

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

на правах рукописи

Юровский Лев Александрович

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ФОРМИРОВАНИЯ И УСИЛЕНИЯ КОРОТКИХ
МИКРОВОЛНОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

1.3.4 – Радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., член-корр. РАН
Гинзбург Наум Самуилович

Нижний Новгород

2022 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. Формирование мощных микроволновых импульсов путем растяжения, усиления и компрессии исходного импульса при использовании спирально-гофрированных волноводов в качестве стретчера и компрессора.....	18
1.1. Использование спирально-гофрированных волноводов в системе «стретчер – компрессор»	21
1.1.1. Модель и основные уравнения	22
1.1.2. Методы оптимизации параметров спирально-гофрированных волноводов.....	24
1.2. СРА-схема на основе релятивистской черенковской ЛБВ.....	37
1.2.1. Модель и основные уравнения релятивистской черенковской ЛБВ	38
1.2.2. Оптимизация параметров стретчера и компрессора	40
1.2.3. Результаты моделирования 3-х секционной модели.....	40
1.3. СРА-метод на основе винтовой giro-ЛБВ.....	44
1.3.1. Модель и основные уравнения	45
1.3.2. Результаты моделирования.....	46
ПРИЛОЖЕНИЕ. Решение задачи по нахождению геометрических параметров винтовой гофрировки волновода для заданных значений групповой скорости и частоты	50
ГЛАВА 2. Использование режима вынужденного обратного рассеяния на попутном электронном пучке для формирования коротких импульсов	55
2.1. Анализ механизмов насыщения в условиях обратного рамановского рассеяния на электронном пучке	57
2.1.1. Модель и основные уравнения	57
2.1.2. Рамановский режим рассеяния. Уравнения трехволнового взаимодействия.....	64
2.1.3. Учет нелинейности движения электронов	67
2.2. Формирование коротких микроволновых импульсов путем компрессии chirпированных сигналов, полученных в режиме обратного рамановского рассеяния на электронном пучке с переменной энергией	75
2.3. Генерация импульсов сверхизлучения терагерцового диапазона при рассеянии лазерного излучения на попутном сильноточном релятивистском электронном пучке	82
ГЛАВА 3. Формирование двухпараметрических солитонов самоиндуцированной прозрачности в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия излучения с первоначально прямолинейным электронным пучком.....	89

3.1 Модель и основные уравнения.....	91
3.2 Двухпараметрическое солитонное решение.....	95
3.3 Моделирование формирования солитонов при взаимодействии электромагнитного импульса с попутным электронным потоком в пространственно-ограниченной системе	102
3.4 Моделирование формирования солитонов при взаимодействии электромагнитного импульса со встречным электронным потоком в пространственно-ограниченной системе (эффекты увлечения и остановки солитонов).....	107
Заключение	117
Литература	119
Список цитированной литературы	119
Публикации автора по теме диссертационной работы.....	130

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Повышение пиковой мощности микроволнового импульсного излучения традиционно является одной из основных задач электроники больших мощностей, включая релятивистскую высокочастотную электронику. Вместе с тем, в последние годы увеличивается интерес к использованию мощных короткоимпульсных источников в ряде как исследовательских (ускорение элементарных частиц, физика плазмы, плазмохимия и др.), так и прикладных (медицина, радиолокация, связь и др.) приложений [1–9]. Поскольку возможности повышения пиковой мощности коротких импульсов за счет увеличения энергии электронных пучков ограничены, значительное число исследований [10–13] связано с поиском механизмов повышения мощности без увеличения энергозапаса электронных пучков. В этой связи представляется актуальной проблема поиска новых и развитие известных методов, позволяющих формировать и усиливать короткие микроволновые импульсы.

В настоящее время короткие субнаносекундные электромагнитные импульсы с наибольшей пиковой мощностью получены на основе черенковского сверхизлучения (СИ) протяженных электронных сгустков, движущихся в периодических замедляющих структурах [14–17]. В Ка-диапазоне в режимах генерации одиночных импульсов источники СИ обеспечивают гигаваттный уровень пиковой мощности [14,15], а в режимах периодического следования импульсов с частотой до 1 кГц [16,17], реализуемых при меньших ускоряющих напряжениях и токах, пиковая мощность импульсов СИ снижается до субгигаваттных (400–500 МВт) значений. Очевидно, что прямое усиление мощных импульсов СИ ограничено нелинейными эффектами. В этой связи для достижения мульти-гигаваттного уровня пиковой мощности используются подходы, основанные на применении сверхразмерных замедляющих структур, а также когерентного суммирования импульсов СИ от нескольких независимых источников [18,19].

Альтернативный подход, развиваемый в настоящей работе, может быть основан на так называемом методе усиления чирпированных импульсов (англ. Chirped Pulse Amplification, CPA), который широко используется в физике лазеров и позволяет усиливать лазерные импульсы фемтосекундной длительности до петаваттного уровня мощности [20–25]. Такой подход включает в себя растяжение исходного импульса в диспергирующей линии (стретчере), в которой пиковая мощность импульса снижается, и он приобретает зависимость частоты от времени, последовательное усиление различных спектральных компонент в одном или нескольких широкополосных усилителях и восстановление исходной формы в компрессоре.

Как показано в работах [1А–10А], СРА-метод может быть перенесен в микроволновый диапазон частот для формирования импульсов с мульти-мегаваттной или мульти-гигаваттной пиковой мощностью в зависимости от типа усилителя. Благодаря универсальности данного метода, возможно его применение для усиления суб-гигаваттных импульсов СИ при использовании в качестве усилителя релятивистской черенковской ЛБВ. В то же время для усиления ультракоротких импульсов (УКИ) с мощностью в десятки киловатт, получаемых в генераторах, основанных на пассивной синхронизации мод [26–30], целесообразно использование слабoreлятивистской винтовой гиро-ЛБВ, обладающей более широкой полосой усиления.

Еще одним способом получения chirпированных сигналов для последующего сжатия в компрессоре является использование СВЧ генераторов, работающих в непрерывном режиме. Изменение параметров в таких системах, например, энергии электронного пучка [31,32] или напряженности магнитного поля [33,34], позволяет варьировать частоту излучаемого сигнала и, тем самым, формировать частотно-модулированный импульс. Однако, ширина полосы перестройки генераторов обычно ограничена, а ее расширение, как правило, ведет к снижению эффективности генерации (электронного КПД). В этой связи, для генерации сигналов с широкой полосой частотной перестройки с последующим формированием коротких и ультракоротких импульсов перспективной представляется схема «генератор – частотный модулятор – компрессор» [35–38], в которой перестройка частоты обеспечивается за счет дополнительного элемента – модулятора. В качестве первой секции могут использоваться гиротроны, как эффективные источники мощного микроволнового излучения, работающие в непрерывном (длинно-импульсном) режиме генерации [39–43]. В то же время для эффективной компрессии и достижения высоких пиковых мощностей в формируемом коротком импульсе, частотный модулятор должен удовлетворять определенным требованиям, а именно, обладать высокой эффективностью преобразования излучения и возможностью плавной и достаточно быстрой перестройки частоты в широком диапазоне. Как показано в работах [11А–15А], частотный модулятор с такими характеристиками может быть реализован при использовании режима вынужденного обратного рассеяния излучения на дополнительном слабoreлятивистском электронном пучке с переменной энергией частиц. Следует отметить, что процессы вынужденного рассеяния волн широко исследовались ранее применительно к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ) [44–48], в которых волна накачки, распространялась навстречу релятивистскому электронному пучку, а частота рассеянного попутного излучения вследствие эффекта Доплера существенно превышала частоту накачки. В случае частотного модулятора предполагается, что имеет место преобразование частоты вниз, когда волна накачки

распространяется попутно, а рассеянная волна – навстречу электронному пучку. В этом случае, в условиях абсолютной неустойчивости, возможно самовозбуждение сигнальной волны в отсутствие внешних электродинамических систем (резонаторов). Далее, аналогично СРА-схеме, возможна последующая компрессия частотно-модулированного сигнала при использовании волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой стенок. Кроме того, для гиротронного излучения возможность плавной перестройки частоты может представлять интерес для более эффективного нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза [49], а также для спектроскопических приложений [50,51].

Еще одним перспективным методом повышения пиковой мощности коротких (в масштабе времени жизни электронов в пространстве взаимодействия) микроволновых импульсов является нелинейная компрессия, имеющая место при циклотронно-резонансном взаимодействии с первоначально прямолинейным электронным потоком, выступающим в роли пассивной (поглощающей) среды. Как показано в работах [52–58, 18А–20А], в этих условиях имеют место эффекты, являющиеся классическими аналогами эффекта самоиндуцированной прозрачности, реализующейся при распространении световых импульсов в неинвертированных двухуровневых средах. В этом случае, при достаточно большой энергии исходного импульса, он трансформируется в один или несколько солитонов, амплитуда и длительность которых определяется скоростью их распространения и частотным сдвигом относительно циклотронного резонанса. В таких процессах возможна ситуация, когда трансформация исходного импульса в солитон сопровождается 3-х кратной компрессией с сопутствующим укорочением импульса.

Цели диссертационной работы

Основными целями диссертационной работы являются:

1. Теоретическое исследование возможности реализации СРА-метода в микроволновой электронике для генерации импульсов с ультравысокой пиковой мощностью. Анализ возможности использования волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой в качестве диспергирующих элементов для растяжения исходного импульса и компрессии chirпированного сигнала с восстановлением начальной формы. Анализ возможности использования в указанных схемах в качестве широкополосных усилителей винтовых гиро-ЛБВ для формирования импульсов мульти-мегаваттной пиковой мощности и релятивистских черенковских усилителей для формирования импульсов мульти-гигаваттной пиковой мощности.

2. Анализ возможности реализации частотного модулятора на основе режима вынужденного обратного рассеяния излучения на попутном слаборелятивистском электронном пучке с переменной энергией. Исследование особенностей механизмов насыщения амплитуды рассеянной волны, связанной с истощением накачки и нелинейными эффектами в движении электронов. Оптимизация закона изменения энергии электронов от времени, обеспечивающего формирование на выходе компрессора коротких микроволновых импульсов с пиковой мощностью, значительно превышающей мощность задающего генератора (гиротрона).
3. Исследование генерации импульсов сверхизлучения терагерцового диапазона при обратном рассеянии лазерного импульса на попутном сильноточном релятивистском электронном пучке. Анализ возможности использования взрывоэмиссионного катода, формирующего квазинепрерывный электронный пучок, и фотокатода, эмитирующего периодическую последовательность электронных сгустков.
4. Получение обобщенных (двухпараметрических) солитонных решений, описывающих формирование солитонов самоиндуцированной прозрачности при циклотронно-резонансном взаимодействии микроволновых импульсов с первоначально прямолинейным электронным потоком, выступающим в роли пассивной нелинейной среды. Исследование устойчивости полученных решений на основе моделирования начальных и граничных задач попутного и встречного распространения электронного потока и короткого микроволнового импульса.

Научная новизна и практическая значимость

– На основе пространственно-временного подхода продемонстрирована возможность реализации метода усиления chirпированных импульсов (CPA-метода) в СВЧ-электронике с релятивистской черенковской ЛБВ в качестве усилителя для формирования мультигигаваттных коротких импульсов и с винтовой гиро-ЛБВ для формирования мультимегаваттных ультракоротких импульсов. Показана возможность использования волноводов с пятизаходной винтовой гофрировкой стенок для реализации эффективной пары «стретчер – компрессор». Разработан метод оптимизации геометрических параметров спирально-гофрированных волноводов, выступающих в роли диспергирующих элементов, для получения наибольших коэффициентов растяжения и компрессии, и, соответственно, для достижения максимальной пиковой мощности сформированного импульса.

– Исследована возможность использования режима вынужденного обратного рассеяния для реализации частотного модулятора с широкой полосой перестройки. Проанализированы различные механизмы насыщения амплитуды сигнальной волны. На основе пространственно-временного подхода продемонстрирована возможность реализации частотного модулятора с полосой перестройки до 10%. Разработан метод оптимизации зависимости энергии электронов от времени в частотном модуляторе и соответствующих параметров компрессора для достижения максимальной пиковой мощности на выходе из диспергирующей линии с учетом омических потерь.

– Продемонстрирована возможность генерации терагерцовых импульсов СИ при обратном рассеянии лазерного излучения на попутном релятивистском электронном пучке. Показана возможность генерации периодической последовательности терагерцовых импульсов при многократном взаимодействии лазерного импульса, циркулирующего в резонаторе, с последовательностью электронных сгустков, эмитируемых фотокатодом.

– Исследованы особенности циклотронно-резонансного взаимодействия коротких микроволновых импульсов с первоначально прямолинейным электронным пучком. Продемонстрирована аналогия возникающих эффектов с эффектами самоиндуцированной прозрачности, имеющими место при распространении коротких световых импульсов через неинвертированные двухуровневые среды. В рамках модели, учитывающей зависимость гирочастоты от энергии электронов, аналитически получены обобщенные солитонные решения, форма которых определяется скоростью солитона и его частотным сдвигом относительно циклотронного резонанса. Устойчивость таких решений подтверждена на основе моделирования граничной пространственно-временной задачи. На основе РС-моделирования, в миллиметровом диапазоне частот продемонстрирована возможность самокомпрессии субнаносекундного импульса СИ импульса, сопровождающейся трехкратным увеличением пиковой мощности, при формировании солитона самоиндуцированной прозрачности.

Практическая значимость работы обусловлена её направленностью на разработку новых методов формирования мощных коротких микроволновых импульсов. Такие импульсы, в зависимости от диапазона и мощности излучения, могут найти применение для ускорения частиц, радиолокации, спектроскопии, а также диагностики плазмы. Кроме этого, для указанных выше приложений представляют непосредственный интерес частотно-модулированные (чирпированные) сигналы.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Метод усиления chirпированных импульсов, включающий предварительное растяжение исходного импульса в стретчере, последовательное усиление спектральных компонент в усилителе и заключительное восстановление начальной формы в компрессоре, может быть реализован в микроволновом диапазоне частот при использовании в качестве диспергирующих элементов волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой. В качестве усилителей могут быть использованы широкополосные винтовые гиро-ЛБВ для формирования импульсов мульти-мегаваттной пиковой мощности или релятивистские черенковские усилители для формирования импульсов мульти-гигаваттной пиковой мощности.
2. Режим вынужденного обратного рассеяния попутной волны накачки в сигнальную волну, распространяющуюся навстречу электронам, может быть использован для реализации широкополосного частотного модулятора с высоким квантовым выходом.
3. В системе «гиротрон – частотный модулятор – компрессор», при оптимизации закона изменения энергии электронов в модуляторе, возможно преобразование исходного квазинепрерывного излучения в последовательность коротких микроволновых импульсов с пиковой мощностью, многократно превышающей мощность исходного излучения.
4. Генерация импульсов сверхизлучения терагерцового диапазона может быть получена в процессе обратного рассеяния лазерных импульсов на попутном релятивистском электронном потоке или на последовательности протяженных электронных сгустков.
5. Солитоны самоиндуцированной прозрачности, формирующиеся в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия микроволнового излучения с первоначально прямолинейными электронными потоками, описываются двухпараметрическими аналитическими решениями. При этом амплитуда и длительность солитона определяются его скоростью и сдвигом несущей частоты солитона относительно частоты циклотронного резонанса.

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 Н.С. Гинзбургом, а также с И.В. Зотовой и А.С. Сергеевым.

Расчеты выполнялись на основе оригинальных программ, созданных автором самостоятельно, а также с помощью вычислительных кодов, разработанных А.С. Сергеевым и А.В. Назаровским.

Публикации и апробация результатов

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1А-3А,11А,12А,16А,18А,19А], и обсуждались на международных конференциях «IRMMW-THz» (Париж, Франция, 2019 г.; Ченду, Китай, 2021 г.), «IVEC» (Нидерланды, 2021 г.), «TERA» (Н.Новгород, 2018 г.), «BEAMS» (Чанша, Китай, 2018 г.), «PhysicA.Spb» (Санкт-Петербург, 2019 г.), VII Всероссийской микроволновой конференции (Москва, 2020 г.), Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Н. Новгород, 2019 и 2022 гг.), XVIII Научной школе «Нелинейные волны» (Н. Новгород, 2018 г.), Нижегородской сессии молодых учёных (Нижегородская обл., г. Арзамас, 2019 г.), а также на внутренних семинарах ИПФ РАН. Результаты докладывались на конкурсе молодых ученых ИПФ РАН 2021 года.

Структура диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, трех глав, одного приложения, списка литературы из 143 наименований. Общий объем диссертации составляет 132 страницы, включая 52 рисунка и 2 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 значимость работы.

В *первой главе* рассматривается возможность переноса в микроволновый диапазон частот метода усиления чирпированных импульсов, широко используемого в физике лазеров для формирования фемтосекундных импульсов петаваттного уровня мощности. Данный метод включает в себя три этапа. На первом этапе в диспергирующей линии (стретчере) осуществляется растяжение исходного короткого импульса, которое сопровождается его частотной модуляцией (чирпированием) и понижением пиковой мощности. На втором этапе происходит последовательное усиление различных спектральных компонент в широкополосном усилителе. На заключительном этапе происходит восстановление исходной

формы импульса в диспергирующей линии с отрицательной дисперсией (компрессоре). Использование данного метода позволяет избежать развития различных нелинейностей в усилителе, а также его разрушения. Благодаря тому, что исходная идея данного метода восходит к радиолокации, очевидно, что он может быть реализован в СВЧ электронике. При этом усилители, помимо высокого коэффициента усиления, должны обладать широкой рабочей полосой и вносить минимальные фазовые искажения в усиливаемый сигнал. В то же время для реализации эффективных диспергирующих элементов (стретчера и компрессора) они должны обладать достаточно большой и монотонной зависимостью групповых скоростей от частоты. В них должно отсутствовать отражение в рабочей полосе частот, для передачи сигнала между различными секциями, и они должны обладать высокой электропрочностью.

В п.1.1 в качестве дисперсионных элементов рассматриваются волноводы с многозаходной винтовой гофрировкой. Такая гофрировка в условиях брэгговского резонанса связывает две противоположно вращающиеся парциальные моды цилиндрического волновода, одна из которых является бегущей, а другая – квазикритической. При этом важной особенностью такого волновода является то, что дисперсионные свойства одной из формирующихся нормальных волн сильно зависят от параметров гофрировки и могут изменяться в широких пределах, позволяя реализовывать эффективные стретчер и компрессор. На основе известной системы динамических уравнений, описывающих эволюцию амплитуды связанных парциальных волн, рассматриваются различные методы оптимизации параметров гофрировки для достижения максимально возможного растяжения исходного импульса после прохождения первой секции и восстановления его формы на заключительном этапе. Один из методов является аналогом метода компенсации дисперсии второго порядка, применяемого в оптических СРА-схемах для оптимизации параметров дифракционных решеток. Второй метод основан на известном «кинематическом подходе», который заключается в представлении импульса на входе в диспергирующую линию в виде набора виртуальных частиц, скорости которых соответствуют групповым скоростям нормальной волны на различных частотах. В этом случае, оптимальный стретчер обеспечивает эффективный равномерный разлет частиц, в то время как компрессор обеспечивает их сбор в одну точку. В рамках такого метода проведена оптимизация геометрических параметров волноводов с пятизаходной винтовой гофрировкой, выступающих в роли диспергирующих элементов и обеспечивающих растяжение и восстановление формы импульса с длительностью 300 пс и центральной частотой 30 ГГц.

В п.1.2 рассмотрена возможность реализации СРА-схемы для повышения мощности импульсов сверхизлучения при использовании в качестве усилителя релятивистской черенковской ЛБВ Ка-диапазона. Высокий уровень пиковой мощности импульсов СИ делает

невозможным их непосредственное усиление в связи с развивающимися нелинейными эффектами в усилителе. Однако после растяжения подобного импульса в стретчере и понижения пиковой мощности появляется возможность усиление отдельных спектральных компонент. При этом проведенный анализ амплитудно-частотных и фазово-частотных характеристик релятивистских ЛБВ на основе слабогофрированных волноводов показывает возможность достижения необходимого коэффициента усиления в рабочей полосе частот для всех величин входящих мощностей при малом паразитном набеге фаз (менее $\pi/2$). Проведена оптимизация параметров стретчера и компрессора на основе метода, разработанного в п.1.1, для исходного импульса сверхизлучения длительностью 350 пс на частоте ~ 30 ГГц. Показана возможность растяжения импульса сверхизлучения более чем в 10 раз. При этом в зависимости от его пиковой мощности рассматриваемая черенковская ЛБВ работает либо в линейном режиме (исходная пиковая мощность < 100 МВт), либо в режиме нелинейного насыщения (исходная пиковая мощность < 500 МВт). В последнем случае имеет место искажение спектра усиленного импульса. Тем не менее, благодаря оптимизации компрессора в обоих режимах происходит эффективное восстановление исходной формы на третьем этапе. При этом пиковая мощность импульсов на выходе СРА-схемы может достигать 8 ГВт, что соответствует коэффициенту конверсии (отношения пиковой мощности усиленного импульса к мощности используемого электронного пучка) ~ 4 .

В п.1.3 рассматривается возможность реализации СРА-схемы для усиления ультракоротких импульсов с шириной спектра $> 10\%$. Для этих целей предлагается использовать giro-ЛБВ на основе волноводов с винтовой гофрировкой поверхности. При соответствующем выборе параметров одна из нормальных мод такого волновода имеет достаточно большую и практически постоянную групповую скорость в широкой (10–20%) полосе частот, что позволяет во всей этой области обеспечить эффективное резонансное взаимодействие с винтовым электронным пучком на гармониках гирочастоты при выполнении равенства между групповой скоростью рабочей волны и поступательной скоростью частиц. Благодаря использованию волноводов с винтовой гофрировкой во всех 3-х секций рассматриваемую СРА-схему удастся описать единой системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд связанных парциальных мод, где передача энергии от одной секции к другой осуществляется за счет бегущей парциальной моды. В случае усилителя данная система дополняется соответствующими уравнениями движения электронов. На этой основе показана возможность усиления 3 кВт импульса, длительностью 200 пс на частоте ~ 30 ГГц до 4 МВт, при использовании усилителя с мощностью пучка 700 кВт, что соответствует коэффициенту конверсии ~ 6 . В заключение обсуждается возможность повышения мощности за счет

эффективного увеличения длины стретчера и компрессора при использовании невзаимных элементов для обеспечения двойного прохода через стретчер и компрессор.

Во *второй главе* рассматривается возможность использования режима вынужденного обратного рассеяния на потоке электронов с переменной энергией для генерации частотно-модулированного сигнала с его последующей компрессией и формированием короткого импульса. Предполагается, что волна накачки попутна с электронным потоком, а рассеянная сигнальная волна распространяется во встречном направлении. В этом случае в системе имеет место абсолютная неустойчивость, благодаря которой сигнальная волна возбуждается в отсутствие резонатора, что позволяет плавно изменять частоту генерируемого излучения при варьировании энергии электронов.

В **п.2.1** рассматривается модель, в которой волна накачки рассеивается в сигнальную волну на трубчатом бесконечно тонком электронном потоке в цилиндрическом волноводе. Пучок фокусируется нерезонансным продольным магнитным полем. Предполагается, что обе волны имеют TE поляризацию. В рамках пространственно-временного подхода получена самосогласованная система уравнений, включающая уравнения для амплитуд волн сигнала и накачки, а также усредненные уравнения движение электронов в поле комбинационной волны. Так же учитывается влияние собственных полей пространственного заряда на движение электронов.

В пренебрежении нелинейными эффектами в движении частиц электронный поток может быть представлен как среда, в которой возбуждаются волны пространственного заряда. В исследуемом случае преобразования частоты вниз происходит возбуждение быстрой волны пространственного заряда (БВПЗ), обладающей положительной энергией. Движение электронов в этом случае может быть описано в рамках линейного приближения, а полученная система уравнений приведена к уравнениям трехволнового распада. На этой основе проводится оценка квантового выхода, т.е. числа квантов накачки преобразованных в кванты сигнала.

В рамках модели, учитывающей нелинейные эффекты в движении и группировке электронов в поле комбинационной волны, могут быть выделены два механизма насыщения роста амплитуды сигнальной волны. Первый механизм связан с истощением накачки и описывается уравнениями трехволнового распада. В рамках второго механизма истощением накачки можно пренебречь, и насыщение роста амплитуды сигнальной волны обусловлено нелинейными эффектами в движении электронов. В работе приводится критерий преобладания того или иного механизма насыщения. Показано, что истощение накачки важно в случае достаточно плотного электронного пучка и относительно небольших интенсивностей полей накачки. В противном случае доминирует второй механизм. Поскольку при преобразовании

частоты вниз в энергию рассеянного излучения преобразуется только энергия волны накачки, наиболее привлекательной является реализация режимов с большим квантовым выходом. В частности, такой режим может быть реализован при рассеянии излучения гиротрона на частоте 35 ГГц с мощностью 50 кВт на электронном пучке с напряжением 10–15 кВ и током 30–50 А. Исследовано рассеяние низших волноводных мод $TE_{1,1}$ или $TE_{0,1}$ накачки в аналогичные моды сигнала. Показано, что при длине области рассеяния ~ 50 см коэффициент трансформации по мощности может достигать 70%, а ширина полосы перестройки $\sim 10\%$. В то же время оценки рассеяния на электронном пучке с аналогичными параметрами гиротрона с частотой 300 ГГц показывают, что в этом случае квантовый выход мал, т.е. мощность рассеянного излучения много меньше мощности накачки. Тем не менее, широкая полоса перестройки рассеянного излучения делает перспективным использование такого излучения в спектроскопических задачах.

В п.2.2 проводится анализ схемы «гиротрон – частотный модулятор – компрессирующая линия», позволяющей формировать мощные короткие микроволновые импульсы. В качестве компрессора рассматривается волновод с пятизаходной винтовой гофрировкой стенок. Для достижения максимальной пиковой мощности обсуждается метод оптимизации, основанный на итерационной процедуре решения прямой и обратной задач и позволяющий получить оптимальные геометрические параметры диспергирующей линии (компрессора) в совокупности с оптимальной зависимостью энергии электронов от времени в частотном модуляторе. На этой основе а показана возможность формирования короткого импульса длительностью 0.6 нс, мощностью 2.8 МВт при использовании частотного модулятора, рассмотренного в п.2.1, что более чем в 50 раз превышает мощность используемого в качестве источника волны накачки гиротрона. Отмечается возможность генерации периодической последовательности компрессированных импульсов с периодом, определяемым длительностью chirпированного импульса, при многократном периодическом варьировании энергии электронов в частотном модуляторе и использовании в качестве накачки излучение гиротрона, работающего в непрерывном или длинноимпульсном (миллисекундном) режиме.

В п.2.3 рассматривается возможность генерации терагерцовых импульсов сверхизлучения при вынужденном обратном рассеянии лазерных импульсов на попутном сильноточном релятивистском электронном пучке. Показано, что в пренебрежение истощением накачки процесс генерации описывается уравнениями, аналогичными уравнениям, описывающим генерацию импульсов черенковского СИ в режиме взаимодействия со встречной волной (режим ЛОВ). С другой стороны, подобную схему можно рассматривать, как

разновидность схем генерации терагерцового излучения при воздействии лазерного излучения на различные нелинейные среды [59,60]. Однако, в отличие от указанных моделей, генерируемое терагерцовое излучение представляет собой не одноцикловый импульс, а импульс с высокочастотным заполнением, включающий порядка $10 - 10^2$ периодов колебаний. Проведены оценки параметров терагерцовых импульсов СИ, формируемых при использовании в качестве накачки лазерных импульсов, генерируемых в установке «ИСКРА-5». В качестве источника электронов рассматривается возможность использования как взрывной эмиссии с формированием электронных пучков длительностью до 100 нс, что при рассматриваемых временных интервалах позволяет считать их квазинепрерывными, так и фото-эмиссию, сопровождающуюся формированием периодической последовательности электронных сгустков. На основе моделирования показана возможность генерации импульсов на частоте 3 ТГц, длительностью 30 пс и мощностью до 500 кВт, что позволяет рассматривать данный механизм как альтернативу ЛСЭ терагерцового диапазона, основанных на излучении высокоэнергичных электронных сгустков в ондуляторных полях.

В *третьей главе* исследуется классический аналог эффектов самоиндуцированной прозрачности, имеющих место при распространении коротких световых импульсов через неинвертированные пассивные двухуровневые среды. При циклотронно-резонансном взаимодействии микроволнового излучения с прямолинейным потоком электронов последний можно представить, как набор неизохронных невозбужденных классических осцилляторов, где неизохронность вызвана релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии. В таких условиях, при малой интенсивности падающей волны в области нормального эффекта Доплера, имеет место циклотронное поглощение электромагнитного излучения. Однако, распространение короткого микроволнового импульса большой интенсивности сопровождается формированием микроволнового солитона самоиндуцированной прозрачности, форма которого не меняется при движении через систему и определяется его скоростью и сдвигом несущей частоты относительно циклотронного резонанса. При этом неизменность формы объясняется тем, что передний фронт электромагнитного импульса возбуждает поперечные циклотронные осцилляции, которые возвращают энергию солитону на заднем фронте.

В **п.3.1** рассматривается самосогласованная система уравнений, описывающая циклотронно-резонансное взаимодействие короткого микроволнового импульса как с попутным, так и со встречным первоначально прямолинейным электронным потоком. Предполагается что импульс распространяется в волноводе. При этом фазовая скорость волны должна быть отлична от скорости света, т.е. взаимодействие происходит вне области авторезонанса, где вследствие полной компенсации смещения фазы, вызванной релятивистской

зависимость гирочастоты от энергии и эффектом отдачи, электроны ведут себя как линейные осцилляторы.

В п.3.2 аналитически найдено двухпараметрическое солитонное решение. Важно подчеркнуть, что в отличие от решения, описывающего оптический солитон самоиндуцированной прозрачности (СИП-солитон), которое зависит только от одного параметра – скорости солитона, форма микроволнового СИП-солитона определяется двумя параметрами – его скоростью и сдвигом несущей частоты относительно частоты циклотронного резонанса. Таким образом, по своим характеристикам солитонное решение для микроволнового СИП-солитона близко к солитонам, являющимся решением нелинейного уравнения Шредингера. Также в данном разделе исследуется зависимость характеристик солитона, включая амплитуду, длительность, энергию и чирп от его скорости и параметра частотного сдвига.

В п.3.3 проводится численное моделирование самосогласованной системы уравнений, полученной в п.3.1, с граничными условиями, соответствующими попутному распространению импульса и электронов. Демонстрируется аналогия с оптическим эффектом самоиндуцированной прозрачности, а именно, смена циклотронного поглощения образованием микроволнового СИП-солитона при повышении энергии падающего импульса. При дальнейшем повышении энергии, аналогично оптическому случаю, возникает эффект нелинейной самокомпрессии, к которому, при превышении определенной энергии в импульсе, добавляется формирование дополнительных солитонов (солитонов-сателлитов), обладающих различными амплитудами, длительностями, скоростями и частотными чирпами. Показано соответствие аналитических и численных результатов для профилей микроволновых СИП-солитонов. В заключение проводится оценка возможности экспериментального наблюдения эффекта нелинейной компрессии импульса сверхизлучения на частоте 90 ГГц и мощностью 160 МВт до 530 МВт на длине взаимодействия равной 2 м.

В п.3.4 проводится моделирование формирования микроволновых СИП-солитонов в условиях встречного распространения падающего импульса и электронов. При этом рассматривается две задачи – одна из них отвечает системе, в которой электронный пучок подается в пространство взаимодействия с задержкой, тем самым обеспечивая начало взаимодействия микроволнового импульса и потока электронов внутри рабочего пространства. Показаны особенности формирования микроволновых солитонов, обусловленные движением среды, с которой взаимодействует падающее излучение. В таких условиях слабоэнергетические солитоны увлекаются электронным потоком и распространяются в направлении движения противоположном направлению групповой скорости исходного импульса. В то же время

солитоны большой интенсивности распространяются в направлении, соответствующем направлению микроволнового импульса. Показано наличие промежуточного случая – солитона, скорость распространения которого близка к нулю, что можно рассматривать как аналог «остановки света». Исследована закономерность эволюции поведения солитонов разных порядков при увеличении энергии исходного импульса.

Вторая задача соответствует случаю, когда начальный микроволновый импульс подается в пространство взаимодействия, заполненное электронами, что соответствует решению «граничной» задачи и более характерно для экспериментальной реализации. Моделирование показывает, что такая схема оптимальна для достижения высокого коэффициента сжатия при трансформации импульса в микроволновый СИП-солитон. Однако, поскольку пиковая мощность компрессированного солитона достигает своего максимального значения внутри пространства взаимодействия, для получения импульсов с максимальной выходной амплитудой следует ограничивать длительность электронного пучка. Кроме того, аналогично п.3.3, проводится сравнение характеристик прошедших и увлеченных пучком микроволновых СИП-солитонов, полученных в результате моделирования и восстановленных на основе аналитических решений.

Кроме того, в рамках PIC-моделирования с использованием кода KARAT, проводится оценка возможности экспериментальной реализации компрессии импульса сверхизлучения с частотой 90 ГГц, длительностью 0.6 нс и пиковой мощностью 100 МВт, сопровождающейся формированием микроволнового СИП-солитона длительностью 300 пс и пиковой мощностью 280 МВт на длине области взаимодействия 20 см.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

ГЛАВА 1. Формирование мощных микроволновых импульсов путем растяжения, усиления и компрессии исходного импульса при использовании спирально-гофрированных волноводов в качестве стретчера и компрессора

В настоящее время лазерные импульсы с рекордно высокой пиковой мощностью формируются на основе метода усиления «чирпированных» (т.е. частотно модулированных) импульсов (Chirped Pulse Amplification, CPA) [20–25]. Данный метод включает в себя три этапа (Рис.1.1). На первой стадии исходный фемтосекундный импульс проходит через так называемый «стретчер» – диспергирующую линию, на выходе из которой формируется растянутый по времени «чирпированный» сигнал с малой мощностью и плавно меняющейся частотой. На второй стадии осуществляется последовательное усиление различных спектральных компонент в одном или нескольких усилительных каскадах (в роли которых, в частности, выступают широкоапертурные параметрические усилители на нелинейных кристаллах [25,61]). Благодаря предварительному растяжению удастся избежать развития нелинейных эффектов в усилителе и его разрушения. На заключительном этапе имеет место компрессия усиленного сигнала в линии с отрицательной (по отношению к стретчеру) дисперсией, в которой происходит восстановление начальной формы импульса. Таким образом, данный метод, благодаря растяжению исходного импульса, позволяет усиливать сигналы, непосредственное усиление которых невозможно в силу указанных выше факторов.

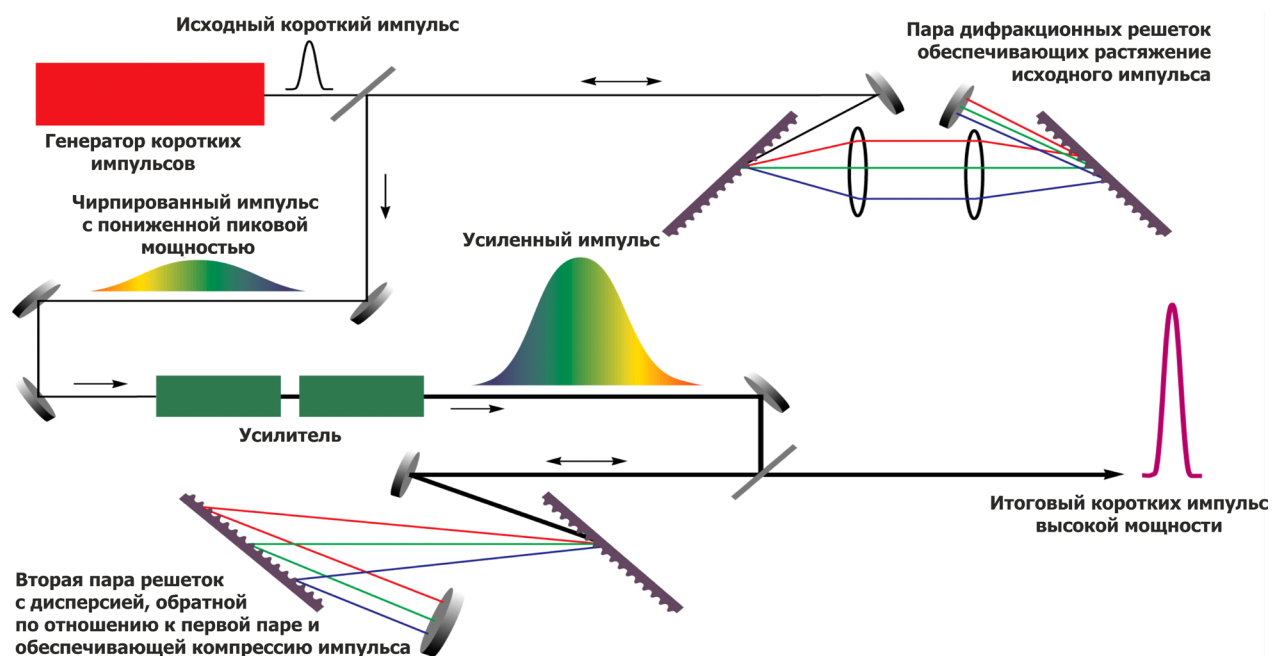


Рис.1.1. Классическая схема реализации метода усиления чирпированных импульсов (CPA-метода) в лазерных установках с дифракционными решетками в качестве диспергирующих элементов.

Следует отметить, что исходная идея СРА-метода восходит к радиолокации [62,63], где для увеличения дальности обнаружения требуются высокоэнергетические микроволновые импульсы. Однако, непосредственное повышение интенсивности СВЧ импульсов приводит к пробоям и разрушениям элементов СВЧ антенн. Предварительное растяжение короткого импульса и усиление спектральных компонент до приемлемых уровней мощности позволяет увеличить дальность обнаружения пропорционально коэффициенту растяжения и одновременно избежать разрушения элементов. Однако в радиолокации, в отличие от лазерной физики, осуществляется компрессия отраженного от цели маломощного излучения с целью выделения полезного сигнала на фоне помех.

В данной главе рассматривается возможность переноса метода усиления чирпированных импульсов в микроволновую электронику, т.е. непосредственное сжатие импульсов после усиления. Благодаря универсальности СРА-метода, в каждой секции может быть использован широкий класс различных элементов, которые, однако, должны удовлетворять определенному ряду требований. Так, для реализации эффективных диспергирующих элементов (стретчера и компрессора) они должны обладать достаточно большой и монотонной зависимостью групповых скоростей в рабочей полосе частот, что позволяет эффективно растягивать и компрессировать сигнал. При этом, как и в оптике, выигрыш в пиковой мощности определяется степенью растяжения начального сигнала, от которой зависит полная энергия, приобретаемая электромагнитным импульсом в усилительном элементе. Кроме того, оптимально подобранная пара «стретчер-компрессор» позволяет максимально эффективно использовать энергию, полученную в усилителе, при восстановлении начальной формы импульса в компрессоре.

Необходимо отметить, что использование дифракционных решеток, применяемых в лазерных системах [24,64], затруднено в миллиметровом диапазоне частот, поскольку размеры диспергирующих линий для получения высоких коэффициентов растяжения и компрессии реализуются при параметрах Френеля $N = \lambda L/S \gg 1$ (λ – длина волны излучения, L – расстояние между дифракционными решетками, S – поперечное сечение волнового пучка). Соответственно, дифракционные потери, при использовании таких элементов, будут велики, что является критическим фактором для реализации компрессора. В то же время использование гладких регулярных волноводов и волноводов с осесимметричной гофрировкой ограничивается тем, что для обеспечения значительной разности групповых скоростей спектральных компонент рабочая полоса частот должна быть близка к частоте отсечки волновода, что приводит к неизбежным отражениям части энергии сигнала. В результате может возникать либо паразитное возбуждение усилителя при отражении сигнала от компрессора, либо

нарушение работы задающего генератора исходных импульсов при отражении излучения от стретчера. В этой связи в п. 1.1 в качестве дисперсионных элементов рассматриваются волноводы с многозаходной винтовой гофрировкой, которые позволяют избежать указанных проблем вследствие отсутствия полосы непропускания в рабочем диапазоне частот [65,66]. Кроме того, путем подбора геометрических параметров можно в широких пределах изменять дисперсионные свойства таких волноводов, обеспечивая как эффективное растяжение, так и компрессию СВЧ импульсов. Следует также отметить, что имеется положительный опыт [65–68] использования винтовых волноводов по компрессии частотно-модулированного импульса гигаваттного уровня мощности, генерируемого релятивистской ЛОВ с переменным напряжением на частоте 10 ГГц.

В усилительной секции СРА-схемы могут быть использованы различные типы как релятивистских, так и нерелятивистских электронных устройств, включая черенковские ЛБВ, гиросилители, лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) с непрерывной инжекцией и т.д. Однако, помимо высокого коэффициента усиления, усилители должны обладать достаточно большой рабочей полосой, чтобы не вносить дополнительных искажений в усиливаемый сигнал. В противном случае паразитные набег фаз могут приводить к понижению эффективности восстановления исходной формы импульса в компрессоре. В п.1.2 рассматривается возможность использования в СРА-схеме релятивистских черенковских ЛБВ [67–69]. Анализируется возможность усиления субнаносекундных импульсов сверхизлучения Ка-диапазона в такой схеме [1А,5А–7А]. Высокая (субгигаватная) пиковая мощность таких импульсов исключает возможность их непосредственного усиления без предварительного растяжения. В п.1.3 для усиления ультракоротких импульсов меньшей (киловаттной) мощности исследуется возможность использования гиросилителей на основе волноводов с винтовой гофрировкой поверхности [72–78]. При соответствующем выборе параметров одна из нормальных мод такого волновода имеет достаточно большую и практически постоянную групповую скорость в широкой (10–20%) полосе частот, что позволяет обеспечить эффективное резонансное взаимодействие с винтовым электронным пучком на циклотронных гармониках при выполнении равенства между групповой скоростью рабочей волны и поступательной скоростью частиц.

1.1. Использование спирально-гофрированных волноводов в системе «стретчер – компрессор»

Цилиндрические волноводы с винтовой гофрировкой стенок (Рис.1.2) широко исследовались как теоретически, так и экспериментально в качестве компрессоров частотно модулированных сигналов [65,66]. Такая гофрировка, при определенном выборе геометрических параметров, осуществляет резонансное (брэгговское) взаимное рассеяние выбранной пары волн невозмущенного круглого волновода (парциальных волн) в рабочей области частот. Как правило, в таком случае возникающие нормальные волны волновода с винтовой гофрировкой обладают качественно новыми свойствами по сравнению с парциальными волнами.

При достаточно малой глубине гофрировки ($\tilde{r} \ll \lambda$, где $\lambda = 2\pi/k$ – длина волны), дисперсию нормальных волн можно представить как «расщепление» дисперсионных характеристик парциальных мод. В зависимости от геометрических параметров гофрировки, а также волновых чисел взаимодействующих парциальных волн можно выделить три качественно различные ситуации: отражение во встречную волну, взаимное переизлучение попутных волн и взаимное рассеяние бегущей волны и квазикритической моды. Для реализации эффективного диспергирующего элемента в данной главе рассматривается последний случай, когда винтовая гофрировка в рабочей полосе частот резонансно связывает две парциальные моды гладкого волновода, одна из которых близка к отсечке (квазикритическая мода), а другая обладает большой групповой скоростью (бегущая мода).

В результате образуются две нормальные моды V и W , дисперсионные свойства последней из которых могут меняться в широких пределах при небольшом изменении периода и глубины гофрировки. Благодаря особенности дисперсии нормальной волны W , обладающей двумя монотонными участками роста и падения групповой скорости, спирально-гофрированные волноводы могут быть использованы не только в качестве компрессора, но и для растяжения исходного короткого импульса на первом этапе СРА-метода (Рис.1.3). Кроме того, важным фактом является то, что на частотах, ниже критической для моды V , мода W

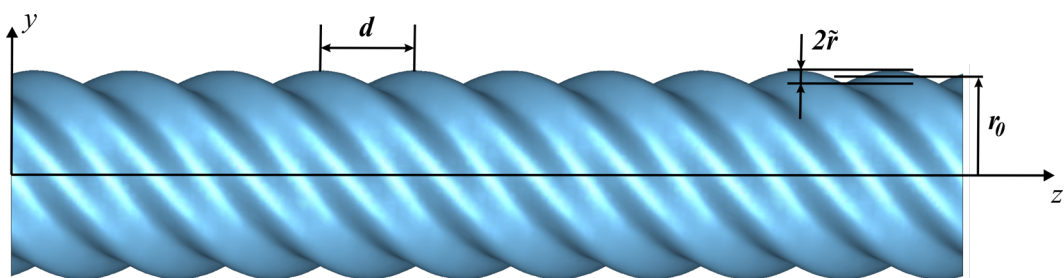


Рис.1.2. Волновод с винтовой гофрировкой поверхности.

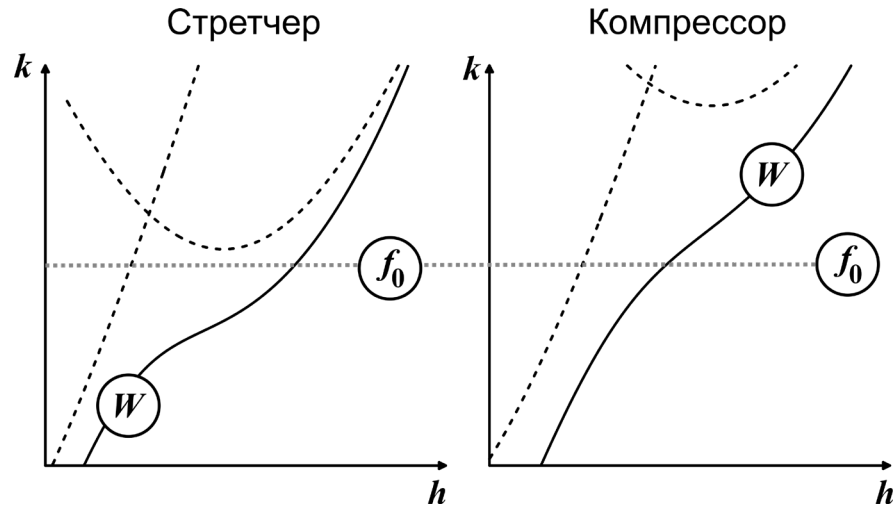


Рис.1.3. Пример реализации стретчера и компрессора с использованием разных участков монотонной зависимости групповой скорости нормальной волны спирально-гофрированного волновода от частоты.

является «изолированной» распространяющейся волной, с монотонной зависимостью групповой скорости от частоты. Таким образом, на участке с адиабатически плавно нарастающей амплитудой гофрировки, на вход которого, представляющий собой круглый волновод, поступает бегущая парциальная волна, происходит селективное возбуждение нормальной волны W . Соответственно на участке с адиабатически уменьшающейся гофрировкой нормальная волна W практически полностью трансформируется в моду круглого волновода. Благодаря этому может быть осуществлен эффективный ввод и вывод энергии из стретчера и компрессора.

1.1.1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим волновод круглого сечения с винтовой гофрировкой поверхности (Рис.1.2), которая в случае синусоидального профиля может быть представлена в цилиндрической системе координат (r, φ, z) в следующем виде:

$$r(\varphi, z) = r_0 + \tilde{r} \cos(\bar{m}\varphi - \bar{h}z), \quad (1.1)$$

где r_0 – средний радиус волновода, \bar{m} – число заходов, $\bar{h} = 2\pi/d$, \tilde{r} и d – амплитуда и период гофрировки. В условиях брэгговского резонанса:

$$\bar{m} = m_A + m_B, \quad \bar{h} \approx h_B, \quad (1.2)$$

такая гофрировка обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух противоположно вращающихся $TE_{m,n}$ мод цилиндрического волновода, первая из которых является квазикритической (A), а вторая – бегущей (B). Электрические поля парциальных волн можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\bar{E}_A &= \text{Re} \left\{ A(z, t) \bar{E}_\perp^A(r) e^{i(\omega_A t - m_A \phi)} \right\}, \\ \bar{E}_B &= \text{Re} \left\{ B(z, t) \bar{E}_\perp^B(r) e^{i(\omega_A t - h_0 z - m_B \phi)} \right\},\end{aligned}\quad (1.3)$$

где $A(z, t)$ и $B(z, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды полей, функции $\bar{E}_\perp^A(r)$ и $\bar{E}_\perp^B(r)$ описывают радиальную структуру соответствующих мод гладкого цилиндрического волновода. Здесь $m_{A,B}$ – азимутальные индексы мод, ω_A – частота квазикритической моды, выбранная за несущую частоту, $h_0 = h_B(\omega_A)$ – продольное волновое число бегущей парциальной волны B на несущей частоте.

Процесс распространения импульса в стретчере и компрессоре может быть описан при помощи системы эволюционных уравнений [79,2A], описывающих изменение огибающих парциальных мод:

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial a}{\partial t} + 2\alpha \kappa_A^2 b - \frac{i \kappa_A^2}{Q_{ohm}} a = 0, \quad (1.4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^B} \frac{\partial}{\partial t} \right) b - i(\bar{h} - h_0)b + i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \alpha a = 0. \quad (1.5)$$

Здесь $a = eA\sqrt{N_A}/m_e c^2 \kappa_A$ и $b = eB\sqrt{N_B}/m_e c^2 \kappa_B$ – нормированные амплитуды парциальных

мод, $\alpha = \frac{\tilde{r}}{2r_0} \frac{v_B^2 - m_A m_B}{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}}$ – параметр связи волн на гофрированной поверхности

волновода, $N_{A,B} = (v_{A,B}^2 - m_{A,B}^2) J_{m_{A,B}}^2(v_{A,B})$ – нормы парциальных волн,

$Q_{ohm} = r_0 \delta_{scin}^{-1} (1 - m_A^2/v_A^2)$ – омическая добротность, δ_{scin} – глубина скин-слоя, $J_m(x)$ –

функция Бесселя m -го порядка, $v_{A,B} = \kappa_{A,B} r_0$ – корни уравнений $J'_{m_A}(x) = J'_{m_B}(x) = 0$,

$V_{gr}^B = h_0 c / \kappa_A$ – групповая скорость бегущей волны B , $\kappa_A = \omega_A / c$.

Для проведения численного моделирования распространения электромагнитного импульса через волновод с винтовой гофрировкой стенок уравнения (1.4) должны быть дополнены соответствующим граничными условиями на бегущую и квазикритическую волны. Предполагается, что для квазикритических волн A на границах диспергирующих линии z_{in} , z_{out} выполнено безотражательное граничное условие [80]:

$$\left(a \mp \frac{1}{\sqrt{2\pi i \omega_A}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-t'}} \frac{\partial a(z, t')}{\partial z} dt' \right) \Big|_{z=z_{in}, z_{out}} = 0. \quad (1.6)$$

В то же время, как было обозначено ранее, ввод импульса в систему осуществляется посредством бегущей волны B . В таком случае, граничные условия в стретчере и компрессоре представим в виде:

$$b|_{z=z_{in, str}} = b_0(t) \exp(i\delta_1 t), \quad b|_{z=z_{in, com}} = b_{out, str}(t) \exp(i\delta_2 t), \quad (1.7)$$

где $\delta_1 = \omega_0 - \omega_{A, str}$ – отстройка центральной частоты ω_0 исходного импульса от критической частоты $\omega_{A, str}$ квазикритической моды A стретчера, выбранной за несущую, b_0 – огибающая сигнала на входе в диспергирующий элемент, $\delta_2 = \omega_{A, str} - \omega_{A, com}$ – отстройка частот квазикритических мод в дисперсионных элементах, $b_{out, str}$ – огибающая сигнала на выходе из стретчера.

1.1.2. Методы оптимизации параметров спирально-гофрированных волноводов

Далее численное моделирование процессов растяжения и сжатия СВЧ импульсов проводилось с использованием уравнений (1.4). Однако, аналогично работе [66], предварительный подбор и оптимизация геометрических параметров волноводов с винтовой гофрировкой в отсутствие омических потерь могут быть выполнены на основе анализа дисперсионных характеристик нормальной волны W , дисперсионное уравнение для которой может быть получено из системы уравнений (1.4) при записи амплитуд парциальных волн в форме: $a, b \sim \exp(i\Omega t - ihz)$ (ср. с [73]):

$$\left(\Omega - \frac{h^2 c^2}{2\omega_A} \right) \left(\Omega - V_{gr}^B (h + \bar{h} - h_0) \right) = \alpha^2 \omega_A^2. \quad (1.8)$$

Здесь $\Omega = \omega - \omega_A$ – отстройка частоты излучения от несущей частоты, h – продольное волновое число. Характерные решения уравнения (1.8) качественно изображены на (Рис.1.4). При этом, эволюция плоской волны $u(z, t) = U(z, t) \exp(i\omega t - ih(\omega)z)$ в линейной диспергирующей среде может быть представлена в виде:

$$u(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int u_0(t') \exp[i\omega(t-t') - ih(\omega)z] dt' d\omega, \quad (1.9)$$

где $u_0(t) = u(z=0, t)$ – входной сигнал. В таком случае, восстановление формы сигнала при прохождении через систему «стретчер–компрессор» эквивалентно выполнению соотношения:

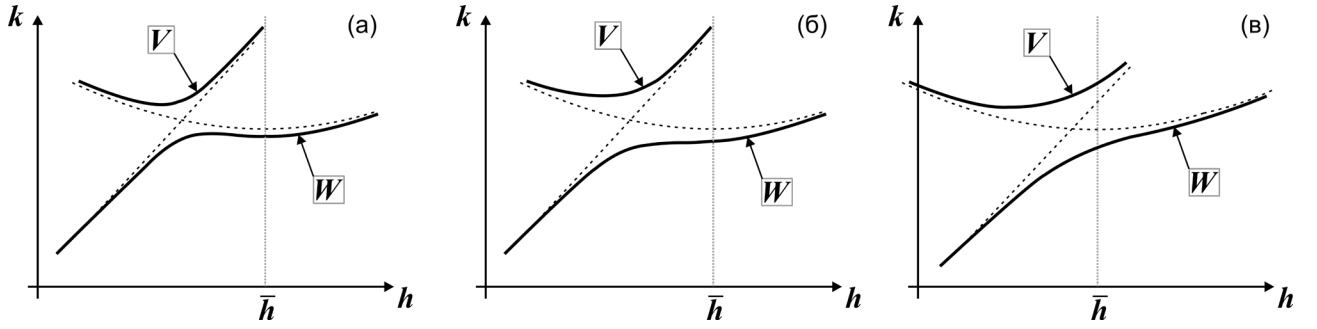


Рис.1.4. Дисперсионные диаграммы, иллюстрирующие качественное изменение свойств нормальной моды W при небольшом изменении параметров гофрировки: групповая скорость моды W в зависимости от h (а) знакопеременна, (б) имеет одну точку обращения в нуль и (в) монотонна.

$$u_0(t'') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int u_0(t') \exp[i\omega(t-t') - i\psi(\omega)] dt' d\omega, \quad (1.10)$$

где $\psi(\omega) = h_{str}(\omega)L_{str} + h_{com}(\omega)L_{com}$ – суммарный набег фазы при проходе через стретчер и компрессор, L_{str} и L_{com} – длины соответствующих секций, $h_{str}(\omega)$ и $h_{com}(\omega)$ – их дисперсионные характеристики, определяемые соотношением (1.8). Для выполнения условия (1.10) необходимо, чтобы функция $\psi(\omega)$ была линейной: $\psi(\omega) = \tau_d \omega + \alpha$, где время задержки τ_d представляет собой время прохода импульса по системе, а α – сдвиг фазы комплексной огибающей импульса. Соответственно условие восстановления формы сигнала (1.10) можно переписать в виде:

$$\frac{\partial^2 \psi(\omega)}{\partial \omega^2} = \frac{\partial^2 h_{str}(\omega)}{\partial \omega^2} L_{str} + \frac{\partial^2 h_{com}(\omega)}{\partial \omega^2} L_{com} = 0. \quad (1.11)$$

В рамках такого подхода, геометрические параметры оптимальной пары «стретчер-компрессор» выбирались из условия минимизации следующего интеграла:

$$\min \int_{\omega_1}^{\omega_2} \left(\frac{\partial^2 h(\omega, r_{0str}, d_{str}, \tilde{r}_{str})}{\partial \omega^2} L_{str} + \frac{\partial^2 h(\omega, r_{0com}, d_{com}, \tilde{r}_{com})}{\partial \omega^2} L_{com} \right) d\omega, \quad (1.12)$$

где ω_1 и ω_2 – границы рабочей полосы частот. Данный подход является аналогом метода компенсации дисперсии второго порядка [81], который применяется в оптике для оптимизации параметров дифракционных решеток в соответствующих СРА-схемах. Стоит отметить, что формула (1.12) была использована для предварительного подбора геометрических параметров стретчера и компрессора в п.1.3 при рассмотрении схемы со спирально-гофрированными волноводами в каждой секции. Тем не менее, применение данного метода оптимизации затрудняется необходимостью производить перебор 6 свободных параметров (средний радиус,

амплитуда и период гофрировки в стретчере и компрессоре). В этой связи представляет интерес поиск альтернативных методов, позволяющих достаточно быстро находить оптимальные параметры дисперсионных элементов.

С учетом того, что групповые скорости спектральных компонент в диспергирующей линии даются соотношением $V_{gr}(\omega) = (dh/d\omega)^{-1}$, условие (1.11) можно записать в следующем виде:

$$\frac{L_{str}}{\beta_{gr}^{(str)}(\omega)} + \frac{L_{com}}{\beta_{gr}^{(com)}(\omega)} = const, \quad (1.13)$$

где $V_{gr} = \beta_{gr}c$. Необходимо отметить, что условие восстановления формы исходного импульса при проходе через стретчер и компрессор в форме (1.13) может быть получено из физических соображений в рамках известного «кинематического подхода». Данный подход заключается в представлении входного импульса в виде набора виртуальных «частиц», имеющих скорости V_{\parallel} , равные групповым скоростям спектральных компонент в диспергирующей линии. В таком случае восстановление формы исходного импульса соответствует случаю, когда «частицы», после пролета через стретчер и компрессор, собираются в одну точку (Рис.1.5), то есть время пролета t_n через систему не зависит от номера частицы (n):

$$t_n = \frac{L_{str}}{V_{\parallel,n}^{str}} + \frac{L_{com}}{V_{\parallel,n}^{com}} = const. \quad (1.14)$$

Очевидно, что полученное в рамках кинематического подхода условие (1.14) полностью соответствует условию (1.13). При этом параметры стретчера подбираются так, чтобы «частицы» разбегались с наибольшей скоростью (большая разность групповых скоростей на

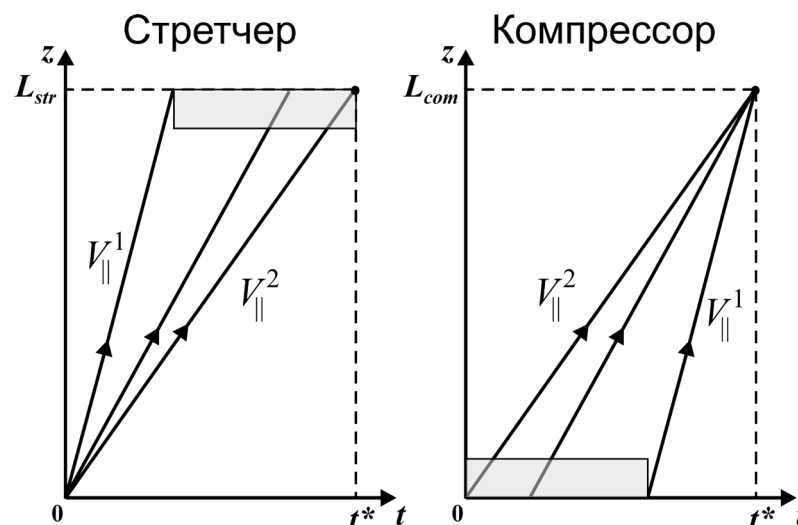


Рис.1.5. Схема работы стретчера и компрессора в рамках «кинематического подхода».

границе рабочей полосы частот), для обеспечения эффективного растяжения сигнала. Кроме того, разбег «частиц» должен быть равномерным. В противном случае, на выходе из стретчера, могут возникать области группировки «частиц» (пиков огибающей амплитуды растянутого импульса), что негативно отразится на эффективности работы усилителя. Параметры компрессора выбираются из условия выполнения равенства (1.13) в наибольшей полосе частот (максимально возможное число частиц собирается в одной точке).

Далее приведен пример процесса оптимизации параметров спирально-гофрированных волноводов для начального импульса на центральной частоте $f_0 = 30$ ГГц, длительностью по полувысоте мощности $t_0 = 300$ пс, и огибающей амплитуды следующего вида:

$$U(t) = U_0 \sin^2\left(\frac{\pi t}{2T_0}\right) \quad (1.15)$$

где $T_0 = t_0/2(1 - \arcsin(2^{-1/4})/\pi)$. Нормированный спектр такого импульса изображен на Рис.1.6. В качестве рабочей полосы частот выбирается область 27.5–32.5 ГГц, в которой заключена большая часть спектральной энергии рассматриваемого импульса.

Стоит отметить, что при нахождении сигнала на выходе из диспергирующего элемента по формуле (1.9) для вычислений используется дисперсия $h(\omega, r_0, d, \tilde{r})$, которая определяется геометрическими параметрами гофрировки. В тоже время «кинематический подход» основан на выборе зависимости групповой скорости $V_{gr} = V_{gr}(\omega, r_0, d, \tilde{r})$ от частоты в диспергирующем элементе. В этой связи требуется возможность определения параметров гофрировки по заданным значениям групповой скорости на разных частотах. Для этого в Приложении 1, на

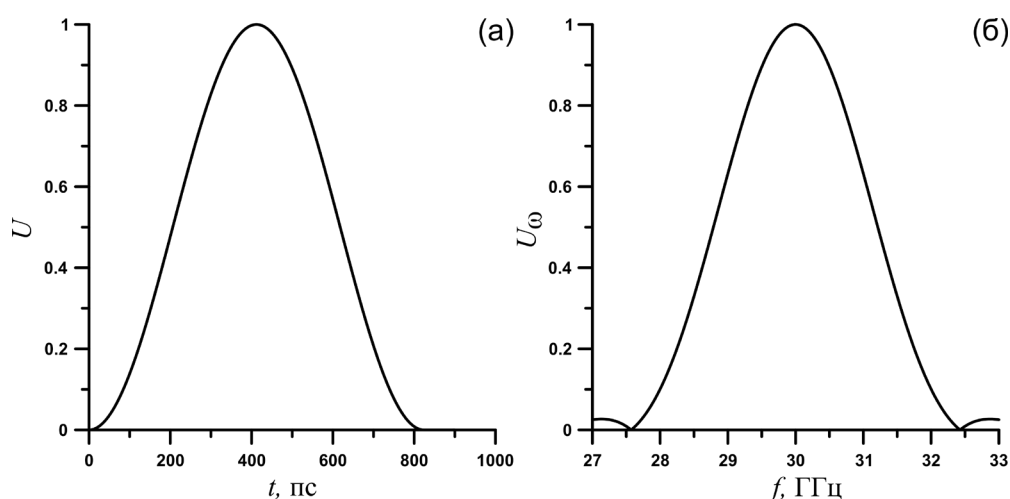


Рис.1.6. (а) Огибающая импульса длительностью 300 пс по полувысоте мощности, описываемая формулой (1.15) и его спектр (б) с центром на частоте 30 ГГц.

основе закона дисперсии (1.8), проводится вывод зависимости амплитуды гофрировки \tilde{r} от групповой скорости и частоты:

$$\tilde{r}_{\pm}(r_0, d, \omega, V_{gr}) = 2r_0 \frac{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}}{v_B^2 - m_A m_B} \left(\frac{V_{gr}^B}{2c\kappa_A^3} \right)^{1/2} \left\{ \frac{2b_{\omega}^3}{27} + \frac{2b_{\omega}c_{\omega}}{3} - \frac{2e_{\omega}}{J} \cdot \left[\frac{2e_{\omega}^2}{J^2} + \frac{3g_{\omega}}{J} \pm \left[\left(\frac{2e_{\omega}^2}{J^2} + \frac{3g_{\omega}}{J} \right)^2 - \left(\frac{p_{\omega}}{3} - \frac{2g_{\omega}}{J} \right) \left(\left(\frac{g_{\omega}}{e_{\omega}} + \frac{Jp_{\omega}}{3e_{\omega}} \right)^2 + p_{\omega} \right) \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (1.16)$$

где введены следующие обозначения: $\beta_{gr}^B = V_{gr}^B/c$, $\beta_{gr} = V_{gr}/c$, $J = 3\beta_{gr}^{-1} - (\beta_{gr}^B)^{-1}$, $g_{\omega} = b_{\omega}^2/9\beta_{gr}^B + c_{\omega}/3\beta_{gr}^B + 2b_{\omega}\kappa_A/3$, $e_{\omega} = b_{\omega}/3\beta_{gr}^B - \kappa_A$, $p_{\omega} = c_{\omega} - b_{\omega}^2/3$, $c_{\omega} = 2\kappa_A(\kappa_A - \omega/c)$, $b_{\omega} = (\bar{h} - h_0) + (\kappa_A - \omega/c)/\beta_{gr}^B$.

Здесь необходимо отметить, что для фиксированных периода гофрировки d и среднего радиуса волновода r_0 соотношение (1.16) показывает, что существуют две амплитуды гофрировки \tilde{r}_+ и \tilde{r}_- , при которых на заданной частоте $\omega = \omega^*$ ($\omega = 2\pi f$) групповая скорость нормальной волны будет принимать значение $V_{gr} = V_{gr}^*$. Данный факт объясняется особенностью дисперсии нормальной волны спирально-гофрированного волновода, которая обладает двумя монотонными участками изменения групповой скорости (Рис.1.7.б). Таким

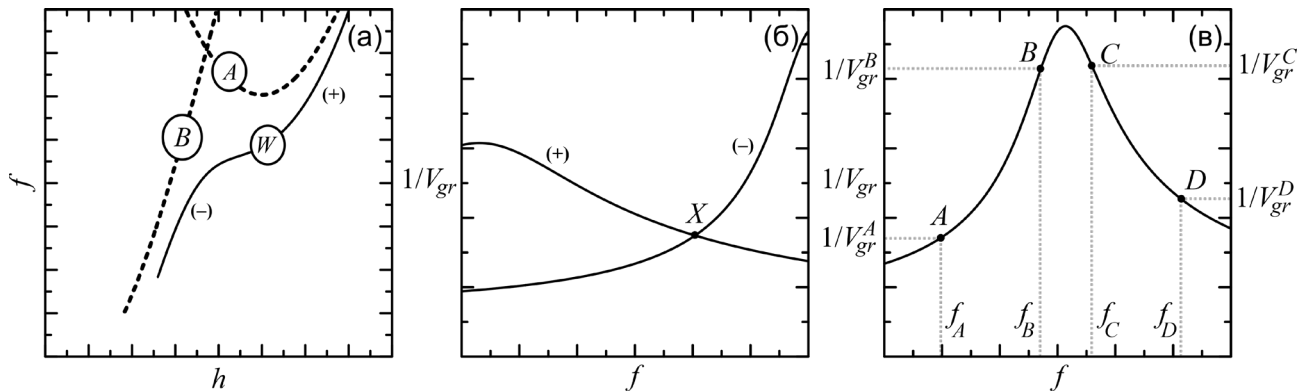


Рис.1.7. Пример «положительной» и «отрицательной» ветвей на графике дисперсии (а) и групповой скорости (б) нормальной волны W спирально гофрированного волновода; (б) Зависимости групповых скоростей от частоты для нормальных волн W в волноводах с одинаковыми средними радиусами и периодами гофрировки и различными амплитудами гофрировки \tilde{r}_{\pm} , полученными из соотношения (1.16) для групповой скорости и частоты соответствующих точке X ; (в) Пример выбора пар параметров (f, V_{gr}) соответствующий расположению рабочей полосы частот на «положительной» (точки C, D) или «отрицательной» (точки A, B) ветви дисперсии.

образом, дисперсионную кривую (Рис.1.7.а) можно разделить на две ветви. Одну из них далее будем называть «положительной ветвью», так как значение амплитуды гофрировки соответствует решению $\tilde{r}_1 = \tilde{r}_+(r_0, d, \omega^*, V_{gr}^*)$, а другую – «отрицательной ветвью», для амплитуды гофрировки равной $\tilde{r}_2 = \tilde{r}_-(r_0, d, \omega^*, V_{gr}^*)$. Очевидно, что при выборе параметров диспергирующих элементов их необходимо подбирать таким образом, чтобы рабочая полоса частот располагалась на разных «ветвях» для стретчера и компрессора. При этом, выбор рабочей ветви осуществляется путем выбора двух точек – (ω_1, V_{gr}^1) и (ω_2, V_{gr}^2) , принадлежащих одной «ветви». Математически, данное условие приводит к тому, что выбор положительной ветви (Рис.1.7.в) соответствует выполнению следующего равенства:

$$\tilde{r}_+(r_0, d, \omega_C, V_{gr}^C) = \tilde{r}_+(r_0, d, \omega_D, V_{gr}^D) \quad (1.17)$$

а выбор отрицательной ветви к выполнению равенства:

$$\tilde{r}_-(r_0, d, \omega_A, V_{gr}^A) = \tilde{r}_-(r_0, d, \omega_B, V_{gr}^B) \quad (1.18)$$

Следовательно, разрешая соотношения (1.17) или (1.18) относительно периода гофрировки волновода d для заранее выбранных групповых скоростей V_{gr}^1, V_{gr}^2 на границе рабочей полосы частот ω_1, ω_2 остается свободным только один параметр – средний радиус волновода r_0 .

Здесь необходимо отметить, что разрешение полученных соотношений является нетривиальной задачей. В этой связи, поиск решений осуществляется при помощи численных методов в рамках математического пакета MathCad. Однако, благодаря сложному виду зависимостей $\tilde{r}_\pm(d)$ (Рис.1.8.а) (многообразие видов данных кривых рассмотрено в Приложении 1), соотношения (1.17) и (1.18) могут обладать несколькими решениями. Таким образом, при поиске геометрических параметров гофрировки численные методы дополняются графическим – решения соответствуют точкам пересечения соответствующих графиков (Рис.1.8.б).

Важно отметить, что в качестве диспергирующих элементов далее будут рассматриваться волноводы с пятизаходной винтовой гофрировкой, связывающей бегущую $TE_{3,1}$ и квазикритическую $TE_{2,2}$ моды. Увеличенный средний радиус r_0 таких элементов, по сравнению с волноводами с трехзаходной винтовой гофрировкой, позволяет понизить омические потери, а также повысить электропрочность, что является важным фактором при рассмотрении мульти-гигаваттной СРА-схемы. Кроме того, в качестве задающих параметров

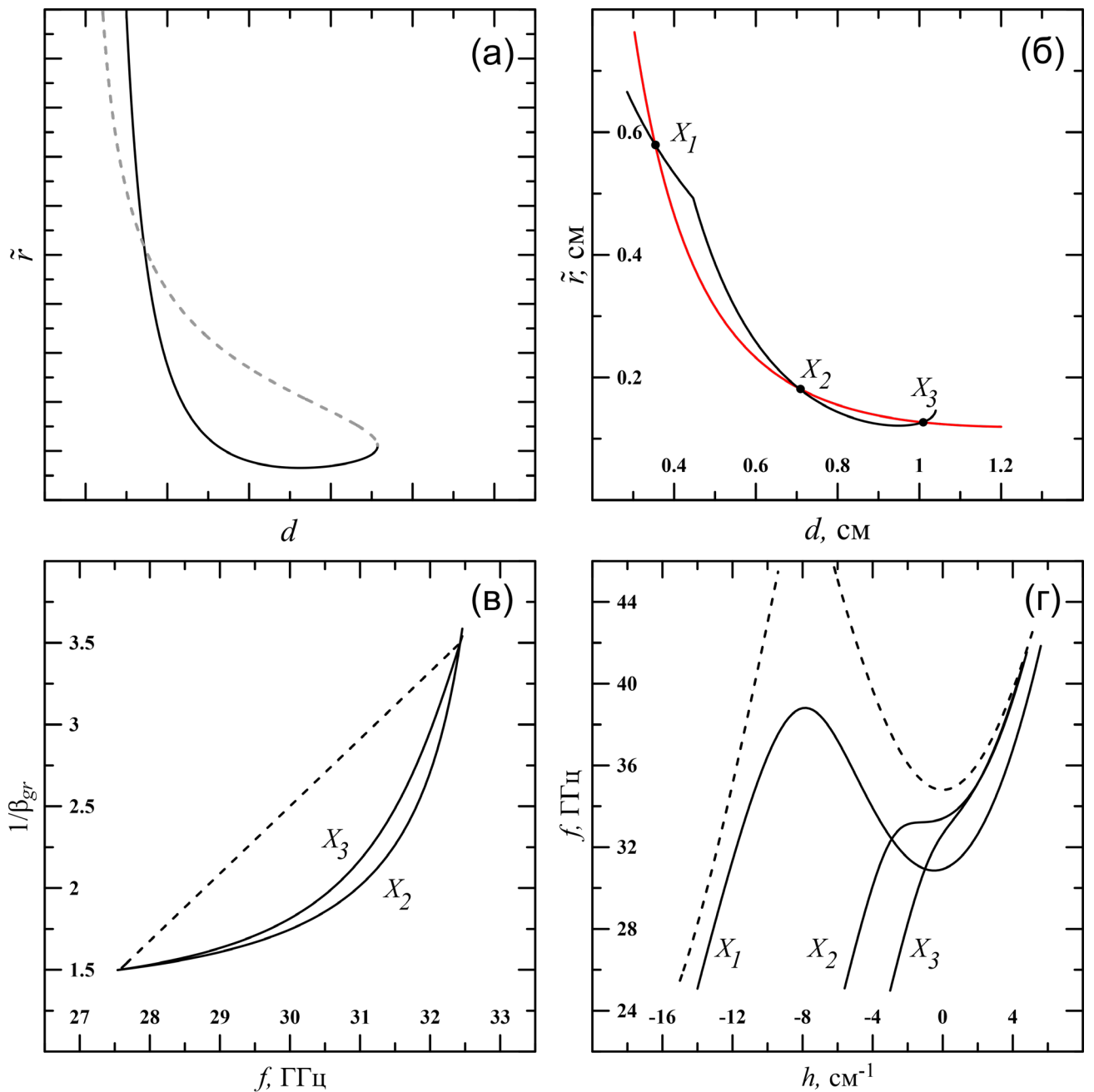


Рис.1.8. (а) Простейший вид графика зависимостей $\tilde{r}_+(d)$ (штрихованная кривая) и $\tilde{r}_-(d)$ (сплошная кривая); (б) Пример решения уравнения (1.18) графическим методом для среднего радиуса волновода $r_0 = 9.2$ мм и значений групповых скоростей на границе рабочей полосы частот $f_1 = 27.5$ ГГц и $f_2 = 32.5$ ГГц равных $\beta_{gr,1}^{-1} = 1.5$ и $\beta_{gr,2}^{-1} = 3.5$. X_1, X_2, X_3 – точки пересечения графиков, соответствующие искомым решениям; (в) График зависимости обратной групповой скорости от частоты для нормальных волн винтовых волноводов с параметрами гофрировки соответствующими точкам X_2 и X_3 (сплошные кривые), а также идеальная зависимость (штрихованная кривая); (г) Дисперсионные характеристики нормальных волн (сплошные кривые) отвечающих полученным решениям и парциальных волн (штрихованные кривые) соответствующих параметрам решения в точке X_1 .

для удобства будут выбираться пары частота – обратная групповая скорость (f, β_{gr}^{-1}) на границе рабочей полос частот. Это связано с тем, что условие восстановления формы сигнала после прохождения через диспергирующие элементы (1.13) выполняется для обратных величин.

В качестве примера рассмотрим стретчер, параметры которого будут подобраны таким образом, что рабочая полоса лежит на «отрицательной ветви» дисперсионной характеристики. Для этого предположим, что на границах рабочей полосы частот ($f_1 = 27.5$ ГГц и $f_2 = 32.5$ ГГц) нормальная волна такого волновода обладает следующими групповыми скоростями: $\beta_{gr,1}^{-1} = 1.5$ и $\beta_{gr,2}^{-1} = 3.5$, соответственно. Свободный параметр – средний радиус волновода выберем равным $r_0 = 9.2$ мм. Решение уравнения (1.18) графическим методом для выбранных параметров представлено на Рис.1.8.б. Видно, что существует три решения: точка X_1 ($d_1 = 3.54$ мм, $\tilde{r}_1 = 5.79$ мм), точка X_2 ($d_2 = 7.04$ мм, $\tilde{r}_2 = 1.83$ мм), точка X_3 ($d_3 = 10.08$ мм, $\tilde{r}_3 = 1.27$ мм). При этом точка X_1 не представляет интереса для целей реализации стретчера и компрессора, так как данное решение соответствует дисперсии с неоднозначной зависимостью групповой скорости нормальной волны (Рис.1.8.г)

Рассмотрим более подробно точки X_2 и X_3 . Несмотря на то, что обе точки удовлетворяют поставленным условиям, графики зависимостей $\beta_{gr}^{-1}(f)$ отличаются степенью выпуклости (Рис.1.8.в). В то же время из кинематического подхода следует, что оптимальным является случай, когда обратная зависимость групповой скорости от частоты является линейной. В этом случае «частицы» равномерно распределены по времени и на выходе стретчера отсутствуют области их группировки, что соответствует максимальному растяжению исходного импульса. Следовательно, можно ввести параметр характеризующий отличие рассматриваемой дисперсионной характеристики от идеальной:

$$D_{opt} = \int_{f_1}^{f_2} \left| \beta_{gr}^{-1}(f) - \frac{f(\beta_{gr,2}^{-1} - \beta_{gr,1}^{-1}) + f_2\beta_{gr,1}^{-1} - f_1\beta_{gr,2}^{-1}}{f_2 - f_1} \right| df. \quad (1.19)$$

Как видно из Рис.1.8.в зависимость $\beta_{gr}^{-1}(f)$ для точки X_3 ближе к оптимальной ($D_{opt} = 7.8 \cdot 10^{-2}$), чем аналогичная зависимость для точки X_2 ($D_{opt} = 9.3 \cdot 10^{-2}$). В то же время, как было отмечено ранее, в рамках рассматриваемого метода остается свободный параметр – средний радиус волновода r_0 . Расчеты показывают, что увеличение r_0 приводит к понижению

значения параметра D_{opt} , что означает приближение получаемой дисперсии к идеальному виду. При этом, оптимальное значение среднего радиуса волновода $r_0 = r_{0,opt}$ соответствует его предельному значению (Рис.1.9.а) – дальнейшее увеличение среднего радиуса приводит к тому что решения (1.18) соответствующего точке X_3 не существует. Для выбранных значений групповой скорости на границе рабочей полосы частот оптимальным является значение $r_{0,opt} = 9.4$ мм, при котором соответствующие параметры гофрировки равны: $d_{opt} = 11.07$ мм, $\tilde{r}_{opt} = 1.15$ мм. После прохождения стретчера длиной 100 см с полученными параметрами гофрировки, исходный импульс длительностью 500 пс растягивается в 4.5 раза, а его пиковая мощность уменьшается в 5 раз (Рис.1.9.б).

Таким образом, в рамках рассматриваемого метода при решении задачи о поиске оптимальных параметров стретчера удастся перейти от необходимости перебора значений 3-х параметров (среднего радиуса волновода, периода и амплитуды гофрировки) в произвольном диапазоне, к выбору значений групповой скорости на границе рабочей полосы частот исходя из физических соображений. Из кинематического подхода следует, что чем больше разница групповых скоростей $\Delta\beta = \beta_{gr,2}^{-1} - \beta_{gr,1}^{-1}$, тем больше разлет частиц (растяжение импульса). В то

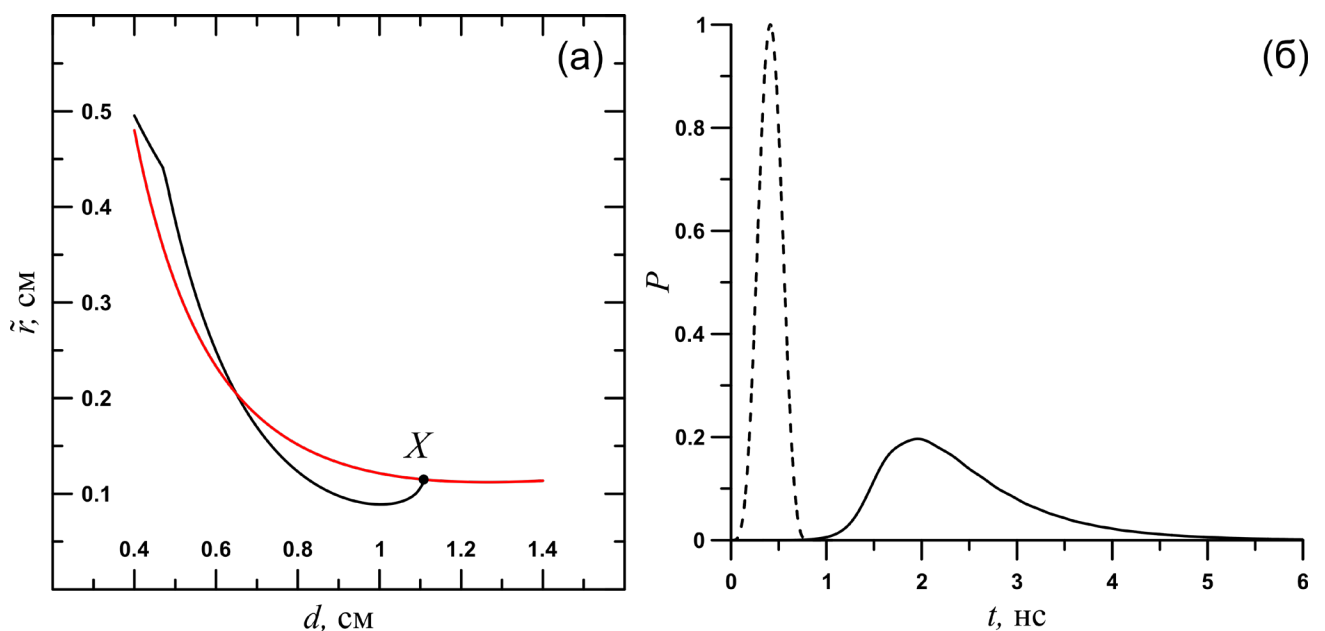
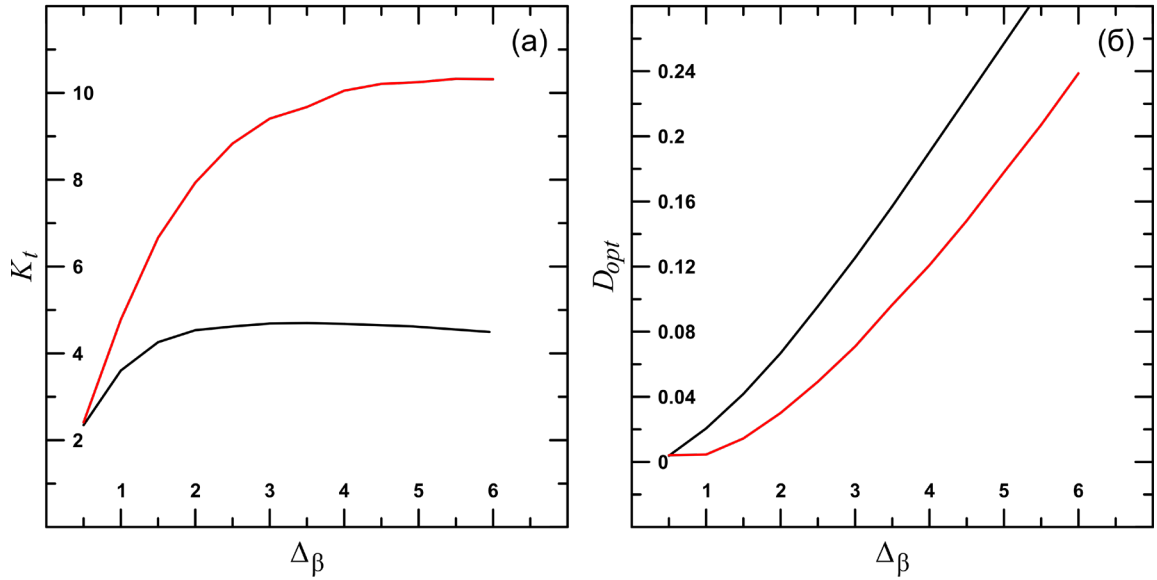


Рис.1.9. (а) Решения уравнения (1.18) графическим методом для оптимального значения среднего радиуса волновода $r_{0,opt} = 9.4$ мм и значений групповых скоростей на границе рабочей полосы частот $f_1 = 27.5$ ГГц и $f_2 = 32.5$ ГГц равных $\beta_{gr,1}^{-1} = 1.5$ и $\beta_{gr,2}^{-1} = 3.5$. (б) Относительная мощность исходного импульса длительностью 500 пс (штрихованная кривая) и растянутого импульса после прохождения через стретчер длиной 100 см (сплошная кривая) со следующими параметрами: $r_0 = 9.4$ мм, $d = 11.07$ мм, $\tilde{r} = 1.15$ мм.

же время, чем ниже скорость переднего фронта ($\beta_{gr,1}$), тем дольше импульс находится внутри стретчера и, соответственно, тем выше влияние дисперсии на его форму. Расчеты показывают (Рис.1.10), что данные предположения выполняются как для положительной, так и для отрицательной ветви. Однако, как видно из Рис.1.10.а,в с ростом разницы групповых скоростей

«Отрицательная ветвь»



«Положительная ветвь»

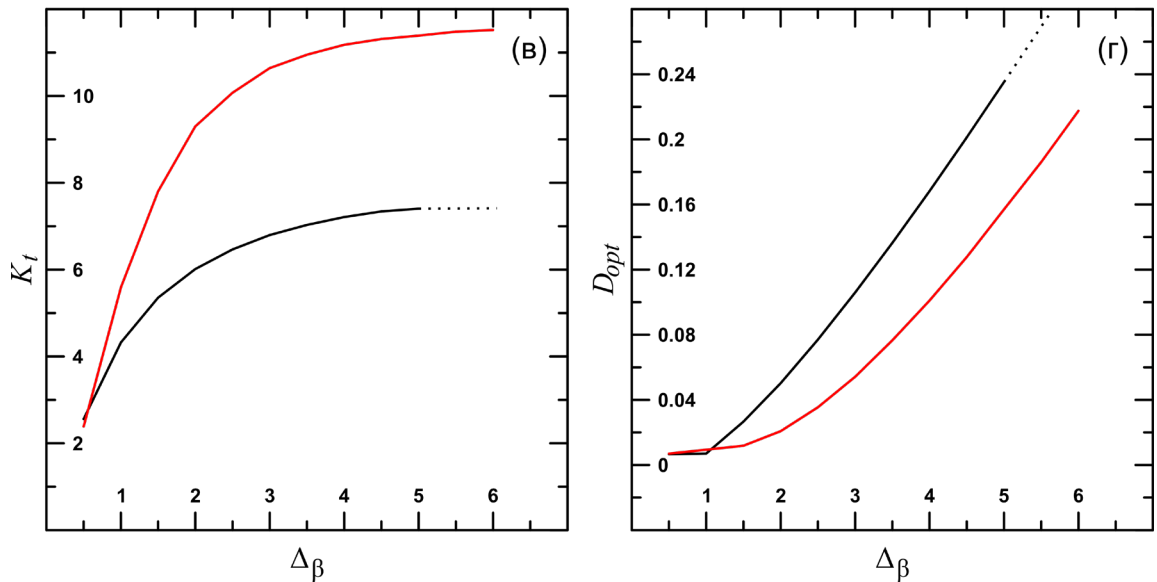


Рис.1.10. Зависимость коэффициента растяжения K_t (а),(в) и параметра D_{opt} (б),(г) от разницы групповых скоростей $\Delta\beta$ при использовании «положительной» и «отрицательной» ветви дисперсии спирально-гофрированного волновода для реализации стретчера. Скорость переднего фронта выбиралась равной: $\beta_{gr,1}^{-1} = 1.5$ (черные кривые); $\beta_{gr,1}^{-1} = 2.0$ (красные кривые).

происходит насыщение коэффициента растяжения $K_t = t_{str}/t_0$ (t_{str} – длительность по полувывсоте мощности растянутого импульса). Данный факт объясняется тем, что зависимость групповой скорости нормальной волны от частоты близка к идеальной ($D_{opt} \rightarrow 0$) только для случая малого параметра $\Delta\beta$ (Рис.1.10.б,г). Для достаточно большой разницы групповых скоростей, представляющей интерес для реализации эффективного стретчера, отличие зависимости $\beta_{gr}^{-1}(\omega)$ от идеальной приводит к тому, что, несмотря на разлет «частиц», соответствующих групповым скоростям на границе полосы частот, большая их часть остается сгруппированной. Таким образом, эффективность повышения параметра $\Delta\beta$ уменьшается и при оптимальном значении коэффициент растяжения K_t достигает максимума.

В то же время, несмотря на возможность варьирования дисперсионных свойств нормальной волны в широких пределах, расчеты показывают, что существуют области параметров $\beta_{gr,1}^{-1}$, $\beta_{gr,2}^{-1}$ при которых решений уравнения (1.17) не существует для любого значения среднего радиуса волновода r_0 (Рис.1.10.в). Таким образом, реализация диспергирующего элемента, в котором рабочая полоса частот лежит на «положительной ветви», ограничена и невозможна для высоких параметров $\beta_{gr,1}$, $\Delta\beta$.

Очевидно, что в паре «стретчер–компрессор» наибольшие требования предъявляются к компрессору, так как он должен компенсировать набег фаз, возникающий как в стретчере, так и в усилителе. Более того, именно коэффициент компрессии – отношение пиковой мощности компрессированного сигнала к мощности растянутого (усиленного) импульса определяет эффективность СРА-схемы. Вследствие этого, оптимальным является рассмотрение системы, в которой рабочая полоса располагается на «положительной ветви» в стретчере и на «отрицательной ветви» в компрессоре.

Важно отметить, что использование кинематического подхода при подборе параметров компрессора не позволяет достигнуть оптимального результата. Как уже было отмечено, в рамках данного подхода «виртуальные частицы» после прохождения компрессора должны собираться в одной точке. Соответственно, если в стретчере они обладали разностью скоростей $\Delta\beta$, то и в компрессоре разность групповых скоростей переднего и заднего фронта должна быть аналогична. Однако, как показывают расчеты (Рис.1.11) отличие реальной дисперсии волновода с многозаходной винтовой гофрировкой от идеальной приводит к возникновению паразитных импульсов в компрессоре (Рис.1.11.а), энергия которых может превышать 30% от полной энергии сигнала. Данный факт является следствием того, что условие (1.13)

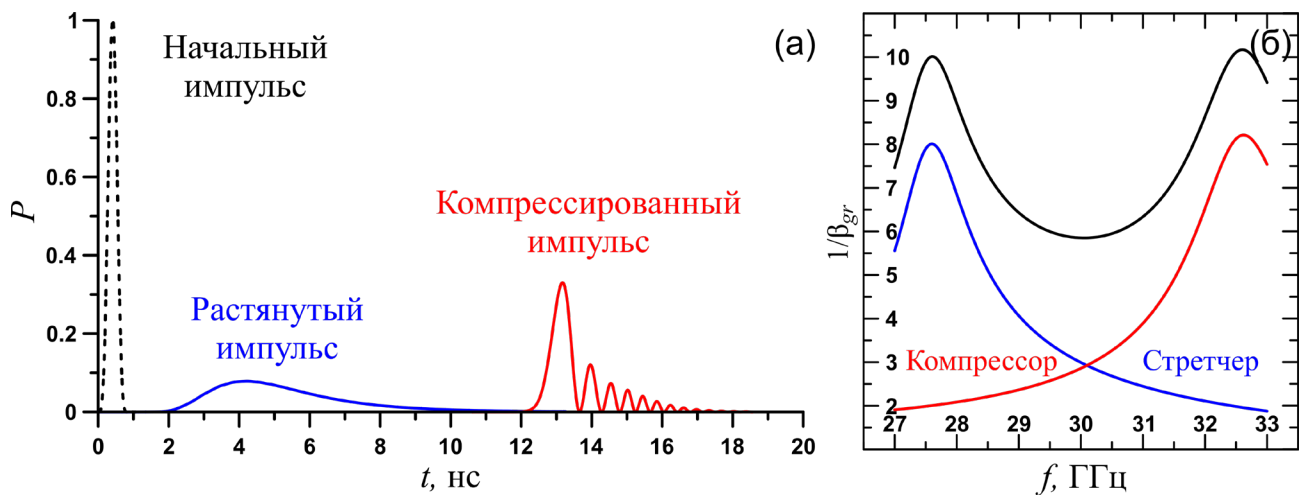


Рис.1.11. (а) Мощность исходного (штрихованная кривая), растянутого (красная кривая) и компрессированного (синяя кривая) импульсов после прохождения стретчера и компрессора длиной 100 см, параметры которых подбирались на основе кинематического подхода; (б) Соответствующая зависимость обратных групповых скоростей спектральных компонент от частоты в стретчере (красная кривая) и компрессоре (синяя кривая). Черная кривая показывает область выполнения условия (1.13).

восстановления формы сигнала на выходе компрессора выполняется в узкой полосе частот (Рис.1.11.б). Таким образом, рассматриваемый подход может быть эффективен в случаях небольших значений $\Delta\beta$, когда дисперсия близка к идеальной, а также при рассмотрении импульсов большой длительности, обладающих узким спектром.

В этой связи, для подбора параметров компрессора, предлагается использовать альтернативный подход, который заключается в поиске максимальной полосы частот Δf , в которой может быть удовлетворено условие (1.13). В рамках такого подхода подбор параметров оптимального компрессора осуществляется следующим образом: на первом этапе выбирается полоса частот Δf внутри рабочей полосы (Рис.1.12.в), и путем подбора групповых скоростей определяется оптимальное значение Δf при котором коэффициент компрессии $K_p = P_{com}/P_{str}$ (отношение пиковой мощности компрессированного импульса к мощности растянутого импульса) достигает максимума. При этом выбор групповых скоростей на границе полосы Δf осуществляется симметричным образом по отношению к стретчеру, для удовлетворения условия (1.13). На втором этапе осуществляется поиск оптимальной пары «стретчер–компрессор» путем проведения данной процедуры для всех рассмотренных разностей групповых скоростей в стретчере (Рис.1.12.а).

Расчеты показывают (Рис.1.12.а), что насыщение коэффициента K_p в компрессоре происходит раньше, чем насыщение аналогичного коэффициента в стретчере ($K_{p,str} = P_0/P_{str}$, P_0 – пиковая мощность исходного импульса). В частности, для рассматриваемого импульса

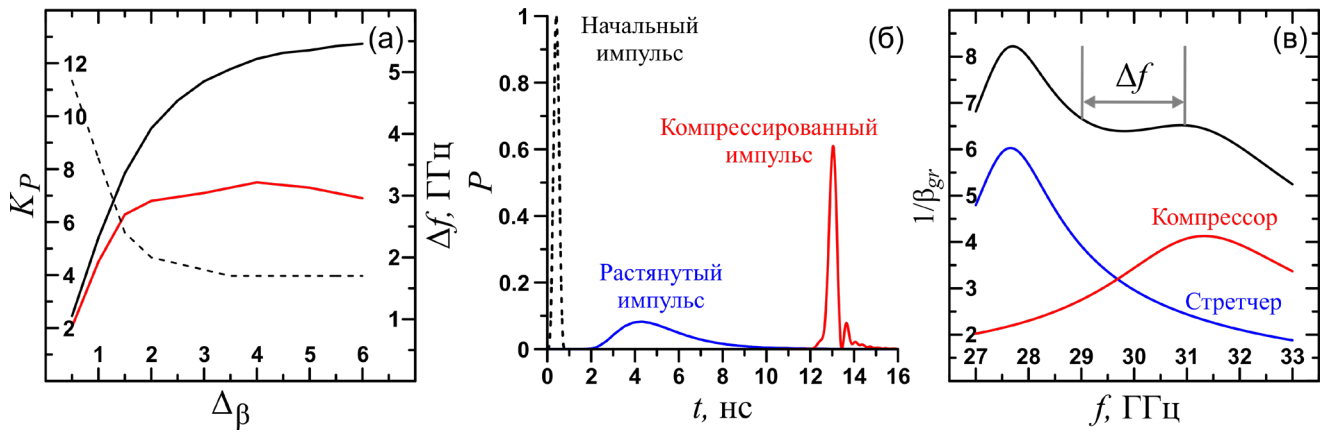


Рис.1.12. (а) Зависимость коэффициента $K_{p, str}$ (черная кривая) от разницы групповых скоростей в стретчере при $\beta_{gr,1}^{-1} = 2.0$ и коэффициента компрессии K_p (красная кривая), рассчитанного для оптимальной полосы Δf (штрихованная кривая); (б) Мощность исходного (штрихованная кривая), растянутого (синяя кривая) и компрессированного (красная кривая) импульсов после прохождения стретчера и компрессора длиной 100 см с оптимальными параметрами гофрировки; (в) Соответствующая зависимость обратных групповых скоростей спектральных компонент от частоты в стретчере (синяя кривая) и компрессоре (красная кривая). Черная кривая показывает область выполнения условия (1.13).

длительностью 300 пс оптимальной является разность групповых скоростей $\Delta\beta^* = 4$ (Рис.1.12.а). При этом после прохождения через стретчер длиной 100 см с геометрическими параметрами соответствующими такой разнице групповых скоростей ($r_{0, str} = 10.51$ мм, $d_{str} = 9.36$ мм, $\tilde{r}_{str} = 2.63$ мм) исходный импульс растягивается в 12 раз (Рис.1.12.б). Оптимальный компрессор аналогичной длины с параметрами гофрировки $r_{0, com} = 9.02$ мм, $d_{com} = 8.74$ мм, $\tilde{r}_{com} = 2.54$ мм обеспечивает эффективную компрессию импульса и повышение пиковой мощности в 7.5 раз. При этом эффективность компрессии (отношение энергии в основном импульсе на выходе из компрессора к энергии начального импульса) составляет 80%.

1.2. CPA-схема на основе релятивистской черенковской ЛБВ

В данном разделе исследуется CPA-схема (Рис.1.13) позволяющая обеспечить усиление коротких субгигаваттных импульсов сверхизлучения Ка-диапазона до мульти-гигаваттных значений [1А]. В усилительной секции рассматривается возможность использования релятивистской черенковской ЛБВ, в которой электронный пучок движется прямолинейно в периодической замедляющей структуре. При этом непосредственное усиление импульсов сверхизлучения в рассматриваемом усилителе невозможно, вследствие насыщения коэффициента усиления ЛБВ при подаче на вход субгигаваттных сигналов и развивающихся нелинейных эффектов. Однако предварительное растяжение исходного импульса с понижением его пиковой мощности и последующим последовательным усилением отдельных спектральных компонент делает возможным использование усилителей с электронными пучками по

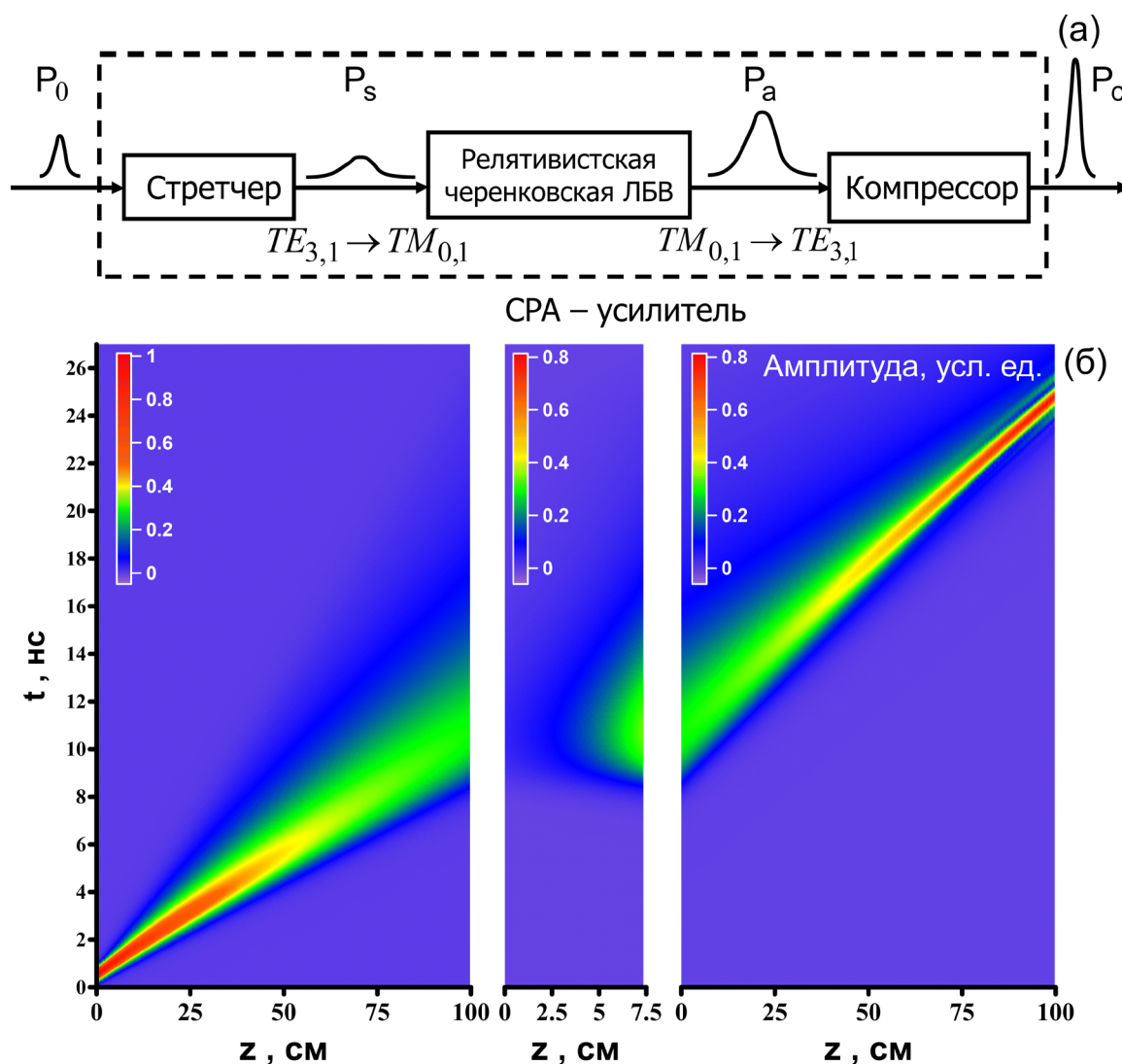


Рис.1.13. (а) Схема микроволнового CPA-усилителя на основе релятивистской черенковской ЛБВ; (б) Эволюция амплитуды падающего импульса сверхизлучения в процессе растяжения, усиления и компрессии.

мощности сравнимыми с пучками, используемыми для генерации импульсов СИ. При этом растяжение и восстановление начальной формы импульса после усиления осуществляется в диспергирующих линиях, в роли которых предлагается использовать рассмотренные в п.1.1 волноводы с пятизаходной винтовой гофрировкой. При передаче сигнала из одной секции в другую предполагается возможность трансформации $TE_{3,1}$ моды, посредством которой осуществляется ввод и вывод энергии из стретчера и компрессора, в рабочую $TE_{3,1}$ моду усилителя и обратно [82].

1.2.1. Модель и основные уравнения релятивистской черенковской ЛБВ

Исследование релятивистской черенковской ЛБВ Ка-диапазона проводилось на основе усредненной одномерной модели [70] для рабочей моды $TM_{0,1}$. Взаимодействие электромагнитной волны с потоком электронов осуществляется в условиях черенковского синхронизма, т.е. когда скорость электронов V_{\parallel} близка к фазовой скорости волны $V_{ph} = \omega / h$, где ω – частота волны, h – ее продольное волновое число. Предполагается, что время пролета электронов через систему мало по сравнению с длительностью усиливаемого импульса. При этом, если энергия электронов \mathcal{E} остается ультрарелятивистской в процессе взаимодействия, то движение электронов можно описать универсальными уравнениями [70]:

$$\frac{dW}{dZ} = \text{Re} \left[\left(F_z + iq \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \right) e^{i\theta} \right], \quad (1.20)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = W^{-2} - \delta, \quad (1.21)$$

которые дополняются уравнением возбуждения:

$$\frac{dF_z}{dZ} = G \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0. \quad (1.22)$$

Здесь $W = \gamma/\gamma_0$ – нормированная энергия электронов, $Z = kz/2\gamma_0^2$ – безразмерная пространственная координата, $\theta = \omega t - hz$ – фаза электронов относительно электромагнитной волны, $F_z = 2E_z\gamma_0/mc\omega$ – величина, пропорциональная продольному электрическому полю волны E_z , $\delta = 2\gamma_0^2(hc/\omega - 1)$ – начальная расстройка синхронизма,

$q = 4\gamma_0 D_0 (eI_e / mc^3) / \pi (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}$ – параметр пространственного заряда, I_e – ток электронов,

$G = 2\gamma_0^3 Z I_e e / \pi m_e c^2$ – нормированный коэффициент связи, Z – импеданс связи электронного

пучка с волной, D_0 – коэффициент депрессии сил пространственного заряда, который для трубчатого электронного пучка радиусом r_b , распространяющегося в цилиндрическом волноводе радиусом r_w равен:

$$D_0 = \frac{I_0(\varkappa \cdot r_b)}{I_0(\varkappa \cdot r_w)} (I_0(\varkappa \cdot r_w) K_0(\varkappa \cdot r_b) - I_0(\varkappa \cdot r_b) K_0(\varkappa \cdot r_w)),$$

где $I_0(x)$ и $K_0(x)$ – модифицированные функции Бесселя I-ого и II-ого рода, $\varkappa = k / (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}$.

При моделировании усилителя система уравнений (1.20), (1.21) дополняется следующими граничными условиями для невозмущенного электронного пучка:

$$W|_{Z=0} = 1, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (1.23)$$

При расчете спектральных характеристик черенковского усилителя граничное условие для амплитуды поля волны выбиралось в виде: $F_z(Z=0) = F_0$. На Рис.1.14 представлены характеристики черенковской ЛБВ, полученные на основе моделирования уравнений (1.20)–(1.22) при усилении $TM_{0,1}$ моды электронным пучком со следующими параметрами: энергия электронов – 500 кэВ, ток – 4 кА. Параметры замедляющей структуры (средний радиус – 7.7 мм, период гофрировки – 2.3 мм, амплитуда гофрировки – 1.26 мм) были выбраны аналогичными описанным в [71] с импедансом связи – 1.1 Ом для полого электронного пучка радиусом – 5.2 мм.

Как видно из Рис.1.14.а, в рассматриваемом усилителе может быть достигнут коэффициент усиления более 12 дБ в полосе частот около 3 ГГц для достаточно высокой

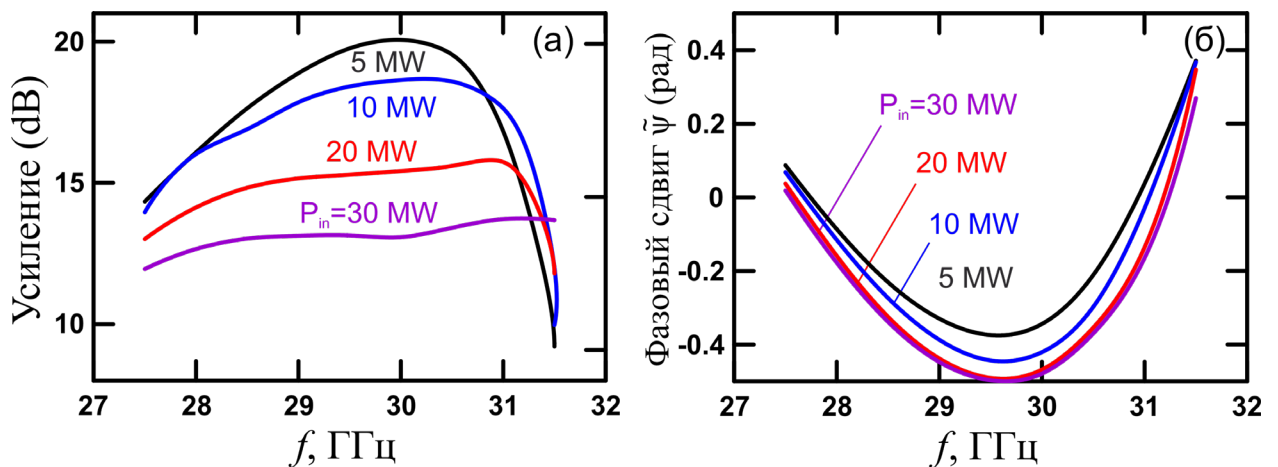


Рис.1.14 Спектральные характеристики релятивистской черенковской ЛБВ Ка-диапазона: зависимость коэффициента усиления (а) и фазового сдвига $\tilde{\psi}$ (б) от частоты для различных мощностей входного сигнала.

входной мощности (до 30 МВт). Важно отметить, что сдвиг фазы выходного сигнала относительно входного ψ в усилителе слабо зависит от входной мощности, а его частотная зависимость близка к линейной: $\psi(\omega) = \psi(\omega_0) + (\omega - \omega_0)\tau_a + \tilde{\psi}$, где $\tau_a = \partial\psi/\partial\omega|_{\omega=\omega_0}$ и $\tilde{\psi} \ll 1$. Таким образом, благодаря малости отклонения фазы $\tilde{\psi}$ (Рис.1.14.б) рассматриваемая черенковская ЛБВ не снижает эффективность пары «стретчер–компрессор» в рабочей полосе частот, что позволяет реализовать эффективную СРА-схему.

1.2.2. Оптимизация параметров стретчера и компрессора

Оптимизация параметров стретчера и компрессора, в роли которых выступают волноводы с пятизаходной винтовой гофрировкой, осуществлялась на основе метода, описанного в разделе 1.1.2. В качестве исходного рассматривался импульс сверхизлучения длительностью 360 пс на центральной частоте $f_0 = 29.5$ ГГц, вид огибающей которого выбирался в форме (1.15): $U_{in}(t) = U_0 \cdot \sin^2(\pi t/2T_0)$. Оптимальные параметры дисперсионных элементов представлены в Таблице 1.1. Условие (1.13) выполняется в спектральном диапазоне $\Delta f = 1.3$ ГГц вблизи несущей частоты f_0 (Рис.1.15.а), где сосредоточена большая часть энергии входного импульса. Трансформация импульса СИ в системе «стретчер-компрессор» (без усиления) показана на Рис.1.15.б. После прохождения через стретчер длиной $L_{str} = 100$ см, исходный импульс растягивается в 10.5 раз, а его максимальная мощность уменьшается в 11.5 раза. Затем после сжатия в компрессоре той же длины ($L_{com} = 100$ см) пиковая мощность растянутого сигнала увеличивается в 7.6 раза, а длительность импульса уменьшается до 460 пс. Эффективность компрессии (отношение энергии в основном импульсе без учета энергии импульсов-сателлитов к энергии падающего сигнала) при этом достигает 84%.

1.2.3. Результаты моделирования 3-х секционной модели

При рассмотрении полной СРА-схемы, включающей в себя стретчер, черенковскую ЛБВ и компрессор, граничные условия, описывающие передачу электромагнитной волны между секциями, выбирались в следующем виде: $U(t) = U_0 \cdot \sin^2(\pi t/2T_0) e^{2\pi f_0 t}$ – граничное условие на входе в стретчер, описывающее исходный импульс с амплитудой U_0 , длительностью T_0 , на центральной частоте f_0 . $F_z(\xi = 0, t) = F_{str,out}(t)$ – граничное условие на входе в усилитель, где $F_{str,out}(t)$ – амплитуда поля на выходе из стретчера в предположении коэффициента преобразования $TE_{3,1}$ моды в $TM_{0,1}$ моду близкого к единице.

$U_{in,com}(t) = U_{out,amp}(t)$ – граничное условие на входе в компрессор, где $U_{out,amp}(t)$ амплитуда поля на выходе из усилителя в предположении коэффициента преобразования $TM_{0,1}$ моды в $TE_{3,1}$ моду близкого к единице.

Эволюция суб-гигаваттных 360 пс импульсов СИ при проходе через СРА-усилитель (стретчер – черенковская ЛБВ – компрессор) показана на Рис.1.13 и Рис.1.16. Согласно результатам моделирования, для параметров стретчера и компрессора соответствующим Таблице 1.1, рассматриваемая черенковская ЛБВ работает в линейном режиме, когда пиковая мощность входного импульса не превышает 100 МВт (красная кривая на Рис.1.16.б). Увеличение мощности исходного импульса приводит к нелинейному искажению формы импульса (черная кривая на Рис.1.16.б) в усилителе и заметному изменению его спектра (черная кривая на Рис.1.16.в). Тем не менее, за счет выполнения условия (1.13) в широкой полосе частот в обоих случаях (линейный и нелинейный режим усиления) форма импульса на выходе СРА-схемы достаточно хорошо повторяет форму исходного сигнала (Рис.1.16.г).

Параметры	Стретчер/Компрессор
Средний радиус волновода	10.7/9.4 мм
Амплитуда гофрировки	2.5/2.5 мм
Период гофрировки	9.2/8.8 мм
Длина дисперсионного элемента	100/100 см

Таблица 1.1. Оптимальные параметры стретчера и компрессора для импульса сверхизлучения длительностью 360 пс на несущей частоте 29.5 ГГц.

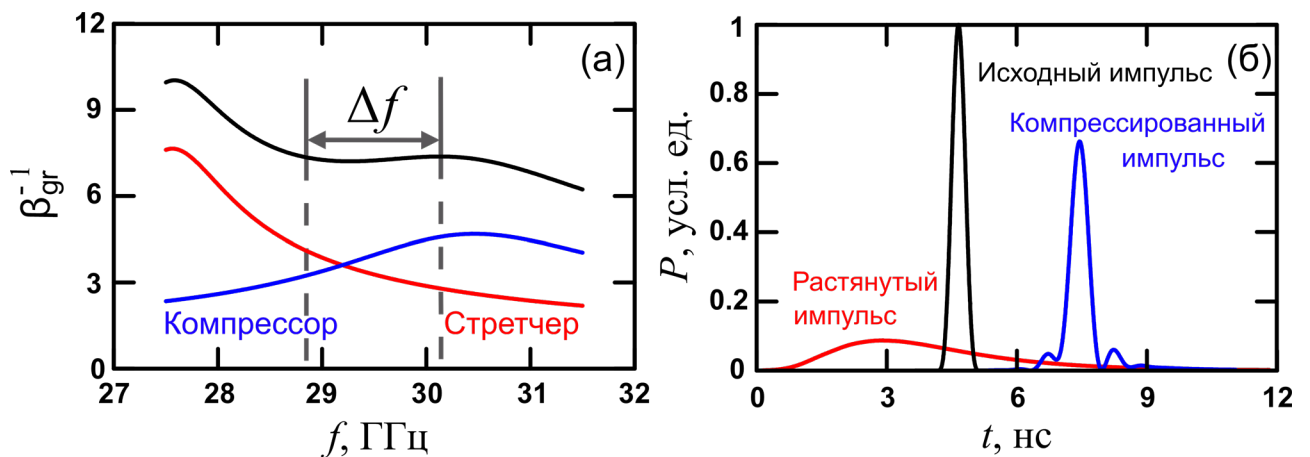


Рис.1.15. (а) Зависимость обратных групповых скоростей спектральных компонент от частоты в стретчере (красная кривая) и компрессоре (синяя кривая) с оптимальными параметрами. Черная кривая показывает область выполнения условия (1.13). (б) Огибающая мощности для исходного (черная кривая), растянутого (красная кривая) и компрессированного (синяя кривая) импульсов.

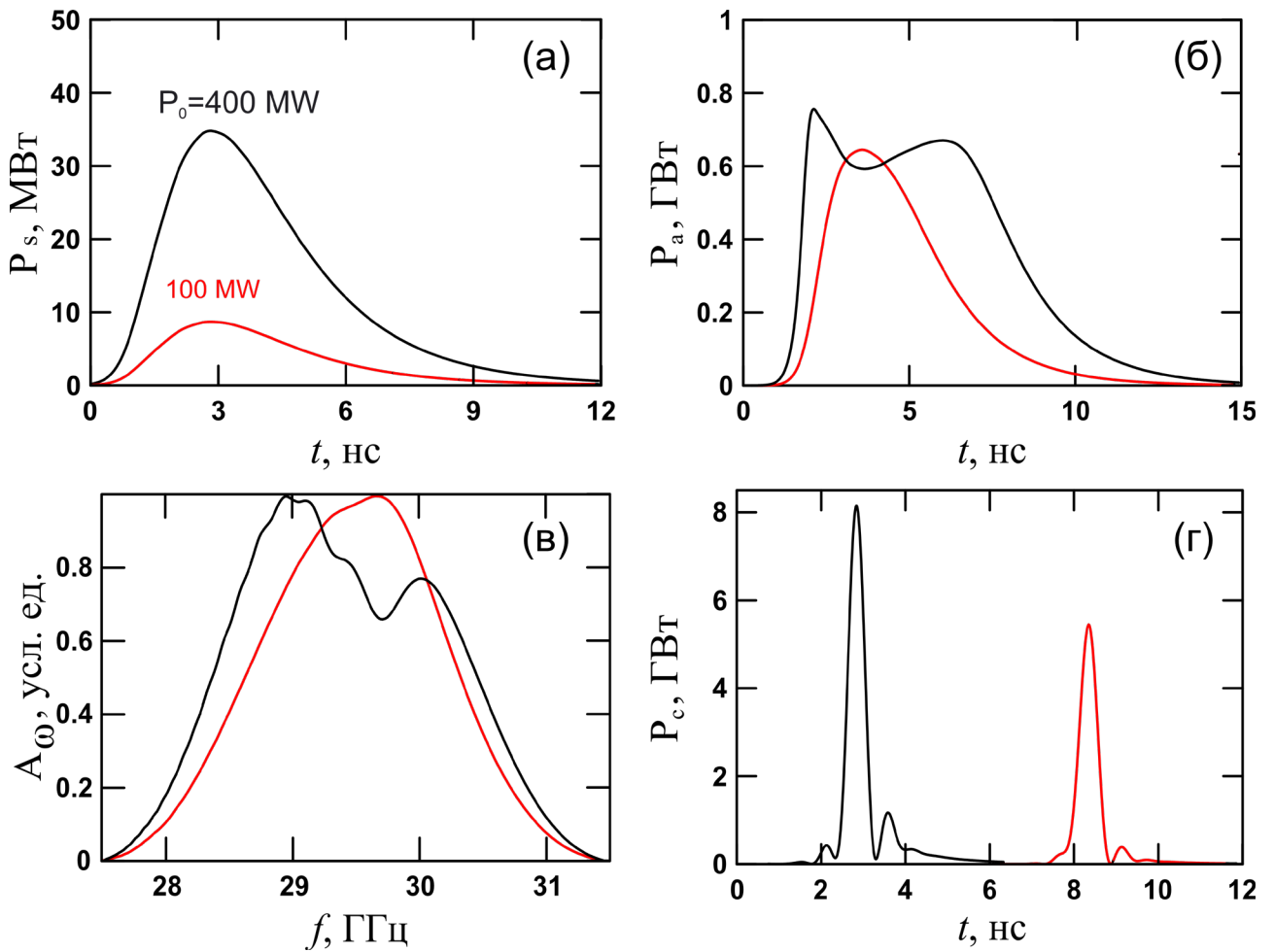


Рис.1.16. Распространение импульсов СИ длительностью 360 пс, мощностью 100 МВт (красные линии) и 400 МВт (черные линии) через CPA-схему. Показаны профили импульсов на выходе стретчера (а), черенковской ЛБВ (б) и компрессора (г). (в) Спектры сигналов после усиления в черенковской ЛБВ, работающей в режиме линейного (красная кривая) и нелинейного (черная кривая) усиления.

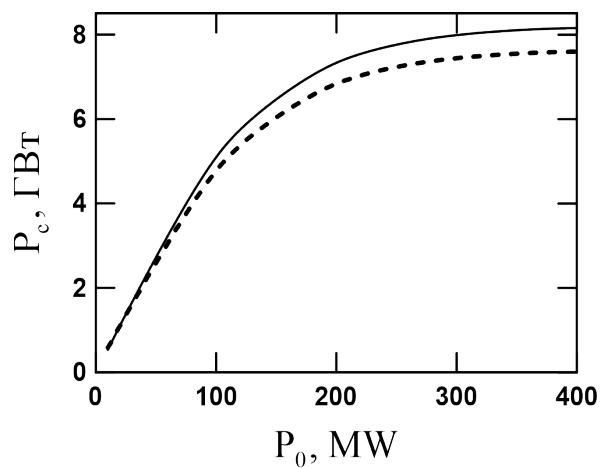


Рис.1.17. Зависимость пиковой мощности импульса на выходе CPA-схемы от мощности импульса на входе без (сплошная линия) и с учетом омических потерь (пунктирная линия).

Пиковая мощность выходного излучения достигает 8 ГВт (максимальный коэффициент усиления 17 дБ) даже с учетом омических потерь для идеальной меди (Рис.1.17). Таким образом коэффициент конверсии в исследуемой CPA-схеме (отношение пиковой мощности импульса на выходе из системы к мощности используемого в усилителе электронного пучка) достигает 4. По указанному показателю CPA метод существенно превосходит как однопроходные усилители (в которых коэффициент конверсии – электронный КПД, как правило, не превышает 0.5), так и генераторы черенковского сверхизлучения (в которых значение коэффициента конверсии составляет в зависимости от диапазона 1.2–1.7 [14,15]).

1.3. СРА-метод на основе винтовой giro-ЛБВ

Для усиления ультракоротких импульсов (УКИ) Ка-диапазона киловаттной мощности и длительностью до 200 пс, формируемых, например, в генераторах УКИ с пассивной синхронизацией мод, требуется использование более широкополосных усилителей [2А]. В таком случае для усиления УКИ целесообразно рассматривать СРА-схему с винтовой giro-ЛБВ (Рис.1.18). Как уже отмечалось, при соответствующем выборе параметров одна из нормальных мод такого волновода имеет достаточно большую и практически постоянную групповую скорость в широкой (10–20%) полосе частот, что позволяет во всей этой области обеспечить эффективное циклотронно-резонансное взаимодействие с электронным пучком при выполнении равенства между групповой скоростью рабочей волны и поступательной скоростью частиц. Вследствие этого винтовые giro-ЛБВ являются перспективными для усиления электромагнитных импульсов с широким спектром. В данном разделе для формирования мульти-мегаваттных ультракоротких импульсов Ка-диапазона рассматривается СРА-схема со спирально-гофрированными волноводами в каждой секции. При передаче сигнала из одной секции в другую предполагается возможность конвертации $TE_{3,1}$ моды, посредством которой осуществляется ввод и вывод энергии из стретчера и компрессора, в $TE_{1,1}$

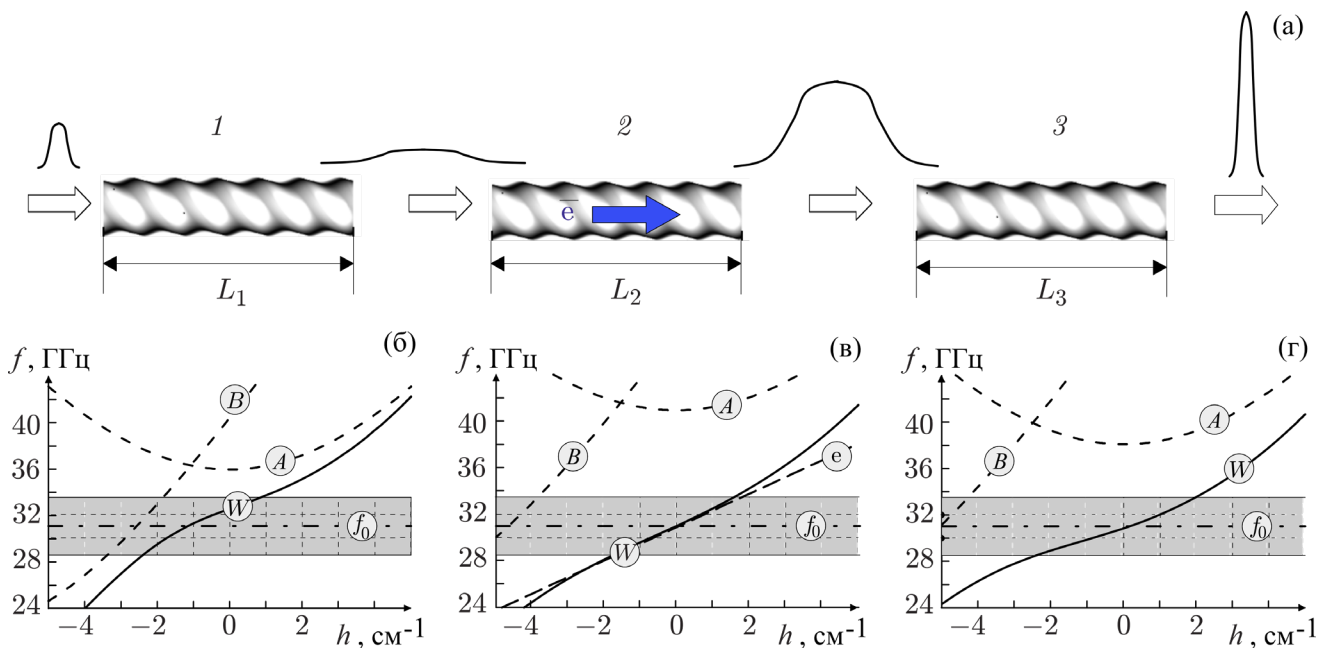


Рис.1.18. (а) Принципиальная схема реализации СРА метода на основе волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой. Дисперсионные характеристики парциальных волн (А и В), нормальной волны (W) и электронного пучка (e) в стретчере (б), усилителе (в) и компрессоре (г). Закрашенная область соответствует рабочей полосе частот с центральной частотой f_0 .

моду, посредством которой осуществляется ввод и вывод энергии из усилителя.

1.3.1. Модель и основные уравнения

В усилителе, в качестве которого в рассматриваемой системе выступает винтовая гиро-ЛБВ, связка парциальных мод (1.3) селективно возбуждается электронным пучком, который движется в однородном магнитном поле $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ по винтовым траекториям вокруг общей оси, совпадающей с осью электродинамической системы. Такие пучки в условиях циклотронного резонанса $\omega \approx \omega_A \approx s\omega_{H_0}$ взаимодействуют только с попутно вращающимися модами цилиндрического волновода с азимутальным индексом m , совпадающим с номером циклотронной гармоники s [83], возбуждая при этом непосредственно квазикритическую моду A . Здесь $\omega_{H_0} = eH_0/mc\gamma$ – релятивистская гирочастота. Для описания процесса усиления электромагнитного импульса в такой системе может быть использована самосогласованная система уравнений, в которой эволюционные уравнения для амплитуд парциальных волн дополнены уравнениями движения частиц (см. [79]):

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - 2i \frac{\kappa_A}{c} \frac{\partial a}{\partial t} = 2\alpha \kappa_A^2 b + \frac{i\kappa_A^2}{Q_{ohm}} a + i \frac{4eI_b}{\pi mc^3} \frac{\kappa_A^2}{\beta_{||0} \sqrt{N_A}} \frac{s^s}{2^s s!} \int_0^{2\pi} p_+^s d\theta_0, \quad (1.24)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial}{\partial t} \right) b - i(\bar{h} - h_0) b = i \frac{\kappa_A^2}{h_0} \alpha a, \quad (1.25)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{V_{||0}} \frac{\partial}{\partial t} \right) p_+ + i \frac{\kappa_A}{2\beta_{||0}} \frac{p_+}{s} \left(\Delta + |p_+|^2 - \beta_{\perp 0}^2 \right) = \frac{s^s}{2^s s!} \frac{\kappa_A}{\beta_{||0} \sqrt{N_A}} a \left(p_+^* \right)^{s-1}. \quad (1.26)$$

Здесь $p_+ = (p_x + ip_y) \exp(-i\omega_A t + i(m_A - s)\varphi)/mc$ – нормированный комплексный поперечный импульс электронов, $V_{||0} = \beta_{||0} c$ – начальная продольная скорость частиц, I_b – ток электронного пучка, $\Delta = 2(\omega_A - s\omega_H)/\omega_A$ – расстройка циклотронного резонанса. Остальные обозначения совпадают с использованными ранее при записи уравнений (1.4), (1.5).

Полагая, что на вход усилителя подается равномерно распределенный по фазам циклотронного вращения пучок электронов, не имеющий начального скоростного разброса, граничные условия для пучка записываются в виде:

$$p_+(z=0) = p_{\perp 0} \exp(i\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (1.27)$$

Для квазикритических волн A на границах каждой секции z_{in} , z_{out} выполняется безотражательное граничное условие (1.6). В соответствии со схемой, изображенной на

Рис.1.18, ввод импульса в систему и вывод из нее, а также передача излучения между секциями осуществляется посредством бегущей парциальной волны B . Соответственно, граничные условия для амплитуды указанной волны имеют следующий вид:

$$b_2^{in}(t) = b_1^{out}(t) S_{12} \exp(i\delta_2 t), \quad b_3^{in}(t) = b_2^{out}(t) S_{23} \exp(i\delta_2 t). \quad (1.28)$$

Начальный микроволновый импульс амплитуды b_0 и длительности T по полувысоте задается в виде:

$$b_1^{in}(t) = b_0 \sin^2(\pi t/2T) \exp(i\delta_1 t) \quad (1.29)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 – обозначают параметры стретчера, усилителя и компрессора соответственно, $\delta_1 = \omega_0 - \omega_{A_1}$, $\delta_2 = \omega_{A_1} - \omega_{A_2}$, $\delta_3 = \omega_{A_2} - \omega_{A_3}$ представляют собой отстройки центральной частоты ω_0 усиливаемого импульса от критической частоты ω_A моды A в каждой из секций, S_{12} и S_{23} – коэффициенты передачи, которые позволяют учесть потери в межсекционных преобразователях мод, а также отличие нормировочных коэффициентов для бегущей волны в различных секциях.

1.3.2. Результаты моделирования

Моделирование СРА-схемы на основе описанной выше модели (1.4)–(1.6), (1.24)–(1.29) проводилось с использованием параметров близких к параметрам экспериментально реализованной 30-ГГц гиро-ЛБВ [77] с шириной полосы усиления $\sim 15\%$ и коэффициентом усиления до 25 дБ, в которой трехзаходная винтовая гофрировка связывает бегущую $TE_{1,1}$ и квазикритическую $TE_{2,1}$ моды невозмущенного цилиндрического волновода. Моделирование проводилось для начального импульса с центральной частотой близкой к 30 ГГц, пиковой мощностью 3 кВт и длительностью 200 пс (ширина спектра $\sim 10\%$, что позволяет избежать искажений на краях полосы усиления). При расчете омических потерь глубина скин-слоя выбиралась равной $\delta_{skin} = 0.33$ мкм на частоте ~ 30 ГГц, что соответствует идеальной меди.

Геометрические параметры спирально-гофрированных волноводов в каждой из трех секций приведены в Таблице 1.2. Предварительный подбор параметров стретчера и компрессора осуществлялся на основе выполнения условия (1.11). Выбор параметров в усилительной секции производился из соображений обеспечения максимальной ширины полосы усиления, реализующейся в режиме касания дисперсионной линии электронного пучка:

$$\Omega = s\omega_{H_0} + hV_{||0} - \omega_A \quad (1.30)$$

	Связка мод бегущая/ квазикритическая	Длина секции L , см	Средний радиус r_0 , мм	Период гофрировки d , мм	Амплитуда гофрировки \tilde{r} , мм
Стретчер	$TE_{3,1}/TE_{2,2}$	100	8.9	8.93	2.02
Усилитель	$TE_{1,1}/TE_{2,1}$	27	3.56	7.36	1.47
Компрессор	$TE_{3,1}/TE_{2,2}$	100	8.41	6.82	2.55

Таблица 1.2. Параметры спирально-гофрированных волноводов в различных секциях микроволновой СРА-системы для усиления ультракоротких импульсов с несущей частотой 30 ГГц

и дисперсионной кривой нормальной волны W , групповая скорость которой в широкой области должна быть практически одинаковой и равной поступательной скорости частиц.

На Рис.1.19 представлены результаты моделирования эволюции входного сигнала в каждой секции исследуемой системы. На первой стадии входной импульс, имеющий поперечную структуру $TE_{3,1}$ моды гладкого волновода, инжектируется в секцию 1 (стретчер), дисперсионная кривая нормальной волны в котором изображена на Рис.1.18.б. Согласно результатам моделирования, при длине стретчера 100 см начальный импульс растягивается примерно в 20 раз до 4.6 нс (Рис.1.19.а).

После стретчера растянутый импульс проходит через $TE_{3,1} \rightarrow TE_{1,1}$ преобразователь и поступает в усилитель (секция 2), который запитывается электронным пучком с энергией 68 кэВ, током 10 А и питч-фактором 1.2, что соответствует экспериментальным условиям [75]. При параметрах гофрировки, указанных в Таблице 1.2, режим касания в полосе $\sim 15\%$ при взаимодействии на второй циклотронной гармонике ($s=2$) обеспечивается при значении ведущего магнитного поля $H_0 = 6.1$ кЭ (Рис.1.18.в). После прохождения усилителя пиковая мощность импульса увеличивается до 230 кВт, а его длительность – до 7.1 нс (Рис.1.19.б). Увеличение длительности импульса и некоторое искажение его формы обусловлено нелинейным режимом работы усилителя, который оказывается более оптимальным по сравнению с линейным режимом, в котором форма сигнала сохраняется. Это связано с тем, что с точки зрения получения максимальной пиковой мощности для СРА-схемы важен не столько коэффициент усиления, сколько полная энергия, приобретенная импульсом в усилителе. Несмотря на некоторое снижение коэффициента усиления в слабонелинейном режиме эта энергия может быть больше за счет увеличения длительности импульса. Искажения формы сигнала, возникающие при этом, могут быть частично скомпенсированы на стадии компрессии за счет подбора параметров диспергирующей линии соответствующего элемента СРА системы.

Далее предполагается, что после усилителя сигнал проходит через $TE_{3,1} \rightarrow TE_{1,1}$ преобразователь и подается на вход компрессора (секция 3). Дисперсионная кривая нормальной волны в компрессоре с параметрами, подобранным из условия наибольшей контрастности выходного импульса представлена на Рис.1.18.г. Согласно результатам моделирования (Рис.1.19.в), после прохождения через компрессор длиной 100 см происходит восстановление первоначальной формы импульса. При этом пиковая мощность выходного сигнала с

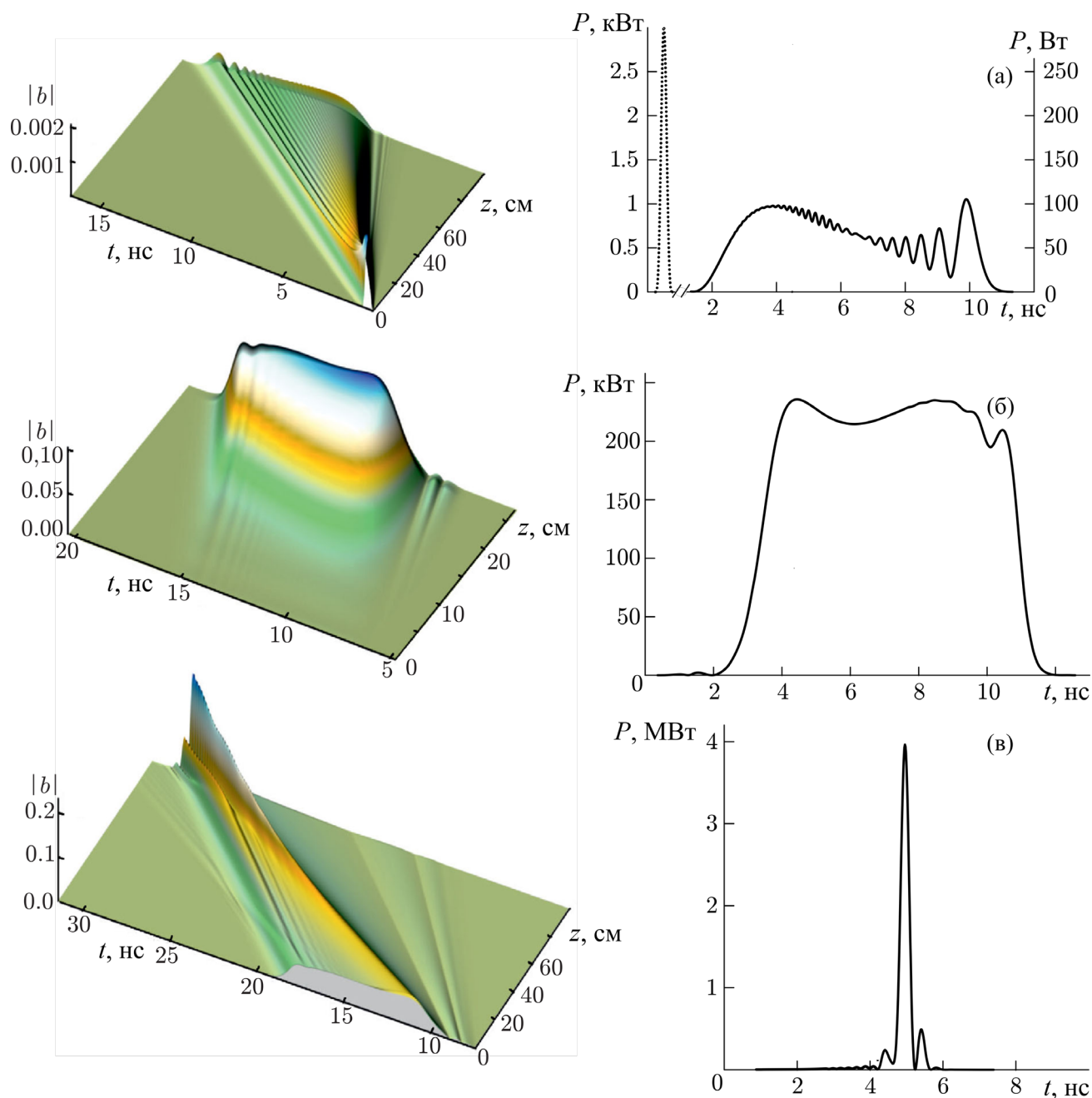


Рис.1.19. Эволюция входного сигнала (показан пунктирной линией) в рабочем пространстве трех секций микроволновой СРА-системы (левая колонка) и временная зависимость мощности излучения (правая колонка) на выходе соответствующих секций: а) стретчер; б) усилитель; в) компрессор.

длительностью ~ 260 пс составляет $P \approx 4$ МВт, в то время, как в той же giro-ЛБВ без предварительного растяжения и последующей компрессии значение пиковой мощности усиленного сигнала не превышает 250 кВт. Сравнение формы и спектра входного и выходного импульсов приведено на Рис.1.20. Таким образом, в рассмотренной схеме достигается коэффициент конверсии порядка 6.

Важно отметить, что дополнительное повышение пиковой мощности выходного излучения может быть реализовано при использовании CPA-схемы с двойным проходом через секции стретчера и компрессора, поскольку выигрыш в пиковой амплитуде, фактически, определяется степенью растяжения и сжатия исходного сигнала. Аналогичная схема используется в современных лазерных CPA-комплексах [22]. В рассматриваемой микроволновой системе с этой целью необходимо введение невзаимных элементов, разделяющих прямой и обратный сигнал на входе в секции 1 и 3. В качестве такого элемента может быть использован, например, широкополосный циркулятор. Моделирование двухпроходной микроволновой CPA системы показало возможность повышения мощности выходного импульса до 6 МВт (коэффициент конверсии ~ 10) [3А].

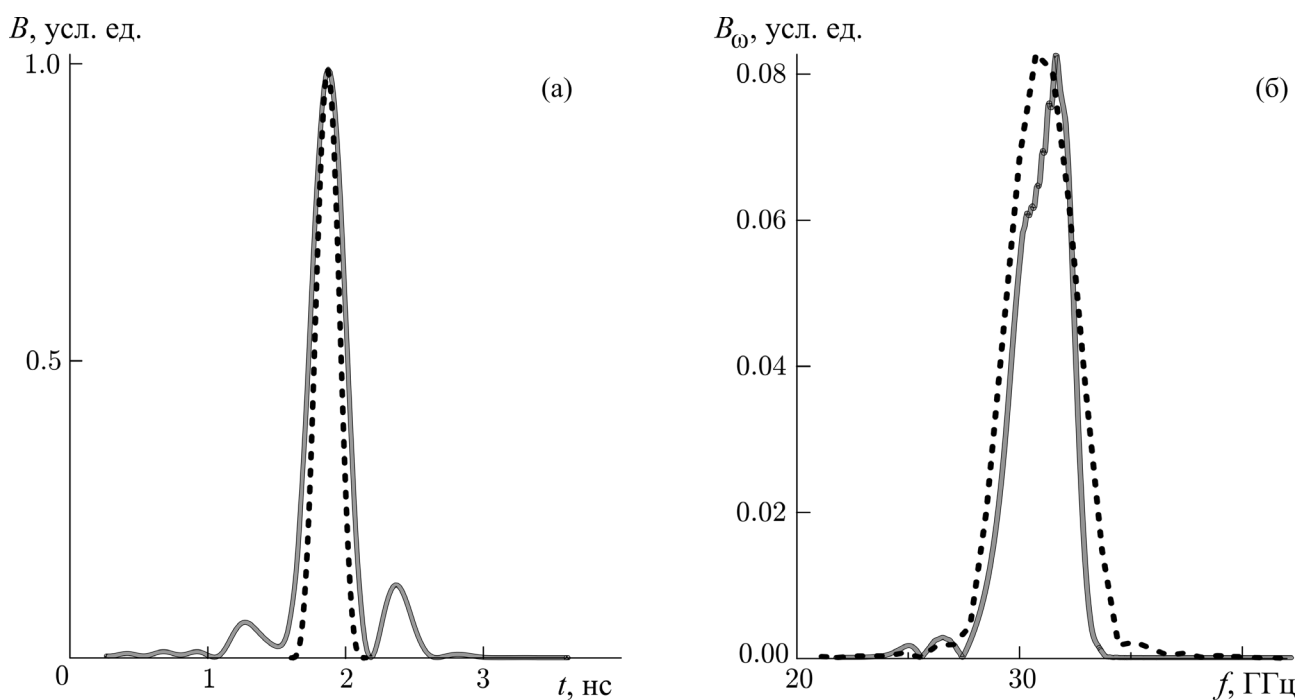


Рис.1.20. Сравнение формы (а) и спектра (б) входного (пунктирная кривая) и выходного (сплошная кривая) сигнала CPA-схемы.

ПРИЛОЖЕНИЕ. Решение задачи по нахождению геометрических параметров винтовой гофрировки волновода для заданных значений групповой скорости и частоты.

Как было отмечено в п.1.1.2 для оптимизации параметров стретчера и компрессора с использованием «кинематического подхода», необходимо иметь возможность определять требуемые значения среднего радиуса волновода, а также амплитуды и периода гофрировки при заданной паре «групповая скорость нормальной волны – частота». Для этого, представим дисперсионное уравнение (1.8), характеризующее нормальную волну W , в виде:

$$h^3 + b_\omega h^2 + c_\omega h + d_\omega = 0, \quad (\text{П.1})$$

где коэффициенты $b_\omega = (\bar{h} - h_0) + (\kappa_A - k) / \beta_{gr}^B$, $c_\omega = 2\kappa_A(\kappa_A - k)$, $d_\omega = b_\omega c_\omega - 2\kappa_A^3 \alpha^2 / \beta_{gr}^B$ зависят от частоты ω и $\beta_{gr}^B = V_{gr}^B / c$, $k = \omega / c$.

Кубическое уравнение (П.1) может быть при помощи замены $h = h' - b_\omega / 3$ приведено к канонической форме:

$$h'^3 + p_\omega h' + q_\omega = 0, \quad (\text{П.2})$$

где $p_\omega = c_\omega - b_\omega^2 / 3$, $q_\omega = 2b_\omega^3 / 27 - b_\omega c_\omega / 3 + d_\omega$. Известно [87], что уравнение (П.2) обладает тремя комплексными корнями, которые могут быть найдены по формуле Кардано:

$$h'_1 = \alpha_\omega + \beta_\omega, \quad h'_{2,3} = -(\alpha_\omega + \beta_\omega) / 2 \pm i(\alpha_\omega - \beta_\omega) \sqrt{3} / 2$$

$$\alpha_\omega = \sqrt[3]{-\frac{q_\omega}{2} + \sqrt{\left(\frac{p_\omega}{3}\right)^3 + \left(\frac{q_\omega}{2}\right)^2}}, \quad \beta_\omega = \sqrt[3]{-\frac{q_\omega}{2} - \sqrt{\left(\frac{p_\omega}{3}\right)^3 + \left(\frac{q_\omega}{2}\right)^2}}.$$

При этом, в отсутствие потерь, один из этих корней всегда действителен, а два других являются действительными или комплексно сопряженными в зависимости от параметров. Каждому из корней соответствует определенная нормальная волна винтового волновода, комбинации которых можно разделить на две моды V и W . Мода V аналогична квазикритической моде гладкого волновода и представляет собой две волны V^+ и V^- , экспоненциально затухающих при рассматриваемых параметрах. Нормальная волна W является рабочей и соответствующая ей зависимость $h(\omega)$ может быть выражена следующим образом:

$$h(\omega) = \sqrt[3]{\sqrt{\left(\frac{p_\omega}{3}\right)^3 + \left(\frac{q_\omega}{2}\right)^2} - \frac{q_\omega}{2}} - \sqrt[3]{\sqrt{\left(\frac{p_\omega}{3}\right)^3 + \left(\frac{q_\omega}{2}\right)^2} + \frac{q_\omega}{2}} - \frac{b_\omega}{3}. \quad (\text{П.3})$$

Воспользовавшись уравнением (П.3) можно найти зависимость групповых скоростей $V_{gr}(\omega) = (dh/d\omega)^{-1}$ спектральных компонент нормальной волны W от частоты. В то же время, для удобства дальнейших преобразований введем функцию, соответствующую обратной групповой скорости $F(\omega) = c(dh/d\omega) = \beta_{gr}^{-1}(\omega)$.

В таком случае:

$$F(\omega) = \frac{c}{3} \left(\frac{\frac{1}{2\sqrt{Q_\omega}} \frac{dQ_\omega}{d\omega} - \frac{1}{2} \frac{dq_\omega}{d\omega}}{\left(\sqrt{Q_\omega} - \frac{q_\omega}{2}\right)^{2/3}} - \frac{\frac{1}{2\sqrt{Q_\omega}} \frac{dQ_\omega}{d\omega} + \frac{1}{2} \frac{dq_\omega}{d\omega}}{\left(\sqrt{Q_\omega} + \frac{q_\omega}{2}\right)^{2/3}} - \frac{db_\omega}{d\omega} \right). \quad (\text{П.4})$$

где $Q_\omega = (p_\omega/3)^3 + (q_\omega/2)^2$. Подставляя производные в явном виде уравнение (П.4) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} \sqrt{Q_\omega} J(\omega) = e_\omega & \left(\left(\sqrt{Q_\omega} + \frac{q_\omega}{2} \right)^{2/3} - \left(\sqrt{Q_\omega} - \frac{q_\omega}{2} \right)^{2/3} \right) + \\ & + g_\omega \left(\left(\sqrt{Q_\omega} + \frac{q_\omega}{2} \right)^{1/3} + \left(\sqrt{Q_\omega} - \frac{q_\omega}{2} \right)^{1/3} \right). \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

где $J(\omega) = 3F(\omega) - 1/\beta_{gr}^B$, $e_\omega = \frac{dp_\omega}{d\omega} = b_\omega/3\beta_{gr}^B - \kappa_A$ и $g_\omega = \frac{dq_\omega}{d\omega} = b_\omega^2/9\beta_{gr}^B + c_\omega/3\beta_{gr}^B + 2b_\omega\kappa_A/3$.

Для дальнейшего решения уравнения (П.5) введем новые обозначения:

$$t = \left(\sqrt{Q_\omega} + \frac{q_\omega}{2} \right)^{1/3}, \quad s = \left(\sqrt{Q_\omega} - \frac{q_\omega}{2} \right)^{1/3}. \quad (\text{П.6})$$

С учетом (П.6), уравнение (П.5) принимает следующий вид:

$$\sqrt{Q_\omega} J(\omega) = e_\omega (t^2 - s^2) + g_\omega (t + s). \quad (\text{П.7})$$

Далее приведен набор очевидных соотношений, выполняющихся для введенных параметров t и s :

$$\begin{cases} t \cdot s = p_\omega/3 \\ t^3 + s^3 = 2\sqrt{Q_\omega} = (t+s)(t^2 - p_\omega/3 + s^2). \\ t^3 - s^3 = q_\omega = (t-s)(t^2 + p_\omega/3 + s^2) \end{cases} \quad (\text{П.8})$$

Переходя в системе (П.8) к новым параметрам, задаваемым соотношениями: $t + s = x$ и $t - s = y$, а так же учитывая (П.6) получаем следующую систему соотношений:

$$\left\{ \begin{array}{l} x^2 + y^2 = \frac{4\sqrt{Q_\omega}}{x} + \frac{2p_\omega}{3} \\ x^2 + y^2 = \frac{2q_\omega}{y} - \frac{2p_\omega}{3} \end{array} \right., \quad \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{Q_\omega} = \frac{x}{J(\omega)}(e_\omega y + g_\omega) \\ x^2 - y^2 = \frac{4p_\omega}{3} \end{array} \right. . \quad (\text{П.9})$$

Разрешая ее относительно параметра «y» получаем систему двух квадратных уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} y^2 - b' \cdot y + c' = 0, \quad b' = \frac{2e_\omega}{J(\omega)}, \quad c' = \frac{p_\omega}{3} - \frac{2g_\omega}{J(\omega)} \\ y^2 + b'' \cdot y - c'' = 0, \quad b'' = \frac{J(\omega)}{e_\omega} \left(\frac{g_\omega}{J(\omega)} + \frac{p_\omega}{3} \right), \quad c'' = \frac{q_\omega J(\omega)}{2e_\omega} \end{array} \right. . \quad (\text{П.10})$$

Очевидно, что параметры b', b'', c', c'' должны быть такими, чтобы решения данных квадратных уравнений совпадали:

$$y_{1,2} = \frac{1}{2} \left(b' \pm \sqrt{b'^2 - 4c'} \right), \quad y_{3,4} = \frac{1}{2} \left(-b'' \pm \sqrt{b''^2 + 4c''} \right). \quad (\text{П.11})$$

$$y_1 = y_3 \quad \vee \quad y_1 = y_4 \quad \vee \quad y_2 = y_3 \quad \vee \quad y_2 = y_4$$

Таким образом, зависимость групповой скорости нормальной волны W от частоты и геометрических параметров спирально-гофрированного волновода, описываемая формулой (П.4), преобразуется к следующему виду:

$$\left(b''^2 + 4 \cdot c'' \right) \cdot \left(b'^2 - 4 \cdot c' \right) = \left(2 \cdot (c'' - c') - b' \cdot b'' \right)^2. \quad (\text{П.12})$$

Стоит отметить, что среди параметров b', b'', c', c'' наибольший интерес представляет c'' , т.к. это единственный параметр, зависящий от амплитуды гофрировки \tilde{r} . Следовательно, выразив c'' через остальные величины, можно будет найти $\tilde{r} = \tilde{r}(r_0, d, \omega, V_{gr})$:

$$c''^2 - c'' \cdot \left(b'^2 + b' \cdot b'' - 2 \cdot c' \right) + c' \cdot \left(b''^2 + b' \cdot b'' + c' \right) = 0. \quad (\text{П.13})$$

Откуда следует:

$$c''_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\left(b'^2 + b' \cdot b'' - 2 \cdot c' \right) \pm \sqrt{\left(b'^2 + b' \cdot b'' - 2 \cdot c' \right)^2 - 4 \cdot c' \cdot \left(b''^2 + b' \cdot b'' + c' \right)} \right) \quad (\text{П.14})$$

Подставляя (П.10) в (П.14) получаем уравнение для амплитуды гофрировки:

$$\tilde{r}_{\pm}(r_0, d, \omega, V_{gr}) = 2r_0 \frac{\sqrt{(v_A^2 - m_A^2)(v_B^2 - m_B^2)}}{v_B^2 - m_A m_B} \left(\frac{\beta_{gr}^B}{2\kappa_A^3} \right)^{1/2} \left\{ \frac{2b_{\omega}^3}{27} + \frac{2b_{\omega}c_{\omega}}{3} - \frac{2e_{\omega}}{J(\omega)} \cdot \left[\frac{2e_{\omega}^2}{J(\omega)^2} + \frac{3g_{\omega}}{J(\omega)} \pm \left[\left(\frac{2e_{\omega}^2}{J(\omega)^2} + \frac{3g_{\omega}}{J(\omega)} \right)^2 - \left(\frac{p_{\omega}}{3} - \frac{2g_{\omega}}{J(\omega)} \right) \left(\left(\frac{g_{\omega}}{e_{\omega}} + \frac{J(\omega)p_{\omega}}{3e_{\omega}} \right)^2 + p_{\omega} \right) \right]^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (\text{П.15})$$

$$J(\omega) = 3\beta_{gr}^{-1}(\omega) - 1/\beta_{gr}^B, \quad e_{\omega} = \frac{b_{\omega}}{3} \frac{1}{\beta_{gr}^B} - \kappa_A, \quad g_{\omega} = \frac{b_{\omega}^2}{9} \frac{1}{\beta_{gr}^B} + \frac{1}{3} \frac{c_{\omega}}{\beta_{gr}^B} + \frac{2}{3} b_{\omega} \kappa_A$$

Рассмотрим графики $\tilde{r}_{\pm}(d)$ при различных параметрах r_0 , ω , β_{gr}^{-1} (Рис.П.1). Видно, что при параметрах: $r_0 = 0.9$ см, $f = 31$ ГГц, $\beta_{gr}^{-1} = 2$ графики $\tilde{r}_{+}(d)$ и $\tilde{r}_{-}(d)$ являются продолжением друг друга (Рис.П.1.а), представляя собой в совокупности непрерывную кривую без скачков. Изменение частоты (Рис.П.1.б) приводит к появлению областей, где смена $\tilde{r}_{+}(d)$ и $\tilde{r}_{-}(d)$ происходит скачкообразным образом. Как было показано в п.1.1 такие области соответствуют дисперсии с неоднозначной зависимостью групповой скорости от частоты. Как видно из (Рис.П.1.б) уменьшение частоты приводит к сдвигу графика в область больших значений амплитуды гофрировки. Увеличение частоты, напротив, уменьшает \tilde{r} , однако, так как амплитуда не может принимать отрицательные значения, происходит «отражение» графика от уровня нулевого значения амплитуды. Далее, область значений периода гофрировки d , в которой происходят разрывы графиков $\tilde{r}_{+}(d)$ и $\tilde{r}_{-}(d)$ будем называть «скачкообразной областью», а область, располагающуюся правее обозначим как «рабочую», так как именно она представляет интерес для подбора параметров диспергирующих линий. Как видно из (Рис.П.1.в) кроме появления «скачкообразной области», увеличение требуемой групповой скорости приводит расширению рабочей области. Как уже было отмечено, данные параметры (частота и групповая скорость) являются основополагающими при подборе параметров дисперсионных элементов, в то время как средний радиус волновода r_0 является свободным параметром. На Рис.П.1.г представлены зависимости $\tilde{r}_{+}(d)$ и $\tilde{r}_{-}(d)$ для различных значений r_0 . Видно, что увеличение среднего радиуса при фиксированных параметрах f и β_{gr}^{-1} приводит к сдвигу «рабочей области» в область меньших значений амплитуды и больших значений периода гофрировки. Так же можно отметить, что для любой пары параметров из группы

$(r_0, f, \beta_{gr}^{-1})$ всегда можно подобрать значение третьего параметра таким образом, что «скачкообразная область» будет отсутствовать (Рис.П.1.а).

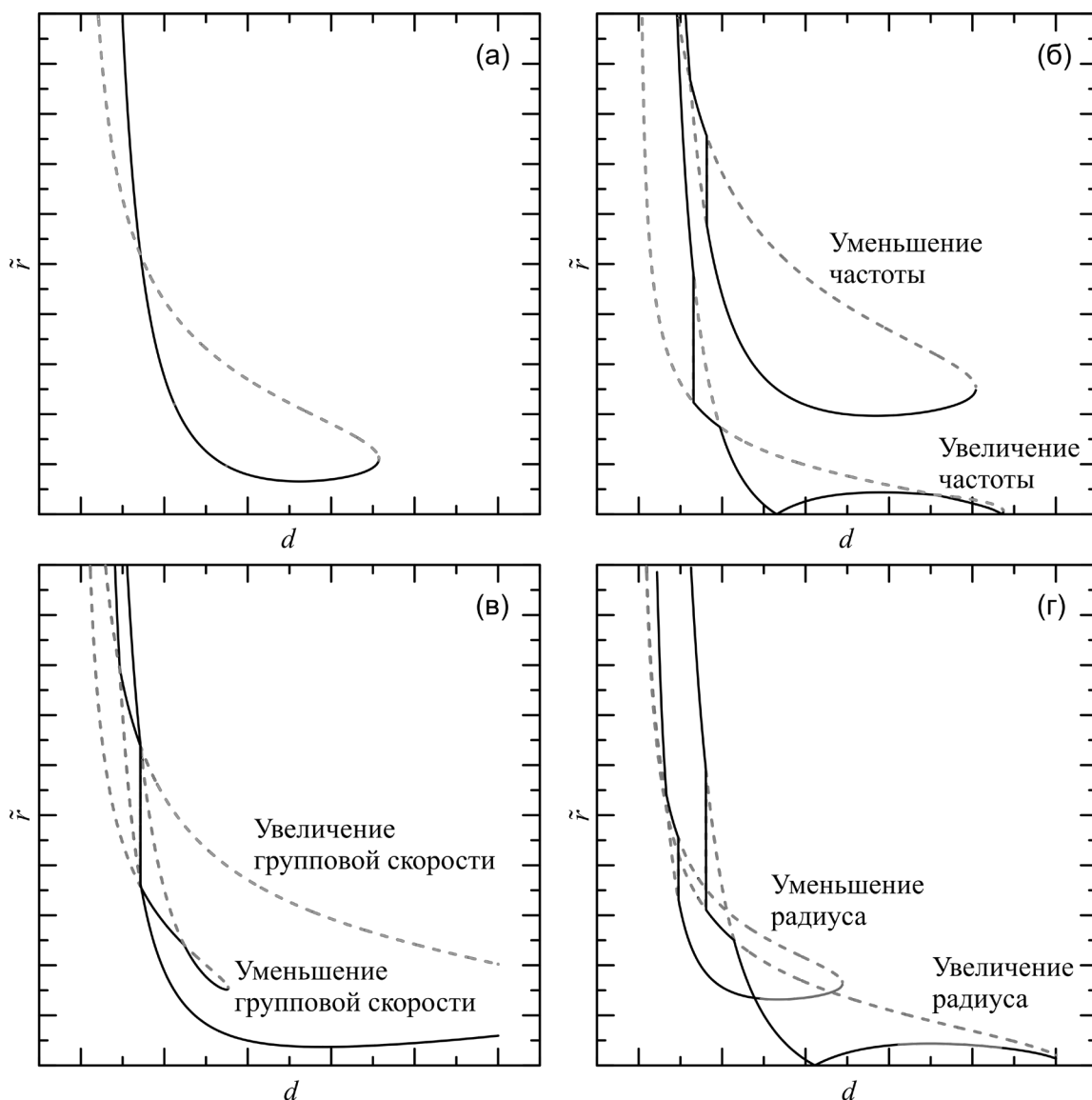


Рис.П.1. (а) Зависимости $\tilde{r}_+(d)$ (штрихованная кривая) и $\tilde{r}_-(d)$ (сплошная кривая), описываемые соотношением (П.15) для параметров $r_0 = 0.9$ см, $f = 31$ ГГц, $\beta_{gr}^{-1} = 2$, при которых график представляет собой непрерывную неразрывную кривую; Изменение вида кривых $\tilde{r}_+(d)$ и $\tilde{r}_-(d)$ при варьировании параметра (б) частоты, (в) групповой скорости, (г) среднего радиуса.

ГЛАВА 2. Использование режима вынужденного обратного рассеяния на попутном электронном пучке для формирования коротких импульсов

Вынужденное рассеяние волн на электронных пучках, как правило, исследуется в связи с возможностью реализации комптоновских ЛСЭ в конфигурации, когда волна накачки распространяется навстречу электронному пучку, а рассеянное излучение в попутном к поступательному движению электронов направлении [85]. В таких условиях при релятивистских скоростях электронов вследствие эффекта Доплера частота рассеянной волны значительно превосходит частоту волны накачки. Вместе с тем, для ряда приложений представляет интерес анализ противоположной ситуации, когда волна накачки попутна с электронным пучком, а рассеянное излучение распространяется навстречу и его частота лежит ниже частоты накачки. В данной главе исследуется ряд подобных эффектов.

Следует отметить, что энергообмен в процессе рассеяния с преобразованием частоты вниз кардинально отличается от аналогичных процессов, в которых частота рассеянной волны превосходит частоту волны накачки. В первом из обозначенных режимов в электронном пучке возбуждается быстрая волна пространственного заряда, т.е. энергия волны накачки расходуется как на возбуждение сигнальной волны, так и на частичное ускорение электронов. В то же время в более традиционном режиме с повышением частоты в энергию рассеянного излучения трансформируется как энергия волны накачки, так и энергия электронного пучка, в котором возбуждается медленная волна пространственного заряда.

В п.2.1 настоящей главы проведен анализ механизмов насыщения усиления сигнальной волны при ее встречном распространении. Выделено два возможных механизма: один из которых связан с истощением накачки, а второй – с нелинейными эффектами в движении электронов. Выделены области параметров, когда превалирует первый механизм, который реализуется при относительно малых интенсивностях накачки и высокой плотности электронного пучка. Этот режим следует квалифицировать как рамановский режим рассеяния. В противоположном предельном случае комптоновского режима рассеяния (относительно высокая интенсивность накачки и малая плотность пучка) насыщение усиления обусловлено нелинейными эффектами в движении электронов. В таком случае истощением накачки можно пренебречь и процесс генерации сигнальной волны описывается уравнениями идентичными уравнениям ЛОВ типа «О».

Одним из возможных приложений эффекта рассеяния с понижением частоты является реализация частотного модулятора. Очевидно, что при встречном распространении рассеянного излучения в системе развивается абсолютная неустойчивость и процесс генерации сигнальной

волны может происходить в отсутствие внешних резонансных систем, что обуславливает возможность плавной перестройки частоты при изменении энергии рассеивающего электронного пучка. Такой частотный модулятор может быть использован для спектроскопических приложений при рассеянии на слаборелятивистском электронном пучке излучения субмиллиметрового диапазона. Кроме того, аналогично Главе 1, важным применением сигналов с быстро перестраиваемой частотой является возможность формирования коротких импульсов с высокой пиковой интенсивностью за счет сжатия частотно-модулированного сигнала в диспергирующих линиях. В разделе 2.2 показывается, что при нахождении оптимального закона вариации энергии электронов в модуляторе, использующем в качестве источника накачки 8 мм гиротрон, удастся получить периодическую последовательность субнаносекундных импульсов с пиковой мощностью до 40–50 раз превышающей исходную.

В п. 2.3 анализируется схема генерации импульсов сверхизлучения когда в качестве накачки используются лазерное излучение, распространяющееся попутно с электронным пучком, а рассеянное излучение распространяется во встречном направлении и имеет место преобразование частоты вниз. При оптической частоте накачки и умеренных энергиях электронов порядка нескольких МэВ частота рассеянного излучения будет лежать в терагерцовом диапазоне. Таким образом, исследуемая схема может рассматриваться как разновидность схем генерации терагерцового излучения при воздействии лазерного излучения на нелинейную среду, в качестве которой в данном случае выступает электронный пучок. При этом в отличие от исследованных ранее механизмов [59,60] генерируемое излучение будет представлять собой не одноцикловый импульс (длительностью 1–2 длины волны), а импульс с высокочастотным заполнением, включающий до $10 - 10^2$ периодов колебаний терагерцового диапазона. С другой стороны, по направлению распространения сигнала относительно электронного пучка процесс генерации терагерцовых импульсов, в пренебрежении истощением волны накачки в значительной степени аналогичен процессу генерации импульсов сверхизлучения при взаимодействии электронов со встречной сигнальной волной в периодической замедляющей системе типа ЛОВ [86]. Эффективность такого процесса для генерации мощных микроволновых импульсов неоднократно подтверждена экспериментально [14,15].

2.1. Анализ механизмов насыщения в условиях обратного рамановского рассеяния на электронном пучке

2.1.1. Модель и основные уравнения

В качестве модели, описывающей процесс вынужденного рассеяния с преобразованием частоты вниз, будем рассматривать систему, изображенную на Рис.2.1. Здесь попутная электронам волна накачки рассеивается на слаборелятивистском трубчатом электронном пучке в цилиндрическом волноводе во встречную сигнальную. При этом движение электронов в поле двух разночастотных электромагнитных волн в условиях комбинационного синхронизма может быть представлено, как движение в поле синхронной продольной комбинационной волны. Добавление в систему сильного ведущего магнитного поля $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ приводит к фокусировке электронного потока, подавляя поперечный дрейф и увеличивая поперечные осцилляции электронов в поле накачки. При этом величина магнитного поля должна быть отстроена от значений, при которых возникает циклотронный резонанс с волной накачки, ведущий к возбуждению циклотронных осцилляций электронов и нарушению условий комбинационного синхронизма.

Для получения усредненных уравнений движения, описывающих движение электронов в поле двух разночастотных электромагнитных волн, используем метод, основанный на

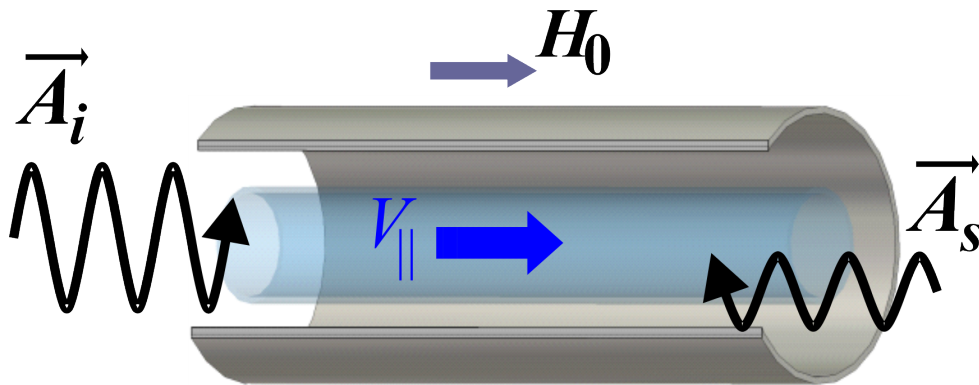


Рис.2.1. Модель системы, в которой попутная волна накачки рассеивается в низкочастотную встречную волну.

усредненной ponderomotive силе [87]. Пусть падающая (индекс « i ») и рассеянная (индекс « s ») волна представляют собой $TE_{m,n}$ моды круглого волновода. В таком случае поле этих волн удобно описывать вектор-потенциалом:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\tilde{A}_i(z, t) \vec{F}_i(\vec{r}_\perp) e^{i\theta_i} + \tilde{A}_s(z, t) \vec{F}_s(\vec{r}_\perp) e^{i\theta_s} \right], \quad (2.1)$$

где $\theta_j = \omega_j t - \vec{h}_j \vec{r}$ – фаза парциальной волны, $j = i, s$, \vec{h}_j – волновой вектор волны на частоте ω_j , \tilde{A}_j – комплексные амплитуды, зависящие от продольной координаты и времени,

$\vec{F}_j(\vec{r}_\perp)$ – описывает поперечную структуру волноводной $TE_{m,n}$ моды и выражается через мембранные функции $\tilde{\Psi}_j = J_{m_j}(\kappa_{m_j n_j} r_\perp) e^{im_j \varphi}$ посредством следующих соотношений:

$$\vec{F}_j(\vec{r}_\perp) = \kappa_{m_j n_j}^{-2} \left[\nabla_\perp \tilde{\Psi}_j \times \vec{z}_0 \right], \quad (2.2)$$

где $\kappa_{m_j n_j} = \sqrt{k_j^2 - h_j^2}$ – поперечные волновые числа соответствующих мод, $k_j = \omega_j / c$. В рамках рассматриваемой модели считается, что волна накачки и сигнала в отдельности не синхронна с электронами:

$$(\omega_j - \vec{h}_j \vec{V}) T \gg 2\pi, \quad (2.3)$$

где T – время взаимодействия электрона с волной, \vec{V} – поступательная скорость частиц, однако выполняется условие комбинационного синхронизма:

$$(\omega_c - \vec{h}_c \vec{V}) T \leq 2\pi. \quad (2.4)$$

Здесь $\omega_c = \omega_i - \omega_s$ и $\vec{h}_c = \vec{h}_i - \vec{h}_s$ – частота и волновой вектор комбинационной волны. С учетом известных соотношений, связывающих электрические \vec{E} и магнитные \vec{H} поля волн с вектор потенциалом \vec{A} , а также учитывая влияние нерезонансного магнитного поля $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$, уравнения движения электронов можно записать в виде:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{e}{c} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \left[\vec{V} \times \left[\nabla \times \vec{A} \right] \right] - \left[\vec{V} \times \vec{H}_0 \right] \right), \quad (2.5)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e}{c} \left(\vec{V} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right), \quad (2.6)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{V} = \frac{c^2 \vec{p}}{\varepsilon}, \quad (2.7)$$

$$(\omega_j - \vec{h}_j \vec{V} - \omega_H) T \gg 2\pi, \quad (2.8)$$

где $\omega_H = eH_0 / \gamma m_e c$ – гирочастота, $\gamma = \sqrt{1 - (|\vec{V}|/c)^2}$ – Лоренц-фактор электронов.

Необходимо отметить, что ранее в [87] усредненный высокочастотный потенциал с учетом нерезонансного магнитного поля получен при помощи перехода в сопровождающую систему отсчета. В данной работе анализ проводится непосредственно в лабораторной системе отсчета. Предполагая, что $\tilde{A}_j(z, t)$ – медленно меняющиеся огибающие электромагнитных волн, а также то, что осцилляторная энергия электронов много меньше ее среднего значения, представим решение уравнений (2.5)–(2.7) в виде суммы медленных и быстрых переменных:

$$\tilde{\vec{p}} = \bar{\vec{p}} + \tilde{\vec{p}}, \quad \tilde{\vec{V}} = \bar{\vec{V}} + \tilde{\vec{V}}, \quad \tilde{\vec{r}} = \bar{\vec{r}} + \tilde{\vec{r}}, \quad \varepsilon = \bar{\varepsilon} + \tilde{\varepsilon}. \quad (2.9)$$

Также сделаем предположение, что осцилляции координаты много меньше длин волн и пространственных масштабов изменения амплитуд ВЧ – полей:

$$|\tilde{\vec{r}} \cdot \bar{\vec{h}}_j| \ll 1, \quad \left| (\tilde{\vec{r}}, \nabla) \frac{\hat{A}_j}{\hat{A}_j} \right| \ll 1. \quad (2.10)$$

Данные предположения справедливы, если выполняется условие $(e|\tilde{A}_j|/\bar{\varepsilon}) \cdot (\Omega_j^2/\Omega_j^2 - \omega_H^2) \ll 1$,

где $\Omega_j = \omega_j - (\bar{\vec{h}}_j \cdot \bar{\vec{V}})$, что ограничивает допустимые в рамках исследуемой модели мощности сигнала и накачки при фиксированном значении ведущего магнитного поля.

С учетом сделанных предположений уравнения (2.5)–(2.7) расщепляются на две системы для быстрых:

$$\frac{d\tilde{\vec{p}}}{dt} + \omega_H [\tilde{\vec{p}} \times \bar{\vec{z}}_0] = \text{Re} \left[\frac{ie}{c} \left(\Omega_i \tilde{A}_i(\bar{\vec{z}}, t) \bar{F}_i(\bar{\vec{r}}_\perp) e^{i\bar{\theta}_i} + \Omega_s \tilde{A}_s(\bar{\vec{z}}, t) \bar{F}_s(\bar{\vec{r}}_\perp) e^{i\bar{\theta}_s} \right) \right], \quad (2.11)$$

$$\frac{d\tilde{\varepsilon}}{dt} = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{d\tilde{\vec{r}}}{dt} = \tilde{\vec{V}} = \frac{c^2 \tilde{\vec{p}} - \bar{\vec{V}} \tilde{\varepsilon}}{\bar{\varepsilon}}, \quad (2.13)$$

и медленных (дрейфовых) переменных:

$$\frac{d\bar{\vec{p}}}{dt} + \omega_H [\bar{\vec{p}} \times \bar{\vec{z}}_0] = \frac{e}{c} \left\langle (\tilde{\vec{r}}, \nabla) \left(\frac{\partial \bar{A}(\bar{\vec{r}}, t)}{\partial t} - [\bar{\vec{V}} \times [\nabla \times \bar{A}(\bar{\vec{r}}, t)]] \right) - [\tilde{\vec{V}} \times [\nabla \times \bar{A}(\bar{\vec{r}}, t)]] \right\rangle, \quad (2.14)$$

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{e}{c} \left\langle \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \frac{\partial \bar{A}(\bar{\vec{r}}, t)}{\partial t} \right) \right\rangle, \quad (2.15)$$

$$\frac{d\bar{\vec{r}}}{dt} = \bar{\vec{V}} = \frac{c^2 \bar{\vec{p}}}{\bar{\varepsilon}}, \quad (2.16)$$

где $\bar{\theta}_j = \theta_j(\bar{\vec{r}}, t)$, а $\langle \rangle$ – усреднение по фазам парциальных волн. Таким образом, из уравнений (2.11), (2.13) можно найти выражения для амплитуд осцилляций координаты и скорости, возникающие в поле каждой из парциальных мод:

$$\tilde{\vec{V}} = \text{Re} \left[\hat{V}_i e^{i\bar{\theta}_i} + \hat{V}_s e^{i\bar{\theta}_s} \right], \quad \tilde{\vec{r}} = \text{Re} \left[\frac{\hat{V}_i}{i\Omega_i} e^{i\bar{\theta}_i} + \frac{\hat{V}_s}{i\Omega_s} e^{i\bar{\theta}_s} \right], \quad (2.17)$$

$$\hat{V}_j = \frac{ec}{\bar{\varepsilon}} \tilde{A}_j(\bar{\vec{z}}, t) \frac{\Omega_j^2}{\Omega_j^2 - \omega_H^2} \left(\bar{F}_j(\bar{\vec{r}}_\perp) + i \frac{\omega_H}{\Omega_j} [\bar{F}_j(\bar{\vec{r}}_\perp) \times \bar{\vec{z}}_0] \right). \quad (2.18)$$

Подставляя (2.17), (2.18) в уравнения для дрейфовых переменных (2.14)–(2.16) и учитывая, что в силу синхронизма (2.4) выполняется равенство $\Omega_j = \Omega_s = \Omega$, получаем систему укороченных уравнений:

$$\frac{d\bar{p}}{dt} + \omega_H [\bar{p} \times \bar{z}_0] = -\nabla\Phi, \quad (2.19)$$

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} = \frac{\partial\Phi}{\partial t}, \quad (2.20)$$

где Φ – усредненный высокочастотный потенциал:

$$\begin{aligned} \Phi = \frac{e^2}{4\bar{\varepsilon}} \left\langle \left| \sum_{j=i,s} \tilde{A}_j \bar{F}_j e^{i\bar{\theta}_j} \right|^2 + \frac{\omega_{H0}^2}{\Omega^2 - \omega_{H0}^2} \left(\left| \sum_{j=i,s} \tilde{A}_j F_{jx} e^{i\bar{\theta}_j} \right|^2 + \left| \sum_{j=i,s} \tilde{A}_j F_{jy} e^{i\bar{\theta}_j} \right|^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{\Omega}{\omega_{H0}} \operatorname{Re} \left[i \sum_{j=i,s} \tilde{A}_j F_{jy} e^{i\bar{\theta}_j} \cdot \sum_{j=i,s} \tilde{A}_j^* F_{jx}^* e^{-i\bar{\theta}_j} \right] \right) \right\rangle. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Видно, что потенциал (2.21) состоит из членов, которые определяются воздействием парциальных волн и из члена, который представляет собой комбинационную волну:

$$\Phi = \Phi_i + \Phi_s + \operatorname{Re} \left[\Phi_c e^{i\bar{\theta}_c} \right]. \quad (2.22)$$

К группировке электронов приводит комбинационная составляющая потенциала:

$$\Phi_c = \frac{e^2}{2\bar{\varepsilon}} T_{i,s} \tilde{A}_i \tilde{A}_s^* e^{i\bar{\theta}_c}. \quad (2.23)$$

где $\bar{\theta}_c = \omega_c t - h_c z$ – фаза электронов относительно комбинационной волны, а коэффициент связи парциальных волн равен:

$$T_{i,s} = g^+ \bar{F}_i^{(+)} \bar{F}_s^{(+)*} + g^- \bar{F}_i^{(-)} \bar{F}_s^{(-)*}, \quad g^\pm = \frac{\Omega}{\Omega \pm \omega_H}. \quad (2.24)$$

Право- и лево-поляризованные компоненты $\bar{F}_j^{(\pm)} = (\bar{x}_0 \pm i\bar{y}_0) F_j^{(\pm)}$ поперечных составляющих вектор-потенциала на усредненной траектории электрона выражаются через мембранные функции с помощью следующих соотношений:

$$F_j^{(+)} = -\frac{1}{2} L \tilde{\Psi}_j, \quad F_j^{(-)} = -\frac{1}{2} L^* \tilde{\Psi}_j, \quad L = e^{i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{i}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right). \quad (2.25)$$

Переходя в усредненных уравнениях движения электрона к новой независимой переменной – продольной координате z :

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{V_z}, \quad (2.26)$$

уравнение для энергии электрона запишется в виде:

$$\frac{d\bar{\varepsilon}}{dz} = \frac{1}{V_z} \frac{e^2}{4\bar{\varepsilon}} \operatorname{Re} \left[i\omega_c T \tilde{A}_i \tilde{A}_s^* e^{i\theta_c} \right] \quad (2.27)$$

где $\theta_c = \bar{\theta}_c + (m_i - m_s)\varphi = \bar{\theta}_c + m_c\varphi$, T – коэффициент связи:

$$T = g^+ J_{m_i+1}(\kappa_{m_i n_i} r_b) J_{m_s+1}(\kappa_{m_s n_s} r_b) + g^- J_{m_i-1}(\kappa_{m_i n_i} r_b) J_{m_s-1}(\kappa_{m_s n_s} r_b) \quad (2.28)$$

где $J_m(x)$ – функция Бесселя I рода m -ого порядка, r_b – радиус цилиндрического электронного пучка.

Предполагая малость изменения энергии электронного пучка при взаимодействии с комбинационной волной ($w = 1 - \bar{\gamma}/\gamma_0 \ll 1$, γ_0 – Лоренц-фактор электронного пучка при влете в пространство взаимодействия) система уравнений для относительного изменения энергии электронов и их фазы относительно комбинационной волны запишется в виде:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\omega_c}{c} \operatorname{Im} \left[\frac{T}{\beta_{z0}} \alpha_i \alpha_s^* e^{i\theta_c} \right], \quad (2.29)$$

$$\frac{d\theta_c}{dz} = \frac{\omega_c}{c} (\delta + \mu w), \quad (2.30)$$

где $\alpha_j = e\tilde{A}_j / 2\gamma_0 m_e c^2$ – нормированные амплитуды парциальных волн, $\delta = \beta_{z0}^{-1} - \beta_{ph,c}^{-1}$ – начальная расстройка комбинационного синхронизма, $\mu = \beta_{z0}^{-3} \gamma_0^{-2}$ – параметр группировки, $V_{z0} = \beta_{z0} c$ – продольная скорость электронов при влете в пространство взаимодействия, $V_{ph,c} = \beta_{ph,c} c = \omega_c / h_c$ – фазовая скорость комбинационной волны.

Собственные поля пространственного заряда трубчатого электронного пучка

При определении собственного поля пространственного заряда сгруппированного электронного пучка будем учитывать лишь модуляцию, сообщаемую пучку синхронной комбинационной волной, по отношению к которой движение электронов является одномерным. Под действием указанной волны трубчатый пучок оказывается промодулированным по продольной координате с периодом $2\pi/h_c$, по времени – с периодом $2\pi/\omega_c$ и в соответствии с азимутальным индексом комбинационной волны имеет $m_c = m_i - m_s$ азимутальных вариаций. В этом случае плотность электронного потока можно разложить в ряд Фурье по гармоникам комбинационной волны:

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \left(1 + \sum_{k=1}^{\infty} \operatorname{Re} \left[\rho_k e^{ik\theta_c} \right] \right) \delta(r - r_b), \quad (2.31)$$

где $\rho_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ik\theta_c} d\theta_0$ – амплитуды гармоник модуляции плотности электронного потока,

$\delta(x)$ – дельта-функция, описывающая бесконечно тонкий электронный пучок. Собственное высокочастотное поле пучка можно найти из решения задачи о поле, создаваемом в волноводе заданным током со следующим пространственно-временным распределением:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \operatorname{Re} \left[\sum_{k=1}^{\infty} \vec{z}_0 j_k e^{ik\theta_c} \delta(r - r_b) \right], \quad (2.32)$$

где $j_k = \rho_k I_0 / 2\pi r_b$, I_0 – полный ток пучка. С учетом граничных условий для электрических и магнитных компонент поля на пучке ($r = r_b$) и стенках волновода ($r = r_w$):

$$E_{z,\varphi} \Big|_{r=r_w} = 0, \quad \{E_r\} \Big|_{r=r_b} = 0, \quad \{H_\varphi\} \Big|_{r=r_b} = \frac{4\pi}{c} j_z^{нов}, \quad (2.33)$$

для продольной составляющей электрического поля в месте нахождения пучка получаем:

$$E_z^b = - \sum_{k=1}^{\infty} \operatorname{Re} \left[4\pi i j_k e^{ik\theta_c} \gamma_0^2 \beta_{z0}^2 \frac{D_k}{k\omega_c r_b} \right], \quad (2.34)$$

где D_n – коэффициенты депрессии сил пространственного заряда:

$$D_k = \left(\kappa_{c,k} r_b \right)^2 \frac{I_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_b)}{I_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_w)} \left(K_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_b) I_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_w) - I_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_b) K_{k \cdot m_c}(\kappa_{c,k} r_w) \right). \quad (2.35)$$

Здесь $I_n(x)$, $K_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя I и II рода n-ого порядка,

$$\kappa_{c,k} = k \sqrt{h_c^2 - \omega_c^2 / c^2}.$$

Учитывая воздействие собственного поля пучка E_z^b , уравнения движения (2.29), (2.30) могут быть сведены к одному уравнению второго порядка относительно фазы электронов:

$$\frac{d^2 \theta_c}{dz'^2} = \operatorname{Im} \left[\frac{\mu T}{\beta_{z0}} \alpha_i \alpha_s^* e^{i\theta_c} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q_k^2}{k} \rho_k e^{ik\theta_c} \right], \quad (2.36)$$

где $z' = z\omega_c / c$ – нормированная продольная координата,

$$q_k = \sqrt{\frac{D_k}{\gamma_0 \beta_{z0}} \frac{2I_0}{I_A} \left(\frac{c}{\omega_c r_b} \right)^2}$$

– параметр пространственного заряда, $I_A = m_e c^3 / e = 17$ кА.

Уравнения для амплитуд парциальных волн

Эволюция огибающих амплитуды полей сигнала и накачки может быть найдена из соответствующих уравнений возбуждения:

$$\frac{\partial \tilde{A}_i}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^i} \frac{\partial \tilde{A}_i}{\partial t} = -i \frac{4\pi}{ch_i \pi r_w^2 N_{m_i, n_i}} \left\langle \int (\vec{j} \cdot \vec{F}_i^*) e^{-i\theta_i} dS \right\rangle, \quad (2.37)$$

$$-\frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^s} \frac{\partial \tilde{A}_s}{\partial t} = -i \frac{4\pi}{ch_s \pi r_w^2 N_{m_s, n_s}} \left\langle \int (\vec{j} \cdot \vec{F}_s^*) e^{-i\theta_s} dS \right\rangle, \quad (2.38)$$

где $N_{m_j, n_j} = \left(1 - m_j^2 / v_{m_j, n_j}^2\right) J_{m_j}^2(v_{m_j, n_j})$ – норма $TE_{m, n}$ моды накачки и сигнала, $V_{gr}^j = \beta_{gr}^j c$ – групповая скорость соответствующей волны, $v_{m, n}$ – n -ый корень уравнения $dJ_m(x)/dx = 0$.

Выражение для осцилляторных составляющих скорости дается соотношением (2.17), а для модулированной под действием комбинационной волны плотности пучка ρ имеем соотношение (2.31). Таким образом, после усреднения фактора возбуждения, уравнения, описывающие эволюцию огибающих полей волн, сводятся к виду:

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^i} \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} = i \frac{I_0 T}{2h_i \gamma_0 \beta_{z0} I_A r_w^2 N_{m_i, n_i}} \rho_1 \alpha_s, \quad (2.39)$$

$$-\frac{\partial \alpha_s}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}^s} \frac{\partial \alpha_s}{\partial t} = i \frac{I_0 T}{2h_s \gamma_0 \beta_{z0} I_A r_w^2 N_{m_s, n_s}} \rho_1^* \alpha_i. \quad (2.40)$$

Для получения самосогласованной системы к уравнениям (2.39), (2.40) необходимо добавить уравнение движения (2.36):

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{gr}^i} \frac{\partial \alpha_i}{\partial t'} = i G_i \rho_1 \alpha_s, \quad (2.41)$$

$$-\frac{\partial \alpha_s}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{gr}^s} \frac{\partial \alpha_s}{\partial t'} = i G_s \rho_1^* \alpha_i, \quad (2.42)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{z0}} \frac{\partial}{\partial t'} \right)^2 \theta_c = \text{Im} \left[\tilde{T} \alpha_i \alpha_s^* e^{i\theta_c} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{q_k^2}{k} \rho_k e^{ik\theta_c} \right]. \quad (2.43)$$

где $t' = \omega_c t$ – нормированное время, $\tilde{T} = \mu T / \beta_{z0}$,

$$G_j = \frac{I_0}{I_A} \frac{T}{2\gamma_0 \beta_{z0} N_{m_j, n_j}} \left(\frac{c}{h_j \omega_c r_w^2} \right).$$

Для проведения численного моделирования, система (2.41)–(2.43) дополняется граничными условиями для волн:

$$\alpha_i|_{z'=0} = \alpha_{i0}, \quad \alpha_s|_{z'=\hat{L}} = 0, \quad (2.44)$$

где $\hat{L} = l\omega_c/c$, l – длина пространства взаимодействия, и для моноскоростного немодулированного электронного потока:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{z0}} \frac{\partial}{\partial t'} \right) \theta_c \Big|_{z'=0} = \delta, \quad \theta_c|_{z'=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (2.45)$$

2.1.2. Рамановский режим рассеяния. Уравнения трехволнового взаимодействия

При достаточно большой плотности электронного пучка и умеренной интенсивности накачки, когда изменение амплитуды накачки может быть существенно, поток электронов представим в виде материальной среды, в которой возбуждаются волны пространственного заряда. В случае быстрой волны накачки ($\omega_i > h_i V_z$) в электронном пучке, поглощающем энергию волны накачки, возбуждается быстрая волна пространственного заряда (БВПЗ), обладающая положительной энергией. В подобном рамановском режиме рассеяния максимальный инкремент нарастания сигнальной и пучковой волн достигается в случае точного синхронизма ($\delta = q_1$) между комбинационной волной и волной пространственного заряда:

$$\omega_i - h_i V_z - \omega_s - h_s V_z = \omega_{p\parallel}, \quad (2.46)$$

где $\omega_{p\parallel}$ – продольная плазменная частота. В таких условиях движение электронов можно описывать в рамках линейного приближения, допуская, что воздействие комбинационной волны лишь немного возмущает движение электронов. Полагая $\theta_c = \theta_0 + \delta z' + \mathcal{G}$, где $\mathcal{G} \ll 1$ и представляя первую гармонику модуляции плотности электронного потока в виде:

$$\rho_1 = e^{-i\delta z'} \bar{\rho}, \quad \bar{\rho} = -\frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \mathcal{G} e^{-i\theta_0} d\theta_0, \quad (2.47)$$

можно линеаризовать уравнения движения (2.43) и получить в явной форме уравнение для амплитуды этой гармоники:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{z0}} \frac{\partial}{\partial t'} \right)^2 \bar{\rho} + q_1^2 \bar{\rho} = -\tilde{T} \hat{\alpha}_i \alpha_s^*, \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial \hat{\alpha}_i}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{gr}^i} \frac{\partial \hat{\alpha}_i}{\partial t'} - i\delta \hat{\alpha}_i = iG_i \bar{\rho} \alpha_s, \quad (2.49)$$

$$-\frac{\partial \alpha_s}{\partial z'} + \frac{1}{\beta_{gr}^s} \frac{\partial \alpha_s}{\partial t'} = iG_s \bar{\rho}^* \hat{\alpha}_i, \quad (2.50)$$

где $\hat{\alpha}_i = \alpha_i e^{i\delta z'}$. Представляя первую гармонику плотности пучка в виде:

$$\bar{\rho} = i\alpha_b e^{iq_1 z'}, \quad (\alpha_i = \hat{\alpha}_i e^{-iq_1 z'}) \quad (2.51)$$

где α_b – амплитуда быстрой волны пространственного заряда, получаем уравнения трехволнового распада:

$$\frac{\partial m_b}{\partial z''} + \frac{1}{\beta_{z0}} \frac{\partial m_b}{\partial t''} = m_i m_s, \quad \frac{\partial m_i}{\partial z''} + \frac{1}{\beta_{gr}^i} \frac{\partial m_i}{\partial t''} = -m_b m_s, \quad -\frac{\partial m_s}{\partial z''} + \frac{1}{\beta_{gr}^s} \frac{\partial m_s}{\partial t''} = m_b m_i, \quad (2.52)$$

с граничными условиями:

$$m_b|_{z''=0} = 0, \quad m_s|_{z''=L''} = 0, \quad m_i|_{z''=0} = m_{i0}. \quad (2.53)$$

Здесь $m_{i,s,b} = \alpha_{i,s,b} / \sqrt{G_{i,s,b}}$, $z'' = \sqrt{G_i G_b G_s} z'$, $t'' = \sqrt{G_i G_b G_s} t'$, $L'' = \sqrt{G_i G_b G_s} \hat{L}$, $G_b = \tilde{T}/2q_1$. В стационарном режиме генерации уравнения (2.52) обладают следующими интегралами – соотношениями Мэнли–Роу, описывающими законы сохранения числа квантов:

$$m_i^2 - m_s^2 = m_{i0}^2 - m_{s0}^2, \quad m_s^2 + m_b^2 = m_{s0}^2, \quad (2.54)$$

Здесь $m_{s0} = m_s|_{z''=0}$ – амплитуда сигнальной волны на выходе из области рассеяния.

Продольное распределение амплитуд волн описывается с помощью эллиптических функций Якоби (Рис.2.2.а). В частности, для амплитуды сигнальной волны имеем:

$$m_s = m_{s0} \operatorname{cn}[m_{i0} z'', \sqrt{R}]. \quad (2.55)$$

Здесь $R = m_{s0}^2 / m_{i0}^2$ – коэффициент использования накачки (квантовый выход), характеризующий число квантов накачки, преобразованных в кванты сигнала (Рис.2.2.б). Он находится из соотношения:

$$m_{i0} L'' = K(\sqrt{R}), \quad (2.56)$$

которое следует из (2.55), если положить $z'' = L''$. Здесь $K(x)$ – полный эллиптический интеграл I-ого рода. Условие самовозбуждения низшей продольной моды можно получить из (2.56), если устремить квантовый выход к нулю ($R \rightarrow 0$):

$$m_{i0} L_{st} = \pi/2. \quad (2.57)$$

Переходя к физическим переменным получаем выражение для стартового тока:

$$I_{st} = 2\pi^4 I_A \cdot \left(\frac{P_0}{P_{i0}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_i}{\omega_c}\right)^2 \cdot \left(\frac{r_w^4 h_i}{l^2 r_b}\right)^2 \cdot \left(\frac{h_s c}{\omega_c}\right)^2 \cdot \frac{D_1 \beta_{z0}^9 N^2 m_{i,n_i} N^2 m_{s,n_s}}{T^4}, \quad (2.58)$$

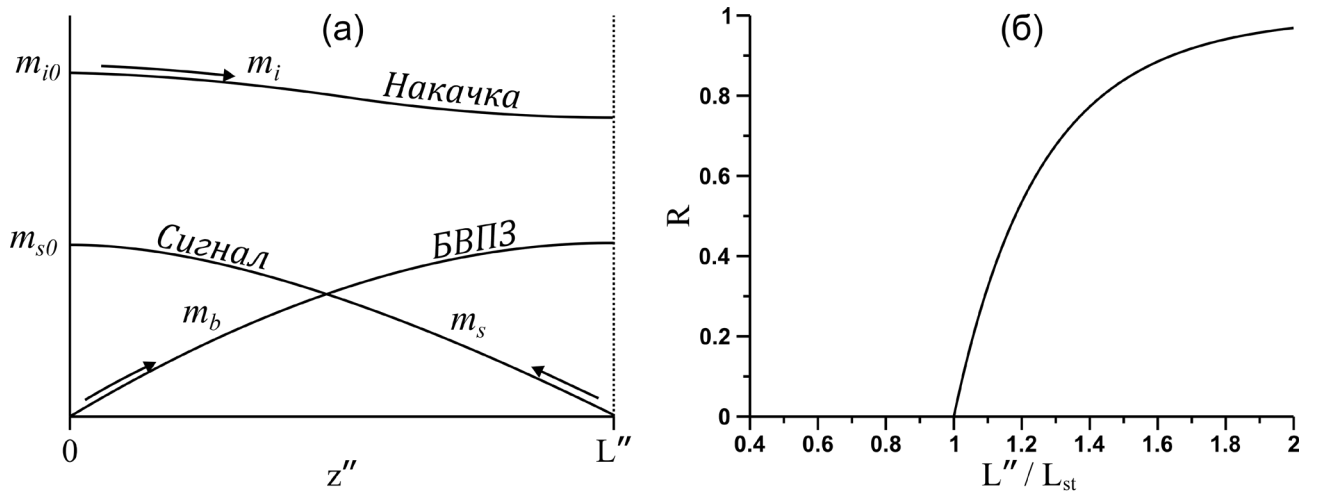


Рис.2.2. (а) Продольные распределения амплитуд волн в стационарном режиме генерации, полученные из решения уравнений трехволнового взаимодействия при $L'' = 4$, $m_{i0} = 1$; (б) Зависимость квантового выхода от длины области рассеяния.

где P_{i0} – мощность накачки на входе в систему, $P_0 = m_e^2 c^5 / e^2 = 8.7$ ГВт .

В рамках рассмотренного трехволнового приближения, проведем оценки возможности использования режима рамановского рассеяния для перестройки частоты излучения гиротрона мощностью 50 кВт на длине волны 8 мм [88]. Предполагается, что как волна накачки, так и рассеянная волна представляют собой $TE_{0,1}$ моду цилиндрического волновода. Радиус и длина секции рассеяния были выбраны равными $r_w = 1$ см и $l = 30$ см соответственно. Пусть величина магнитного поля H_0 отстроена от резонансного значения на 2% (резонанс с волной накачки при энергии электронов 9 кэВ). Согласно Рис.2.3.а, существует оптимальный радиус пучка $r_{b,opt}$, при котором достигается минимальное значение стартового тока. При выбранных параметрах он составляет $r_{b,opt} = 0.5$ см .

Дальнейшие оценки проведем при указанном оптимальном радиусе инжекции электронного пучка. Как видно из Рис.2.3.б, в случае, когда энергия электронов находится в диапазоне 10–12 кэВ величина стартового тока не превышает 20 А и остается значительно меньше предельного вакуумного тока I_{max} , пропускаемого цилиндрическим волноводом, который для трубчатого электронного пучка в слаборелятивистском приближении дается выражением [89]:

$$I_{max} = \frac{17[\text{кА}]}{2 \ln \left(\frac{r_w}{r_b} \right)} \beta_{z0}^3. \quad (2.59)$$

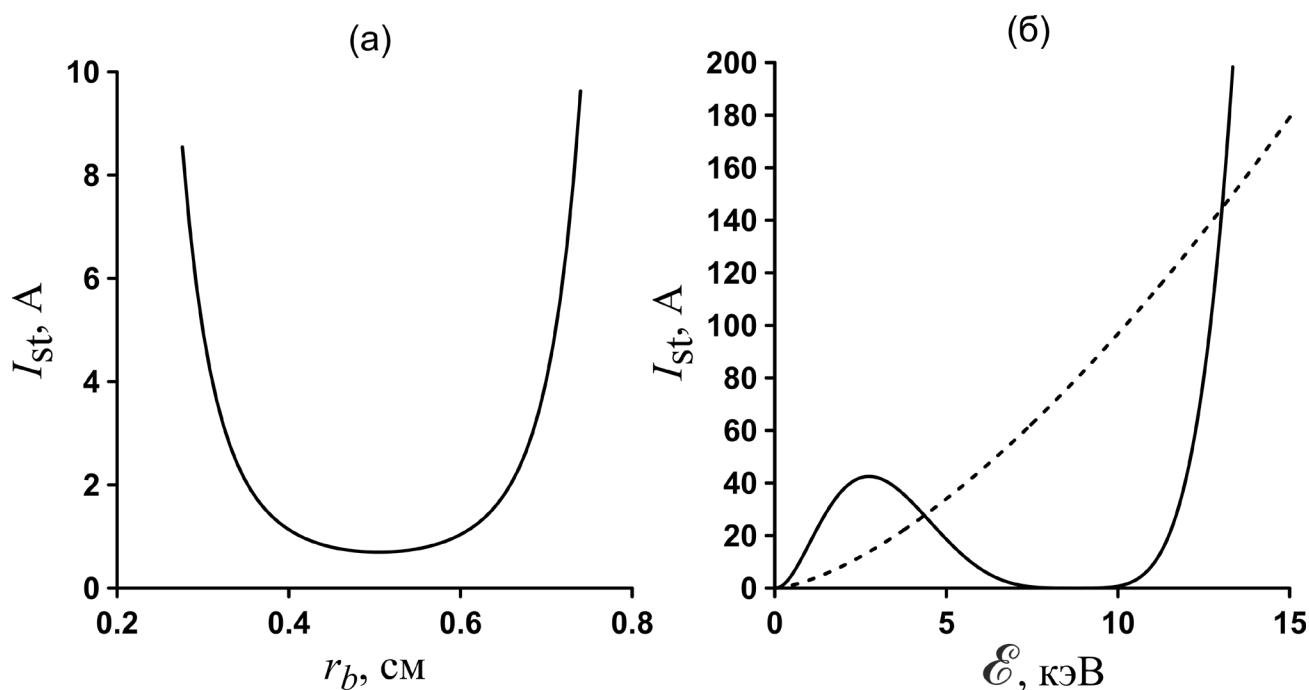


Рис.2.3. (а) Зависимость стартового тока от радиуса инжекции электронов для рассеяния $TE_{1,1}$ мод; (б) Зависимость предельного (штриховая кривая) и стартового (сплошная кривая) тока от энергии электронов при $r_b = 0.5$ см, $P_{i0} = 50$ кВт, $f_i = 35$ ГГц, $r_w = 1$ см и $l = 30$ см.

Оценка квантового выхода R по формуле (2.56) показывает, что с увеличением длины пространства рассеяния коэффициент трансформации волн асимптотически стремится к единице (Рис.2.2.б). В частности, для энергии электронов 11 кэВ, токе 10 А и длины области рассеяния 30 см мощность рассеянной сигнальной волны на выходе составляет $P_s = 18$ кВт. При повышении тока до 20 А, мощность увеличивается до 26 кВт. Величина перестройки частоты находится из условия синхронизма (2.46) и при средней энергии электронов равной 11 кэВ ее вариация в пределах ± 1 кэВ приводит к модуляции частоты выходного излучения в пределах $\pm 2.5\%$ от центральной частоты, что представляет интерес, как для спектроскопических приложений, так и для задачи последующего сжатия частотно модулированного сигнала.

2.1.3. Учет нелинейности движения электронов

Для более полного анализа механизмов насыщения, включая нелинейные эффекты в движении электронов целесообразно провести дополнительную нормировку в самосогласованной системе уравнений (2.41)–(2.43), приведя их к виду :

$$\frac{\partial a_i}{\partial Z} = i\sigma\rho_1 a_s, \quad (2.60)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \Gamma \frac{\partial}{\partial \xi}\right) a_s = i\rho_1^* a_i, \quad (2.61)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \xi}\right)^2 \theta_c = \text{Im} \left[a_i a_s^* e^{i\theta_c} + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{Q_k^2}{k} \rho_k e^{ik\theta_c} \right], \quad (2.62)$$

с граничными условиями:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \xi}\right) \theta_c \Big|_{Z=0} = \hat{\delta}, \quad \theta_c \Big|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad a_i \Big|_{Z=0} = 1, \quad a_s \Big|_{Z=L} = 0. \quad (2.63)$$

Здесь $a_i = \alpha_i / \alpha_{i0}$ и $a_s = \tilde{T} \alpha_{i0}^* C^{-2} \alpha_s$ – нормированные амплитуды волн сигнала и накачки,

$Q_k = q_k C^{-1}$ – нормированный параметр пространственного заряда, $Z = Cz'$ – нормированная

продольная координата, $\xi = C(t' - z' / \beta_{gr}^i) (\beta_{z0}^{-1} - \beta_{gr}^i)^{-1}$ – нормированное «запаздывающее»

время, $\Gamma = \beta_{z0} (\beta_{gr}^i + \beta_{gr}^s) / \beta_{gr}^s (\beta_{gr}^i - \beta_{z0})$ – параметр проскальзывания, $L = C\hat{L}$, $\hat{\delta} = \delta C^{-1}$,

$$C = \left(\tilde{T} G_s |\alpha_{i0}|^2 \right)^{1/3} = \left(\frac{P_{i0} I_0}{P_A I_A} \frac{\beta_{z0}^{-5} \gamma_0^{-4} T^2}{2 N_{m_i, n_i} N_{m_s, n_s}} \frac{r_w^{-4} c^2}{\omega_i \omega_c h_i h_s} \right)^{1/3}$$

– параметр Пирса,

$$\sigma = G_i G_s C^{-2} = \left(\frac{T^2 \beta_{z0}^4 \gamma_0^2}{16 N_{m_i, n_i} N_{m_s, n_s}} \left(\frac{P_A}{P_{i0}} \right)^2 \left(\frac{I_0}{I_A} \right)^4 \left(\frac{\omega_i}{\omega_c} \right)^2 \frac{c^2 r_w^{-2}}{\omega_c^2 h_i h_s} \right)^{1/3}$$

– параметр истощения накачки.

По результатам моделирования уравнений (2.60)–(2.63) для достаточно плотного электронного пучка ($Q_k \gg 1$) можно выделить два механизма насыщения усиления сигнальной волны, реализующиеся при различных значениях параметра истощения накачки σ (Рис.2.4–Рис.2.6).

Первый механизм, очевидно, связан с истощением накачки (описан в **разделе 2.1.2.**). Альтернативный механизм связан с нелинейными эффектами в движении электронов. Он связан с развалом электронных сгустков вследствие эффектов перегруппировки [90], смещения сгустков относительно фазы комбинационной волны и т.д. (Рис.2.5.а). Вследствие подобной нелинейности амплитуда первой гармоники модуляции плотности электронного потока оказывается значительно меньше амплитуды волны пространственного заряда, полученной в рамках модели трехволнового распада. Кроме того, нелинейные эффекты в движении частиц вызывают уменьшение амплитуды волны пространственного заряда при приближении к правой

границе пространства взаимодействия ($Z = L$). Это приводит к замедлению роста амплитуды сигнала, несмотря на то, что относительная фаза $\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_s - \varphi_{p1}$ характеризующая скорость роста сигнальной волны и истощения накачки в уравнениях (2.60), (2.61) (максимум соответствует $\Delta\varphi = 0$) близка к оптимальному значению (Рис.2.5.б). Также необходимо отметить, что учет электронной нелинейности сопровождается развитием автомодуляционных режимов, при котором возникают заметные колебания амплитуды рассеянного сигнала (Рис.2.6.а).

При малой величине параметра истощения накачки $\sigma \ll 1$ квантовый выход невелик $R \ll 1$ (точка А на Рис.2.4) независимо от длины пространства взаимодействия, а полученная система самосогласованных уравнений может быть сведена к уравнениям, описывающим динамику ламп обратной волны (ЛОВ). Очевидно, что для последующей компрессии и получения импульсов с пиковой мощностью, существенно превосходящей мощность используемого гиротрона, необходимо чтобы большая часть энергии волны накачки преобразовывалась в энергию сигнальной волны т.е. квантовый выход был достаточно

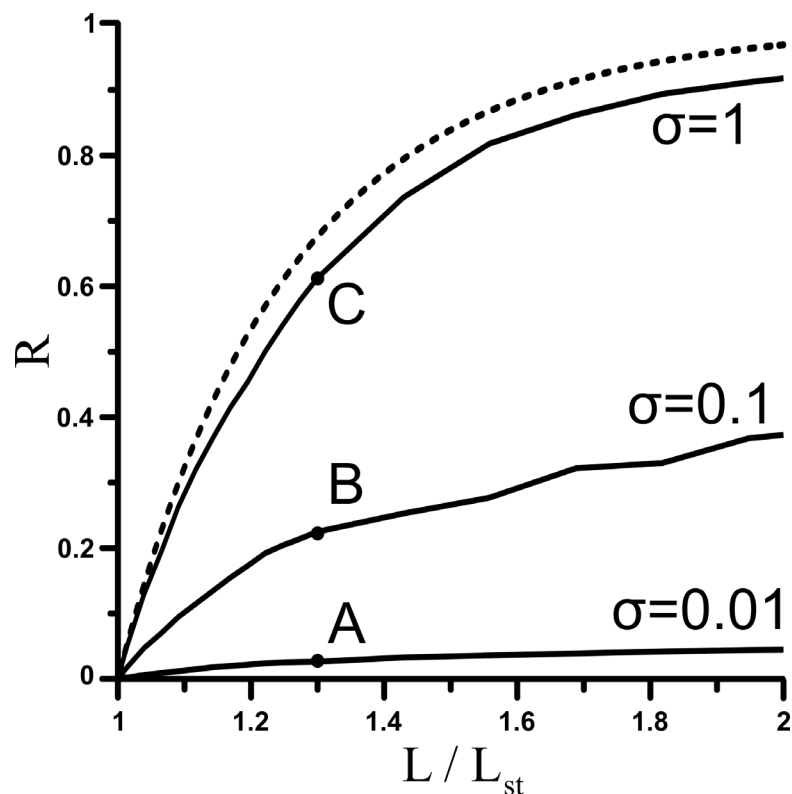


Рис.2.4. Зависимость квантового выхода R от длины пространства взаимодействия по результатам моделирования полной системы уравнений (2.60)–(2.63) при высокой плотности электронов (параметр пространственного заряда $Q_1 = 3$) для различных значений параметра истощения накачки σ (сплошные кривые). Пунктир - тоже в рамках модели трехволнового распада.

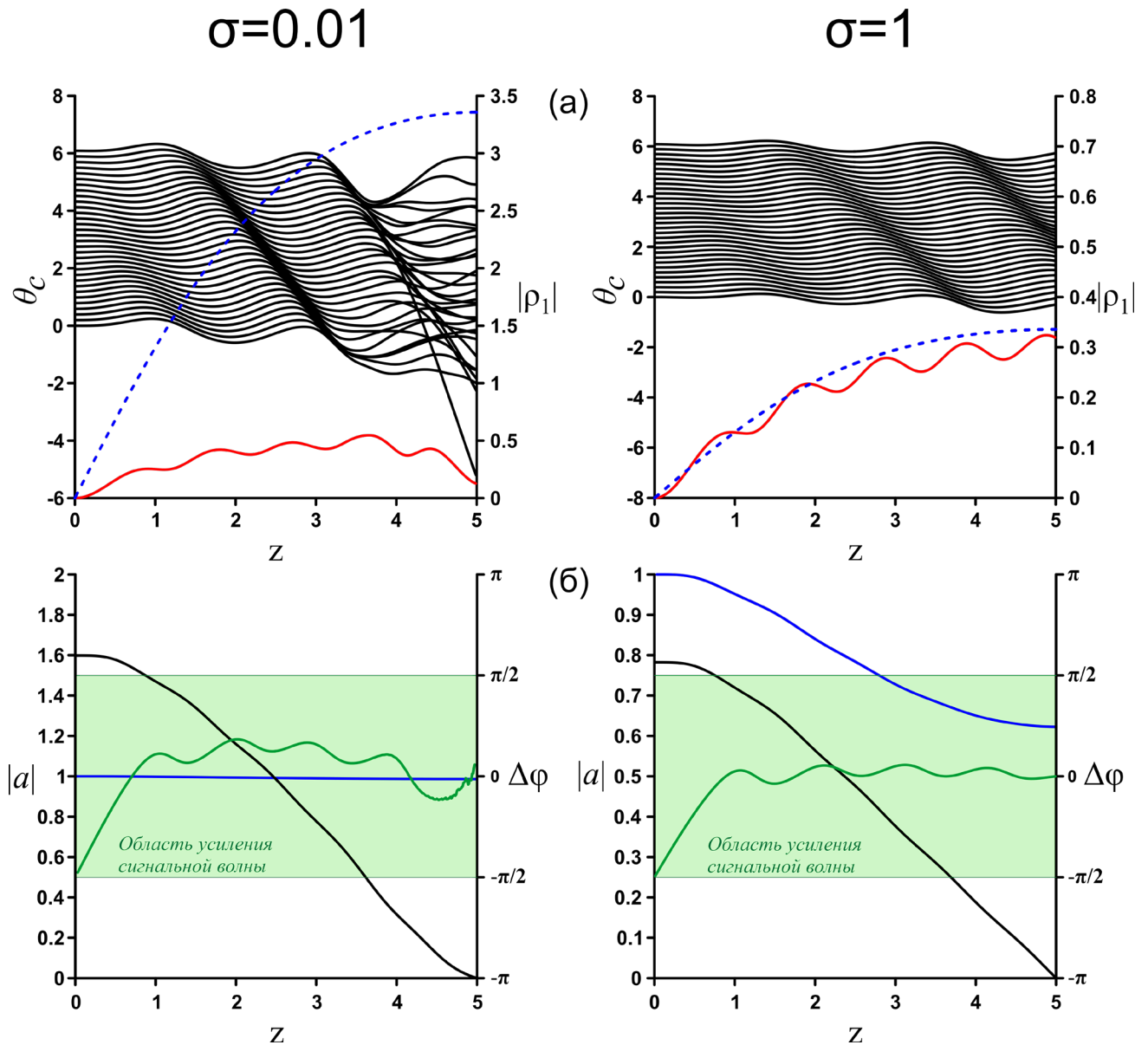


Рис.2.5. Зависимость от продольной координаты Z (а) фазы электронов относительно комбинационной волны θ_c (черные кривые) и амплитуды модуляции плотности ρ_1 (красная кривая), (б) амплитуды накачки (синяя кривая), сигнала (черная кривая) и относительной фазы $\Delta\varphi$ (зеленая кривая); (а) Амплитуда волны пространственного заряда, полученная в рамках модели трехволнового распада (синяя штрихованная кривая). Первый механизм насыщения усиления сигнальной волны, реализующийся при $\sigma \sim 1$ (правый столбец). Альтернативный механизм, имеющий место при малом значении параметра истощения накачки $\sigma = 0.01$ (левый столбец).

большим. Вместе с тем, для ряда задач, например, спектральной диагностики, основной характеристикой является диапазон перестройки частоты сигнала. Для таких приложений важно обеспечить генерацию плавно перестраиваемого излучения с широкой полосой, но относительно небольшой мощностью, что может быть обеспечено при относительно невысоком

квантовом выходе, при реализации механизма насыщения, связанного с нелинейностью в движении электронов.

Механизм насыщения усиления сигнальной волны, связанный с истощением накачки, реализуется при $\sigma \sim 1$. В этой области параметров, как видно из Рис.2.4 результаты расчетов с использованием системы (2.60)–(2.63) достаточно хорошо совпадают с результатами, полученными в рамках модели трехволнового распада, в которой пренебрегается нелинейными эффектами в движении электронов. Это объясняется тем, что в таких условиях возмущения фаз электронов относительно невелики (Рис.2.5.а) и амплитуда первой гармоники модуляции плотности электронов, получаемая в рамках уравнений (2.60)–(2.63), хорошо совпадает с амплитудой пучковой волны, получаемой из уравнений трехволнового распада (2.52). В таких условиях режим стационарной генерации достаточно устойчив (Рис.2.6.б). Квантовый выход R растет с увеличением пространства взаимодействия (точка С на Рис.2.4), и при длине,

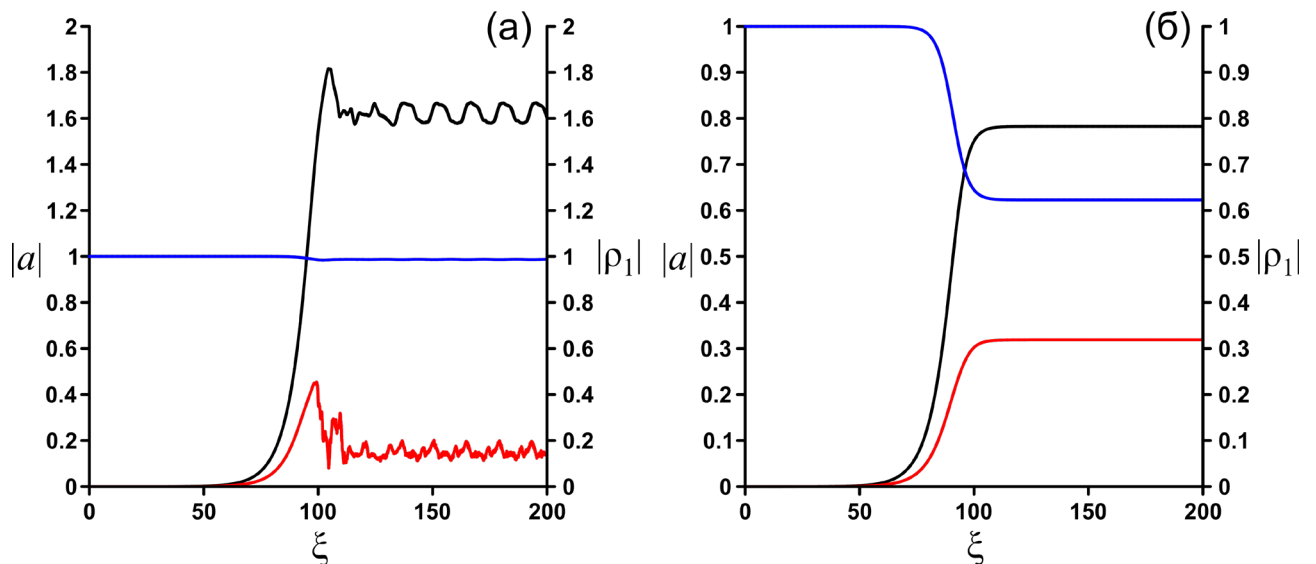


Рис.2.6. Зависимость амплитуды накачки (синяя кривая) и амплитуды первой гармоники модуляции плотности электронного потока (красная кривая) в сечении $Z = L$ от времени, амплитуды сигнала (черная кривая) в сечении $Z = 0$ от времени при: (а) $\sigma = 0.01$; (б) $\sigma = 1$.

превышающей вдвое стартовую, достигает значения 0.9, что соответствует практически полной перекачке энергии из накачки в сигнал. Благодаря этому режим с высоким уровнем истощения накачки предпочтителен для реализации частотного модулятора с последующей компрессией, поскольку позволяет получать максимальные мощности компрессированного сигнала. В то же время, необходимо отметить, что при большой интенсивности накачки реализация второго механизма затруднена, поскольку условие $\sigma \sim 1$ может приводить к тому, что требуемый электронный ток будет превышать предельное значение. Тем не менее, в промежуточном случае $\sigma = 0.1 - 0.5$ (точка В на Рис.2.4) также обеспечивается монотонный рост квантового

выхода с увеличением пространства взаимодействия, а коэффициент трансформации волны накачки может достигать 50–70% по мощности.

В заключение рассмотрим в рамках полной модели (т.е. с учетом нелинейности в движении электронов) возможность реализации частотного модулятора при использовании 35 ГГц гиротрона мощностью 50 кВт в качестве источника волны накачки [88]. Для достижения наибольшей перестройки частоты при фиксированном диапазоне вариации энергии электронов (10–15 кэВ) исследуем рассеяние низшей волноводной моды ($TE_{1,1}$), обладающей наибольшим продольным волновым числом, в аналогичную моду сигнальной волны. В качестве альтернативы, рассмотрено рассеяние низшей осесимметричной волноводной моды ($TE_{0,1}$) в аналогичную моду (Рис.2.7).

Моделирование проводилось для волновода радиусом 1 см, в котором распространялся цилиндрический электронный пучок радиусом 0.5 см и током 30 А. Величина магнитного поля

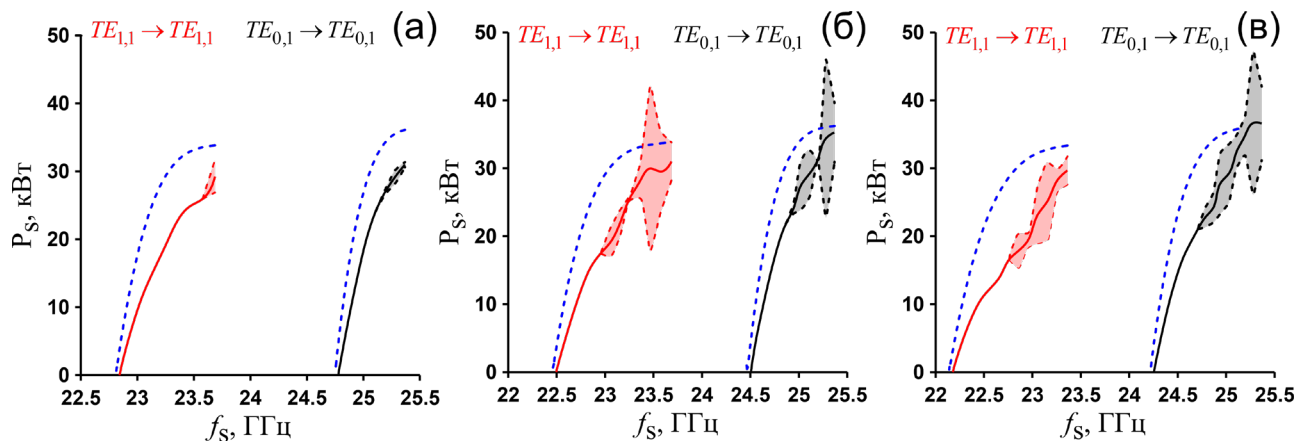


Рис.2.7. Зависимость генерируемой мощности P_s от частоты рассеянного сигнала f_s для рассеяния $TE_{1,1}$ мод (красная кривая) или $TE_{0,1}$ мод (черная кривая) при различных длинах пространства взаимодействия: (а) $l = 30$ см ; (б) $l = 40$ см ; (в) $l = 50$ см . Закрашенные области соответствуют автомодуляционным режимам. Зависимости мощности рассеянного сигнала от ее частоты, получаемые в рамках модели трехволнового распада, показаны синими штриховыми кривыми.

выбиралась таким образом, чтобы обеспечить отстройку от циклотронного резонанса с волной накачки на 2% для минимального значения энергии электронов в каждой из рассматриваемых моделей. В противном случае возбуждение паразитных циклотронных колебаний приводит к нарушению условия комбинационного синхронизма.

Результаты моделирования системы (2.60)–(2.63) для обозначенного диапазона изменения энергий электронов представлены на Рис.2.7. Видно, что благодаря более высокому продольному волновому числу рассеяние $TE_{1,1}$ моды приводит к большей перестройке частоты чем рассеяние низшей осесимметричной моды. В тоже время, преимущество $TE_{0,1}$ моды заключается в более высокой средней мощности рассеянного сигнала. Очевидно, что

увеличение длины области рассеяния позволяет расширить диапазон перестройки и повысить мощность сигнальной волны. Однако, при этом также увеличивается область значений энергий электронов, в которой нормированный пространственный заряд мал ($Q_k < 1$) и имеет место переход к комптоновскому рассеянию, для которого характерны автомодуляционные режимы, не представляющие интерес для задачи реализации частотного модулятора (Рис.2.7). Вместе с тем следует отметить, что при рассматриваемых параметрах среднее значение мощности сигнальной волны, полученное на основе модели учитывающей нелинейность движения электронов, отличается от результата, полученного в рамках модели трехволнового распада, не более чем на 30% во всем диапазоне изменения энергии электронов.

Для повышения устойчивости стационарной генерации целесообразно повысить ток в модуляторе до 50 А (Рис.2.8). Расчеты показывают, что при рассеянии $TE_{1,1}$ моды на электронном пучке с энергией 10 – 15 кэВ реализуется устойчивая стационарная генерация перестраиваемого по частоте сигнала с относительной шириной полосы частот до 10% и мощностью до 35 кВт, что соответствует коэффициенту трансформации по мощности до 70%. Данный частотный модулятор является оптимальным для генерации частотно-модулированного сигнала, предназначенного для дальнейшей компрессии в диспергирующей линии.

Следует отметить, что поскольку речь идет о пучках относительно низких энергий, ток эмиссии с катода сильно ограничен (закон трех вторых). Однако, в данном случае в энергию рассеянной волны преобразуется энергия волны накачки, а не кинетическая энергия электронов, и, соответственно, представляется перспективной схема с частичным торможением электронов перед влетом в область рассеяния. Таким образом высокие значения тока 30-50 А

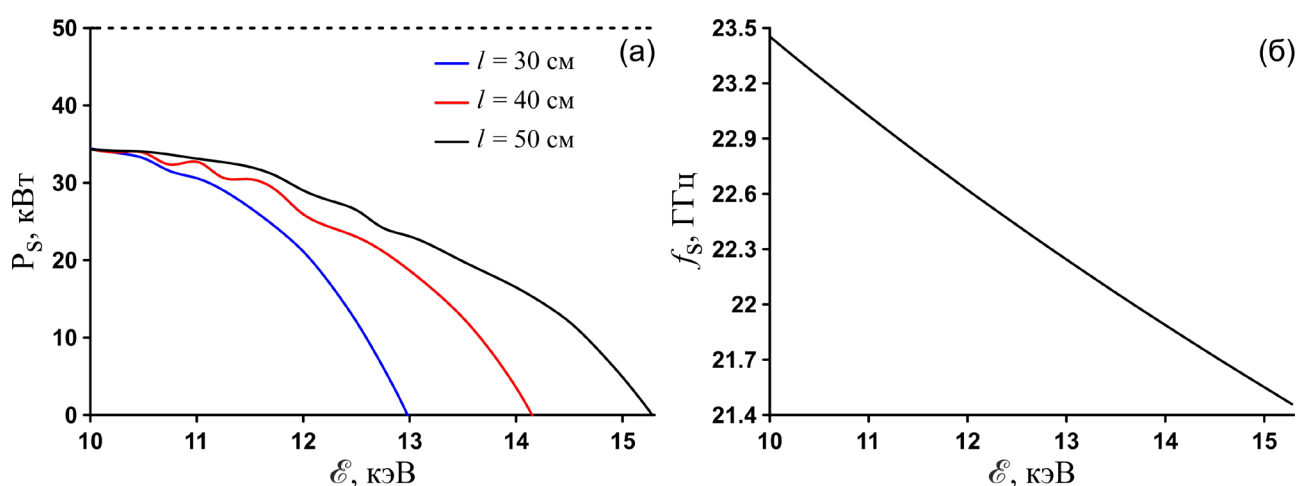


Рис.2.8. Зависимость мощности (а) и частоты (б) рассеянного сигнала от энергии электронов для частотного модулятора с током, повышенным до 50 А.

могут быть получены при использовании дополнительного анода, находящегося под высоким напряжением. Далее последующее торможение пучка до 10 кэВ перед влетом в пространство рассеяния позволяет обеспечить необходимую высокую плотность частиц в области рассеяния.

Отметим, что при использовании более высокочастотного гиротрона на частоте 300 ГГц мощностью 100 кВт [91], имеет место второй механизм насыщения роста амплитуды сигнальной волны. Расчеты показали, что при рассеянии $TE_{1,1}$ моды накачки в аналогичную сигнальную волну в волноводе радиусом 2 мм на электронном пучке радиусом 1 мм и током 30 А. При длине области рассеяния равной 10 см и энергии электронов, изменяемой в пределах 9–12 кэВ, квантовый выход такого модулятора не превышает 0.2 (Рис.2.9). Поскольку при преобразовании частоты вниз в энергию рассеянного излучения преобразуется только энергия волны накачки, наиболее привлекательной для последующего сжатия является реализация режима с большим квантовым выходом. Тем не менее, широкая полоса перестройки (~5%) рассеянного излучения делает перспективным использование такого модулятора в спектроскопических задачах, в частности для спектроскопии позитрония [50,51].

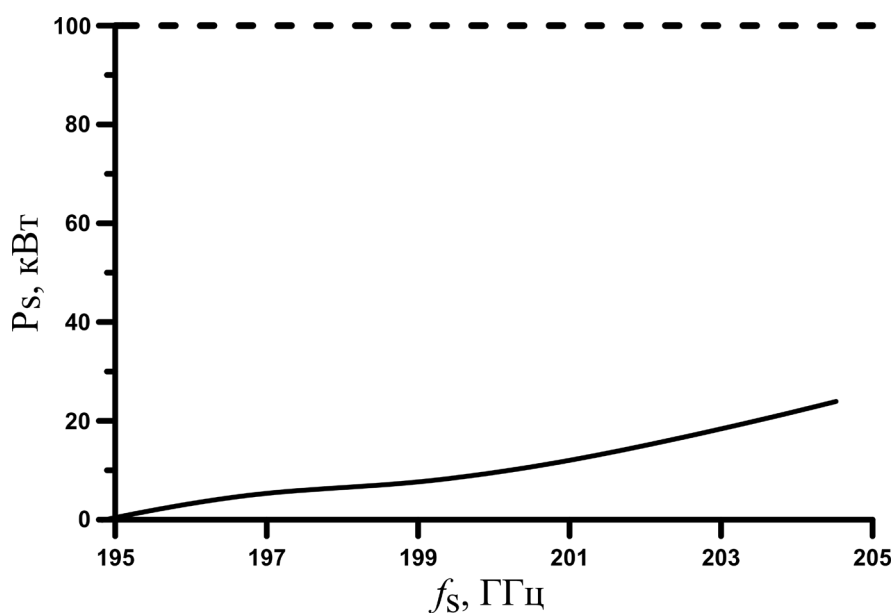


Рис.2.9. Зависимость генерируемой мощности P_s от частоты рассеянного сигнала f_s в модуляторе с источником накачки в виде гиротрона на частоте 300 ГГц мощностью 100 кВт.

2.2. Формирование коротких микроволновых импульсов путем компрессии чирпированных сигналов, полученных в режиме обратного рамановского рассеяния на электронном пучке с переменной энергией

Метод формирования коротких импульсов, основанный на компрессии частотно-модулированного сигнала при прохождении через среду с дисперсией, широко исследовался в рамках использования различных СВЧ-генераторов с возможностью перестройки частоты генерируемого излучения. Так, например, в работах [65,66] рассматривалась компрессия чирпированного сигнала, генерируемого в релятивистской ЛОВ с переменным напряжением, в волноводе с пятизаходной винтовой гофрировкой стенок. При этом, максимально допустимая пиковая мощность, формируемого на выходе из компрессора, импульса определяется с одной стороны шириной полосы перестройки генератора, а с другой соответствием между частотной зависимостью импульса на входе в компрессор и его дисперсией.

В обозначенных работах, при оптимизации параметров системы рассматривался прямоугольный импульс с заданной частотной зависимостью. Исходный частотно-модулированный сигнал в рамках кинематического подхода рассматривался как набор виртуальных частиц со скоростями равными групповым скоростям нормальной волны диспергирующей линии. Предполагая, что обратная зависимость скоростей рассматриваемых частиц на входе в компрессор линейна по времени, на выходе из компрессора осуществляется максимально возможное уменьшение длительности исходного импульса за счет равенства фаз всех спектральных компонент. На основе данного подхода можно получить требуемую зависимость групповой скорости от частоты в компрессоре для заданной зависимости частоты от времени в чирпированном импульсе (Рис.2.10). Данный метод позволяет оценить максимально возможные коэффициенты компрессии для различных сигналов, в том числе и с учетом омических потерь. Тем не менее, при рассмотрении данного метода не обсуждается соответствие между требуемой дисперсией и реальной дисперсией волновода с пятизаходной винтовой гофрировкой стенок. Более того, как отмечается в данных работах, при применении рассматриваемого метода, в качестве свободных параметров выступают групповые скорости на границе рабочей полосы частот. Однако, учитывая тот факт, что дисперсия волновода определяется его геометрическими параметрами, остается открытым вопрос о том, каким способом выбирать средний радиус волновода, а также амплитуду и период гофрировки для получения требуемых дисперсионных характеристик.

В связи с этим в данном разделе, будет рассмотрен альтернативный метод оптимизации компрессора, основанный на итерационном решении обратной задачи распространения через

диспергирующую линию. Данный метод основан на теории, развитой в Главе 1, и позволяет учесть, как возможности винтовых волноводов по вариации их дисперсионных свойств, так и возможности частотного модулятора, исследованного в п.2.1, по генерации частотно перестраиваемого сигнала. Таким образом, в рамках данного раздела будет рассматриваться возможность генерации коротких СВЧ импульсов в системе «гиротрон – частотный модулятор – компрессор» (Рис.2.11).

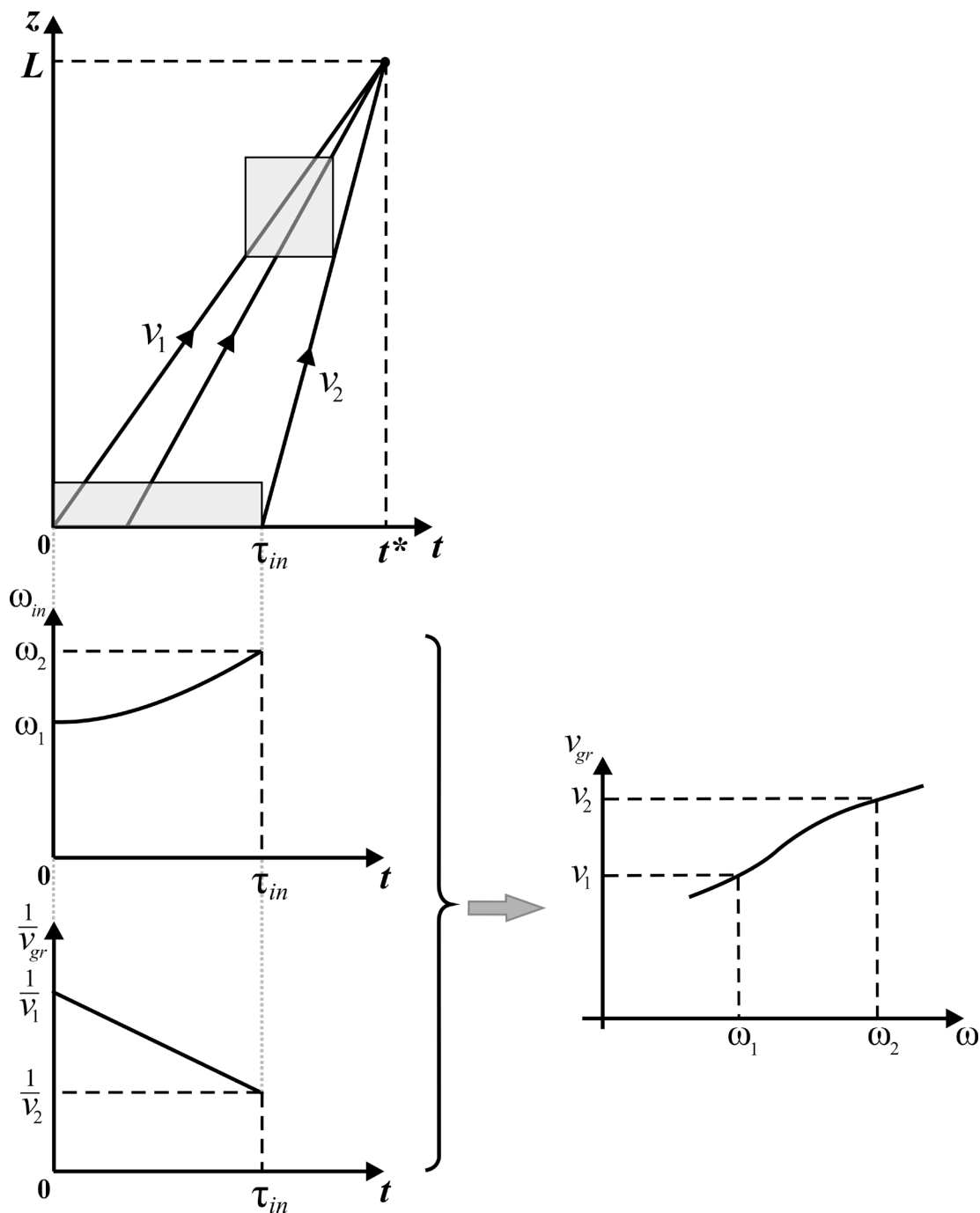


Рис.2.10. Иллюстрация оптимального согласования дисперсии групповой скорости в среде с законом частотной модуляции входного импульса на основе кинематического подхода в работе [92].

Как уже было отмечено, в рамках кинематического подхода мы можем рассматривать входной импульс как набор «частиц» со скоростями, равными групповым скоростям спектральных компонент в дисперсионной линии. Очевидно, что чем больше длительность входного chirпированного сигнала, тем выше мощность компрессированного микроволнового импульса, которая может быть достигнута после сжатия. Однако для сжатия сигнала большой длительности разница групповых скоростей на границах рабочей полосы частот должна быть достаточно большой. В то же время, чем меньше скорость фронта импульса в компрессоре, тем выше омические потери. Таким образом, существует оптимальная разница групповых скоростей, при которых достигается баланс между омическими потерями и длительностью входного chirпированного сигнала.

Блок-схема этапов оптимизации параметров компрессора и частотной зависимости импульса на входе в компрессор изображена на Рис.2.12. На первом этапе синтезируется «затравочный» импульс, спектр которого соответствует мощностно-частотной характеристике рассматриваемого модулятора (Рис.2.8) и фазы спектральных компонент не зависят от частоты. Как уже было отмечено, в этом случае длительность синтезированного импульса минимальна. Затем производится первичный выбор групповых скоростей на границе рабочей полосы частот для запуска первого цикла итерационного процесса. Находятся геометрические параметры спирально-гофрированного волновода, на основе теории, развитой в Главе 1, и определяются его дисперсионные характеристики.

На втором этапе производится решение обратной задачи: нахождение chirпированного импульса на входе в компрессор, который после прохождения через диспергирующую линию трансформируется в «затравочный» импульс, синтезированный на первом этапе. Данный импульс можно найти при помощи двойного Фурье преобразования при прохождении через

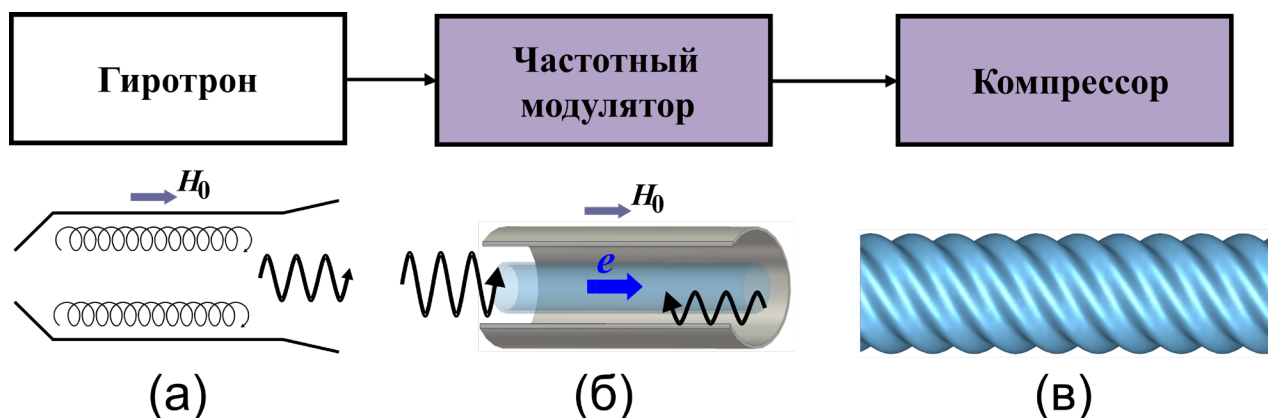


Рис.2.11. Схема генератора коротких СВЧ-импульсов, состоящая из трех частей: (а) источник микроволновой волны накачки; (б) частотный модулятор на основе обратного рамановского рассеяния; (в) волновод с многозаходной винтовой гофрировкой, выполняющий роль компрессора.

волновод с дисперсией, сопряженной к дисперсии рассматриваемого спирально-гофрированного волновода:

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int u_0(t') \exp[i\omega(t-t') + ih(\omega)L_{com}] dt' d\omega, \quad (2.64)$$

где $u_0(t)$ – синтезированный на первом этапе «затравочный» импульс, $h(\omega)$ – дисперсия рассматриваемой диспергирующей линии, L_{com} – длина компрессора. Таким образом, производится расчет закона частотной модуляции, оптимального для выбранных параметров компрессора.

На третьем этапе, на основе полученной зависимости частоты от времени и мощностно-частотной характеристики модулятора производится восстановление чирпированного импульса на выходе из частотного модулятора и оптимального закона изменения энергии электронов от времени.

На четвертом этапе проводится проверка эффективности выбранных параметров спирально-гофрированного волновода путем решения прямой задачи о прохождении чирпированного импульса через диспергирующую линию:

$$u(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int U_{synth}(t') \exp[i\omega(t-t') - ih(\omega)L_{com}] dt' d\omega, \quad (2.65)$$

где $U_{synth}(t)$ – восстановленный импульс на выходе из частотного модулятора. На этом этапе расчет производится с учетом омических потерь.

На заключительном этапе, в случае если данная итерация не является первой, производится сравнение пиковой мощности компрессированного импульса на данной и на предыдущей итерации. Если они равны (близки), то считается что баланс между увеличением длительности чирпированного импульса и увеличением омических потерь найден. В противном случае значение групповой скорости переднего фронта уменьшается, производится пересчет геометрических параметров волновода и его дисперсионных характеристик и запускается новый итерационный цикл. Результатом оптимизации является нахождение оптимальных параметров компрессора, а также оптимального закона изменения энергии электронов в частотном модуляторе.

Оптимизация проводилась для медного волновода с пятизаходной винтовой гофрировкой, связывающей бегущую $TE_{-3,1}$ моду и квазикритическую $TE_{2,2}$ моду, длиной 100 см и показала, что указанный баланс достигается при параметрах гофрировки: средний радиус волновода – 12.9 мм, амплитуда гофрировки – 2.9 мм, период гофрировки – 9.68 мм, при

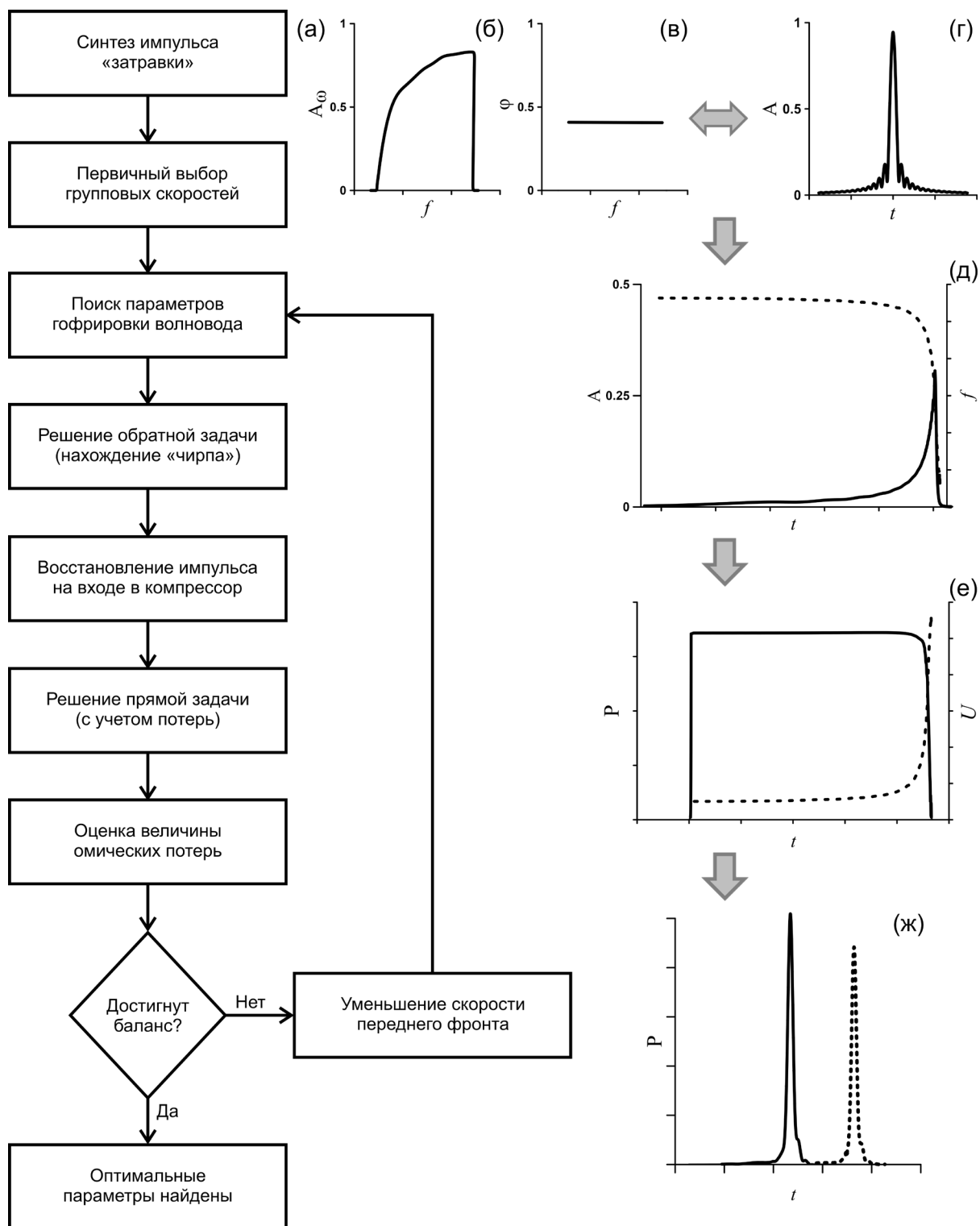


Рис.2.12. (а) Блок-схема этапов оптимизации параметров компрессора и частотной зависимости импульса на входе в компрессор: Зависимость модуля (б) и фазы (в) спектра «затравочного» импульса (г) на выходе из компрессора; (д) Импульс на входе в компрессор (сплошная кривая) и его чирп (штрихованная кривая), полученные из решения обратной задачи; (е) Восстановленный чирпированный сигнал на выходе частотного модулятора (сплошная кривая) и оптимальный закон изменения энергии электронов (штрихованная кривая); (ж) Импульс на выходе компрессора с учетом (штрихованная кривая) и без учета (сплошная кривая) омических потерь.

которых омические потери достигают 15% мощности импульса. Дисперсионные характеристики такого волновода изображены на Рис.2.13.

Оптимальный чирп частотно-модулированного сигнала на выходе модулятора и необходимая зависимость энергии электронов от времени при полученных параметрах компрессора изображены на Рис.2.14.а. Моделирование показывало, что после прохождения через компрессор с оптимизированными параметрами синтезированный импульс длительностью 230 нс (Рис.2.14.а) сжимается до 0.6 нс, а пиковая мощность достигает 2.8 МВт

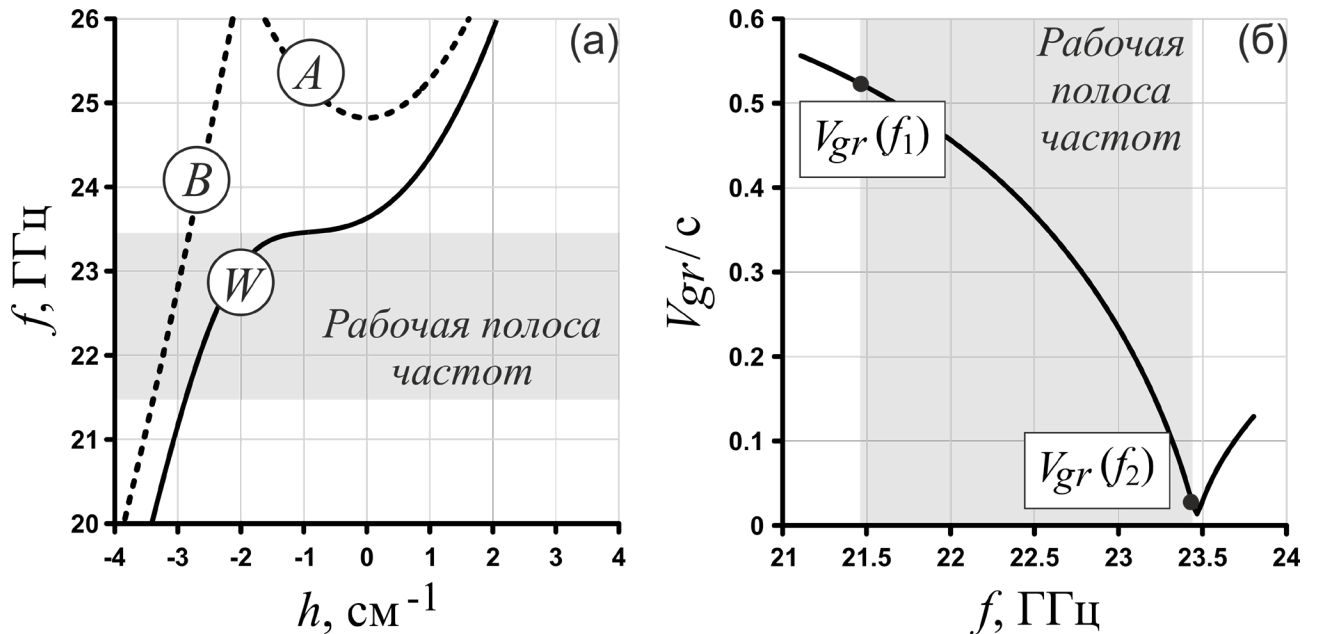


Рис.2.13. (а) Дисперсионные характеристики парциальных волн (*A*, *B*) и нормальной волны (*W*) в компрессоре. Серая область соответствует рабочему диапазону частот; (б) Групповые скорости различных спектральных компонент.

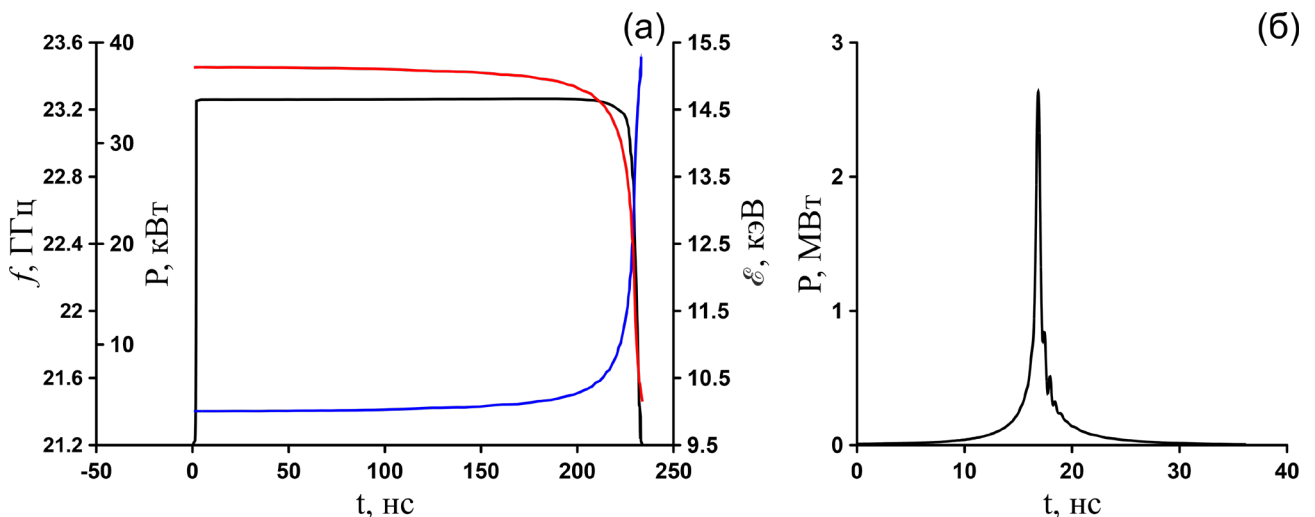


Рис.2.14. (а) Профиль синтезированного импульса на выходе частотного модулятора (черная кривая), его чирп (красная кривая) и оптимальная зависимость энергии электронов от времени (синяя кривая); (б) Профиль импульса после прохождения через компрессор.

(Рис.2.14.б), что в 50 раз превышает мощность гиротрона, используемого в качестве накачки.

Важно отметить, что если использовать в качестве источника волны накачки гиротроны, работающие в непрерывном или длинноимпульсном (миллисекундном) режиме, то появляется возможность сформировать периодическую последовательность сжатых импульсов с периодом, определяемым длительностью chirпированного импульса, при многократном варьировании энергии электронов в частотном модуляторе в соответствии с полученным оптимальным законом изменения.

2.3. Генерация импульсов сверхизлучения терагерцового диапазона при рассеянии лазерного излучения на попутном сильноточном релятивистском электронном пучке

Построенная в п.2.1 модель может быть использована для описания генерации терагерцовых импульсов сверхизлучения, при вынужденном обратном рассеянии лазерного излучения на попутном релятивистском электронном пучке. Связь между частотами и волновыми числами волны накачки (индекс «*i*») и встречной рассеянной сигнальной волной (индекс «*s*») имеет вид:

$$\omega_i - k_i V_{\parallel} = \omega_s + k_s V_{\parallel}, \quad (2.66)$$

где V_{\parallel} – поступательная скорость электронов, $k_{i,s} = \omega_{i,s}/c$. Это условие может рассматриваться как условие синхронизма между электронами и виртуальной комбинационной волной $V_{\parallel} = V_c = \omega_c / k_c$ с частотой $\omega_c = \omega_i - \omega_s$ и волновым числом $k_c = k_i + k_s$.

С учетом импульсного характера полей, представляя поля накачки и рассеянного излучения в виде плоских волн:

$$\vec{A}_j = \text{Re} \left[\bar{y}_0 \hat{A}_j(z, t) \exp(i\omega_j t - ik_j z) \right], \quad j = i, s \quad (2.67)$$

где $\hat{A}_j(z, t)$ – медленно меняющиеся амплитуды волн, процесс рассеяния в условиях синхронизма (2.66) можно описать следующей системой уравнений:

$$\left(\frac{1}{V_{gr}^i} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \alpha_i = i \frac{\omega_{p\perp}^2}{4\omega_i c} \rho_1 \alpha_s, \quad (2.68)$$

$$\left(\frac{1}{V_{gr}^s} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) \alpha_s = i \frac{\omega_{p\perp}^2}{4\omega_s c} \alpha_i \rho_1^*, \quad (2.69)$$

$$\left(\frac{1}{V_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \theta = \left(\frac{\omega_c}{c} \right)^2 \text{Im} \left[\mu \alpha_i \alpha_s^* e^{i\theta} + \frac{\omega_{p\parallel}^2}{\omega_c^2} \rho_1 e^{i\theta} \right]. \quad (2.70)$$

Здесь $\alpha_j = e \hat{A}_j / \sqrt{2} \gamma_0 m_e c^2$ – нормированные амплитуды сигнала и накачки, $\rho_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ –

амплитуда первой гармоники модуляции плотности электронного пучка в поле комбинационной волны, $\theta = \omega_c t - k_c z$ – фаза электронов относительно комбинационной волны,

$\mu = \gamma_0^{-2}$ – параметр группировки, $\omega_{p\parallel} = \omega_{p\perp} / \gamma_0$ и $\omega_{p\perp} = \sqrt{4\pi e \rho_0 / \gamma_0 m_e}$ – продольная и поперечная плазменные частоты, ρ_0 – невозмущенная плотность электронного пучка.

Пренебрегая отличием групповой скорости попутной волны накачки от поступательной скорости электронов и переходя к нормированным безразмерным переменным и параметрам, систему уравнений (2.68)–(2.70) можно привести к виду:

$$\frac{\partial}{\partial Z} a_i = i\sigma \rho_1 a_s, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial Z} \right) a_s = i a_i \rho_1^*, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Im} \left[a_i a_s^* e^{i\theta} + q^2 \rho_1 e^{i\theta} \right], \quad (2.71)$$

где $Z = zC \omega_c / c$, $\tau = \omega_c C (t - z/c) / 2$ – «запаздывающее» время, $a_i = \alpha_i / \alpha_{i0}$, $a_s = \mu \alpha_s \alpha_{i0}^* C^{-2}$,

$$\sigma = \left(\left(\frac{I_e}{17[kA]} \right)^4 \left(\frac{8.7[GW]}{P_{i0}} \right)^2 \frac{\pi^2 \omega_i \gamma_0^4 c^4}{S^2 \omega_s 16 \omega_c^4} \right)^{1/3}$$

– параметр истощения накачки,

$$C = \left(\frac{I_e}{17[kA]} \frac{P_{i0}}{8.7[GW]} \frac{4\pi^2 c^4 \gamma_0^{-5}}{S^2 \omega_i^2 \omega_c \omega_s} \right)^{1/3}$$

– параметр усиления (параметр Пирса), P_{i0} – пиковое значение мощности импульса накачки, I_e – полный электронный ток, S – площадь поперечного сечения электронного и волновых пучков, $q = \omega_{p\parallel} / (C \omega_c)$ – параметр пространственного заряда.

Пусть импульс накачки инжектируется с катодного конца: $a_i(\tau)|_{Z=0} = \sin^2(\pi\tau/T_i)$, где $T_i = \omega_c C t_i / 2$ – нормированная длительность импульса накачки. В предположении, что отсутствует поле на частоте рассеянного излучения, падающее на систему извне ($a_s|_{Z=L} = 0$), процесс рассеяния в сверхизлучательном режиме развивается от малых начальных флуктуаций плотности электронного пучка, задаваемых параметром $r \ll 1$:

$$\frac{d\theta}{dZ} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 + r \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (2.72)$$

Проведем анализ процесса генерации терагерцовых импульсов при параметрах реально существующих экспериментальных установок. В качестве накачки рассмотрим лазерный импульс с полной энергией 3 кДж и длиной волны $\lambda_i = 1.053$ мкм, генерируемый одним из каналов лазерной установки «Луч»/«ИСКРА-5». Будем предполагать возможность изменения длительности лазерного импульса при сохранении полной энергии, а также возможность фокусировки волнового пучка до необходимых поперечных размеров [93–95]. Параметры электронного пучка, на котором происходит рассеяние импульса накачки, выберем близкими к параметрам пучков, формируемых ускорителем Scorpius [96]: ток пучка $I_e = 2$ кА, энергия частиц 2 МэВ. Площадь поперечного сечения с учетом возможностей магнитной фокусировки:

$S = 0.01 \text{ см}^2$. Площадь поперечного сечения импульса накачки будем считать равной соответствующему сечению электронного пучка.

Как следует из соотношений Мэнли-Роу и закона сохранения энергии, в исследуемой конфигурации генерируемый низкочастотный импульс СИ черпает энергию из высокочастотной волны накачки. При этом часть энергии поля накачки передается электронному пучку, т.е. электроны в среднем ускоряются. Тем не менее, при выбранных физических параметрах коэффициент истощения накачки мал: $\sigma \sim 10^{-8}$, и эффектом истощения накачки можно пренебречь. Также стоит отметить, что параметр пространственного заряда относительно мал ($q^2 \sim 0.02 - 0.1$), и влияние эффектов кулоновского расталкивания незначительно. В таких предположениях процесс генерации импульсов рассеянного излучения характеризуется двумя параметрами – длиной пространства взаимодействия L , и длительностью импульса накачки T_i .

Моделирование процесса генерации импульсов СИ на основе системы уравнений (2.71) показало, что импульс накачки не меняет свою интенсивность и форму при проходе через пространство взаимодействия (Рис.2.15.а). При этом комбинационное воздействие поля накачки и генерируемого импульса рассеянного излучения приводит к группировке электронов (Рис.2.15.б) и усилению импульса рассеянного излучения (Рис.2.15.в), распространяющегося навстречу направлению движения электронов. Последний отбирает энергию у импульса накачки за счет взаимодействия с электронами в условиях синхронизма (2.66). Как видно из (Рис.2.15.в) максимальный темп роста амплитуды импульса СИ происходит в области наибольшей группировки электронов и замедляется при приближении к катодному концу пространства взаимодействия, что обусловлено малостью амплитуды модуляции плотности электронного потока в этой области (Рис.2.15.б).

На (Рис.2.16.а) показана зависимость пиковой амплитуды импульсов рассеянного излучения от длины области рассеяния L при различных нормированных длительностях импульса накачки T_i и достаточно малой величине начальных флуктуаций плотности электронного пучка $r = 0.001$. Видно, что существует оптимальное значение длины $L \sim 6.5$. На (Рис.2.16.б) приведены зависимости пиковой мощности рассеянных импульсов от длительности импульса накачки T_i при различных длинах области рассеяния. Здесь пунктиром для указанной выше оптимальной длины показана длительность рассеянного импульса по полувысоте.

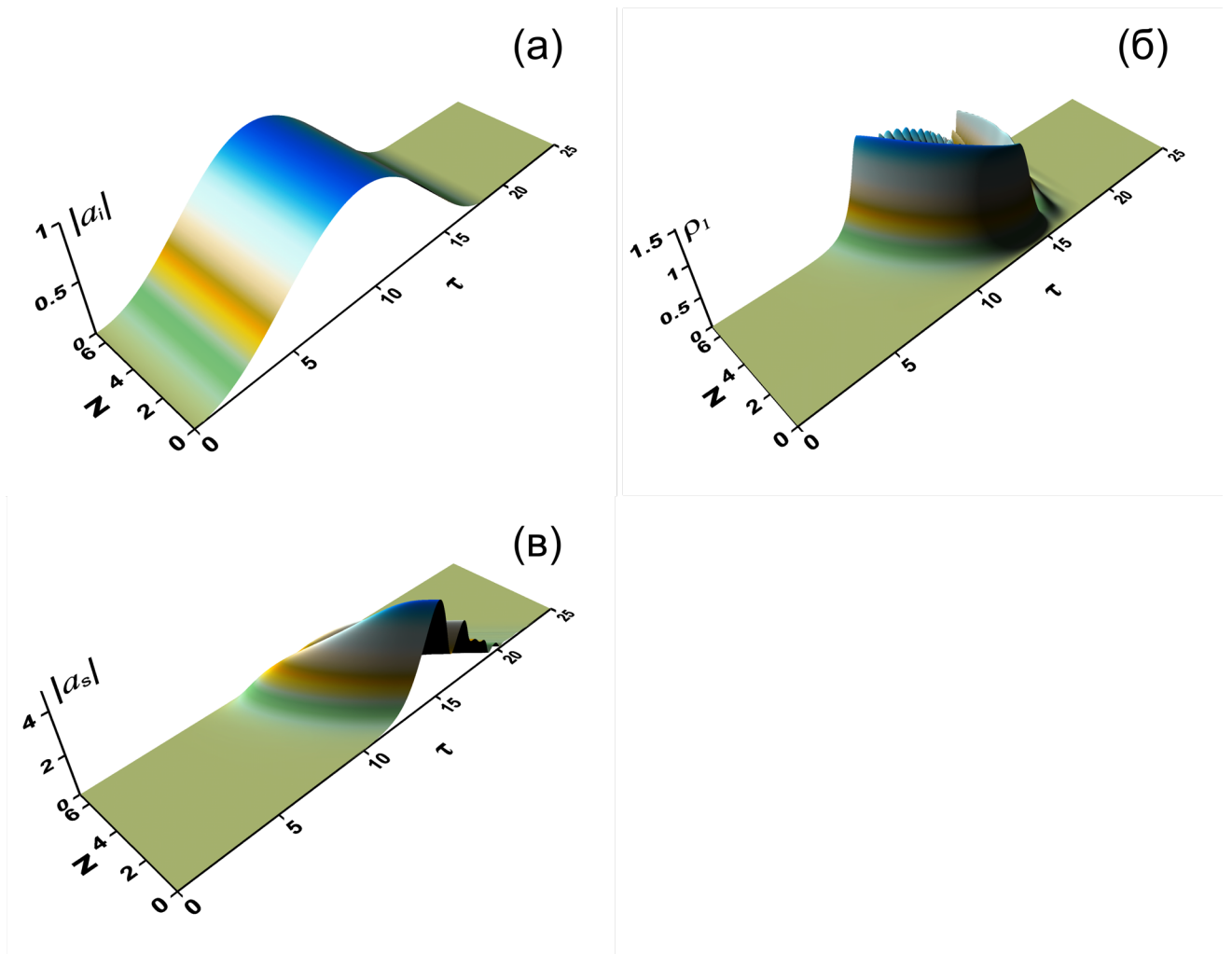


Рис.2.15. Пространственно-временная эволюция импульса накачки (а), амплитуды первой гармоники модуляции плотности пучка (б), амплитуды рассеянного импульса (в) при $T_i = 18.5$, $L = 6.7$, $r = 0.001$.

На основании проведенного моделирования можно найти зависимость параметров, генерируемых терагерцовых импульсов от интенсивности импульса накачки при его фиксированной энергии 3 кДж. Предполагается, что длина области рассеяния достаточно велика $l = 15$ мм, что соответствует нормированной длине $L \sim 6.5$. Очевидно, излишнее увеличение интенсивности импульса накачки при фиксированной энергии ведет к уменьшению его длительности и, соответственно, процесс генерации импульсов рассеянного излучения может не успевать развиваться (см. Рис.2.16.б). Напротив, избыточное увеличение длительности импульса накачки приводит к тому, что сгенерированный терагерцовый импульс, бегущий навстречу накачке, начинает взаимодействовать с ней в области малых напряженностей полей $\alpha_i \ll \alpha_{i0}$. Следовательно, существует оптимальное значение длительности накачки, при котором отбор энергии из накачки происходит в области ее максимальной интенсивности $\alpha_i \sim \alpha_{i0}$ (Рис.2.15), что обеспечивает максимальное значение

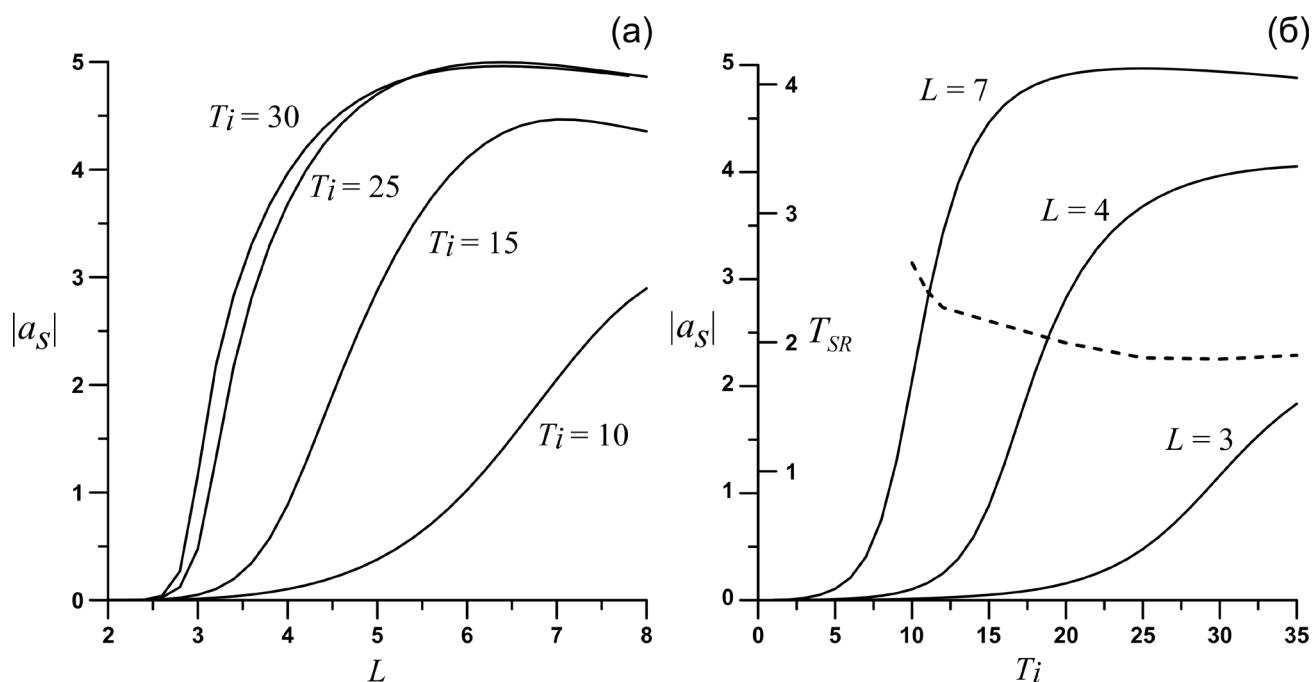


Рис.2.16. Зависимость пиковой амплитуды импульса рассеянного излучения: (а) от длины пространства взаимодействия при различных значениях длительности импульса накачки: 1 – $T_i = 10$, 2 – $T_i = 15$, 3 – $T_i = 25$, 4 – $T_i = 30$; (б) от длительности импульса накачки при различных значениях длины области взаимодействия: 1 – $L = 3$, 2 – $L = 4$, 3 – $L = 7$. На рисунке (б) приведена зависимость нормированной длительности рассеянного импульса сверхизлучения T_{SR} (штриховая кривая) от длительности импульса накачки при $L = 7$.

пиковой мощности рассеянного терагерцового импульса (Рис.2.17). При этом, несмотря на то, что при изменении длительности накачки нормированная длительность импульса СИ также претерпевает изменения (Рис.2.16), реальная физическая длительность t_{sr} остается неизменной (Рис.2.17). Таким образом, для энергии импульса накачки 3 кДж, оптимальной является мощность накачки $P_{i0} = 30$ ТВт при длительности по полувысоте 0.1 нс, которая позволяет генерировать импульсы рассеянного излучения на длине волны 100 мкм мощностью до 580 кВт и энергией 12 мкДж, при длине области взаимодействия 15 мм.

В качестве альтернативы источникам релятивистских электронов, основанных на взрывной эмиссии и формирующих электронные пучки с длительностью до 100 нс, что при рассматриваемых временных интервалах позволяет считать их квазинепрерывными, возможен вариант использования фотокатодов, генерирующих периодическую последовательность коротких электронных сгустков (Рис.2.18.а). Благодаря малому истощению накачки и неизменности ее формы, каждый акт рассеяния лазерного излучения на очередном электронном сгустке можно считать независимым от результатов предыдущего взаимодействия. В таком случае можно предложить систему, в которой лазерный импульс заводится внутрь резонатора при помощи ячейки Погкельса, и циркулирует между зеркалами резонатора типа Фабри-Перо.

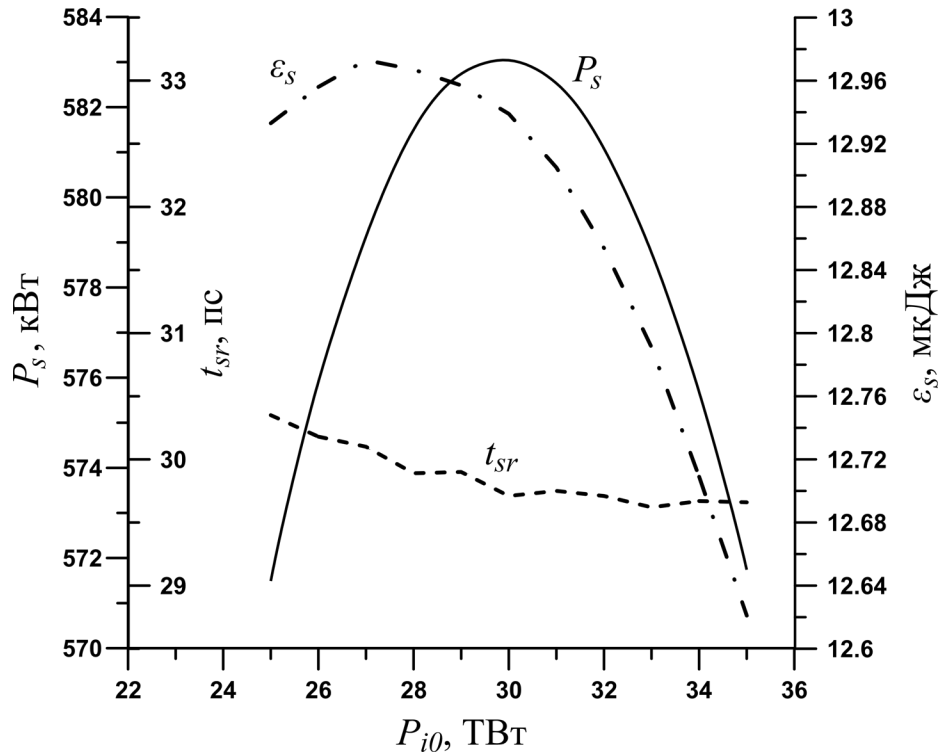


Рис.2.17. Зависимость пиковой мощности (сплошная кривая), длительности (пунктирная кривая), а также полной энергии (штрих пунктирная кривая) рассеянного терагерцового импульса от мощности накачки при его фиксированной энергии, равной 3 кДж и оптимальном значении длины пространства взаимодействия: $l = 15$ мм.

В такой схеме возможна генерация периодической последовательности терагерцовых импульсов излучения.

Для учета конечности длительности электронного пучка при моделировании, система (2.71) была модифицирована следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial Z} a_i = i\epsilon(\tau)\sigma\rho_1 a_s, \quad \left(\frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial Z}\right) a_s = i\epsilon(\tau) a_i \rho_1^*, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \text{Im} \left[a_i a_s^* e^{i\theta} + \epsilon(\tau) q^2 \rho_1 e^{i\theta} \right], \quad (2.73)$$

где $\epsilon(\tau) = \sin^2(\pi\tau/T_{beam})$ – функция, описывающая огибающую тока электронного сгустка, T_{beam} – нормированная длительность электронного сгустка.

Численное моделирование проводилось для параметров, соответствующих фотокатоду, используемому для формирования первичного пучка в ускорителе Argonne Wakefield Accelerator (AWA) [97]: пиковый электронный ток 3.3 кА, энергия частиц 2 МэВ, длительность сгустка 30 пс (заряд до 100 нКл). Расчеты показывают, что для указанных электронных импульсов оптимальные параметры лазерного излучения накачки составляют: пиковая мощность 130 ТВт при длительности 30 пс. На длине взаимодействия $l = 15$ мм генерируемый

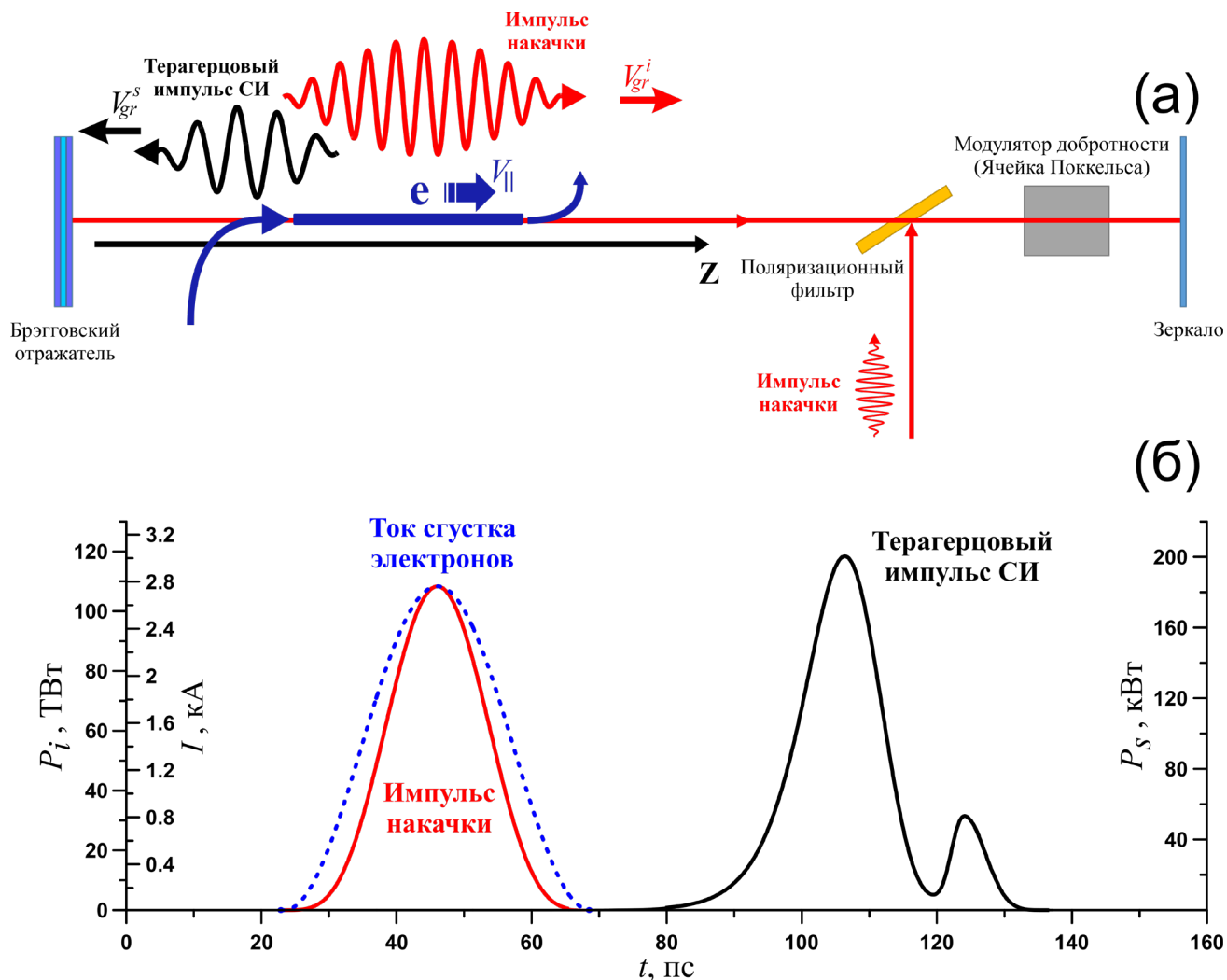


Рис.2.18. (а) Схема генерации терагерцового импульса сверхизлучения в процессе вынужденного рассеяния лазерного импульса на попутном электронном сгустке; (б) Временная зависимость лазерного импульса накачки (красная кривая), импульса электронного тока I (синяя пунктирная кривая) и импульса СИ (черная кривая) для случая рассеяния на пучке электронов, инжектируемом фотокатодом (длина взаимодействия $l = 1.5$ см).

импульс сверхизлучения на частоте 3 ТГц обладает пиковой мощностью 220 кВт и энергией 4 мкДж (Рис.2.18.б).

В заключение, следует отметить, что оценки параметров терагерцовых импульсов, генерируемых на основе рассмотренного механизма, сопоставимы с параметрами импульсов, генерируемых в ЛСЭ терагерцового диапазона, основанных на излучении высокоэнергичных электронных сгустков в ондуляторных полях [98]. Следовательно, такой механизм может рассматриваться как перспективная возможность использования лазерного излучения существующих комплексов типа «Искра-5» и им подобных для генерации перестраиваемых по частоте импульсов терагерцового диапазона.

ГЛАВА 3. Формирование двухпараметрических солитонов самоиндуцированной прозрачности в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия излучения с первоначально прямолинейным электронным пучком

Эффекты самоиндуцированной прозрачности при распространении коротких (в масштабе времен релаксации) световых импульсов через неинвертированные пассивные двухуровневые среды неоднократно исследовались теоретически и экспериментально [99–104]. Особенностью данного эффекта является трансформация исходного импульса в один или несколько так называемых оптических СИП-солитонов, которые распространяются практически без изменения своей формы. Кроме того, при определенных условиях формирование солитона сопровождается нелинейной компрессией входного импульса, при которой его длительность сокращается, а амплитуда значительно возрастает [102].

Между тем, как показано в работах [52–55, 18А–20А], в качестве классического аналога эффектов самоиндуцированной прозрачности можно рассматривать резонансное циклотронное взаимодействие коротких микроволновых импульсов с первоначально прямолинейным электронным потоком в области нормального эффекта Доплера. При этом формируется микроволновый солитон самоиндуцированной прозрачности (СИП-солитон), амплитуда и длительность которого связаны со скоростью распространения. Учитывая релятивистскую зависимость гирочастоты от энергии, электронный пучок можно рассматривать как резонансную пассивную среду, состоящую из неизохронных невозбужденных циклотронных осцилляторов. При этом передний фронт электромагнитного импульса возбуждает поперечные циклотронные осцилляции у первоначально покоящихся электронов, а затем они демпфируются задним фронтом. Следует отметить, что в случае взаимодействия изначально прямолинейного электронного пучка с медленной волной в условиях аномального эффекта Доплера [105,106] в отличие от эффектов самоиндуцированной прозрачности, пучок электронов, может усиливать и генерировать излучение.

В работах [52–54] для частного случая найдено упрощенное аналитическое решение для микроволнового СИП-солитона, амплитуда и длительность которого зависят только от его скорости, аналогично однопараметрическим оптическим СИП-солитонам, полученным в пионерских работах [99–102]. В то же время прямое моделирование циклотронного резонансного взаимодействия э/м импульса с невозбужденным электронным пучком показало, что найденное решение не является универсальным для описания всех возникающих солитонов. Таким образом, еще один важный параметр, связанный со смещением центральной частоты

солитона относительно частоты циклотронного резонанса, может иметь значение для описания образования солитонов. В этом смысле микроволновые СИП-солитоны соответствуют солитонам, являющимся решением Нелинейного уравнения Шрёдингера (НУШ-солитоны) [107–110] для непоглощающей среды с реактивной нелинейностью. В то же время при взаимодействии электромагнитного импульса с движущейся пассивной средой, образованной электронным пучком, взаимное движение волны и электронов может привести к возникновению эффектов, не имеющих аналогов в оптике. В частности, при взаимодействии со встречным пучком, наряду с эффектом самоиндуцированной прозрачности, может иметь место самоиндуцированный захват излучения, когда образовавшийся микроволновый СИП-солитон движется вместе с электронами в сторону, противоположную направлению невозмущенной групповой скорости. Очевидно также наличие промежуточного случая – самоиндуцированной остановки излучения с образованием неподвижного солитона, что может рассматриваться как аналог «остановки света» [111,112]. Так же необходимо отметить возможность возникновения эффектов нелинейного просветления при взаимодействии непрерывного излучения с встречным потоком электронов [113].

В данной Главе эффекты образования микроволновых солитонов самоиндуцированной прозрачности исследуются в рамках модели взаимодействия электромагнитного импульса с первоначально прямолинейным попутным или встречным электронным пучком. В Разделе 3.1 сформулирована базовая нестационарная модель циклотронно-резонансного взаимодействия падающего СВЧ импульса с первоначально прямолинейным замагниченным электронным пучком, распространяющимся в волноводе. Получена самосогласованная система уравнений для описания взаимодействия как для попутного, так и для встречного распространения э/м волны и электронов. В Разделе 3.2 на основе полученных уравнений производится аналитический вывод обобщенной формы солитонного решения, зависящего от двух параметров – скорости солитона и сдвига несущей частоты солитона относительно циклотронного резонанса. В разделе 3.3 подтверждается устойчивость полученных солитоноподобных решений на основе моделирования граничной задачи, описывающей взаимодействие падающего СВЧ импульса с попутным электронным потоком. В разделе 3.4 рассмотрены основные закономерности формирования микроволновых СИП-солитонов при встречном распространении э/м импульса и потока электронов в рамках моделирования начальной и граничной задач. Подтверждена устойчивость полученных двухпараметрических решений, а так же в рамках РС-моделирования продемонстрирована возможность повышения мощности импульсов сверхизлучения путем нелинейной компрессии возникающей при формировании СИП-солитона.

3.1 Модель и основные уравнения

Рассмотрим модель, позволяющую описать взаимодействие коротких электромагнитных импульсов в волноводе длиной l как с попутными, так и со встречными электронными пучками, распространяющимися вдоль однородного магнитного поля $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$ (Рис.3.1). В рамках данной модели, поле волны удобно описывать вектор-потенциалом:

$$\vec{A} = \text{Re} \left\{ \tilde{A}(z, t) \vec{F}(\vec{r}_\perp) \exp(i\omega t \mp ihz) \right\}, \quad (3.1)$$

где $\tilde{A}(z, t)$ – медленно меняющаяся часть амплитуды волны, $\vec{F}(\vec{r}_\perp)$ – описывает поперечную структуру волноводной $TE_{n,m}$ моды и выражается через мембранные функции $\tilde{\Psi}$ посредством следующих соотношений:

$$\vec{F}(\vec{r}_\perp) = \kappa_{n,m}^{-2} \left[\nabla_\perp \tilde{\Psi} \times \vec{z}_0 \right], \quad (3.2)$$

где $\kappa_{n,m} = \sqrt{(\omega/c)^2 - h^2}$ – поперечное волновое число, $h = h(\omega)$ – продольное волновое число на центральной частоте ω , соответствующей точному циклотронному резонансу:

$$\omega \mp hV_{\parallel 0} = \omega_H^0, \quad (3.3)$$

где $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0} c$ – начальная поступательная скорость электронов, $\omega_H^0 = eH_0/m_e c \gamma_0$ – невозмущенная релятивистская гирочастота, $\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2)^{-1/2}$. Здесь (формулы (3.1), (3.3)) и далее верхний знак соответствует попутному распространению волны и электронного потока, а нижний – встречному.

Движение электронов в поле (3.1) может быть описано следующей системой уравнений:

$$\frac{dp_+}{dz} - i\omega_H \frac{p_+}{V_{\parallel}} = \frac{e}{c} \left(\frac{dA_+}{dz} + i \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \frac{p_+}{p_{\parallel}} \right), \quad (3.4)$$

$$\frac{dp_{\parallel}}{dz} = -\frac{e}{c} \text{Re} \left[\frac{p_+}{p_{\parallel}} \frac{\partial A_+^*}{\partial z} \right], \quad (3.5)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = \frac{e}{c} \text{Re} \left[\frac{p_+}{p_z} \frac{\partial A_+^*}{\partial t} \right], \quad (3.6)$$

где $p_+ = p_x + ip_y$ – комплексный поперечный импульс электронов, $A_+ = A_x + iA_y$. В уравнениях (3.4) – (3.6) в качестве переменной выбрана координата z , с которой текущее время связано соотношением:

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{V_{\parallel}} = \frac{\varepsilon}{c^2 p_{\parallel}}. \quad (3.7)$$

Система уравнений (3.5), (3.6) имеет интеграл движения, который, как известно [114], является следствием закона сохранения энергии и продольного импульса в элементарном акте излучения (поглощения) электромагнитного кванта:

$$\varepsilon \mp p_z \omega / h = const. \quad (3.8)$$

Соотношение (3.8) позволяет, в приближении малого изменения энергии электронов, свести систему уравнений (3.4) – (3.6) к одному усредненному уравнению для нормированного поперечного импульса $\hat{p}_+ = p_+ \exp(-i\omega t \pm ihz) / \gamma_0 \beta_{\parallel 0} m_e c$:

$$\frac{d\hat{p}_+}{d\hat{z}} + i\mu |\hat{p}_+|^2 \frac{\hat{p}_+}{\hat{p}_{\parallel}} = \frac{\hat{A}}{\hat{p}_{\parallel}}, \quad (3.9)$$

где $\hat{z} = z\omega/c$ – безразмерная продольная координата, $\mu = (1 - n^2) \beta_{\parallel 0} / 2(1 \mp n\beta_{\parallel 0})$ – параметр группировки (параметр неизохронности [115]), $\hat{p}_{\parallel} = p_{\parallel} / \gamma_0 \beta_{\parallel 0} m_e c = 1 \pm b |\hat{p}_+|^2$ – нормированный продольный импульс электронов, $b = n\beta_{\parallel 0} / 2(1 \mp n\beta_{\parallel 0})$ – параметр отдачи, $\hat{A} = ie\tilde{A}(1 \mp n\beta_{\parallel 0}) (F_+|_{r=r_b}) / 2\gamma_0 m_e c^2 \beta_{\parallel 0}^2$ – нормированная амплитуда волны, r_b – радиус цилиндрического электронного пучка.

Эволюция огибающей амплитуды вектор-потенциала может быть найдена из уравнения возбуждения:

$$\pm \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} = -i \frac{4\pi}{ch\pi r_w^2 N_{n,m} \kappa_{n,m}^{-2}} \left\langle \int j_+ F_+^* e^{(-i\omega t \pm ihz)} dS \right\rangle, \quad (3.10)$$

где $V_{gr} = \beta_{gr} c$ – групповая скорость волны, $j_+ = -\rho V_+$ – поперечная компонента электронного тока, ρ – плотность электронного пучка, $N_{n,m} = \int F_+ F_+^* dS = \pi \kappa_{n,m}^{-4} (v_{n,m}^2 - n^2) J_n^2(v_{n,m})$ – норма $TE_{n,m}$ моды, $F_+ = F_x + iF_y$, r_w – радиус волновода, $v_{n,m}$ – m -ый корень уравнения $dJ_n(x)/dx = 0$, $J_n(x)$ – функция Бесселя n -ого порядка.

Переходя в уравнениях движения от лагранжевых переменных к эйлеровым и дополнительно предполагая малость изменения поступательной скорости электронов в

процессе взаимодействия, можно привести самосогласованную систему уравнений (3.9) и (3.10) к виду:

$$\begin{aligned} \pm \frac{\partial \hat{A}}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial \hat{A}}{\partial \hat{t}} &= -G \frac{\hat{p}_+}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2}, \\ \frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{||0}} \frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{t}} + i\mu |\hat{p}_+|^2 \frac{\hat{p}_+}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2} &= \frac{\hat{A}}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

где $\hat{t} = \omega t$ – нормированное время, I_b – полный ток цилиндрического электронного пучка,

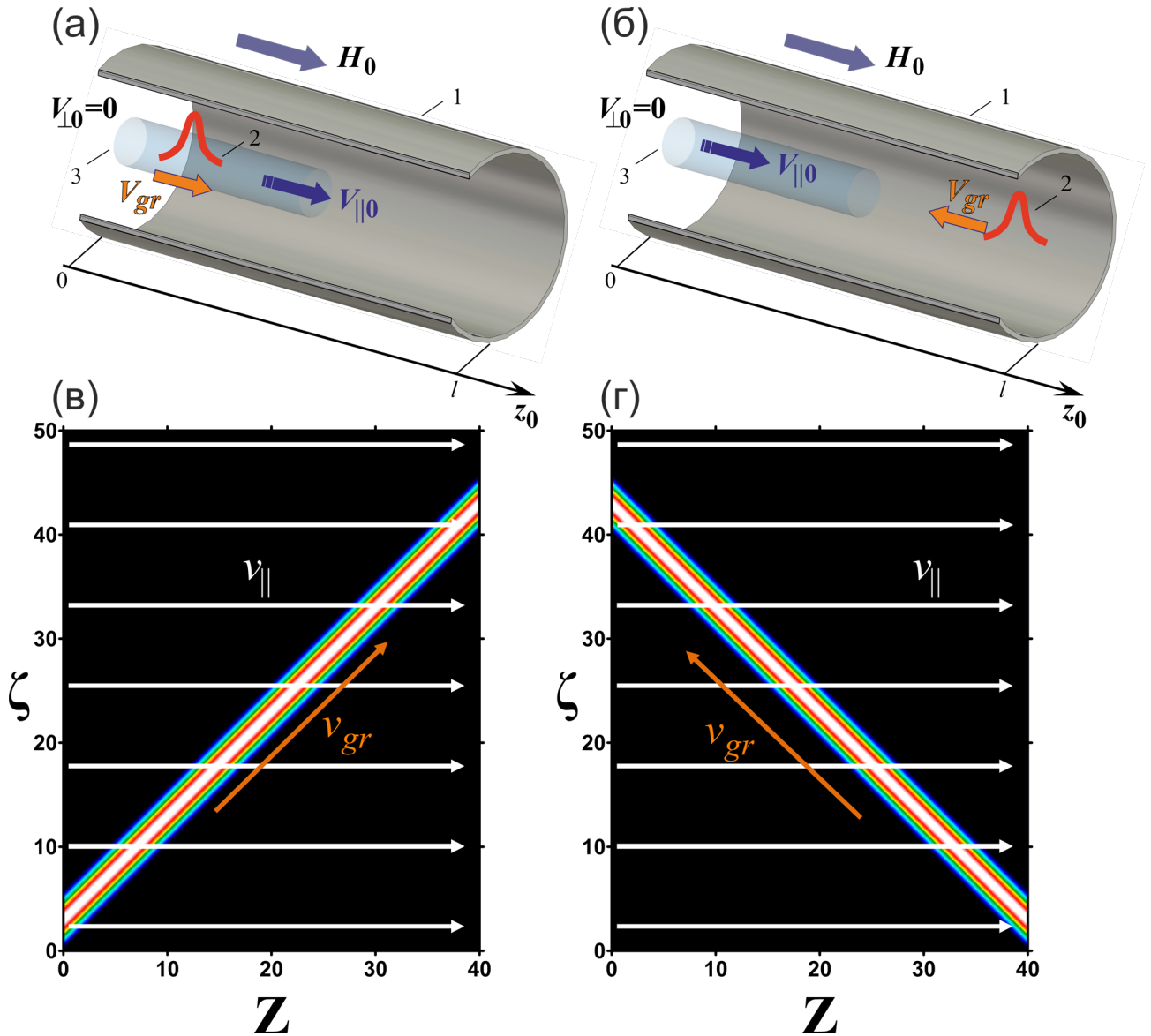


Рис. 3.1. Модель циклотронно-резонансного взаимодействия электромагнитного импульса (2) в волноводе (1) с первоначально прямолинейным (при $z=0$) попутным (а) и встречным (б) электронным пучком (3). Невозмущенные характеристики электронов и электромагнитного импульса на плоскости (Z, ζ) в случае попутного (в) и встречного (г) распространения.

$$G = \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{2(1 \mp \beta_{ph}^{-1} \beta_{||0})}{\gamma_0 \beta_{||0}^2 \beta_{ph} h^2 r_w^2} \frac{J_{n-1}^2(v_{n,m} r_b / r_w)}{J_n^2(v_{n,m}) (1 - n^2 / v_{n,m}^2)}.$$

Система уравнений (3.11), описывающая взаимодействие волны с изначально прямолинейным электронным пучком, может быть так же получена из известных самосогласованных уравнений для лазеров на циклотронном резонансе (МЦР) [115,116], где начальный поперечный импульс электронов следует положить равным нулю:

$$p_{\perp 0} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = 0.$$

Следует отметить, что для развития самоиндуцированной прозрачности принципиальным фактором является неизохронность циклотронных колебаний, обусловленная релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии электрона [115,117]. Однако при взаимодействии с бегущими волнами он может частично компенсироваться эффектами отдачи, возникающими в процессе излучения или поглощения волн. При фазовой скорости волны, равной скорости света (эффект авторезонанса [114]), происходит полная компенсация, и электроны ведут себя как линейные осцилляторы [118]. Таким образом, рассматриваемые эффекты самоиндуцированной прозрачности развиваются только вне авторезонанса, т.е. с ненулевым параметром μ . В предположении малой плотности тока $\sqrt{Gb}/\mu \ll 1$ это условие должно выполняться, что позволяет привести уравнения (3.11) к упрощенному виду:

$$\pm \frac{\partial a}{\partial Z} + \frac{\partial a}{\partial \zeta} = -p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip|p|^2 = a, \quad (3.12)$$

где $p = \hat{p}_+ \mu^{1/2} G^{-1/4}$, $a = \hat{A} \mu^{1/2} G^{-3/4}$, $\zeta = \sqrt{G} (\hat{t} - \hat{z}/\beta_{||0}) (\beta_{gr}^{-1} \mp \beta_{||0}^{-1})^{-1}$ и $Z = \sqrt{G} \hat{z}$. Здесь предполагается, что для случая попутного распространения поступательная скорость электронов больше групповой скорости волны ($\beta_{gr} < \beta_{||}$). Результаты для противоположного случая ($\beta_{gr} > \beta_{||}$), характерного для циклотронно-резонансного взаимодействия с попутным потоком нерелятивистских электронов в волноводе и для гирочастоты, превышающей критическую частоту рабочей моды могут быть получены путем замены ζ на $-\zeta$.

Для решения граничной задачи о распространении падающего электромагнитного импульса, попутного электронам, уравнения (3.12) необходимо дополнить граничными условиями на входном сечении ($Z = 0$) пространства взаимодействия. Согласно рассматриваемой модели, предполагается, что электронный пучок инжектируется в систему с нулевым поперечным импульсом:

$$p|_{Z=0} = 0. \quad (3.13)$$

Огибающая амплитуды импульса на входе в систему задается в виде:

$$a|_{Z=0} = a_{in} \sin^2(\pi\zeta/T) e^{-i\delta\zeta}, \quad (3.14)$$

где $\delta = \beta_{||0} G^{-1/2} (\omega_{in} - \omega) / \omega_{in}$ – отстройка несущей частоты импульса ω_{in} от центральной частоты ω , a_{in} и T – амплитуда и длительность импульса соответственно.

Для случая встречного распространения, граничное условие на амплитуду электромагнитного импульса накладывается в сечении $Z = L$ и имеет вид:

$$a|_{Z=L} = a_{in} \sin^2(\pi(\zeta + T_d)/T) e^{-i\delta\zeta}, \quad (3.15)$$

где $L = \sqrt{G}\omega l/c$, T_d – временная задержка инжекции пучка относительно инжекции импульса.

Следует отметить, что в уравнениях (3.12) в выбранных независимых переменных (Z, ζ) электроны движутся по характеристикам $\zeta = const$, а электромагнитный импульс – по характеристикам $\zeta \mp Z = const$ с невозмущенной нормированной групповой скоростью $v_{gr} = \pm 1$ (см. Рис.3.1). Как будет показано ниже, указанные различия в уравнениях и граничных условиях приводят к существенно отличающимся сценариям электронно-волнового взаимодействия как между рассматриваемыми моделями, так и в сравнении с известными для оптической самоиндуцированной прозрачности [101].

3.2 Двухпараметрическое солитонное решение

Как было упомянуто ранее, простейший вид решения для микроволновых солитонов самоиндуцированной прозрачности был получен в [52], где использовалось предположение, что амплитуда и длительность солитона зависят только от его скорости. В данном разделе будет проведен вывод более общего вида солитонного решения, в котором учтена зависимость отстройки несущей частоты солитона от центральной.

Далее для удобства представим комплексные амплитуду поля и поперечный импульс в виде: $a(Z, \zeta) = \hat{a} e^{i\Phi}$ и $p(Z, \zeta) = \hat{p} e^{i\Psi}$, где $\hat{a} = |a(Z, \zeta)|$, $\hat{p} = |p(Z, \zeta)|$. Таким образом, в уравнениях (3.12) можно выделить действительную и мнимую части:

$$\pm \frac{\partial \hat{a}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{a}}{\partial \zeta} = -\hat{p} \cos \chi, \quad \frac{\partial \hat{p}}{\partial Z} = \hat{a} \cos \chi, \quad (3.16)$$

$$\pm \frac{\partial \Phi}{\partial Z} + \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = \frac{\hat{p}}{\hat{a}} \sin \chi, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{\hat{a}}{\hat{p}} \sin \chi - \hat{p}^2. \quad (3.17)$$

где $\chi = \Phi - \Psi$ – разность фаз. Далее, в соответствии со стандартной процедурой поиска солитонов в уравнении Шредингера [119,120], будем искать решения уравнений (3.16), (3.17) в виде:

$$\hat{a} = \hat{a}(\xi), \quad \hat{p} = \hat{p}(\xi), \quad \chi = \chi(\xi), \quad (3.18)$$

предполагая, что абсолютные значения амплитуды поля \hat{a} и поперечного импульса \hat{p} , а также разность фаз χ зависят только от переменной $\xi = Z - U\zeta$, где U – нормированная скорость солитона в повернутой системе координат. Важно отметить, что с учетом того, что условие $(\partial/\partial\zeta + U\partial/\partial Z)\chi(\xi) = 0$ выполняется для произвольной функции $\chi(\xi)$, фазы амплитуды поля Φ и комплексного импульса Ψ зависят не только от ξ , но и от ζ :

$$\Phi = \varphi(\xi) + \Omega\zeta, \quad \Psi = \psi(\xi) + \Omega\zeta, \quad (3.19)$$

где Ω – сдвиг частоты солитона. С учетом указанных предположений уравнения (3.16), (3.17) можно представить в виде:

$$\frac{d\hat{a}}{d\xi} = \frac{\hat{p}}{U \mp 1} \cos \chi, \quad \frac{d\hat{p}}{d\xi} = \hat{a} \cos \chi, \quad (3.20)$$

$$\frac{d\chi}{d\xi} = -\sin \chi \left(\frac{1}{U \mp 1} \frac{\hat{p}}{\hat{a}} + \frac{\hat{a}}{\hat{p}} \right) + \hat{p}^2 + \frac{\Omega}{U \mp 1}. \quad (3.21)$$

Учитывая, что для безграничной среды следует положить $\hat{a}, \hat{p}(\pm\infty) = 0$, из уравнения (3.20) следует интеграл движения:

$$\hat{p} = s\hat{a} \quad (3.22)$$

где $s = \sqrt{U \mp 1}$ характеризует разницу между скоростью солитона и невозмущенной (в отсутствие электронного пучка) групповой скоростью излучения в волноводе. Следует отметить, что соотношение (3.22) можно рассматривать как прямое следствие закона сохранения энергии. В результате уравнения (3.20), (3.21) сводятся к следующему виду:

$$\frac{d\hat{p}}{d\xi} = \frac{\hat{p}}{s} \cos \chi, \quad \frac{d\chi}{d\xi} = -\frac{2}{s} \sin \chi + \hat{p}^2 + \frac{\Omega}{s^2}. \quad (3.23)$$

Состояния равновесия системы (3.23):

$$\hat{p}_0 = 0, \quad \sin \chi_0 = \frac{\Omega}{2s}, \quad (3.24)$$

соответствуют особой точке типа «седло» (за исключением случая $\cos \chi_0 = 0$). В таком случае солитонное решение соответствует сепаратрисе, проходящей через указанные точки:

$$\hat{p}^2(\chi) = \frac{4}{s}(\sin \chi - \sin \chi_0). \quad (3.25)$$

Используя соотношение (3.25), можно проинтегрировать уравнение (3.23) для разности фаз χ , получив:

$$\chi(\xi) = 2 \arctan \left(\frac{\operatorname{tg}(\chi_0/2) + \exp \left[2s^{-1}\xi \cos \chi_0 \right]}{1 + \operatorname{tg}(\chi_0/2) \exp \left[2s^{-1}\xi \cos \chi_0 \right]} \right). \quad (3.26)$$

Объединяя соотношения (3.25) и решение (3.26), а также интеграл движения (3.22) получаем солитонное решение для огибающей амплитуды поля:

$$\hat{a}(\xi) = \sqrt{\frac{4}{s^3} \left(\frac{1 - \sin^2 \chi_0}{\sin \chi_0 + \cosh \left[2s^{-1}\xi \cos \chi_0 \right]} \right)}. \quad (3.27)$$

Нетрудно заметить, что для частного случая $\Omega = 0$ формула (3.27) сводится к упрощенному виду, полученному в [52]:

$$\hat{a}(\xi) = 2s^{-3/2} \left[\operatorname{sech} \left(2s^{-1}\xi \right) \right]^{1/2}. \quad (3.28)$$

Следует подчеркнуть, что солитонные решения (3.27), (3.28) имеют смысл только тогда, когда параметр s является действительным. Таким образом, для случая попутного распространения нормированная скорость солитона всегда больше единицы ($U > 1$). Скорость солитона V_s в координатах (z, t) может быть найдена по формуле:

$$V_s = \frac{UV_{gr}V_{\parallel}}{V_{\parallel} + V_{gr}(U \mp 1)}. \quad (3.29)$$

Т.е. возможные значения, которые может принимать скорость солитона, удовлетворяют неравенству:

$$V_{gr} < V_s < V_{\parallel}. \quad (3.30)$$

В тоже время, если $\beta_{gr} > \beta_{\parallel}$, то микроволновые СИП-солитоны будут распространяться быстрее, чем электроны, но медленнее, чем падающий импульс в отсутствие пучка.

В случае встречного распространения солитоны существуют при условии $U > -1$, т.е. скорость солитона может иметь разный знак (различные направления распространения). Действительно, при $-1 < U < 0$ скорость солитона направлена навстречу электронному пучку, как и невозмущенная групповая скорость излучения (направление $-z$). В то же время при $U > 0$ солитон увлекается электронами в направлении их поступательного движения (направление $+z$). Очевидно, можно найти диапазон параметров, в котором скорость солитона близка к нулевому значению $U = 0$, что соответствует остановке солитона. Таким образом, из формулы (3.29) следует, что скорость солитона ограничивается следующим неравенством:

$$-V_{gr} < V_s < V_{||}. \quad (3.31)$$

Следует отметить, что в случае увлечения солитонов электронами, происходит обратный, по отношению к классической самоиндуцированной прозрачности, процесс – электроны отбирают энергию на заднем фронте солитона и отдают ее на переднем фронте, благодаря чему осуществляется процесс увлечения солитона.

Помимо устойчивой формы огибающей амплитуды рассматриваемые микроволновые СИП-солитоны обладают частотной зависимостью (частотный чирп), которая может быть описана следующей формулой:

$$\Omega_{\Sigma}(\xi) = \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = -U \frac{d\varphi(\xi)}{d\xi} + \Omega = \Omega \left(1 - \frac{U}{s^2} \right) + \frac{U}{s} \sin(\chi(\xi)). \quad (3.32)$$

Согласно соотношению (3.32), частотный чирп плавно меняется вдоль профиля солитона, и достигает своего экстремума в точке максимума амплитуды (центр солитона):

$$\Omega_{\Sigma}|_{\xi=0} = \Omega \left(1 - \frac{U}{s^2} \right) + \frac{U}{s}, \quad (3.33)$$

а также асимптотически стремится к постоянному значению на краях солитона:

$$\Omega_{\Sigma} \xrightarrow{\xi \rightarrow \pm\infty} \Omega \left(1 - \frac{U}{2s^2} \right). \quad (3.34)$$

В то же время для выбранной скорости солитона формула (3.24) дает, что солитон существует в ограниченном диапазоне значений частотного сдвига Ω :

$$-2s < \Omega < 2s. \quad (3.35)$$

Как показывают полученные решения (3.27) и (3.32), профили микроволновых СИП-солитонов и соответствующие частотные чирпы зависят от двух параметров: скорости солитона U и частотного сдвига Ω (Рис.3.2 и Рис.3.3). Уменьшение скорости солитона приводит к уменьшению длительности солитона по полувысоте при одновременном увеличении его пиковой амплитуды и энергии W . Солитоны с наибольшей интенсивностью и наименьшей длительностью реализуются при отрицательных значениях частотного сдвига Ω , что соответствует случаю, когда несущая частота солитона меньше центральной частоты.

На Рис.3.2 представлена простая интерпретация эффекта микроволновой самоиндуцированной прозрачности, подтверждающая его аналогию с оптическим аналогом. График поперечного импульса $\hat{p}(\xi)$ показывает, что поперечные колебания электронов возбуждаются за счет поглощения электромагнитной энергии на переднем фронте падающего импульса, а затем электроны возвращаются в невозбужденное состояние, переизлучая эту энергию на заднем фронте. В результате за счет переизлучения поглощенной энергии э/м

импульс трансформируется в солитон, распространяющийся без изменения формы. Стоит также отметить, что увеличение амплитуды солитона и поперечного импульса электронов сменяется их уменьшением при прохождении разности фаз $\chi(\xi)$ через точку $\pi/2$. Соответственно, чем быстрее изменяется разность фаз $\chi(\xi)$, тем быстрее энергия передается от э/м волны электронам на переднем и заднем фронтах микроволнового СИП-солитона.

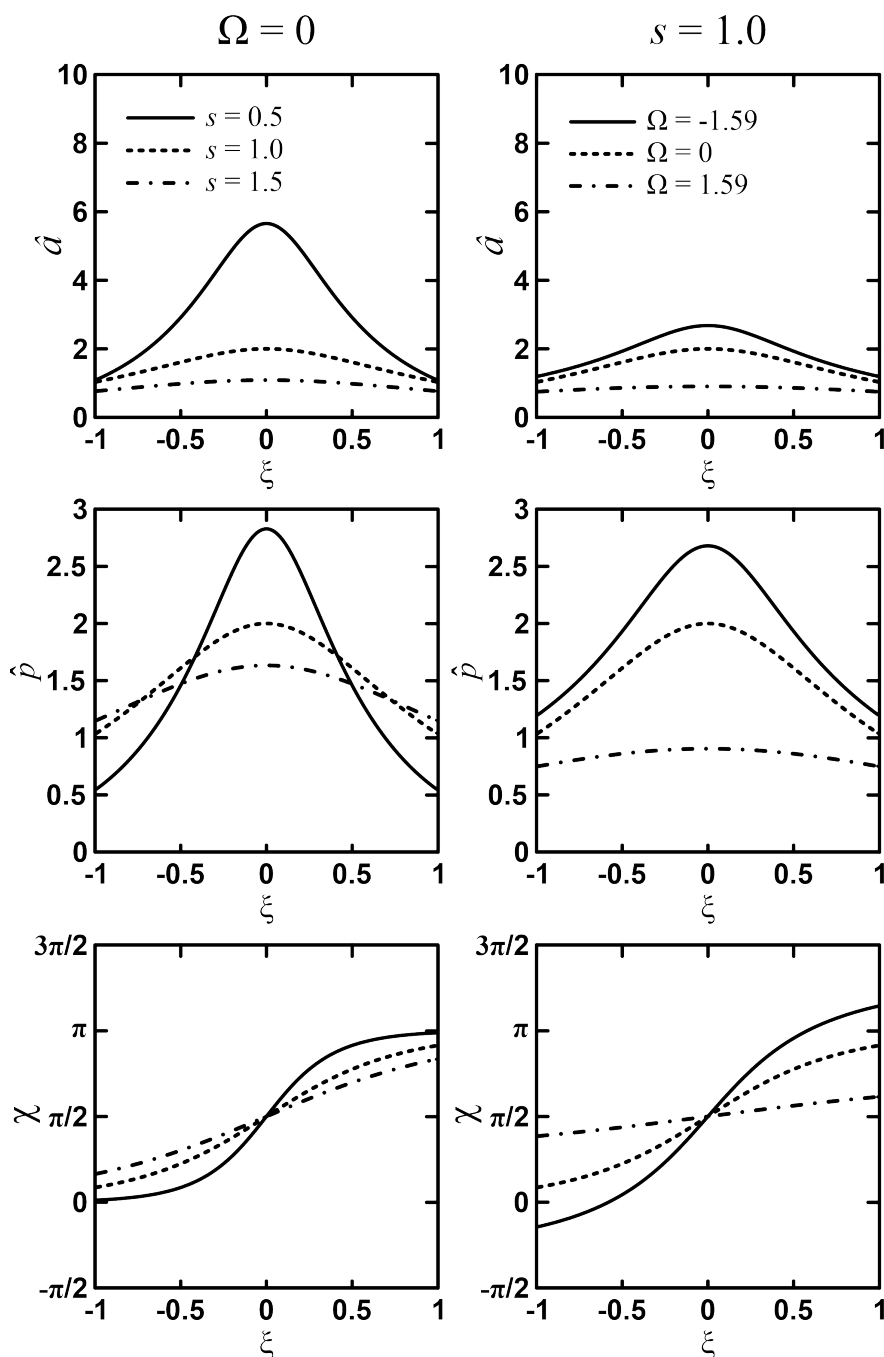


Рис.3.2. Профиль солитона $\hat{a}(\xi)$, поперечный импульс электронов $\hat{p}(\xi)$ и разность фаз $\chi(\xi)$ при различных значениях параметра s , характеризующего скорость микроволнового СИП-солитона, и параметра сдвига частоты Ω .

Также необходимо отметить, что поведение частотной зависимости солитона (Рис.3.3) в случае попутного и встречного распространения обладает определенным сходством и различием. Так, в случае попутного распространения скорость изменения частоты выше, как и в случае амплитуды, у медленных СИП-солитонов. В то же время, чирп наиболее выражен для отрицательных значений частотного сдвига Ω . Сходными свойствами обладают аналитические зависимости для частоты солитона и в случае встречного распространения. Однако, если в случае попутного распространения частота солитона всегда обладает минимумом в центре солитона (точка максимального значения амплитуды), то в случае встречного распространения точка экстремума может соответствовать как минимальному, так и максимальному значению. Так, для прошедшего СИП-солитона, распространяющегося по направлению невозмущенной групповой скорости ε/m импульса, в центре находится минимум частоты, что отражает сходство со случаем попутного распространения. В случае увлеченного СИП-солитона, точка экстремума соответствует максимуму частоты. При этом промежуточный случай соответствует солитону с нулевой скоростью ($U = 0$). Таким образом, у остановившегося солитона отсутствует чирп, а отличие его частоты от центральной определяется значением частотного сдвига Ω .

В то же время, микроволновые СИП-солитоны, описываемые решениями (3.27), могут быть охарактеризованы их энергией:

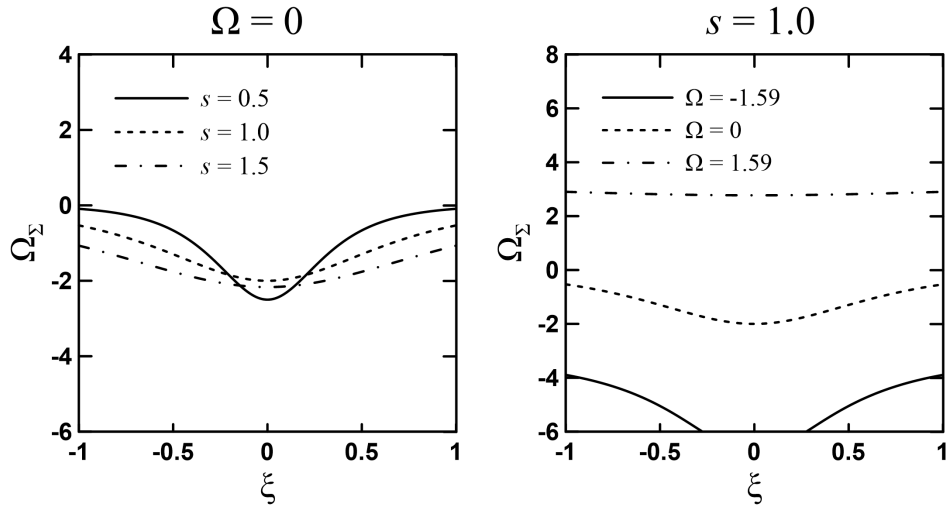
$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{a}^2(\zeta') d\zeta' = \frac{4}{s^2} \left(\frac{\pi}{2} - \chi_0 \right), \quad \chi_0 = \arcsin \left(\frac{\Omega}{2s} \right) \in \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2} \right), \quad (3.36)$$

и шириной по полувысоте:

$$\Delta\xi = s \cdot \operatorname{arccosh} \left(2 + \frac{\Omega}{2s} \right) / \sqrt{1 - \left(\frac{\Omega}{2s} \right)^2}. \quad (3.37)$$

Карта значений энергии W и ширины солитонов $\Delta\xi$ для различных скоростей U и частотных сдвигов Ω для случая встречного распространения ε/m импульса и потока электронов приведена на Рис.3.4, где так же указаны различные режимы образования солитонов. Видно, что прохождение микроволнового СИП-солитона через поглощающий электронный пучок происходит тогда, когда солитон имеет достаточно большую пиковую мощность и малую длительность. В то же время слабоэнергетические длительные солитоны увлекаются электронным пучком. Так как энергия и длительность солитона исходя из (3.36) и (3.37) в явном виде зависят от параметра s , а не от скорости солитона U , то результаты изображенные на Рис.3.4 также применимы и для случая попутного распространения импульса и электронов, с соответствующим сдвигом графиков по оси ординат. Таким образом короткие

Попутное распространение



Встречное распространение

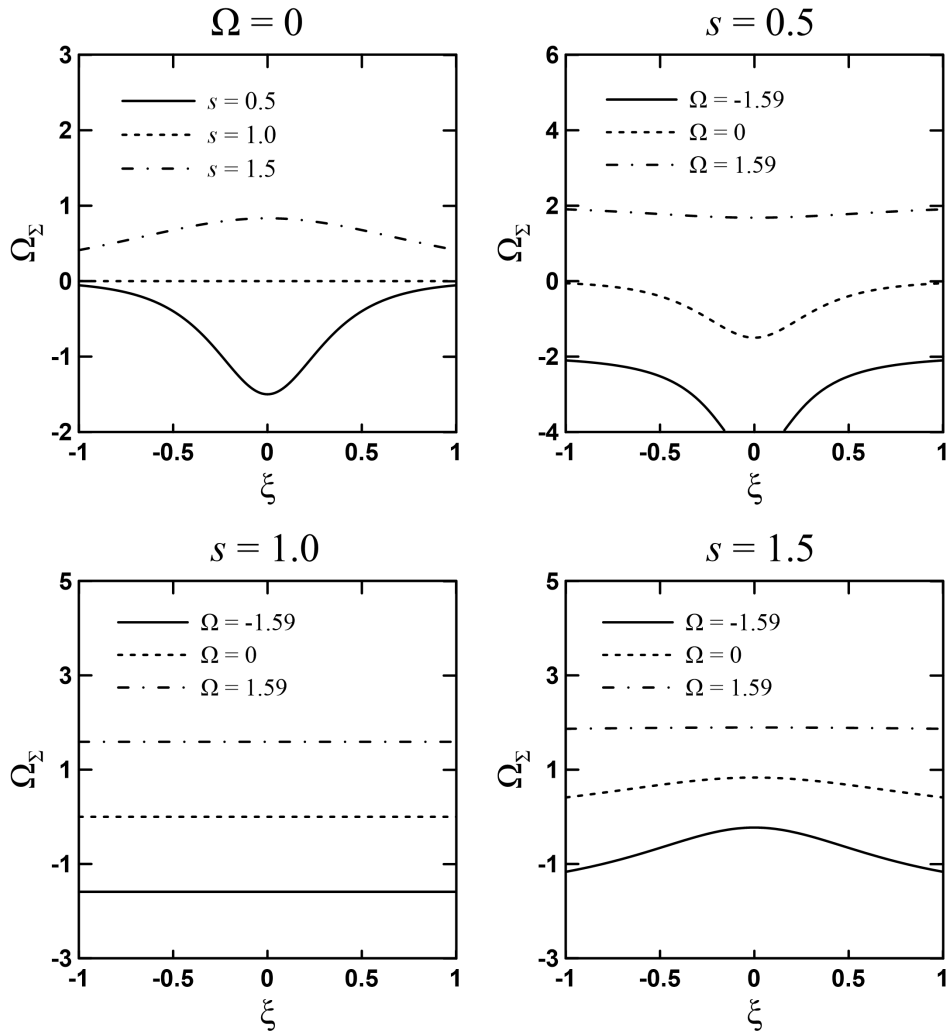


Рис.3.3. Частотные зависимости микроволновых СИП-солитонов $\Omega_{\Sigma}(\xi)$ для встречного и попутного распространения э/м импульса и электронов при различных значениях параметра s и параметра сдвига частоты Ω .

высокоэнергетические солитоны распространяются со скоростью близкой к невозмущенной групповой скорости волны в волноводе, а широкие слабоэнергетические – со скоростью электронного потока.

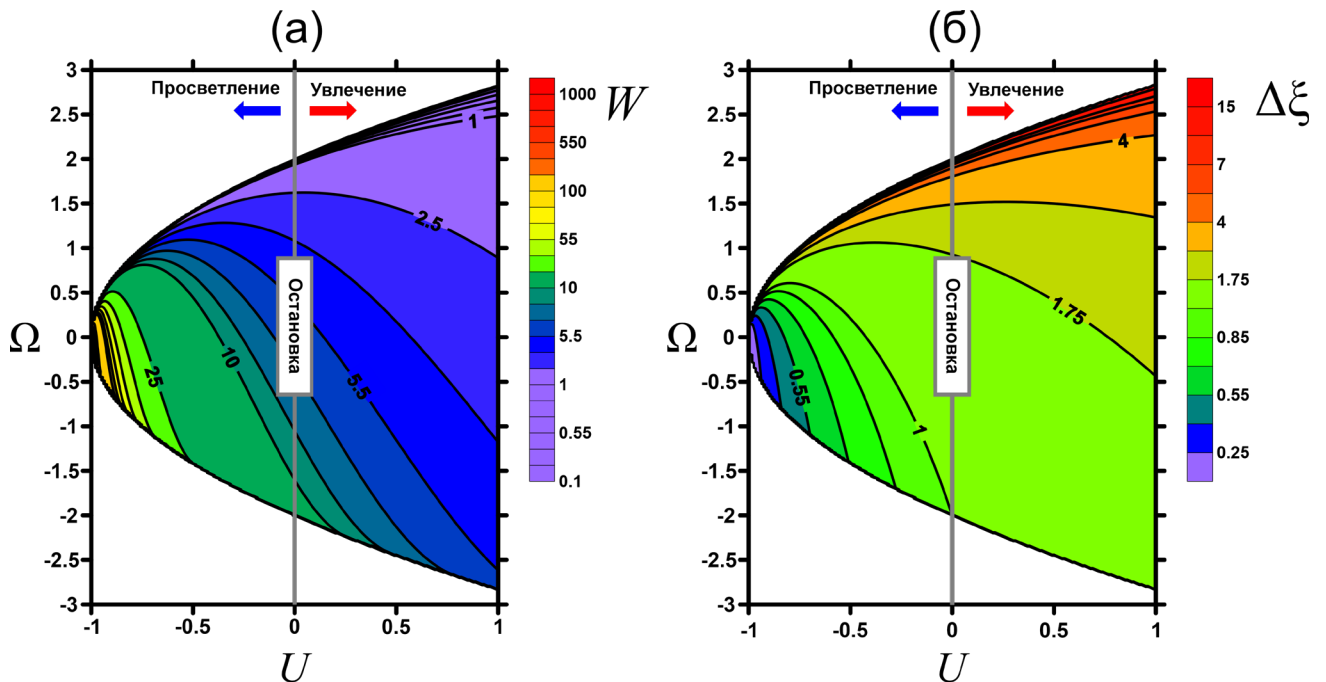


Рис.3.4. Зависимость энергии солитона W (а) и ширины по полувысоте $\Delta\xi$ (б) от скорости распространения U и сдвига частоты Ω для случая встречного распространения потока электронов и микроволнового импульса. Линии уровней представлены в логарифмическом масштабе. Обозначены различные типы микроволновых СИП-солитонов: $U > 0$ – увлеченные солитоны, $U < 0$ – прошедшие солитоны, вертикальная линия $U = 0$ – остановка солитона.

3.3 Моделирование формирования солитонов при взаимодействии электромагнитного импульса с попутным электронным потоком в пространственно-ограниченной системе

Результаты численного моделирования уравнений (3.12) с граничными условиями (3.13), (3.14), представленные на Рис.3.5 и Рис.3.6, подтверждают аналогию с эффектами самоиндуцированной прозрачности в оптике. При малых амплитуде и длительности падающего электромагнитного импульса наблюдается циклотронное поглощение (А-зоны на Рис.3.6) (Рис.3.5.а). Этот процесс сопровождается квазипериодическим обменом энергией между электромагнитным импульсом и электронами, подобно осцилляциям инверсии населенностей с частотой Раби [101]. С увеличением энергии подаваемого в систему СВЧ-импульса начинает развиваться эффект самоиндуцированной прозрачности, когда падающий импульс трансформируется в микроволновый СИП-солитон (S-зоны на Рис.3.6) и после этого распространяется практически без затухания (Рис.3.5.б). При определенных условиях,

амплитуда сформированного солитона может превышать амплитуду падающего сигнала (Рис.3.5.в), т.е. имеет место режим нелинейной компрессии (С-зоны на Рис.3.6). В тоже время, достаточно длинные и мощные падающие импульсы распадаются на несколько солитонов (Рис.3.5.г) с разными амплитудами, длительностями, скоростями и частотными чирпами (М-зоны на Рис.3.6).

На Рис.3.6 на плоскости параметров «амплитуда a_{in} – длительность T » падающего импульса представлены зоны разных режимов, реализующихся в рассматриваемой модели, при различных значениях параметра расстройки δ , характеризующей отстройку несущей частоты падающего импульса от частоты циклотронного резонанса. При положительных δ , когда несущая частота выше центральной частоты, структура зон взаимодействия аналогична случаю точного циклотронного резонанса $\delta = 0$ (Рис.3.6.а). Однако с увеличением δ зоны взаимодействия смещаются в сторону больших энергий падающего импульса (Рис.3.6.б). При отрицательных δ , компрессия входного сигнала происходит практически во всей зоне формирования одиночных СИП-солитонов (Рис.3.6.в).

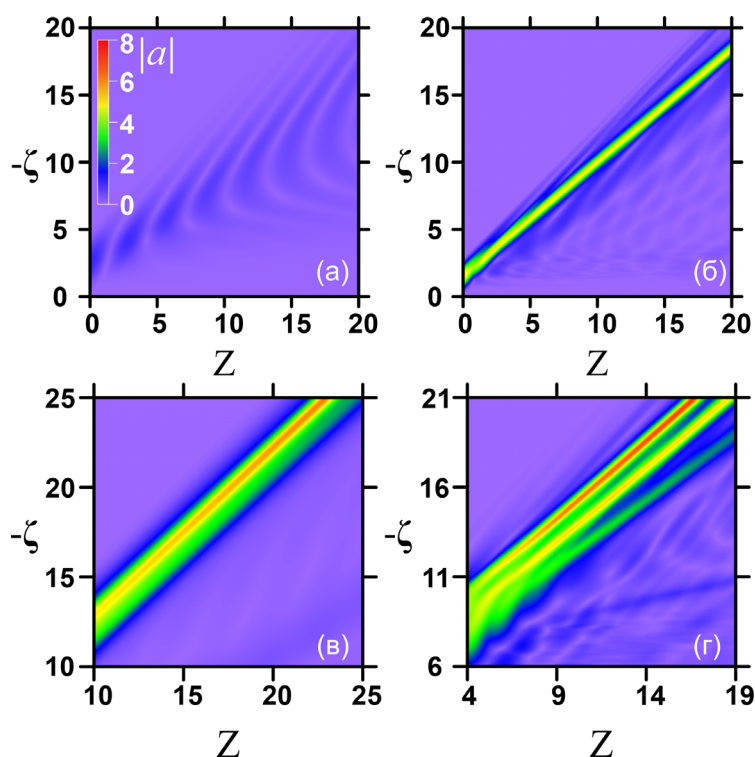


Рис.3.5 Характерные режимы распространения электромагнитного импульса при взаимодействии с исходно прямолинейным попутным электронным пучком в условиях циклотронного резонанса: (а) циклотронно-резонансное поглощение ($a_{in} = 1$, $T = 5$, $\delta = 0$); (б) эффект микроволновой самоиндуцированной прозрачности с образованием солитона ($a_{in} = 5$, $T = 3$, $\delta = 0$); (в) формирование СИП-солитона, сопровождающееся компрессией падающего э/м импульса ($a_{in} = 5$, $T = 6$, $\delta = 3$); (г) распад исходного импульса на несколько солитонов ($a_{in} = 5$, $T = 10$, $\delta = 0$).

Очевидно, что аналитические солитонные решения, полученные в п.3.2, являются асимптотическими. Тем не менее эти решения можно приближенно сравнить с результатами решения граничной задачи (3.12)–(3.14) при достаточно большой длине пространства взаимодействия. Такое сравнение было проведено для различных параметров исходных микроволновых импульсов, поступающих на вход циклотронного поглотителя длиной $L = 50$. Для восстановления аналитической формы солитона по результатам численного моделирования

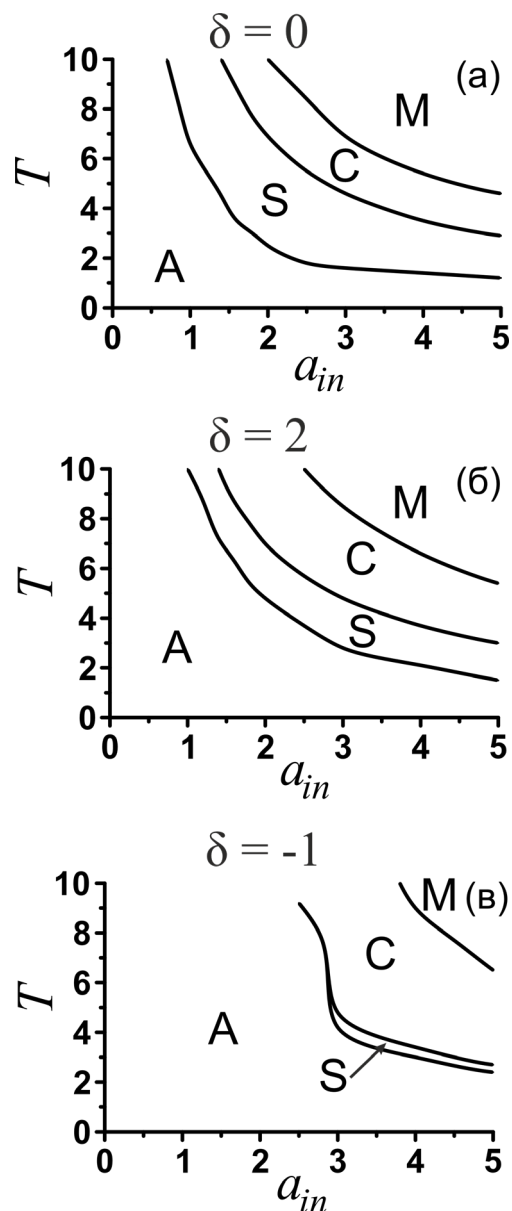


Рис.3.6. Зоны различных режимов взаимодействия э/м излучения и электронов на плоскости «амплитуда a_{in} - длительность T » падающего импульса при различных параметрах расстройки: (а) $\delta = 0$; (б) $\delta = 2$; (в) $\delta = -1$. А – циклотронно-резонансное поглощение, S – самоиндуцированная прозрачность, C – компрессия падающего импульса в процессе формирования СИП-солитонов, M – режим распада исходного импульса на несколько солитонов.

были рассчитаны пиковые значения поперечного импульса электронов p_{max} и амплитуды сформировавшегося СИП-солитона a_{max} , что позволяет найти скорость солитона U на основе интеграла движения (3.22):

$$U = 1 + (p_{max}/a_{max})^2. \quad (3.38)$$

В тоже время, частотный сдвиг Ω определяется из уравнения (3.25) с учетом соотношения (3.24):

$$\Omega = s^2 p_{max}^2 / 2 - 2s. \quad (3.39)$$

Необходимо так же отметить, что каждой паре рассчитанных параметров U , Ω соответствует единственное аналитическое решение (3.27).

Профили поля и частотные зависимости, полученные на основе численного моделирования граничной задачи изображены на Рис.3.7. Согласно соотношениям (3.38) и (3.39) при начальных параметрах импульса $a_{in} = 5$, $T = 3$, $\delta = -1$ формирующийся солитон обладает нормированной скоростью $U = 1.26$ и сдвигом частоты $\Omega = 0.15$, что соответствует случаю $\sin \chi_0 \approx 0$. Таким образом, аналитическое решение (3.28), полученное в [52] (черная

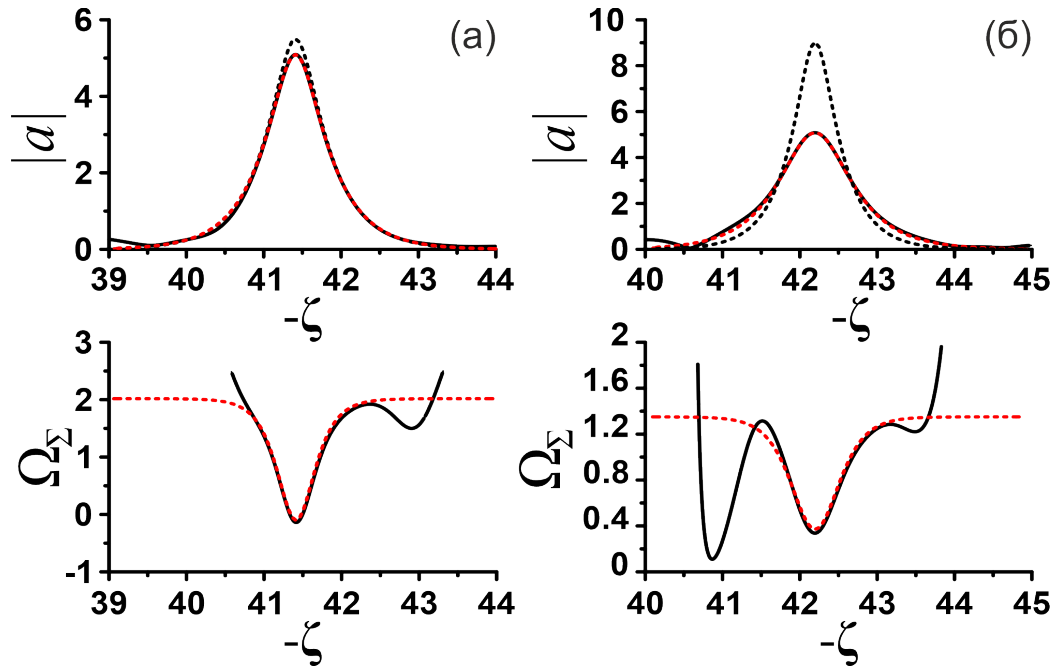


Рис.3.7. Сравнение профилей микроволновых СИП-солитонов (вверху) и частотных чирпов (внизу), найденных при численном моделировании граничной задачи (черные сплошные кривые), с обобщенными аналитическими решениями (3.27), (3.32) (красные пунктирные кривые). Черные штриховые кривые соответствуют найденным в [52] упрощенным солитонным решениям для частного случая $\chi_0 = 0$. Параметры входного микроволнового импульса выбирались равными: (а) $a_{in} = 5$, $T = 3$, $\delta = -1$; (б) $a_{in} = 5$, $T = 3$, $\delta = 1$.

пунктирная кривая на Рис.3.7), достаточно точно описывает огибающую амплитуды СИП-солитона полученного из численного моделирования. В то же время для исходного импульса с параметрами $a_{in} = 5$, $T = 3$, $\delta = 1$, сформировавшийся солитон обладает параметрами $U = 1.13$ и $\Omega = 0.5$, что соответствует $\sin \chi_0 \approx 0.7$. В этом случае численно найденный профиль СИП-солитона также хорошо аппроксимируется формулой (3.27), но существенно отличается от профиля, заданного упрощенным решением (3.28).

Таким образом, данным разделе показано, что микроволновые СИП-солитоны, формирующиеся при циклотронно-резонансном взаимодействии падающего электромагнитного импульса с исходно прямолинейным попутным электронным пучком, имеют ряд общих черт как с оптическими СИП-солитонами так и с НУШ-солитонами.

Проведем так же оценку возможности экспериментального наблюдения образования микроволновых СИП-солитонов с учетом преобразования импульса сверхизлучения (СИ) на центральной частоте 90 ГГц со следующими параметрами [121]: длительностью 0.7 нс, пиковой мощностью 160 МВт и поперечной структурой TE_{11} моды цилиндрического волновода радиусом 6 мм. В предположении, что такой импульс взаимодействует с изначально прямолинейным приосевым электронным пучком с энергией 100 кэВ и током 100 А, направляемым магнитным полем $H_0 = 15$ кЭ, нормированные параметры соответствуют случаю формирования микроволнового СИП-солитона, представленному на Рис.3.5в. Таким образом, начальный импульс СИ трансформируется в солитон на длине области взаимодействия порядка 30 см. Увеличение длины взаимодействия приводит к сжатию образующегося СИП-солитона. В частности, при длине взаимодействия 2 м формирующийся солитон будет иметь пиковую мощность 530 МВт и длительность по полувысоте 0.1 нс.

3.4 Моделирование формирования солитонов при взаимодействии электромагнитного импульса со встречным электронным потоком в пространственно-ограниченной системе (эффекты увлечения и остановки солитонов)

Основные режимы, реализующиеся в модели циклотронно-резонансного взаимодействия микроволнового импульса с встречным потоком прямолинейных электронов, определялись на основе моделирования уравнений (3.12) с граничными условиями (3.13), (3.15). На первом этапе моделирования предполагалось, что электроны инжектируются в волновод с некоторой задержкой по отношению к падающему импульсу. Таким образом, электронно-волновое взаимодействие начиналось не на границе системы, а внутри пространства взаимодействия. Далее для наглядности время задержки задается таким образом ($T_d = 20$), чтобы падающий импульс «встречался» с электронным пучком в середине пространства взаимодействия с нормированной длиной $L = 40$.

Результаты моделирования представлены на Рис.3.8 и Рис.3.9, где изображена пространственно-временная эволюция профилей амплитуды волны $|a|$ (левый столбец) и поперечного импульса электрона $|p|$ (правый столбец) при фиксированной амплитуде $a_{in} = 3$ и разных длительностях T падающего э/м импульса. Согласно моделированию, при увеличении T и, следовательно, при увеличении энергии исходного импульса реализуются различные сценарии электронно-волнового взаимодействия. При малой длительности импульса $T \leq 1.05$ наблюдается классическое циклотронное поглощение (Рис.3.8.а), которое сопровождается квазипериодическим обменом энергией между электромагнитным импульсом и электронами. С увеличением энергии падающего импульса циклотронное поглощение сменяется самоиндуцированной прозрачностью (Рис.3.8.б-г). В результате электромагнитный импульс трансформируется в микроволновый СИП-солитон, который распространяется в поглощающем пучке практически без затухания и без изменения формы.

Стоит отметить, что аналогично самоиндуцированной прозрачности в оптике, а также случаю попутного распространения э/м импульса и электронов, микроволновые СИП-солитоны представляют собой симбиоз электромагнитного излучения и возбужденного состояния электронов в солитонной области. В нашем случае это возбужденное состояние соответствует вращающимся электронам с ненулевым поперечным импульсом (см. правый столбец на Рис.3.8.б-г). Вне области сформировавшегося солитона электронный пучок остается невозбужденным, что также характерно для двухуровневой среды в случае оптической самоиндуцированной прозрачности.

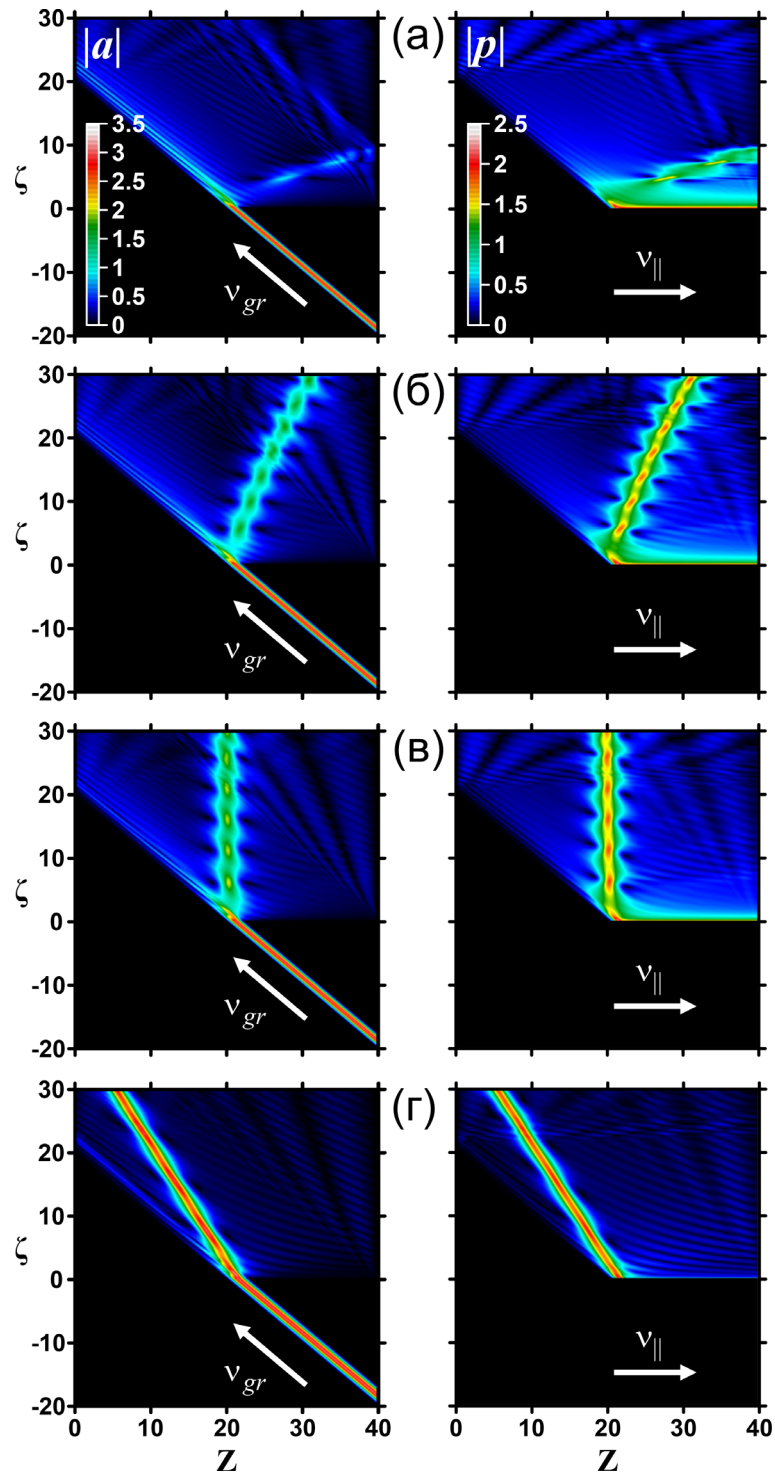


Рис.3.8. Пространственно-временная эволюция амплитуды волны $|a|$ (левый столбец) и поперечного импульса $|p|$ электронов (правый столбец) в различных сценариях электронно-волнового взаимодействия при фиксированной амплитуде падающего э/м импульса $a_{in} = 3$ и различной его длительности T ($\delta = 0$): (а) – циклотронное поглощение ($T = 1$); (б)-(г) образование микроволновых СИП-солитонов 1-го порядка, а именно: (б) увлечение слабознергетических солитонов ($T = 1.15$); (в) остановка солитона ($T = 1.22$); (г) прохождение высокоэнергетического солитона по направлению невозмущенной групповой скорости ($T = 1.6$).

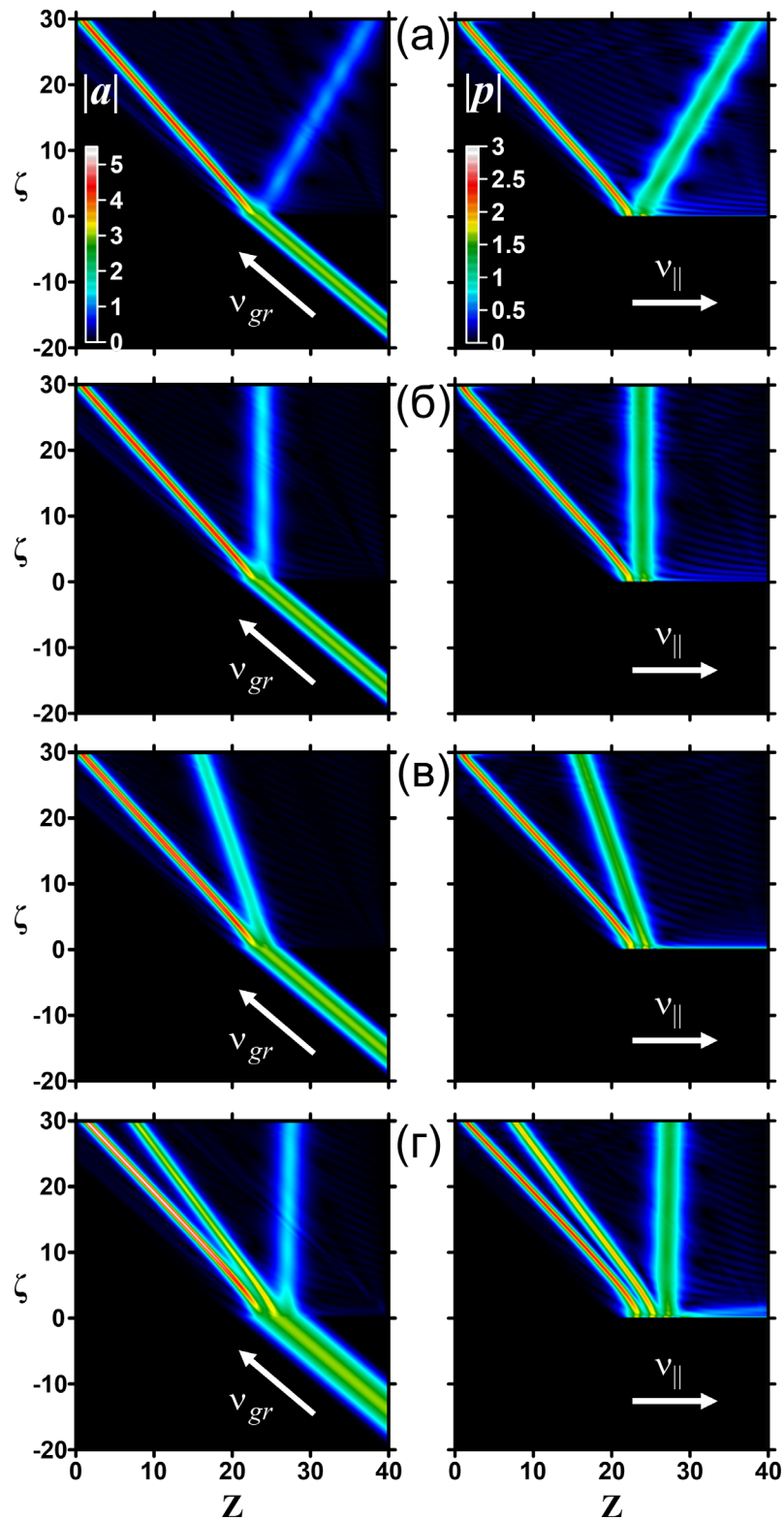


Рис.3.9. Распад высокоэнергетического падающего импульса на несколько микроволновых СИП-солитонов первого и высокого порядков ($\delta = 0$, $a_{in} = 3$): (а) увлечение солитона 2-го порядка ($T = 3.2$); (б) остановка солитона 2-го порядка ($T = 3.52$); (в) прохождение солитона 2-го порядка в направлении невозмущенной групповой скорости ($T = 4$); (г) компрессия солитона 2-го порядка и образование солитона 3-го порядка со скоростью, близкой к нулю ($T = 6$).

Важным фактом является то, что для диапазона длительностей исходного импульса $1.05 < T < 1.22$ сформировавшийся микроволновый СИП-солитон распространяется в направлении поступательного движения частиц (+Z) (Рис.3.8.б), как и при взаимодействии с попутным электронным потоком. Однако, в отличие от случая, рассмотренного в п.3.3, в настоящей модели солитон движется в направлении противоположном по отношению к невозмущенной групповой скорости э/м импульса (-Z). Таким образом, в рассматриваемом случае слабознергетический микроволновый СИП-солитон увлекается электронным пучком. Ситуация меняется для достаточно высокоэнергетических падающих сигналов с длительностью $T > 1.25$. В этом случае СИП-солитоны распространяются в том же (-Z) направлении, что и невозмущенный импульс (ср. Рис.3.8.г и Рис.3.1.г). Для промежуточного случая вблизи $T \approx 1.22$ формируются солитоны с практически нулевой скоростью (Рис.3.8.в), что является аналогом «остановки света».

В случае достаточно длинного и мощного падающего сигнала он распадается на несколько СИП-солитонов. С увеличением энергии падающего импульса после описанного выше солитона 1-ого порядка последовательно появляются солитоны более высоких порядков с различной амплитудой, длительностью, скоростью и частотной зависимостью. Формирование солитонов 2-го и 3-го порядка показано на Рис.3.9. Согласно результатам моделирования, с ростом энергии каждый солитон высокого порядка проходит те же 3 стадии, что и солитон первого порядка, а именно: увлечение, остановку и прохождение в направлении невозмущенной групповой скорости электромагнитной волны.

Следует также отметить, что результаты, представленные на Рис.3.8 и Рис.3.9, получены для несущей частоты микроволнового импульса, равной частоте точного циклотронного резонанса (3.3), т.е. при $\delta = 0$. Для отрицательных значений δ , поведение системы остается качественно таким же. Однако при $\delta > 0$, порог микроволновой самоиндуцированной прозрачности смещается в сторону более высоких энергий падающего сигнала. Таким образом, увлеченные и неподвижные солитоны оказываются нестабильными и для выбранной амплитуды падающего импульса ($a_{in} = 3$) не наблюдаются уже при $\delta > 1$.

Указанные выше основные сценарии электронно-волнового взаимодействия реализуются также и в случае, когда исходный микроволновый импульс подается в пространство взаимодействия с правого края волновода, полностью заполненного электронами, инжестируемыми с левого края ($T_d = 0$ в граничных условиях (3.15)). Формирование микроволновых СИП-солитонов при такой постановке граничной задачи представлено на Рис.3.10 и является более характерным для экспериментальной реализации. Следует отметить, что в этом случае слабые импульсы либо поглощаются на границе системы, либо практически

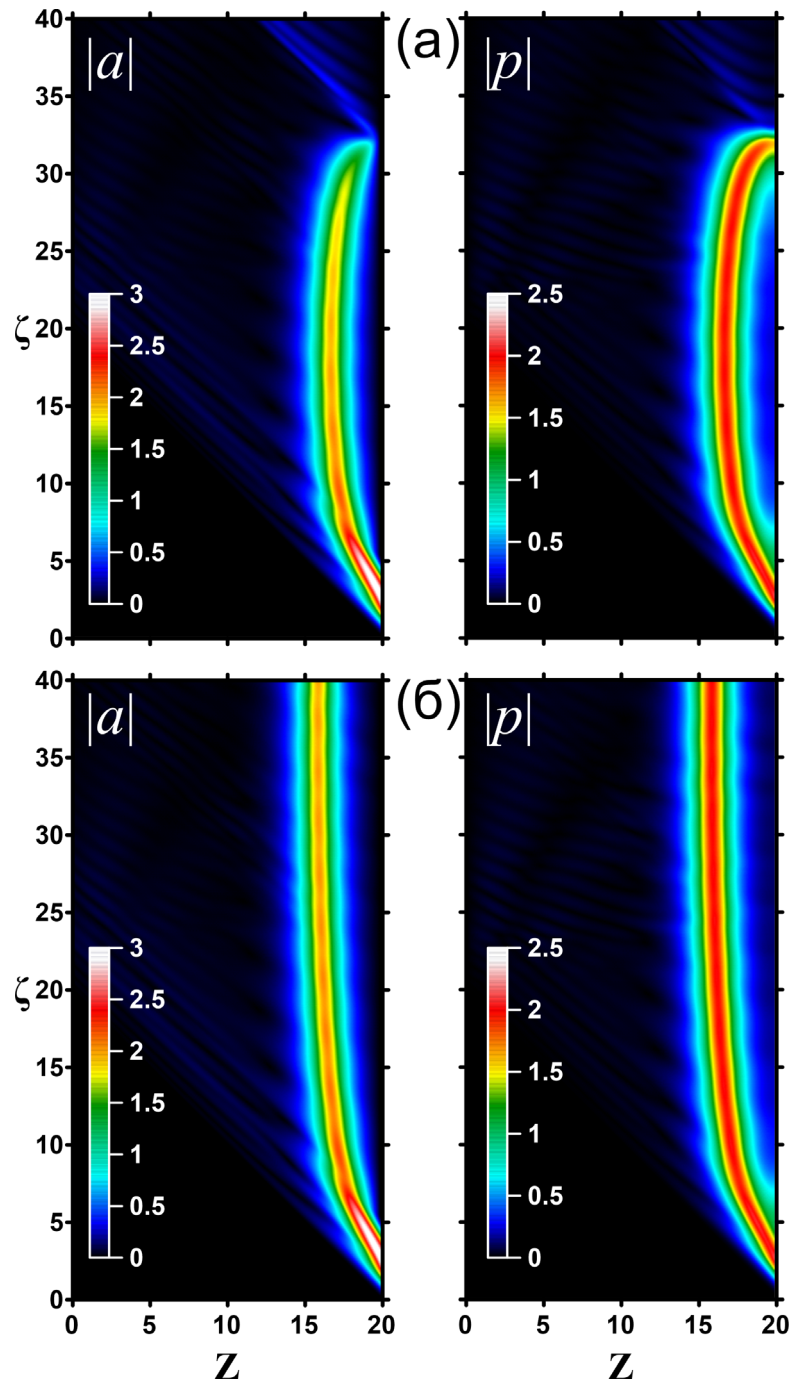


Рис.3.10. Различные сценарии микроволнового СИП-эффекта при подаче импульса с правого края $Z = L$ волновода, полностью заполненного электронами, инжектированными с левого края $Z = 0$ ($\delta = 0$): (а) отражение солитона за счет увлечения электронным пучком ($a_{in} = 3$, $T = 2.65$); (б) замедление и остановка солитона ($a_{in} = 3$, $T = 2.67$).

сразу уносятся пучком за пределы пространства взаимодействия. В результате эффект увлечения солитонов проявляется в виде отражения излучения, когда образовавшийся солитон меняет направление своего распространения внутри пространства взаимодействия (см. Рис.3.10.а). Замедление и остановка падающего сигнала изображены на Рис.3.10.б.

Аналогично случаю попутного распространения электронного потока и электромагнитного импульса, при определенных параметрах формирование микроволнового СИП-солитона может сопровождаться эффектом само-компрессии, когда пиковая мощность сформированного солитона превышает мощность падающего импульса (Рис.3.11). Следует отметить, что пиковая мощность компрессированного солитона достигает своего

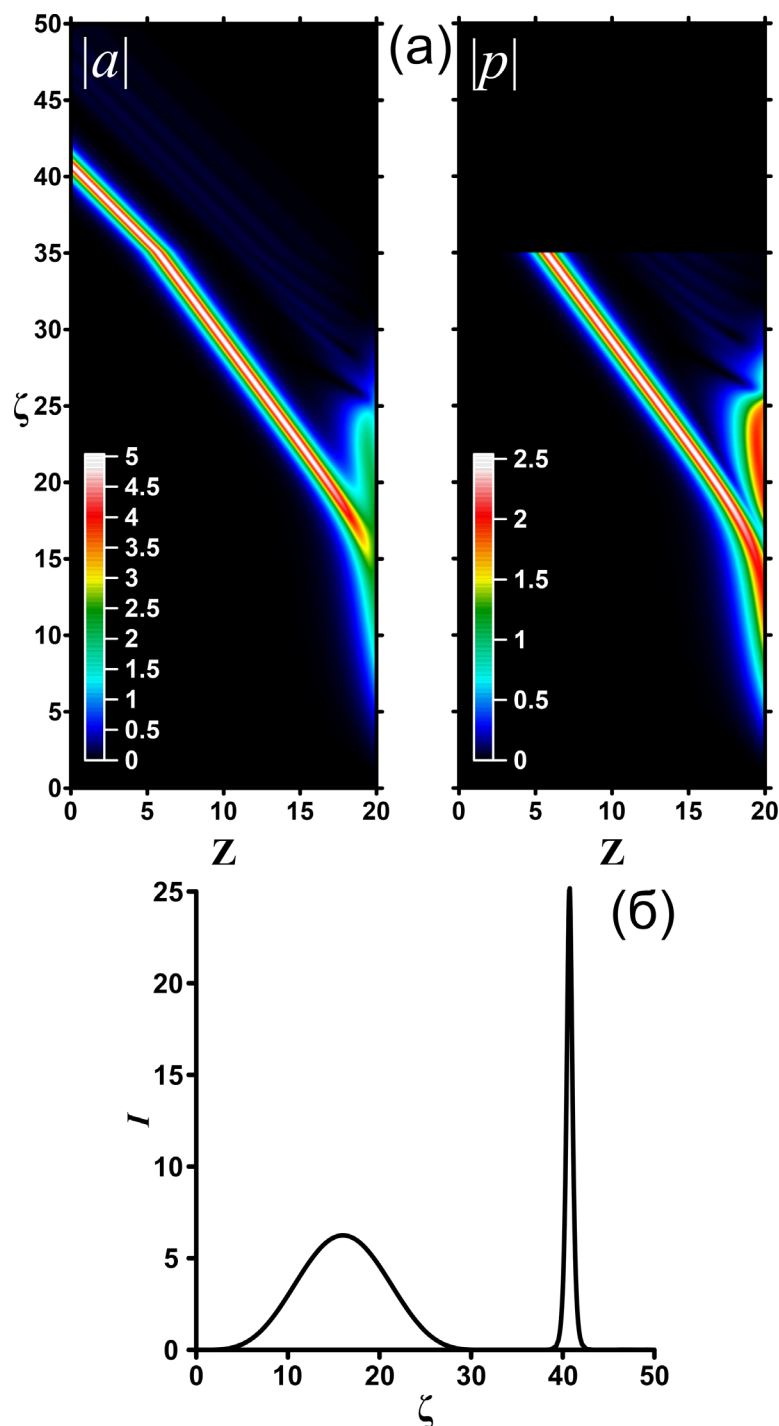


Рис.3.11. (а) Само-компрессия падающего импульса с прерыванием электронного пучка ($a_{in} = 2.5$, $T = 16$, $\delta = 0$). (б) Интенсивность падающего импульса и сформированного микроволнового СИП-солитона.

максимального значения внутри пространства взаимодействия. Таким образом, для вывода излучения необходимо прерывать электронный пучок в момент времени, соответствующий максимальной пиковой мощности. В противном случае граничные эффекты на выходе из пространства взаимодействия приводят к уменьшению эффективного коэффициента компрессии. На Рис.3.11 изображено формирование солитона в данных условиях для параметров падающего э/м импульса $a_{in} = 2.5$, $T = 16$, $\delta = 0$. В результате, коэффициент компрессии по пиковой мощности достигает ~ 4 при значительном сокращении длительности импульса Рис.3.11.б. При этом аналогичная степень компрессии наблюдается и для оптических СИП-солитонов в отсутствие дополнительной фокусировки (см. [102]).

Как уже было отмечено ранее, двухпараметрические солитоноподобные решения, полученные в разделе **п.3.2** являются асимптотическими. Тем не менее, сравнение результатов численного моделирования и аналитических решений (3.27), (3.32) позволяет подтвердить что полученные решения являются искомыми микроволновыми СИП-солитонами. На Рис.3.12 показан пример такого сравнения для солитонов, возникающих при трансформации исходного импульса с параметрами $a_{in} = 3$, $T = 3.3$, $\delta = 0$. Восстановление солитонного решения по результатам численного моделирования может быть осуществлено на основе соотношений, аналогичных (3.38) и (3.39):

$$U = (p_{max}/a_{max})^2 - 1, \quad \Omega = s^2 p_{max}^2 / 2 - 2s. \quad (3.40)$$

Согласно (3.40), прошедший солитон (I) на Рис.3.12 обладает нормированной скоростью $U = -0.75$ и частотным сдвигом $\Omega = 0.39$, в то время как нормированная скорость увлеченного СИП-солитона (II) равна $U = 0.29$, а частотный сдвиг $\Omega = 1.24$. Реконструированные профили солитонов и частотные зависимости изображены на Рис.3.12 черными пунктирными линиями, а красные сплошные кривые соответствуют решению, найденному в результате численного моделирования для нормированной длины пространства взаимодействия $L = 40$. Видно, что огибающие амплитуд сформировавшихся при численном моделировании СИП-солитонов хорошо аппроксимируются аналитической формулой (3.27) как для проходящего солитона, так и для увлеченного. В то же время для частотной зависимости увлеченного солитона возникает небольшое расхождение между численным результатом и аналитикой. Данный факт объясняется тем, что слабоэнергетические увлеченные солитоны менее устойчивы и фаза волны «не успевает» за изменением огибающей амплитуды при распространении солитона.

Таким образом в данном разделе описаны различные сценарии формирования солитонов в процессе циклотронно-резонансного взаимодействия короткого электромагнитного импульса со встречным изначально прямолинейным электронным пучком. Такой пучок

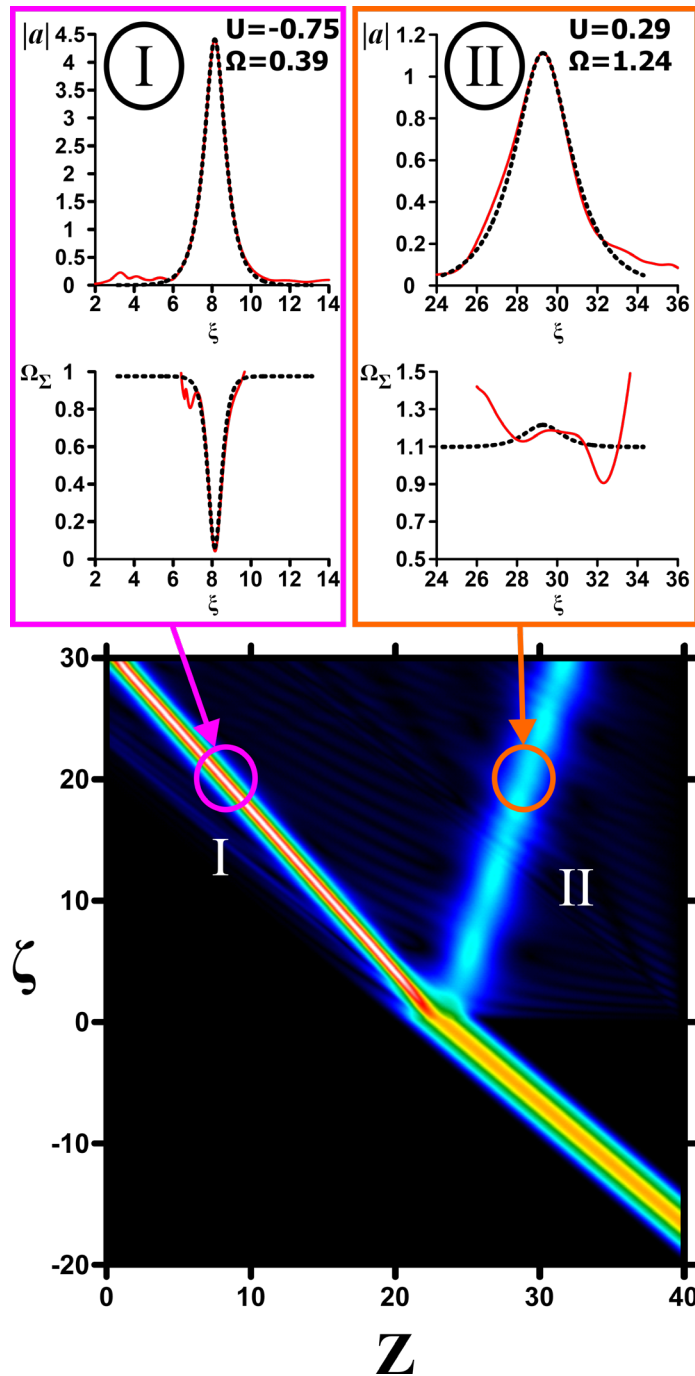


Рис.3.12. Сравнение профилей $\hat{a}(\xi)$ и частотных зависимостей $\Omega_{\Sigma}(\xi)$ для аналитически найденных солитоноподобных решений (черные штрихованные кривые) с результатами численного моделирования (красные сплошные кривые) граничной задачи при $a_{in} = 3$, $T = 3.3$, $\delta = 0$.

образует движущуюся пассивную среду, поглощающую слабое электромагнитное излучение. Однако падающий импульс с достаточно большой энергией «просветляет» для себя эту среду так, что распространяется в ней, не затухая и не меняя своей формы. В результате, как и в оптике, возникает эффект самоиндуцированной прозрачности и падающий импульс трансформируется в один или несколько микроволновых СИП-солитонов. В то же время взаимное движение электромагнитного импульса и электронного пучка может привести к

возникновению новых эффектов, а именно увлечения и остановки солитонов. Аналитическое рассмотрение показывает также, что, в отличие от оптики, микроволновые солитоны СИП определяются двумя параметрами – скорости и сдвига частоты, напоминающими НУШ-солитоны в средах с реактивной нелинейностью.

С практической точки зрения эффекты микроволновой самоиндуцированной прозрачности могут быть применены как для передачи СВЧ-импульсов без потерь, так и для формирования линий задержки, основанной на эффекте торможения и остановки солитона. В то же время, данный эффект может быть использован для увеличения пиковой мощности и сокращения длительности импульсов микроволнового сверхизлучения (СИ), за счет эффектов нелинейной компрессии при формировании СИП-солитонов. На Рис.3.13 представлены результаты PIC (particle-in-cell) моделирования с использованием кода КАРАТ [122] для падающего импульса сверхизлучения с параметрами, указанными в [121]: центральная частота

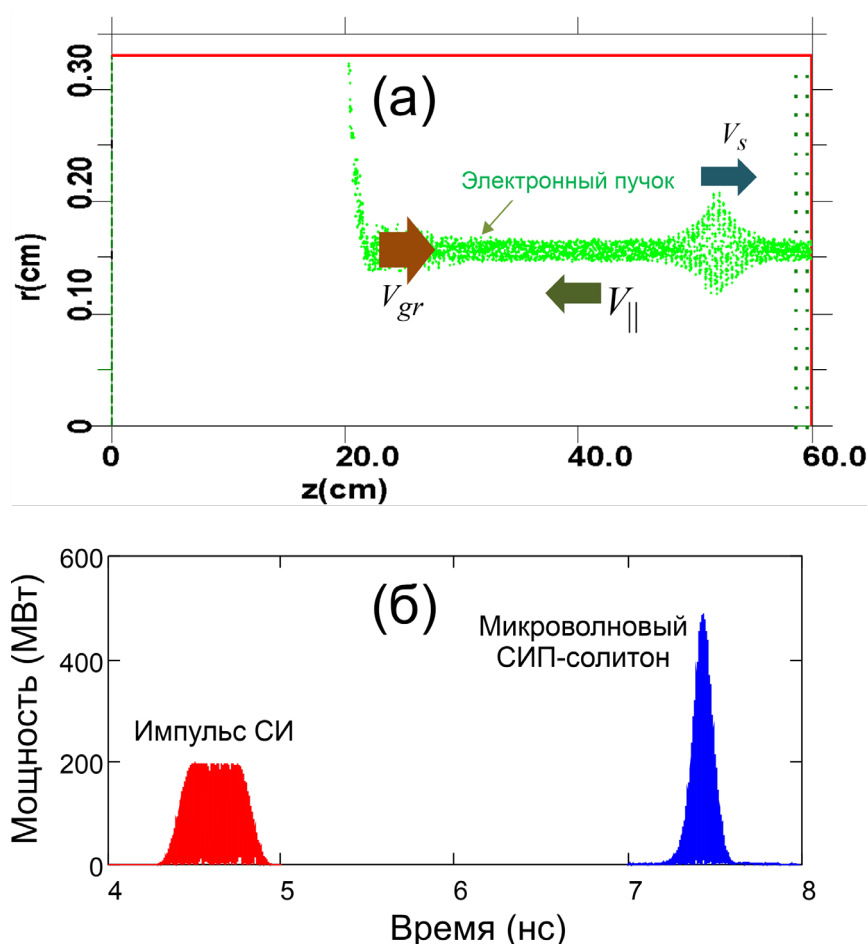


Рис.3.13. Результаты моделирования компрессии импульса СИ в исходно прямолинейном встречном электронном пучке с использованием PIC кода КАРАТ: (а) геометрия пространства взаимодействия и положение электронов; (б) временная зависимость мгновенной мощности падающего импульса СИ и формируемого микроволнового СИП-солитона.

90 ГГц, длительность 0.6 нс, пиковая мощность 100 МВт. В предположении, что такой импульс

взаимодействует со встречным потоком электронов с энергией 300 кэВ и током 80 А в волноводе радиусом 0.35 см, нормированные параметры соответствуют случаю образования солитона, представленному на Рис.3.11. На Рис.3.13 показано, что при PIC-моделировании, согласно теоретическому предсказанию, приведенному в разделе 2, падающий импульс СИ компрессируется в микроволновый СИП-солитон с пиковой мощностью 280 МВт и длительностью 300 пс. Также стоит отметить, что, в отличие от рассмотренного в предыдущем разделе случая взаимодействия микроволнового импульса с попутным электронным потоком, длина, на которой реализуется компрессия, не превышает 20 см. Таким образом, в определенном диапазоне параметров предлагаемый метод можно рассматривать как альтернативу известным методам пассивной и активной компрессии [65,123]. Также в качестве достоинств нелинейной компрессии можно указать простоту реализации, малую длину взаимодействия и высокую (субгигаваттную) пиковую мощность формируемых СВЧ-импульсов.

Заключение

Основные результаты:

1. Для формирования микроволновых импульсов сверхвысокой пиковой мощности показана возможность применения метода Chirped Pulse Amplification (CPA), который может быть реализован при использовании волноводов с многозаходной винтовой гофрировкой в качестве стретчера и компрессора. Разработан метод оптимизации геометрических параметров волноводов для эффективного растяжения и компрессии исходного импульса, который позволяет реализовать растяжение импульса Ка-диапазона более чем на порядок с последующим восстановлением формы с эффективностью, превышающей 80%. В качестве широкополосных усилителей могут быть использованы винтовые giro-ЛБВ для формирования импульсов мульти-мегаваттной пиковой мощности или релятивистские черенковские усилители для формирования импульсов мульти-гигаваттной пиковой мощности.
2. Показана возможность реализации частотного модулятора на основе вынужденного рассеяния волны накачки, попутной электронам в сигнальную волну, распространяющуюся во встречном направлении. Вследствие развития абсолютной неустойчивости, в отсутствие резонатора в такой системе возможно плавное изменение частоты генерируемого излучения в широких пределах (до 10%) при варьировании энергии электронов. При этом мощность излучения остается практически постоянной.
3. В системе «гиротрон – частотный модулятор – компрессор» при оптимизации закона изменения энергии электронов в модуляторе возможно преобразование исходного квазинепрерывного излучения в последовательность коротких микроволновых импульсов с пиковой мощностью, до 50 раз превышающей мощность используемого гиротрона.
4. Показана возможность генерации импульсов сверхизлучения (СИ) терагерцового диапазона при обратном рассеянии лазерного импульса на попутном релятивистском электронном пучке. Исследована возможность использования как квазинепрерывного электронного пучка для генерации единичного мощного импульса СИ, так и последовательности электронных сгустков, эмитируемых с фотокатода, для генерации импульсов СИ с периодом равным периоду следования сгустков.
5. Аналитически найдены обобщенные (двухпараметрические) решения, описывающие формирование солитонов самоиндуцированной прозрачности при циклотронно-резонансном взаимодействии микроволновых импульсов с первоначально прямолинейным электронным потоком, выступающим в роли пассивной нелинейной

среды. Показано, что профиль и чирп (зависимость частоты от времени) определяются скоростью солитона и сдвигом его центральной частоты относительно циклотронного резонанса. Устойчивость полученных солитонных решений продемонстрирована на основе моделирования начальных и граничных задач.

Литература

Список цитированной литературы

1. Бердышев В.П., Гарин Е.Н., Фомин А.Н, Тяпкин В.Н., Фатеев Ю.Л., Лютиков И.В., Богданов А.В., Кордюков Р.Ю. Радиолокационные системы. (Красноярск: СФУ, 2012).
2. Benford, J., Swegle, J.A. and Schamiloglu, E. High Power Microwaves (2nd ed.). 2007. CRC Press.
3. Garonov-Grekhov A.V. and Granatstein V.L. Application of High-Power Microwaves. 1994. Artech House, Boston, London.
4. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. (М.: Радио и связь, 1989).
5. Ipatov V.P. Spread Spectrum and CDMA. Principles and Applications. (John Willy & Sons Ltd, 2004)
6. Вакуумная СВЧ электроника. Сборник обзоров под редакцией М.И. Петелина. Н.Новгород: ИПФ РАН, 2002. С.45
7. Wiedemann H. Particle Accelerator Physics. (Springer Nature, 2015).
8. Пентин Ю.А., Вилков Л.В. Физические методы исследования в химии. (М.: Мир, 2003).
9. Хилд М.А. Микроволновая диагностика плазмы. (Под ред. Шпигеля И.С., Абакан: Атомиздат, 1968).
10. Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.N., Zotova I.V., Sergeev A.S., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Wiggins S.M., Cross A.W., Ronald K., He W., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Tarakanov V.P. Generation of powerful subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime. // Physical Review E. 1999. V.60. Iss.3. P.3297–3304.
11. 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. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2004. V.32. Iss.3. P.1093–1099.
12. Eltchaninov A.A., Korovin S.D., Rostov V.V., Pegel I.V., Mesyats G.A., Rukin S.N., Shpak V.G., Yalandin M.I., Ginzburg N.S. Production of short microwave pulses with peak power exceeding the driving electron beam power. // Laser and particle beams. 2003. V.21. Iss.2. P.187–196.
13. Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В., Ульмаскулов М.Р., Шарыпов К.А., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Высокоэффективная генерация импульсов субнаносекундной длительности в релятивистской ЛОВ миллиметрового диапазона длин волн. // Письма в ЖТФ. 2002. Т.28. Вып.2. С.81–89.

14. Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I., Ginzburg N.S., Sergeev A.S. and Zotova I.V. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam. // *Physical Review E*. 2006. V.74. Iss.1. P.016501.
15. 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. and Yalandin M.I. Superradiant Ka-band Cherenkov oscillator with 2-GW peak power. // *Physics of Plasmas*. 2016. V.23. Iss.9. P.093103.
16. Grishin D.M., Gubanov V.P., Korovin S.D., Lyubutin S.K., Mesyats G.A., Nikiforov A.V., Rostov V.V., Rukin S.N., Slovikovskii B.G., Ul'maskulov M.R., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A. and Yalandin M.I. High-power subnanosecond 38-GHz microwave pulses generated at a repetition rate of up to 3.5 kHz. // *Technical Physics Letters*. 2002. V.28. Iss.10. P.806–809.
17. Luybutin S.K., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Slovikovsky B.G., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I., Korovin S.D. and Rostov V.V. Nanosecond hybrid Modulator for the fast-repetitive driving of X-band, gigawatt-power microwave source. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2005. V.33. Iss.4. P.1220–1225.
18. Sharypov K.A., El'chaninov A.A., Mesyats G.A., Pedos M.S., Romancheko I.V., Rostov V.V., Rukin S.N., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ul'masculov M.R. and Yalandin M.I. Coherent summation of Ka-band microwave beams produced by sub-gigawatt superradiance backward wave oscillators. // *Applied Physics Letters*. 2013. V.103. Iss.13. P.134103.
19. Ginzburg N.S., Cross A.W., Golovanov A.A., Mesyats G.A., Pedos M.S., Phelps A.D.R., Romanchenko I.V., Rostov V.V., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I. and Zotova I.V. Generation of Electromagnetic Fields of Extremely High Intensity by Coherent Summation of Cherenkov Superradiance Pulses. // *Physical Review Letters*. 2015. V.115. Iss.11. P.114802.
20. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses. // *Optics Communications*. 1985. V.56. Iss.3. P.219–221.
21. Korzhimanov A.V., Gonoslov A.A., Khazanov E.A., Sergeev A.M. Horizons of petawatt laser technology. *Physics – Uspekhi*. 2011. V.54. Iss.1. P.9–28.
22. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. Petawatt class lasers worldwide. // *High Power Laser Science and Engineering*. 2015. V.3. P.E3.
23. Danson C.N., Haefner C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C.F., Chowdhury E.A., Galvanauskas A., Gizzi L.A., Hein J., Hillier D.I., Hopps N.W., Kato Y., Khazanov E.A., Kodama R., Korn G., Li R., Li Y., Limpert J., Ma J., Nam C.H., Neely D., Papadopoulos D., Penman R.R., Qian

L., Rocca J.J., Shaykin A.A., Siders C.W., Spindloe C., Szatmári S., Trines R.M.G.M., Zhu J., Zhu P. and Zuegel J.D. Petawatt and exawatt class lasers worldwide. // *High Power Laser Science and Engineering*. 2019. V.7. P.E54.

24. Yakovlev I.V. Stretchers and compressors for ultra-high power laser systems. // *Quantum Electronics*. 2014. V.44. Iss.5. P.393–414.

25. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A. and Yakovlev I.V. Compact 0.56 Petawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification in KD*P crystals. // *Laser Physics Letters*. 2007. V.4. Iss.6. P.421–427.

26. 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. Iss.5. P.050702.

27. 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. Вып.18. С.47–55.

28. 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. Iss.2. P.023103.

29. Ginzburg N.S., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S., Samsonov S.V., 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. Iss.6. P.2334–2339.

30. Ginzburg N.S., Samsonov S.V., Denisov G.G., Vilkov M.N., Zotova I.V., Bogdashov A.A., Gachev I.G., Sergeev A.S., Rozental R.M. Ka-Band 100-kW Subnanosecond Pulse Generator Mode-Locked by a Nonlinear Cyclotron Resonance Absorber. // *Physical Review Applied*. 2021. V.16. Iss.5. P.054045.

31. Idehara T., Pereyaslavets M., Nishida N., Yoshida K. and Ogawa I. Frequency Modulation in a Submillimeter-Wave Gyrotron. // *Physical Review Letters*. 1998. V.81. Iss.9. P.1973–1976.

32. Idehara T., Khutoryan E.M., Tatematsu Y., Yamaguchi Y., Kuleshov A.N., Dumbrajs O., Matsuki Y., Fujiwara T. High-Speed Frequency Modulation of a 460-GHz Gyrotron for Enhancement of 700-MHz DNP-NMR Spectroscopy. // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2015. V.36. Iss.9. P.819–829.

33. Idehara T., Ogawa I., Mitsudo S., Pereyaslavets M., Nishida N. and Yoshida K. Development of frequency tunable, medium power gyrotrons (Gyrotron FU series) as submillimeter wave radiation sources. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1999. V.27. Iss.2. P.340–354.
34. Chang T.H., Idehara T., Ogawa I., Agusu L. and Kobayashi S. Frequency tunable gyrotron using backward-wave components. // *Journal of Applied Physics*. 2009. V.105. Iss.6. P.063304.
35. Klauder J.R., Price A.C., Darlington S. and Albersheim W.J. The theory and design of chirp radars. // *Bell System Technical Journal*. 1960. V.39. P.745–808.
36. Klauder J.R. The Design of Radar Signals Having Both High Range Resolution and High Velocity Resolution // *Bell System Technical Journal*. 1960. V.39. P.809–820.
37. Mims W.B. The detection of chirped radar signals by means of electron spin echoes. // *Proceedings of the IEEE*. 1963. V.51. Iss.8. P.1127–1134.
38. Giordmaine J., Duguay M. and Hansen J. Compression of optical pulses. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1968. V.4. Iss.5. P.252–255.
39. Belov Y.N., Chirkov A.V., Denisov G.G., Efimov Y.V., Ereemeev A.G., Litvak A.G., Malygin V.I., Miasnikov V.E., Popov L.G., Roy I.N., Sokolov E.V., Soluyanov E.A., Tai E.M., Usachev S.V. Completion phase of Russian gyrotron system development for ITER. // *Proceedings of 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 25–30 September 2016. Copenhagen, Denmark. P.1–2.
40. Glyavin M.Yu., Denisov G.G. Development of high power THz band gyrotrons and their applications in physical research. // *Proceedings of 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 27 August – 1 September 2017. Cancun, Mexico. P.1–2.
41. Thumm M. State-of-the-art of high power gyro-devices and free electron masers. // *Karlsruhe Institute of Technology, Karlsruhe, Germany*. 2017. KIT Scientific Reports 7750.
42. Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K. and Tran M.Q. High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive. // *Nuclear Fusion*. 2019. V.59. Iss.7. P.073001.
43. Kariya T., Minami R., Imai T., Okada M., Motoyoshi F., Numakura T., Nakashima Y., Idei H., Onchi T., Hanada K., Shimosuma T., Yoshimura Y., Takahashi H., Kubo S., Oda Y., Ikeda R., Sakamoto K., Ono M., Nagasaki K., Eguchi T. and Mitsunaka Y. Development of high power gyrotrons for advanced fusion devices. // *Nuclear Fusion*. 2019. V.59. Iss.6. P.066009.
44. McDermott D.B., Marshall T.C., Schlesinger S.P., Parker R.K. and Granatstein V.L. High-Power Free-Electron Laser Based on Stimulated Raman Backscattering. // *Physical Review Letters*. 1978. V.41. Iss.20. P.1368–1371.
45. Chu T.S., Hartemann F.V., Danly B.G. and Temkin R.J. Single-mode operation of a Bragg free-electron maser oscillator. // *Physical Review Letters*. 1994. V.72. Iss.15. P.2391–2394.

46. Kehs R.A., Carmel Y., Granatstein V.L. and Destler W.W. Free electron laser pumped by a powerful traveling electromagnetic wave. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1990. V.18. Iss.3. P.437–446.
47. Chen J., Wang M.C., Wang Z., Lu Z., Zhang L. and Feng B. Study of Raman free-electron laser oscillator with Bragg reflection resonators. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1991. V.27. Iss.3. P.488–495.
48. Danly B.G., Hartemann F.V., Chu T.S., Legorburu P., Menninger W.L., Temkin R.J., Faillon G., Mourier G. Long-pulse millimeter-wave free-electron laser and cyclotron autoresonance maser experiments. // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. 1992. V.4. Iss.7. P.2307–2314.
49. Zohm H., Thumm M. On the use of step-tuneable gyrotrons in ITER. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2005. V.25. P.274–282.
50. Namba T. Precise measurement of positronium. // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. 2012. V.2012. Iss.1. P.04D003.
51. Yamazaki T., Miyazaki A., Suehara T., Namba T., Asai S., Kobayashi T., Saito H., Ogawa I., Idehara T. and Sabchevski S. Direct Observation of the Hyperfine Transition of Ground-State Positronium. // *Physical Review Letters*. 2012. V.108. Iss.25. P.253401.
52. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. Self-Induced transparency and electromagnetic pulse compression in a plasma or an electron beam under cyclotron resonance conditions. // *Physical Review Letters*. 2010. V.105. Iss.26. P.265001.
53. Zotova I.V., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Kocharovskaya E.R., Zaslavsky V.Yu. Conversion of Electromagnetic Wave into a Periodic Train of Solitons under Cyclotron Resonance Interaction with Backward Beam of Unexcited Oscillators. // *Physical Review Letters*. 2014. V.113. Iss.14. P.143901.
54. Ginzburg N.S., Zotova I.V. and Sergeev A.S. Self-induced transparency, compression, and stopping of electromagnetic pulses interacting with beams of unexcited classical oscillators. // *JETP*. 2011. Vol.113. Iss.5. P.772–780.
55. Ginzburg N.S., Zotova I.V., Kocharovskaya E.R., Sergeev A.S., Zheleznov I.V. and Zaslavsky V.Yu. Self-Induced Transparency Solitons and Dissipative Solitons in Microwave Electronic Systems. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2021. V.63. Iss.9–10. P.716–741.
56. Ginzburg N.S., Zotova I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., Yalandin M.I. and Rostov V.V. Generation, Amplification, and Nonlinear Self-Compression of Powerful Superradiance Pulses. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2013. V.41. Iss.4. P.646–660.
57. Zotova I., Fedotov A., Sergeev A., Manuilov V., Rozental R., Zaslavsky V., Bratman V., Ginzburg N. Mechanisms of Intense Pulses Generation in Gyrodevices. // *Proceedings of 2019 International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*. 28 April – 1 May 2019. Busan, Korea. P.1–2.

58. Zotova I.V., Ginzburg N.S., Fedotov A.E., Rozental R.M., Zaslavskiy V.Yu., Semenov E.S., Sergeev A.S. Periodical pulse generation under cyclotron resonance interaction with amplifying and absorbing electron beams. // Proceedings of IV International Conference Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications (TERA-2020). 24–26 August 2020. Tomsk, Russia. P.37.
59. Vicario C., Jazbinsek M., Ovchinnikov A. V., Chefonov O. V., Ashitkov S. I., Agranat M. B. and Hauri C. P. High efficiency THz generation in DSTMS, DAST and OH1 pumped by Cr:forsterite laser. // OPTICS EXPRESS. 2015. V.23. Iss.4. P.4573–4580.
60. Kartner F.X., Huang S., Granados E., Huang W.R., Hong K., Zapata L.E. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate. // OPTICS LETTERS. 2013. V.38. Iss.5. P.796–798.
61. Dubietis A., Butkus R. and Piskarskas A.P. Trends in chirped pulse optical parametric amplification. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2006. V.12. Iss.2. P.163–172.
62. Brookner E. Phased-array radars. // Scientific American. 1985. V.252. Iss.2. P.94–102.
63. Ridenour L.N. Radar system engineering. (New York, Dover Publication Inc., USA, 1965).
64. Bonod N. and Neauport J. Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers. // Advances in Optics and Photonics. 2016. V.8. Iss.1. P.156–199.
65. Samsonov S.V., Phelps A.D.R., Bratman V.L., Burt G., Denisov G.G., Cross A.W., Ronald K., He W., Yin H. Compression of frequency-modulated pulses using helically corrugated waveguides and its potential for generating multigigawatt rf radiation. // Physical Review Letters. 2004. V.92. Iss.11. P.118301.
66. Burt G., Samsonov S.V., Phelps A.D.R., Bratman V.L., Ronald K., Denisov G.G., He W., Young A.R., Cross A.W., Konoplev I.V. Microwave pulse compression using a helically corrugated waveguide. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2005. V.33, N.2, P.661–667.
67. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Самсонов С.В., Кросс А.У., Рональд К., Фелпс А.Д.Р. Метод достижения мультигигаваттной пиковой мощности путем компрессии импульсов СВЧ излучения релятивистской лампы обратной волны в винтовом волноводе. // Известия вузов. Радиофизика. 2007. Т.50. Вып.1. С.40–53.
68. Denisov G.G., Bratman V.L., Kolganov N.G., Samsonov S.V., Cross A.W., MacInnes P., He W., Phelps A.D.R., Ronald K. and Whyte C.G. Compression of frequency-modulated pulses from a relativistic BWO up to multigigawatt powers. // Proceedings of 8th IEEE International Vacuum Electronics Conference IVEC 2007. 15–17 May 2007. Kitakyushu, Japan. P.227–228.

69. Shiffer D., Nation J.A., Kerslick G.S. A high-power traveling wave tube amplifier. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1990. V.18. Iss.3. P.546–552.
70. 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 Transactions on Plasma Science*. 2002. V.30. Iss.3. P.1041–1052.
71. Abubakirov E.B., Konyushkov A.P., Leontyev A.N., Rozental R.M. and Tarakanov V.P. Multi-pass relativistic traveling-wave tube with simultaneous operation on symmetric and asymmetric modes. // *Physics of Plasmas*. 2020. V.27. Iss.7. P.073104.
72. Cooke S.J., Denisov G.G. Linear Theory of a Wide-Band Gyro-TWT Amplifier Using Spiral Waveguide. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1998. V.26. Iss.3. P.519–530
73. Denisov G.G., Bratman V.L., Phelps A.D.R., Samsnov S.V. Gyro-TWT with a Helical Operating Waveguide: New Possibilities to Enhance Efficiency and Frequency Bandwidth. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1998. V.26. Iss.3. P.508–518.
74. 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. // *Physical Review Letters*. 1998. V.81. Iss.25. P.5680–5683.
75. Bratman V.L., Cross A.W., Denisov G.G., He W., Phelps A.D.R., Ronald K., Samsonov S.V., Whyte C.G., Young A.R. High-Gain Wide-Band Gyrotron Traveling Wave Amplifier with a Helically Corrugated Waveguide. // *Physical Review Letters*. 2000. V.84. Iss.12. P.2746–2749.
76. Bratman V.L., Denisov G.G., Samsonov S.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W. High-efficiency wideband gyro-TWTs and gyro-BWOs with helically corrugated waveguides. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2007. V.50. Iss.2. P.95–107.
77. 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 Ya.V., Levitan B.A. and Murzin V.N. Ka-Band Gyrotron Traveling-Wave Tubes With the Highest Continuous-Wave and Average Power. // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2014. V.61. Iss.12. P.4264–4267.
78. 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. // *Physical Review Letters*. 2017. V.119. Iss.18. P.184801.
79. Ginzburg N.S., Zotova I.V., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zheleznov I.V., Samsonov S.V., Mishakin S.V. Mechanisms of amplification of ultrashort electromagnetic pulses in gyrotron traveling wave tube with helically corrugated waveguide. // *Physics of Plasmas*. 2015. V.22. Iss.11. P.113111.

80. Ginzburg N.S., Zavolsky N.A. and Nusinovich G.S. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators. // *International Journal of Electronics*. 1986. V.61. Iss.6. P.881–894.
81. Szipőcs R. and Kőházi-Kis A. Theory and design of chirped dielectric laser mirrors. // *Applied Physics B*. 1997. V.65. Iss.2. P.115–136.
82. Denisov G.G., Samsonov S.V., Sobolev D.I. Two-dimensional realization of a method for synthesis of waveguide converters. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2006. V.49. Iss.12. P.961–967.
83. Bratman V.L., Kalynov Yu. K., Manuilov V. N., Samsonov S. V. Submillimeter-wave large-orbit gyrotron. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2005. V.48. Iss.10–11. P.731–736.
84. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). // М.: Наука, 1973. — 720 с.
85. Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Вилков М.Н., Сергеев А.С. Использование многоканальных лазерных комплексов для создания некогерентной накачки в комптоновских лазерах на свободных электронах рентгеновского диапазона. // *Письма в ЖТФ*. 2018. Т.44. Вып.14. С.3–12.
86. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. Генерация коротких электромагнитных импульсов электронным сгустком в замедляющей системе типа ЛОВ. // *Письма в ЖТФ*. 1996. Т.22. Вып.9. С.39–44.
87. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волноводных мод на релятивистском электронном пучке, фокусируемом продольным магнитным полем. Основные уравнения. // *Радиотехника и электроника*. 1984. Т.29. Вып.12. С.2419–2429.
88. Li H., Xie Z.-L., Wang W., Luo Y., Du P., Den X., Wang H., Yu S., Niu X., Wang L., Liu S. A 35-GHz low-voltage third-harmonic gyrotron with a permanent magnet system. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2003. V.31. Iss.2. P.264–271.
89. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН. 2012. 576.с.
90. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ. // *Известия вузов. Радиофизика*. 1978. Т.21. Вып.7. С.1037–1052.
91. Yamaguchi Yu., Saito T., Tatematsu Yo., Ikeuchi S., Manuilov V.N., Kasa J., Kotera M., Idehara T., Kubo S., Shimozuma T., Tanaka K., Nishiura M. High-power pulsed gyrotron for 300 GHz-band collective Thomson scattering diagnostics in the Large Helical Device. // *Nuclear Fusion*. 2014. V.55. Iss.1. P.013002.

92. Самсонов С.В. Гирорезонансные приборы и СВЧ компрессоры на основе волноводов с винтовой гофрировкой поверхности.: дис. докт. физ.-мат. наук: 01.04.04 // Самсонов Сергей Викторович. – Нижний Новгород. 2007. – С.197.
93. Kirillov G.A., Murugov V.M., Punin V.T., Shemyakin V.I. High power laser system ISKRA V. // *Laser and Particle Beams*. 1990. V.8. Iss.4. P.827–831.
94. Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г., Виноградский Л.М., Гайдаш В.А., Галахов И.В., Гашеев А.С., Гузов И.П., Задорожный В.И., Ерошенко В.А., Ильин А.Ю., Каргин В.А., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Кротов В.А., Кузьмичев Ю.П., Лапин С.Г., Львов Л.В., Мочалов М.Р., Муругов В.М., Осин В.А., Панкратов В.И., Пегоев И.Н., Пунин В.Т., Рядов А.В., Сеник А.В., Соколов С.К., Худиков Н.М., Хрусталеv В.А., Чеботарь В.С., Черкесов Н.А., Шемякин В.И. Импульсный лазер мощностью 120 ТВт "Искра-5". // *Квантовая Электроника*. 1991. Т.18. Вып.5. С.487–488.
95. Sukharev S.A. The high-power phosphate-glass laser system «Luch» – a prototype of the «Iskra-6» facility module. // *Proceedings of 3-rd International Conference on Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion, Monterey, US SPIE*. 1999. V.3492. P.12–24.
96. Ekdahl C. Electron-Beam Dynamics for an Advanced Flash-Radiography Accelerator. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2015. V.43. Iss.12. P.4123–4129.
97. Schoessow P., Chojnacki E., Cox G., Gai W., Ho C., Konecny R., Power J., Rosing M., Simpson J., Barov N., Conde M. The Argonne Wakefield Accelerator high current photocathode gun and drive linac. // *Proceedings of Particle Accelerator Conference*. 1995. Dallas, TX, USA. V.2. P.976–978.
98. Винокуров Н.А., Шевченко О.А. Лазеры на свободных электронах и их разработка в Институте ядерной физики им. ГИ Будкера СО РАН. // *УФН*. 2018. Т.188. Вып.5. С.493–507.
99. McCall S.L., Hahn E.L. Self-induced transparency. // *Physical Review*. 1969. V.183. Iss.2. P.457–485.
100. Lamb G.L. Analytical descriptions of ultrashort optical pulse propagation in a resonant medium. // *Reviews of Modern Physics*. 1971. V.43. Iss.2. P.99–124.
101. Allen L and Eberly J. *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Wiley, New York, 1975).
102. Gibbs H.M. and Slusher R.E. Optical pulse compression by focusing in a resonant absorber. // *Applied Physics Letters*. 1971. V.18. Iss.11. P.505–506.
103. Ivić Z., Čevizović D., Pržulj Ž., Lazarides N., Tsironis G.P. Dispersive properties of self-induced transparency in two-level media. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2021. V.143. P.110611.
104. Porsezian K., Mahalingam A., Shanmugha Sundaram P. Solitons in the system of coupled Hirota–Maxwell–Bloch equations. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2000. V.11. Iss.8. P.1261–1264.

105. Ginzburg N.S. Nonlinear theory of electromagnetic wave generation and amplification based on the anomalous Doppler effect. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1979. V.22. Iss.4. P.323–330.
106. Nusinovich G.S., Korol M. and Jerby E. Theory of the anomalous Doppler cyclotron-resonance-maser amplifier with tapered parameters. // Physical Review E. 1999. V.59. Iss.2. P.2311–2321.
107. Zakharov V.E. and Shabat A.B. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self-modulation of waves in nonlinear media. // JETP. 1972. V.34. Iss.1. P.62–70.
108. Agrawal G.P., Kivshar Y.S. Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals (USA, Academic Press, 2003).
109. Alka, Goyal A., Gupta R., Kumar C.N. and Raju T.S. Chirped femtosecond solitons and double-kink solitons in the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation with self-steepening and self-frequency shift. // Physical Review A. 2011. V.84. Iss.6. P.063830.
110. Triki H., Porsezian K., Choudhuri A. and Dinda P.T. Chirped solitary pulses for a nonic nonlinear Schrödinger equation on a continuous-wave background // Physical Review A. 2016 V.93. Iss.6. P.063810.
111. Kocharovskaya O., Rostovtsev Yu. and Scully M.O. Stopping Light via Hot Atoms. // Physical Review Letters. 2001. V.86. Iss.4. P.628–631.
112. Yanik M.F. and Fan S. Stopping and storing light coherently. // Physical Review A. 2005. V.71. Iss.1. P.013803.
113. Палицин А.В. Циклотронные эффекты в релятивистских СВЧ приборах черенковского типа.: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.04 // Палицин Алексей Валентинович. – Нижний Новгород. 2011. – С.168.
114. Kolomensky A.A. and Lebedev A.N. Resonance Effects Associated with Particle Motion in a Plane Electromagnetic Wave. // JETP. 1963. V.17. Iss.1. P.179–184.
115. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Petelin M.I., Strelkov P.S. Relativistic gyrotrons and cyclotron autoresonance masers. // International Journal of Electronics. 1981. V.51. Iss.4. P.541–567.
116. Nusinovich G.S. Introduction to physics of gyrotrons. J. Hopkins Univ. Press, Baltimore-London, 2004.
117. Gaponov A.V., Petelin M.I. and Yulpatov V.K. The induced radiation of excited classical oscillators and its use in high-frequency electronics. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1967. V.10. Iss.9-10. P.794–813.

118. Gaponov A.V. Instability of a System of Excited Oscillators with Respect to Electromagnetic Perturbations. // JETP. 1961. V.12. Iss.2. P.232–236.
119. Mibaile J., Malwe B.H., Gambo B., Serge Y.D., Kofane T.C. Chirped solitons in derivative nonlinear Schrödinger equation. // Chaos, Solitons & Fractals. 2018. V.107. P.49–54.
120. Amiya D., Sudipta J., Sujata P., Yousuf A.M., Ashok D. Optical chirped soliton structures in generalized derivative resonant nonlinear Schrödinger equation and modulational stability analysis. // Optik. 2021. V.226. Iss.1. P.165701.
121. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zotova I.V., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Shpak V.G., Ul'masculov M.R. and Yalandin M.I. Generation of intense spatially coherent superradiant pulses in strongly oversized 2D periodical surface-wave structure // Applied Physics Letters. 2020. V.117. Iss.18. P.183505.
122. Tarakanov V.P. Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc. // EPJ Web of Conferences. 2017. V.149. P.04024.
123. Ivanov O.A., Lobaev M.A., Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Isaev V.A., Hirshfield J.L., Gold S.H. and Kinkead A.K. Active microwave pulse compressor using an electron-beam triggered switch. // Physical Review Letters. 2013. V.110. Iss.11. P.115002.

Публикации автора по теме диссертационной работы

1А. Yurovskiy L.A., Zotova I.V., Ginzburg N.S., Vilkov M.N., Rozental R.M., Samsonov S.V., Abubakirov E.B. Production of Multi-Gigawatt Sub-Nanosecond Microwave Pulses by the Method of Chirped-Pulse-Amplification. // IEEE Electron Device Letters. 2021. V.42. Iss.3. P.426–429.

2А. Ginzburg N.S., Yurovsky L.A., Vilkov M.N., Zotova I.V., Sergeev A.S., Samsonov S.V., Yakovlev I.V. Stretching, Amplification, and Compression of Microwave Pulses Using Helically Corrugated Waveguides. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2019. V.62. Iss.7–8. P.472–480.

3А. Yurovskiy L.A., Ginzburg N.S., Zotova I.V., Vilkov M.N., Samsonov S.V. and Sergeev A.S. Frequency modulation, amplification and compression of microwave pulses in a system with helically corrugated waveguides as dispersive elements. // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V.1400. Iss. 4. P.044006.

4А. Zotova I.V., Ginzburg N.S., Yurovskiy L.A., Vilkov M.N., Sergeev A.S., Samsonov S.V., Bogdashev A.A. Microwave-Band Chirped Pulse Amplification Technique Based on a System of Helically Corrugated Waveguides. // Proceedings of 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 1–6 September 2019, Paris, France. P.1.

5А. Yurovskiy L., Zotova I., Ginzburg N., Vilkov M., Rozental R., Samsonov S., Abubakirov E. Microwave CPA-Amplifier with Multi-Gigawatt Ultrashort Output Pulses. // Proceedings of IVEC 2021. 27–30 April 2021. Virtual event. Netherlands. P.1–2.

6А. Юровский Л.А., Зотова И.В., Абубакиров Э.Б., Розенталь Р.М., Сергеев А.С., Гинзбург Н.С. Формирование сверхмощных микроволновых импульсов в системах стретчер-усилитель-компрессор // Журнал радиоэлектроники. 2020. Вып.12. С.1–11.

7А. Юровский Л.А., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С., Назаровский А.В. Развитие методов формирования и усиления коротких микроволновых импульсов. // Труды XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн, 28 Февраля – 4 Марта 2022, Нижний Новгород. С.36.

8А. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Юровский Л.А., Вилков М.Н., Сергеев А.С. Формирование мощных микроволновых импульсов путем предварительного растяжения, последовательного усиления спектральных компонент и последующей компрессии. // Труды XI Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. 25–28 Февраля 2019. Нижний Новгород. С.80.

9А. Юровский Л.А., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Вилков М.Н., Сергеев А. С. Частотная модуляция, усиление и компрессия импульсов микроволнового диапазона в системе со спирально гофрированными волноводами в качестве диспергирующих элементов. // Труды

Международной конференции PhysicA.SPb/2019. 22–24 Октября 2019. Санкт-Петербург. С.355–356.

10А. Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Юровский Л.А., Сергеев А.С., Самсонов С.В. Компрессия усиленных чирпированных микроволновых импульсов. // Труды 24-ой Нижегородской сессии молодых ученых. 12–14 Ноября 2019. Нижний Новгород. С.127.

11А. Yurovskiy L.A., Nazarovskiy A.V. and Ginzburg N.S. Generation of Short Microwave Pulses by Compression of Chirped Signals Obtained by Raman Backscattering on Electron Beam With Variable Energy. // IEEE Electron Device Letters. 2021. V.42. Iss.10. P.1548–1550.

12А. Ginzburg N.S., Yurovskii L.A., Zotova I.V., Sergeev A.S. Frequency Conversion of High-Power Gyrotron Radiation under Conditions of Raman Backscattering on an Auxiliary Electron Beam. // Technical Physics Letters. 2019. V.45. Iss.2. P.134–137.

13А. Yurovskiy L., Ginzburg N., Nazarovskiy A., Sergeev A., Zotova I. Chirping of Gyrotron Radiation in the Process of Raman Backscattering on Electron Beam with Variable Voltage for Subsequent Pulse Compression. // Proceedings of IVEC 2021. 27–30 April 2021. Virtual event. Netherlands. P.1–2.

14А. Yurovskiy L.A., Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zotova I.V. Transformation of High-Power Gyrotron Output Radiation Frequency under Conditions of Raman Scattering on Additional Electron Beam. // EPJ Web of Conferences. 2018. V.195. P.01021.

15А. Malkin A.M., Ginzburg N.S., Yurovskiy L.A., Sergeev A.S., Zotova I.V. Gyrotron radiation frequency tuning in the regime of Raman backscattering on intense electron beam. // Proceedings of EAPPC & BEAMS 2018. 16–20 September 2018. Changsha, China. P.437–440.

16А. Ginzburg N.S., Yurovskiy L.A., Nazarovskiy A.V., Sergeev A.S., Zotova I.V. Generation of Terahertz Superradiance Pulses under Stimulated Scattering of Laser Radiation by an Associated High-Current Relativistic Electron Beam. // Technical Physics Letters. 2020. V.46. Iss.12. P.1162–1166.

17А. Ginzburg N., Yurovskiy L., Nazarovskiy A., Zotova I. Terahertz-Range Superradiant Generation In The Process Of Laser Pulses Scattering With Frequency Down-Conversion. // Proceedings of 2021 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). 29 August – 3 September 2021. Virtual Event. Chengdu, China. P.1.

18А. Ginzburg N.S., Yurovskiy L.A., Sergeev A.S., Zotova I.V. and Malkin A.M. Formation of microwave frequency-chirped solitons of self-induced transparency under conditions of cyclotron resonance absorption. // Physical Review E. 2021. V.104. Iss.3. P.034218.

19А. Sergeev A.S., Yurovskiy L.A., Ginzburg N.S., Zotova I.V., Zheleznov I.V., Rozental R.M., Rostuntsova A.A., Ryskin N.M. Entrainment, Stopping, and Transmission of Microwave Solitons of

Self-Induced Transparency in Counter-Propagating Magnetized Electron Beam. // Chaos. 2022. V.32. Iss.5. P.053123.

20А. Юровский Л.А., Сергеев А.С., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Железнов И.В. Формирование солитонов самоиндуцированной прозрачности при циклотронно-резонансном взаимодействии излучения с прямолинейным электронным пучком. // Труды XX Международной конференции Математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии, 23–27 ноября 2020. Нижний Новгород. С.424–425.