2015. T.22. Art.no.113111.
59. Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Ростов В.В., Пегель И.В., Месяц Г.А., Яландин М.И., Гинзбург Н.С. Черенковское сверхизлучение с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного потока // *Письма в ЖЭТФ*. 2003. Т. 77, №6. С. 314-318.
60. Афанасьев К.В., Быков Н.М., Губанов В.П., Ельчанинов А.А., Климов А.И., Коровин С.Д., Ростов В.В., Степченко А.С. Импульсно-периодический источник мощного когерентного электромагнитного излучения 8-см диапазона с наносекундной длительностью импульсов // *Письма в ЖТФ*. 2006. Т. 32. №21. С. 23-28.
61. Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Пегель И.В., Ростов В.В., Яландин М.И. Генерация мощных сверхкоротких импульсов СВЧ излучения // *Изв. высших учебных заведений. Радиофизика*. 2003. Т.46. №10. С.874-882.
62. Реутова А.Г., Ульмаскулова М.Р., Шарыпова А.К., Шпака В.Г., Шунайлова С.А., Яландина М.И., Белоусов В.И., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Зотова И.В., Розенталь Р.М.,

- Сергеев А.С. Экспериментальное наблюдение эффекта сверхизлучения при вынужденном встречном рассеянии мощной микроволновой волны накачки сильноточным релятивистским электронным сгустком субнаносекундной длительности // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т.82. №5. С.295–299.
63. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Зотова И.В., Сергеев А.С., Фелпс А.Д.Р., Кросс А.В., Виггинс С.М., Хи В., Рональд К., Шпак В.Г., Яландин М.И., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р., Тараканов В.П. Генерация импульсов сверхизлучения сильноточными субнаносекундными электронными сгустками, движущимися в периодической замедляющей структуре // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. № 18. С.7-13.
64. Yalandin M.I., Shpak V.G., Shunailov S.A., Oulmaskoulov M.R., Ginzburg N.S., Zotova I.V., Novozhilova Y.V., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Cross A.W., Wiggins S.M., and Ronald K. Generation of Powerful Subnanosecond Microwave Pulses in the Range of 38–150 GHz // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. V.28. №5. P.1615 - 1619.
65. Rostov V.V., Romanchenko I.V., Pedos M.S., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ul'masculov M.R., Yalandin M.I. Superradiant Ka-band Cherenkov oscillator with 2-GW peak power // Phys. Plasmas. 2016. V.23. №093103.
66. Rostov V.V., Gunin A.V., Romanchenko I.V., Pedos M.S., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Ul'masculov M.R., Yalandin M.I. Extremely High Peak Power Obtained at 29 GHz Microwave Pulse Generation // Russian Physics Journal. 2017. V.60. №8. P.1325-1331.
67. Rostov V.V., Romanchenko I.V., Elchaninov A.A., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Ul'Masculov M.R., Yalandin M.I. Phase and frequency structure of superradiance pulses generated by relativistic Ka-band backward-wave oscillator // Phys. Plasmas. 2016. V.23. 083111.
68. 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 // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. 2006. V.74. №1. P.016501.

69. Eltchaninov A.A., Korovin S.D., Mesyats G.A., Pegel I.V., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I. Review of studies of superradiative microwave generation in X band and Ka band relativistic BWOs (review) // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V.32. №3. P.1093-1099.
70. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С., Петелин М.И. и Юлпатов В.К. Релятивистская высокочастотная электроника. под ред. А. В. Гапонова-Грехова, - Горький: ИПФ АН СССР, 1979. - С.157.
71. Nusinovich G. S. Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: Johns Hopkins University Press, 2004. P.143-146.
72. Люиселл У. Связанные параметрические колебания в электронике. Москва: ИЛ, 1963.
73. Schachter L., Nation J.A., Shiffler D.A. Theoretical studies of high-power Cerenkov amplifiers // J. Appl. Phys. 1991. V.70. №1. P.114-124.
74. Shiffler D.A., Nation J.A., Kerslick G.S. A High-Power, Traveling Wave Tube Amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V.18. №3. P. 546-552.
75. Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Fuks M.I., Kolganov N.G., Kovalev N.F., Petelin M.I., Savelyev A.V., Schamiloglu E., Soluyanov E.I., and Yastrebov V.V. An X-Band Gigawatt Amplifier // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V.30. №3. P.1041-1052.
76. Denisov G.G., Bratman V.L., Cross A.W., He W., Phelps A.D. R., Ronald K., Samsonov S.V. and Whyte C.G. Gyrotron Traveling Wave Amplifier with a Helical Interaction Waveguide // Phys. Rev. Lett. 1998. V.81. №25. P.5680-5684.
77. Bratman V.L., Cross A.W., Denisov G.G., He W., Phelps A.D.R., Ronald K., Samsonov S.V., Whyte C.G., and Young A.R. High-gain wide-band gyrotron traveling wave amplifier with a helically corrugated waveguide// Phys. Rev. Lett. 2000. V.84. №12. P. 2746-2749.
78. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Самсонов С.В., Кросс А.У., Фелпс А.Д.Р. , Хе В. Высокоэффективные широкополосные гиро-ЛБВ и гиро-ЛОБ со спирально-гофрированными волноводами. // Известия вузов. Радиофизика. 2007. Т.50. №2. С.104.
79. 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., and Murzin V.N. Ka-Band Gyrotron Traveling-Wave Tubes with the Highest Continuous-Wave and Average Power // IEEE Trans. Electron Devices. 2014. V.61. №12. P.4264-4267.

80. Burt G., Samsonov S.V., Ronald K., Denisov G.G., Young A.R., Bratman V.L., Phelps A.D.R., Cross A.W., Konoplev I.V., He W., Thomson, J., Whyte C.G. Dispersion of helically corrugated waveguides: Analytical, numerical, and experimental study // *Phys. Rev. E*. 2004. V.70. №4. P.046402.
81. Zhang L., He W., Ronald K., Phelps A.D.R., Whyte C.G., Robertson C.W., Young A.R., Donaldson C.R., Cross A.W. Multi-mode coupling wave theory for helically corrugated waveguide // *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*. 2012. V.60. №1. PP. 1-7.
82. Cross A.W., He W., Phelps A. D. R., Ronald K., Whyte C.G., Young A.R., Robertson C.W., Rafferty E.G., Thomson J. Helically corrugated waveguide gyrotron traveling wave amplifier using a thermionic cathode electron gun // *Appl. Phys. Lett.* 2007. V.90. №25. P.253501.
83. He W., Donaldson C.R., Li F., Zhang L., Cross A.W., Phelps A.D.R., Ronald K., Robertson C.W., Whyte C.G., Young A.R. W-band Gyro-devices Using Helically Corrugated Waveguide and Cusp Gun: Design, Simulation and Experiment // *Terahertz Science and Technology*. 2011. V.4. №1. P.9-19.
84. He W., Donaldson C.R., Zhang L., Ronald K., Phelps A.D.R., Cross A.W. Broadband Amplification of Low-Terahertz Signals Using Axis-Encircling Electrons in a Helically Corrugated Interaction Region // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V.119. №18. P.184801.
85. Zhang L., Donaldson C.R., Cain P., Cross A.W., and He W. Amplification of frequency-swept signals in a W-band gyrotron travelling wave amplifier // *IEEE Electron Device Lett.* 2018. V.39. №7. P.1077-1088.
86. Ковалёв Н.Ф. Исследования высокочастотных генераторов обратной волны, основанных на индуцированном черенковском излучении сильноточечных релятивистских электронных потоков : дис. кан. физ.-мат. наук: 01.04.04. АН СССР ИПФ, Горький, 1983. С.117.
87. Ginzburg N.S., Petelin M.I. and Sergeev A.S. // *Opt. Commun.* 1985. T.55. P.283.
88. Ginzburg N.S., Zavolsky N.A. and Nusinovich G.S. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // *Int. J. Electron.* 1986. V.61. №6. P.881-894.
89. Ginzburg N.S., Sergeev A.S. and Zotova I.V. Time-domain self-consistent theory of frequency-locking regimes in gyrotrons with low-Q resonators // *Phys. Plasmas*. 2015. V.22. №033101.

90. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Железнов И. В., Сергеев А.С., Заславский В.Ю. Механизмы усиления коротких электромагнитных импульсов в гирорезонансных лампах бегущей волны // Радиотехника и электроника. 2014. Т.59. №8. С.752–758.

**Публикации автора по теме диссертационной работы**

- 1А. Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в лампе бегущей волны с просветляющимся поглотителем в цепи обратной связи // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41. №17. С.44-52.
- 2А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в gyro-ЛБВ с просветляющимся циклотронным поглотителем в цепи обратной связи // Известия вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58. №8. С.664-673.
- 3А. 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 // PHYSICS OF PLASMAS. 2016. V.23, Art.no.050702.
- 4А. Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генераторы мощных ультракоротких СВЧ-импульсов с просветляющимися поглотителями в цепи обратной связи // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т.59, №8-9. С.1-19.
- 5А. Гинзбург Н.С., Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке связанных ламп бегущей волны, работающих в режимах усиления и нелинейного компфнеровского подавления // Письма в ЖТФ. 2017. Т.43. №18. С.47-55.
- 6А. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., Zotova I. V., Sergeev A. S., Samsonov S.V. and Mishakin S.V. Generation of train of ultrashort microwave pulses by two coupled helical gyro-TWTs operating in regimes of amplification and nonlinear absorption // Physics of Plasmas. 2017. V.24. Art.no.023103.
- 7А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Сценарии включения генератора ультракоротких импульсов на основе двух связанных винтовых gyro-ЛБВ, работающих в

- режимах усиления и нелинейного поглощения // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т.82. №1. С.1–6.
- 8А. Гинзбург Н.С., Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке связанных релятивистских ламп обратной и бегущей волны, работающих в режимах усиления и нелинейного компфнеровского подавления // ЖТФ. 2018. Т.88. №8. С.1241-1247.
- 9А. Ginzburg N. S., Denisov G. G., Vilkov M. N., Zotova I. V., Sergeev A. S., Samsonov S.V. and Mishakin S.V., Marek A. and Jelonnek J. Ultra-Wideband Microwave Oscillator Performance by Coupling of Two Gyro-TWTs with Helical Waveguide // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. V.65. No.6. P.2334-2339.
- 10А. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S. Generation Of Ultrashort Microwave Pulses In Gyro-TWT With Saturable Cyclotron Absorber In The Feedback Loop // Proceedings of 40th Inter. Conf. IRMMW-THz 2015, Hong Kong, China, 22-28 August, 2015, TIE-3.
- 11А. Вилков М.Н. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в электронных СВЧ-генераторах с просветляющим поглотителем в цепи обратной связи // Материалы докладов XXI Нижегородской сессии молодых ученых. Естественные, математические науки, Нижегородская обл., с. Морозовка, 17-20 мая, 2016, с.10-11.
- 12А. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Sergeev A.S., Zotova I.V., Kocharovskaya E.R. Passive Mode-Lockung, Disipative Solitons And Generation Of Ultrashort Pulse In Electron Oscillatoors With Saturable Absorber in The Feedback Loop // Proceedings of 41st Inter. Conf. IRMMW-THz 2016, Copenhagen, Denmark, 25-30 September, 2016, H3B.5.
- 13А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке гиро-ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного подавления // Материалы XI международной школы-конференции "Хаотические автоколебания и образование структур" ХАОС-2016, Саратов, 3-8 октября, 2016, с.46.

- 14А. Вилков М.Н. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке винтовых гиро-ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного подавления // Материалы докладов XXII Нижегородской сессии молодых ученых, Нижегородская обл., с. Морозовка, 23-26 мая, 2017, с.11-12.
- 15А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в цепочке двух связанных винтовых гиро-ЛБВ, работающих в режимах усиления и нелинейного поглощения // Труды Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2017»), Можайск, 4-9 июня, 2017, г. с.12-13.
- 16А. Vilkov M.N., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Zotova I.V., Sergeev A.S., Samsonov S.V. and Mishakin S.V. Ultrashort pulse generation based on two coupled helical gyro-TWTs // Proceedings of 10th International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”, Nizhny Novgorod – Moscow, 17-22 July, 2017 (EPJ Web of Conferences. 2017. V.149. 04041).
- 17А. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S., Rozental R.M., Samsonov S.V., Mishakin S.V., Jelonnek J. and Marek A. Passive Mode-Locking and Generation of Ultrashort Pulses in Electron Oscillators with Saturable Absorber in the Feedback Loop // Proceedings of 47th European Microwave Conference, Nuremberg, Germany, 8-13 October, 2017, P.684-686.
- 18А. Zotova I.V., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Sergeev A.S., Samsonov S.V., Mishakin S.V. Mode-locked electron oscillator based on two coupled helical gyro-TWTs // Proceedings of 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 24-26 April, 2017.
- 19А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Самсонов С.В., Мишакин С.В. Режим пассивной синхронизации мод в электронном генераторе на основе двух связанных винтовых гиро - ЛБВ // Тезисы докладов V Всероссийской микроволновой конференции, Москва, 29 ноября - 1 декабря, 2017, с.309-312.
- 20А. Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Самсонов С.В. Генерация периодической последовательности мощных ультракоротких импульсов в винтовой гиро-



- ЛБВ с просветляющимся циклотронным поглотителем в цепи обратной связи // Тезисы докладов VI Всероссийской Микроволновой конференции, Москва, 26-30 ноября, 2018, с. 199-203.
- 21A. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Sergeev A.S., Samsonov S.V., and Zotova I.V. Generation of Train of Ultrashort Ka-band Pulses by Helical Gyro-TWTs with Nonlinear Cyclotron Resonance Absorber in the Feedback Loop // Proceedings of 43rd Inter. Conf. IRMMW-THz 2018, Nagoya, Japan, 9-14 September, 2018.
- 22A. Zaslavsky V.Yu., Abubakirov E.B., Vilkov M.N., Ginzburg N.S., Rozental R.M., Zheleznov I.V. Nonlinear Kompfner absorption in the course of interaction of a high-current relativistic beam with the fundamental decelerated mode of a waveguide with a shallow corrugation // Proceedings of 22nd Inter. Conf. on High-Power Particle Beams, Changsha, China, 16-20 September, 2018.
- 23A. Vilkov M.N., Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S. Generation of Ultrashort Microwave Pulses in Passive Mode-Locked Electron Oscillators with Homogeneous and Inhomogeneous Line Broadening // Proceedings of 3rd Inter. Conf. «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications», Nizhny Novgorod, Russia, 22-25 October, 2018 (EPJ Web of Conferences. 2018. V. 195. 01020).
- 24A. Гинзбург Н.С., Вилков М.Н., Зотова И.В., Сергеев А.С., Самсонов С.В. Разработка генератора ультракоротких импульсов на основе винтовой гироЛБВ и насыщающегося абсорбера, основанного на циклотронном поглощении излучения прямолинейным электронным пучком // Тезисы докладов XI Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, Н. Новгород, 25-28 февраля, 2019, с. 67.
- 25A. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Sergeev A.S., Samsonov S.V., Zotova I.V., Bogdashov A.A., Marek A., Jelonnek J. Development of Ultrashort Pulse Generators based on Helical Gyro-TWT with Saturable Cyclotron Resonance Absorber in the Feedback Loop // Proceedings of 20th International Vacuum Electronics Conference, Busan, South Korea, 28 April - 1 May, 2019.