

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ «ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ ИМ. А.В. ГАПОНОВА-ГРЕХОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Новожилова Юлия Владимировна

**ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ И СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ
МОЩНЫХ ГИРОТРОНОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО
СИГНАЛА**

1.3.4 – радиофизика

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород 2024

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	6
<u>ГЛАВА 1. УРАВНЕНИЯ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА С ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ И ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНОЙ</u>	49
1.1. Уравнение возбуждения поля одномодового гиротрона внешним сигналом, поступающим из сопряженного выходного волновода	50
1.2. Уравнение возбуждения поля одномодового гиротрона при воздействии запаздывающей отраженной волны	59
1.3. Уравнения многомодового гиротрона с внешним квазимонохроматическим сигналом или отраженной волной	60
1.4. Уравнение баланса мощностей и соотношение полей в резонаторе и выходном волноводе гиротрона	65
1.5. Оптимизация алгоритма численного моделирования	71
Приложение 1.1. Вывод уравнений генератора с внешним сигналом или отраженной волной на основе эквивалентной радиотехнической схемы	75
Приложение 1.2. Вывод формулы для дифракционных потерь и уравнения баланса мощностей	78
<u>ГЛАВА 2. ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО ГИРОТРОНА ВНЕШНИМ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ</u>	82
2.1. Преимущества захвата частоты многомодового гиротрона внешним сигналом и режимы генерации вне зон захвата	83
2.1.1. <i>Параметры гиротронов, сценарий включения, взаимодействующие моды и внешний сигнал</i>	83
2.1.2. <i>Зоны захвата частоты. Подавление паразитных мод, повышение мощности, увеличение полосы перестройки частоты</i>	86
2.1.3. <i>Режимы генерации вне зон одномодового излучения в свободном гиротроне и при воздействии внешнего сигнала. Параметрический распад рабочей моды на боковые сателлиты</i>	95
2.2. Снижение флуктуаций частоты и фазы излучения при воздействии внешнего сигнала на гиротрон с низкочастотными шумами источника питания	102
2.2.1. <i>Описание модели и постановка задачи</i>	103

2.2.2. Основные результаты и обсуждение.	104
2.3. Повышение КПД мощных гиротронов с неидеальным электронным пучком в режиме захвата частоты	112
2.3.1. Модель и уравнения	113
2.3.2. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона с разбросом скоростей	115
2.3.3. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона с конечной толщиной электронного пучка	120
2.3.4. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона со смещением/перекосом оси пучка относительно оси резонатора	123
2.4. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными по захвату частоты 35 ГГц/0.9 МВт гиротрона сигналом магнетрона мощностью до 25 кВт	127
2.4.1. Параметры гиротрона и внешнего сигнала в эксперименте и численном моделировании	127
2.4.2. Результаты эксперимента и моделирования. Захват частоты, биения, влияние внешнего сигнала на КПД	130
2.5. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными по захвату частоты 170 ГГц/1 МВт гиротрона сигналом гиротрона-драйвера мощностью до 20 кВт	137
<u>ГЛАВА 3. ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА С МОДУЛЯЦИЕЙ ЧАСТОТЫ И АМПЛИТУДЫ</u>	141
3.1. Воздействие сигнала с периодически промодулированной частотой	142
3.2. Воздействие сигнала с периодически промодулированной амплитудой и двух монохроматических сигналов	159
3.3. Общие закономерности захвата частоты мощного гиротрона при воздействии квазимонохроматического сигнала	169
<u>ГЛАВА 4. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ УДАЛЕННОЙ НЕРЕЗОНАНСНОЙ НАГРУЗКИ</u>	172
4.1. Стационарные состояния. Возможность стабилизации частоты гиротрона с удаленным нерезонансным отражателем	173
4.2. Исследование устойчивости состояний равновесия в генераторе с запаздывающим отражением от нерезонансной нагрузки	182
4.2.1. Характеристическое уравнение	182
4.2.2. Исследование устойчивости относительно амплитудных возмущений	187

4.2.3. Исследование устойчивости относительно распада на боковые сателлиты при оптимальном превышении тока над стартовым значением	188
4.2.4. Построение границ областей устойчивости относительно распада на боковые сателлиты при произвольном превышении тока над стартовым значением	193
4.3. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов исследования влияния отражений от нерезонансной нагрузки на режимы генерации 28 ГГц гиротрона	202
4.4. Стабилизация частоты гиротрона с удаленным отражателем в условиях взаимодействия мод эквидистантного спектра	207
4.4.1. Параметры гиротрона и отраженной волны.	208
4.4.2. Результаты расчетов: стабилизация частоты, возрастание КПД, снижение флуктуаций частоты и фазы	211
4.5. Возбуждение моды встречного вращения при воздействии отраженной волны на гиротрон с однонаправленным квазиоптическим выходным преобразователем	218
4.5.1. Конкуренция мод прямого и встречного вращения в гиротроне с отражением	219
4.5.2. Интерпретация экспериментального исследования 53 ГГц гиротрона с колеблющимся отражателем	224
ГЛАВА 5. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ ВЫСОКОДОБРОТНОГО РЕЗОНАТОРА	227
5.1. Возможность стабилизации частоты гиротрона с высокорезонансным отражателем	228
5.1.1. Стабилизация частоты при вариациях циклотронной расстройки	229
5.1.2. Стабилизация частоты при вариациях собственной частоты резонатора гиротрона	233
5.2. Исследование переходных процессов и устойчивости стационарных состояний в гиротроне в высокорезонансным отражателем	239
5.2.1. Уравнения связанных колебаний гиротрона и внешнего резонатора. Стабилизация частоты	239
5.2.2. Устойчивость состояний со стабилизированной частотой. Сценарий установления устойчивых состояний	243
5.3. Экспериментальное исследование стабилизации частоты в 28 ГГц гиротроне с внешним квазиоптическим высокодобротным резонатором	244

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	249
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	251
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	261

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Гиротроны являются наиболее мощными источниками непрерывного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, что делает их привлекательными для электронно-циклотронного нагрева плазмы в больших установках управляемого термоядерного синтеза (УТС), активной диагностики плазмы, создания интенсивных полей в ускорителях, телекоммуникации, технологических задач, спектроскопии [1-5]. Кроме основных направлений развития мощных гиротронов – повышения мощности и частоты излучения, – наблюдающийся в последние годы существенный прогресс в разработке гиротронов приводит к появлению новых требований к параметрам излучения. Так, для ряда приложений желательно иметь стабильные или управляемые по частоте источники излучения с высокой мощностью. Это такие задачи, как диагностика плазмы на основе коллективного томсоновского рассеяния, подавление плазменных неустойчивостей, плазменные эксперименты [6-13], а также создание в перспективе комплексов когерентно излучающих гиротронов, которые, в свою очередь, могут использоваться при нагреве плазмы в больших установках УТС, включая не только ITER (Международный экспериментальный термоядерный реактор), но и обсуждаемый в настоящее время проект DEMO (Демонстрационный проект электростанции, использующей термоядерный синтез) [14-17], для беспроводной передачи данных и энергии на большие расстояния [18,19] и для ускорения частиц укороченными импульсами излучения терагерцового диапазона [20-26].

Увеличение мощности и частоты гиротронов означает неизбежный переход к рабочим модам очень высокого порядка с плотным спектром мод. При этом возникает проблема возбуждения паразитных мод внутри полосы циклотронного резонанса, что становится препятствием на пути к одномодовой одночастотной генерации с высоким током и коэффициентом полезного действия (КПД) [27-29].

Нестабильность частоты излучения гиротрона может быть вызвана флуктуациями напряжения источника питания, нагревом резонатора или изменением величины провисания потенциала в результате частичной компенсации заряда электронного пучка ионами остаточных газов [30-37].

Для того, чтобы обеспечить одномодовую генерацию гиротронов со стабильной или управляемой частотой, применяются различные методы.

В используемых для спектроскопических исследований гиротронах субтерагерцового диапазона, работающих на низком напряжении, применяется стабилизация частоты с помощью фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) и различных ее модификаций, что позволяет получить излучение с достаточно узким спектром [31, 38-44]. На основе этого метода в ИПФ РАН было получено рекордное значение ширины линии ~ 1 Гц для гиротрона с частотой 0.263 ТГц и мощностью 100 Вт [31]. Однако ФАПЧ требует достаточно сложной дополнительной схемы, особенно при управлении ускоряющим высоким напряжением, что делает использование данного метода проблематичным в мощных мегаваттных гиротронах с диодными электронными пушками.

Для получения одномодовой генерации в мощных гиротронах используются различные методы селекции мод [4,45] и сценарии включения для подавления паразитных мод [46-50]. Однако наиболее перспективными способами обеспечения устойчивых одномодовых одночастотных колебаний и стабилизации частоты в гиротронах представляются захват фазы и частоты внешним монохроматическим сигналом или воздействие отраженной волны. Эти способы не требуют существенной модификации гиротрона, не имеют сложного сценария включения или ограничений на быстроедействие. Захват частоты мощного гиротрона внешним сигналом по сравнению с другими методами стабилизации частоты имеет еще ряд преимуществ: повышение мощности излучения, увеличение ширины перестройки частоты, возможность захвата частоты большого числа гиротронов для создания в перспективе комплекса когерентно излучающих источников [1*-6*].

До недавнего времени такие методы стабилизации частоты были недоступны для мощных гиротронов, в которых традиционно используется однонаправленный козырьковый квазиоптический преобразователь для вывода излучения на рабочей моде в виде гауссова пучка [2,51,52]. В таком преобразователе ввод внешнего или отраженного сигнала возможен только в виде моды со встречным направлением вращения полей относительно рабочей моды [53-55]. Однако мода встречного вращения, с одной стороны, слабо взаимодействует с электронным пучком, с другой стороны, не может эффективно высвечиваться из гиротрона в виде гауссова пучка. Эта проблема была преодолена после разработки и создания в ИПФ РАН синтезированного двунаправленного преобразователя [56], обеспечивающего эффективный ввод внешнего сигнала в пространство взаимодействия гиротрона в виде рабочей моды и пространственное разделение входного и выходного сигналов, распространяющихся через выходное окно в разных направлениях.

Степень разработанности темы

Создание двухканального преобразователя инициировало активные теоретические исследования воздействия внешнего и отраженного сигнала на режимы генерации мощных гиротронов [57-72], включая цикл работ автора [1*-32*], составивший основу данной диссертации. Были получены внушающие оптимизм результаты, демонстрирующие преимущества режима захвата частоты внешним сигналом по сравнению с автономным режимом генерации гиротрона [1*-6*, 57-62,71,72]. Показано, что, внешний сигнал, относительная мощность которого составляет несколько процентов, может захватить частоту гиротрона субмиллиметрового диапазона. При этом, помимо стабилизации частоты, даже в случае высоких индексов рабочей моды ($TE_{56,24}$) и плотного спектра мод, за счет подавления паразитных мод внешним сигналом возможна одномодовая генерация с необходимым для приложений мегаваттным уровнем мощности [6*].

В ИПФ РАН были проведены первые эксперименты по захвату частоты мощных гиротронов с частотами 35 ГГц и 170 ГГц внешним сигналом соответственно от магнетрона и от гиротрона-драйвера [62,7*-9*]. Результаты экспериментов полностью подтвердили теоретические расчеты, выполненные диссертантом. Так, для гиротрона на частоте 170 ГГц – прототипа гиротрона для ITER – экспериментально подтверждено увеличение мощности излучения на 11% при оптимальной частоте внешнего сигнала, а также расширение вдвое полосы генерации на рабочей моде в режиме захвата частоты, найдены границы выхода из зон захвата в результате появления биений на рабочей моде или возбуждения соседних паразитных мод [62]. Для эксперимента по захвату частоты гиротрона с рабочей частотой 35 ГГц найдены границы зон захвата и спектры излучения при захвате и в режиме биений [8*,9*].

Были проведены модельные эксперименты по стабилизации частоты гиротронов с прямым вводом-выводом излучения при воздействии запаздывающей отраженной волны. Наблюдалось уменьшение интервала изменения частоты излучения в полтора – два раза при перестройке ведущего магнитного поля в случае отражения 10% мощности излучения от нерезонансного отражателя: в ИПФ РАН для гиротрона с рабочей частотой 28 ГГц с отражателем в виде неоднородности выходного волноводного тракта [10*,11*,65] и в Университете Фукуи (Япония) для гиротрона на частоте 320 ГГц с отражателем в виде тефлоновой пластины [66,67]. Также в ИПФ РАН было продемонстрировано уменьшение интервала изменения частоты почти на порядок в гиротроне на частоте 28 ГГц при отражении около 10% мощности излучения от

внешнего высокодобротного квазиоптического резонатора с добротностью 30000, существенно превышающей добротность резонатора гиротрона [12*,13*].

Обращаясь к истории исследований воздействия внешнего и отраженного сигнала на режимы генерации гиротрона, следует отметить, что эта тематика вызывала интерес на протяжении последних десятилетий. В ранних работах были феноменологически записаны уравнения гиротрона с поступающей из выходного волноводного тракта волной для случая слабого (по сравнению с полем излучения) внешнего воздействия. Был исследован захват частоты излучения монохроматическим внешним сигналом, найдены границы областей различных режимов генерации [73-75] и предсказано, что захват частоты внешним сигналом должен способствовать подавлению паразитных мод [76-78]. В ряде работ была предпринята попытка вывода уравнений возбуждения полей гиротрона внешним сигналом произвольной величины, однако это было сделано некорректно из-за неправильного описания связи полей в выходном волноводе и пространстве взаимодействия гиротрона [79,80]. Были проведены эксперименты по захвату частоты гиротронов с уровнем мощности порядка нескольких десятков киловатт на рабочей частоте 35 ГГц с симметричной рабочей модой сигналом магнетрона [81,82], при этом осуществлялся прямой ввод-вывод мощности. Следует отметить, что в ранних работах воздействие внешнего сигнала рассматривалось для простых одномодовых и двухмодовых моделей [73-76]. В современных работах рассматривается конкуренция большого числа мод и подавление паразитных мод при захвате частоты [1*-6*, 14*-19*,58-61,67].

Режимы генерации гиротрона при воздействии отражения от удалённой нерезонансной нагрузки также рассматривались в большом числе работ на протяжении последних десятилетий [83-92] и являются предметом активных исследований в настоящее время [57,65-71,4*,10*,11*,20*-29*,33*-39*]. До недавнего времени воздействие отражения представлялось нежелательным эффектом, приводившим к усложнению режима генерации и переходу от стационарной генерации к периодической и хаотической автомодуляции [69,83-88,37*-39*] или возбуждению паразитных поперечных мод [90-92]. Однако при определенном выборе параметров – достаточно малой величине коэффициента отражения и большом времени запаздывания – возможна стационарная генерация [§15.2 в 93,94], при этом влияние отражённой волны может обеспечить стабилизацию частоты излучения [57,65-67,4*,10*,11*,20*-26*]. Кроме того, воздействие отражённой волны может увеличить интервал перестройки частоты генерации в результате возбуждения продольных мод высокого порядка в резонаторе гиротрона [67,70,71], что представляет интерес при

использовании гиротронов в спектроскопии. В большинстве теоретических [57,67,4*,20*-24*] и экспериментальных [65,66,10*,11*] исследований по стабилизации частоты излучения гиротрона отражённой волной рассматривается гиротрон с одной поперечной модой резонатора. Однако в мощных гиротронах, работающих на модах высокого порядка, конкуренция поперечных мод может существенно повлиять на режим генерации [27-29,95,1*-6*,14*-19*,40*,41*]. При отражении конкуренция мод эквидистантного спектра исследована в [26*].

Стабилизация частоты при воздействии волны, отраженной от внешнего высокодобротного резонатора с оптимально подобранной фазой запаздывания, много десятилетий широко применяется для лазеров [96-99], микроволновых электронных генераторов [100-104], в частности, при использовании магнетронов в микроволновых ускорителях [102,104]. Однако экспериментов по стабилизации частоты гиротрона с помощью этого метода до недавнего времени не проводились. Возможные сложности на пути проведения таких экспериментов, кроме указанной выше проблемы с трансформацией отраженной волны в рабочую моду гиротрона на выходном преобразователе, связаны с изменением частот резонатора гиротрона и внешнего стабилизирующего резонатора из-за нагрева. В результате внешний отражатель может выйти из резонанса с гиротроном. Недавно эти сложности были преодолены, и в ИПФ РАН впервые получено экспериментальное подтверждение данного метода стабилизации для гиротрона [12*] при использовании оригинальной схемы с внешним квазиоптическим резонатором, в котором нагрев и уход частоты сказывается меньше, чем при использовании резонатора, встроенного в волноводный выходной тракт. Следует отметить, что теоретические исследования данного метода стабилизации частоты генераторов различного типа ранее проводились лишь для конкретных радиотехнических или оптических схем [96,101]. Теория для произвольного автогенератора была построена без учета запаздывания, что приводило к отсутствию эффективной стабилизации частоты [105-107]. Можно провести некоторую аналогию процесса стабилизации частоты отражением от внешнего резонатора с известным в теории колебаний эффектом затягивания частоты при взаимодействии двух колебательных систем с изменяющимися параметрами, когда зависимость нормальных частот колебаний от разности частот контуров при их сильной связи описывается графиком Вина [105,108]. Но для стабилизации частоты связь генератора с внешним контуром (величина коэффициента отражения) должна быть слабой, так что кривые на графике Вина сливаются, и при высокой добротности внешнего контура образуется плато, на котором частота меняется слабо при высокой добротности внешнего контура

[105-107]. При неоптимальной фазе запаздывания отраженной волны (или отсутствии запаздывания в схеме с генератором Ван-дер-Поля) состояния равновесия на этом плато неустойчивы, при специально подобранной оптимальной фазе – устойчивы, то есть частота стабилизируется. Этот эффект был исследован для генератора Ван-дер-Поля и для гиротрона в работах [72,4*,12*,20*,21*,31*,32*,42*,43*].

Методология и методы исследования

В диссертационной работе описание режимов работы гиротрона с волной, поступающей в его резонатор из сопряженного выходного волноводного тракта, основано на решении усредненных по высокой частоте уравнений возбуждения полей и уравнений движения электронов. Уравнения возбуждения получены методом возмущений в приближении малого влияния электронного пучка, внешней волны, дифракционных и омических потерь на продольную структуру поля в резонаторе гиротрона. Дифракционные потери и воздействие внешнего сигнала рассматриваются как возмущения, аналогично рассмотрению омических потерь в закрытом резонаторе при сильном скин-эффекте [109]. Такой подход, предложенный ранее для стационарной задачи М.И.Петелиным [44*], развит для описания нестационарных процессов в работах диссертанта [2*,4*,36*]. Приближение фиксированной продольной структуры поля справедливо для гиротронов с высокодобротными резонаторами, в которых время установления колебаний существенно превышает время пролета электронов через пространство взаимодействия [110]. Как показало сопоставление численных расчетов, проведенных на основе уравнений с фиксированной продольной структурой поля и более точных уравнений с нефиксированной структурой, это приближение достаточно хорошо описывает реальный гиротрон. Сравнение двух моделей при захвате частоты проводилось для параметров, соответствующих эксперименту по воздействию внешнего сигнала на гиротрон с рабочей частотой 170 ГГц [62]. Было продемонстрировано хорошее совпадение результатов расчетов на основе обеих моделей с экспериментальными данными (**Глава2, Раздел 2.5**). Преимуществом приближения фиксированной продольной структуры поля по сравнению с более точным подходом является переход к уравнениям в полных производных, что позволяет значительно упростить и ускорить численное моделирование, получить ряд результатов аналитически и объяснить основные закономерности рассматриваемых эффектов.

При исследовании гиротрона с нерезонансным удаленным отражателем было показано, что в линии запаздывания устанавливается определенное продольное

распределение поля (продольная мода длинной линии), и при изменении параметров системы происходят переходы между продольными модами длинной линии. При этом предполагалось, что внутри резонатора продольная одногорбая «холодная» структура остается неизменной [4*,22*-26*,33*-35*].

Задача о воздействии отражения от внешнего высокочастотного резонатора рассматривалась двумя способами – на основе уравнений гиротрона с сильной частотной зависимостью коэффициента отражения от резонансной нагрузки [4*,20*,21*] и на основе уравнений связанных колебаний гиротрона и внешнего резонатора [31*,32*,42*,43*]. Последний подход, аналогичный используемому в классической теории колебаний [105,108], позволил исследовать процесс установления колебаний не только в гиротроне, но и во внешнем резонаторе.

Следует отметить связь исследованных в диссертации задач с фундаментальными задачами теории колебаний – задачей о синхронизации генератора внешним монохроматическим сигналом и о влиянии запаздывающей обратной связи, частным случаем которой является отраженная волна. Если в приближении фиксированной продольной структуры поля ограничиться рассмотрением единственной рабочей моды и предполагать, что восприимчивость, вносимая электронным пучком в резонатор гиротрона, квадратично зависит от амплитуды поля (что справедливо при малых полях), а также пренебречь реактивностью восприимчивости (то есть сдвигом частоты генерации относительно собственной «холодной» частоты резонатора гиротрона), то уравнения гиротрона переходят в классические уравнения генератора Ван-дер-Поля с внешним сигналом или запаздывающим отражением [93,105,108,111,25*,33*-36*]. Однако нелинейная динамика гиротрона по сравнению с одномодовыми генераторами является более сложной из-за конкуренции мод. В гиротроне выход из режима захвата сопровождается в некоторых областях параметров не только биениями частоты и амплитуды рабочей моды, как в классической задаче, но и возбуждением паразитных мод.

В частности, вне зон захвата может происходить четырехфотонный параметрический распад рабочей моды на две соседние моды с одинаковыми радиальными индексами [1*-6*,14*-19*]. При высоких индексах моды с одинаковыми радиальными индексами принадлежат эквидистантному спектру. Воздействие внешнего сигнала приводит к тому, что четырехфотонный распад происходит при существенно меньших токах, чем в свободном гиротроне [1*-4*]. Это объясняется возрастанием поля рабочей моды при воздействии внешнего сигнала, что аналогично увеличению тока в автономном режиме, в результате чего сильная рабочая мода

распадается на два боковых сателлита. Другим отличием от классической теории колебаний является асимметрия амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) при захвате частоты гиротрона [73,15*-17*,42*,43*], тогда как для генератора Ван-дер-Поля АЧХ симметричны. Асимметрия АЧХ в гиротроне возникает из-за сдвига частоты генерации гиротрона относительно собственной частоты его резонатора.

Для объяснения причин, приводящих к стабилизации частоты отраженной волной, представляется целесообразным провести аналогию между процессами захвата частоты генератора, в частности, гиротрона, внешним сигналом и стабилизации частоты отраженной волной. Внешний монохроматический сигнал захватывает частоту генератора, если разность их частот (внешнего сигнала и свободных колебаний генератора) лежит в некоторой полосе захвата, ширина которой для сигналов малой амплитуды (по сравнению с излученной волной) пропорциональна отношению амплитуды поля внешнего сигнала к амплитуде свободных колебаний поля в резонаторе гиротрона [73,105,108,111,1*-6*,8*,9*,15*-17*,43*]. Если внешний сигнал не монохроматический, но полоса его частот мала по сравнению с шириной полосы захвата, то такой квазимонохроматический сигнал также может захватить частоту генератора [15*-17*]. При этом частота генератора в каждый момент времени совпадает с мгновенной частотой внешнего сигнала. Можно ввести некоторую «эффективную» полосу захвата отраженной волной, амплитуда которой равна амплитуде внешнего сигнала. Ширина этой полосы пропорциональна коэффициенту отражения. Если частота отраженной волны, изменяясь при изменении параметров системы, остается в узкой полосе (ширина которой мала по сравнению с шириной эффективной полосы захвата), то частота колебаний генератора будет отслеживать частоту внешнего сигнала и оставаться в той же узкой полосе. Для нерезонансной отражающей нагрузки это означает, что нагрузку следует поместить на достаточно большое расстояние, такое, чтобы расстояние между продольными модами линии запаздывания было много меньше эффективной ширины полосы захвата [4*,20*-26*]. Тогда до тех пор, пока при изменении параметров системы продольная структура поля в длинной линии сохраняется, то есть сохраняется число продольных вариаций поля в длинной линии, частота отраженной волны меняется незначительно, то есть частота излучения стабилизируется. Для резонансной нагрузки ее добротность должна быть настолько велика, чтобы полоса изменения собственных частот была много уже ширины эффективной полосы захвата [31*,32*,42*,43*]. Эти качественные рассуждения об аналогии воздействия внешнего и отраженного сигнала подтверждаются аналитическими результатами и численными расчетами. В частности, декремент

затухания возмущений фазы связанных стабилизированных состояний при воздействии отраженной волны, как и при захвате внешним сигналом, пропорционален коэффициенту отражения, то есть амплитуде входящей волны. Число состояний равновесия системы, состоящей из гиротрона, линии запаздывания и нерезонансного отражателя, равно числу продольных мод, различающихся количеством полуволн, укладывающихся на длине линии запаздывания, которые попадают в эффективную полосу захвата; таких состояний может быть одно или несколько при достаточно большом запаздывании.

Однако существуют и различия процесса стабилизации частоты при воздействии внешнего и отраженного сигнала на гиротрон. При захвате внешним заданным сигналом частота излучения равна частоте внешнего сигнала, и устанавливается определенная фаза излучения, зависящая от параметров гиротрона и внешнего сигнала [5*]. При воздействии отраженной волны ее частота и фаза вырабатываются в процессе взаимодействия с гиротроном и зависят от параметров гиротрона [26*]. Поэтому малые изменения параметров гиротрона, например, низкочастотные флуктуации ускоряющего напряжения, при воздействии монохроматического внешнего сигнала приводят к изменениям фазы, величина которых определяется флуктуациями напряжения. При этом частота излучения пропорциональна скорости изменения фазы: чем больше характерное время изменения фазы, тем меньше флуктуации частоты. При флуктуациях напряжения в гиротроне с отраженной волной ситуация другая: меняется частота излучения. Изменения частоты излучения зависят от флуктуаций напряжения, а изменения фазы происходят в соответствии с изменениями частоты: чем медленнее меняется частота, тем сильнее меняется фаза. Поэтому в перспективе для создания комплексов когерентно излучающих гиротронов, где требуется совпадение фаз излучения с точностью до нескольких градусов, предпочтительнее использовать захват частоты большого числа гиротронов гиротроном-драйвером.

Цели и задачи диссертационной работы

Основными целями диссертационной работы являются:

1. Вывод уравнения возбуждения поля рабочей моды внешним или отраженным сигналом, поступающим из выходного волновода, плавно сопряженного с резонатором гиротрона. Построение и оптимизация алгоритма решения уравнений, описывающих взаимодействие мод и электронного пучка в гиротроне с определенным сценарием включения при воздействии внешнего или отраженного сигнала, имеющего

поперечную структуру и частоту, близкие к рабочей моде. Нахождение связи поля в резонаторе и в выходном волноводе гиротрона.

2. Исследование преимуществ захвата частоты гиротрона монохроматическим сигналом: возможности продвижения в область оптимальных параметров, увеличения мощности и рабочих токов, расширения полосы перестройки частоты излучения, уменьшения фазовых флуктуаций при вариациях напряжения. Нахождение границ зон захвата, картины конкуренции мод вне зон захвата и сценариев выхода из зон захвата при изменении циклотронной расстройке или частоты внешнего сигнала.
3. Сопоставление полученных теоретических результатов с данными экспериментов по захвату частоты мощных гиротронов на частоте 35 ГГц и 170 ГГц. Нахождение зон захвата и режимов, возникающих при выходе из этих зон.
4. Исследование возможности захвата частоты гиротрона квазимонохроматическим сигналом с периодически меняющейся частотой, амплитудой при их гармонической и ступенчатой модуляции, а также двух монохроматических сигналов с близкими частотами. Определение ограничений на глубину и период осцилляций параметров внешнего сигнала.
5. Исследование возможности стабилизации частоты гиротрона волной, отраженной от удаленной нерезонансной нагрузки. Определение параметров гиротрона, линии запаздывания и отражателя, при которых возможна стабилизация частоты.
6. Нахождение состояний равновесия системы, состоящей из гиротрона, линии запаздывания и нерезонансного отражателя и анализ устойчивости этих состояний относительно роста возмущений амплитуды колебаний исходного состояния и четырехфотонного распада данного состояния на два боковых, симметрично отстоящих по частоте.
7. Исследование возможности стабилизации частоты гиротрона при отражении части излучения от внешнего высокочастотного резонатора. Анализ устойчивости стабилизированных по частоте состояний. Исследование сценария возвращения в стационарное состояние при малом возмущении амплитуд и фаз гиротрона и внешнего отражающего резонатора.
8. Определение параметров гиротрона и отражателя для экспериментального исследования стабилизации частоты гиротрона с рабочей частотой 28 ГГц и прямым вводом-выводом излучения при отражении части излучения от удаленной нерезонансной нагрузки в виде диафрагмы выходного волновода и от внешнего квазиоптического резонатора. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов.

Научная новизна диссертации

В результате выполнения работы

- метод последовательных приближений, обычно используемый при описании скин-эффекта в закрытых резонаторах с хорошо проводящими стенками, использован для получения уравнений возбуждения поля резонатора с дифракционным выводом излучения и поступающим извне внешним сигналом или отраженной волной;
- теоретически показана возможность подавления паразитных мод внешним монохроматическим сигналом и получения одномодовой одночастотной генерации; увеличения мощности вплоть до мегаваттного уровня в гиротроне субмиллиметрового диапазона с модами высокого порядка (и большой спектральной плотностью мод) в результате продвижения в область оптимальных параметров; существенного расширения полосы генерации на рабочей моде в мощных гиротронах;
- теоретические результаты подтверждены данными экспериментов по захвату частоты мощных гиротронов внешним монохроматическим сигналом магнетрона на частоте 35 ГГц и гиротрона-драйвера на частоте 170 ГГц. Показано хорошее согласование теоретических и экспериментальных результатов: найдены границы зон захвата и одномодовой генерации рабочей и соседних мод, исследованы режимы, возникающие за пределами зон захвата;
- теоретически показана возможность управления частотой мощного гиротрона при воздействии квазимонохроматического сигнала с амплитудной и частотной модуляцией и двух монохроматических сигналов. Проведено сравнение режимов гиротрона при гармонической и ступенчатой модуляции параметров внешнего сигнала. Проанализировано влияние спектра сигнала на режим работы гиротрона;
- найдены условия, при которых возможна стабилизация частоты излучения гиротрона волной, отраженной от удаленной нерезонансной нагрузки. Показано, что для эффективной стабилизации частоты необходимо, чтобы в системе, состоящей из гиротрона, линии запаздывания и нерезонансного отражателя, существовало несколько состояний равновесия. Это осуществляется при достаточно большом запаздывании. Проанализирована устойчивость состояний равновесия относительно роста возмущений амплитуды и относительно параметрического распада исходного состояния на два боковых симметрично отстоящих по частоте сателлита. Показано, что существуют устойчивые стабилизированные по частоте состояния;

- показано, что при оптимальной фазе запаздывания воздействие отражения от внешнего резонатора стабилизирует частоту, при этом стабилизированное состояние устойчиво. Найден сценарий возвращения в это состояние;
- теоретические результаты подтверждены данными экспериментов по стабилизации частоты гиротрона с рабочей частотой 28 ГГц отражением от нерезонансной и резонансной нагрузки. Теоретические и экспериментальные данные находятся в хорошем соответствии;
- показана аналогия явлений захвата частоты внешним сигналом и стабилизации частоты отраженной волной.

Теоретическая и практическая значимость работы

Все результаты диссертации имеют высокую теоретическую и практическую значимость.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что захват частоты мощного гиротрона внешним монохроматическим сигналом, помимо стабилизации частоты, дает возможность продвижения излучения гиротрона в субмиллиметровый диапазон при сохранении высокого уровня мощности и позволяет в несколько раз увеличить диапазон перестройки частоты. Теоретическое исследование влияния шумов источника напряжения позволяет установить ограничения на допустимый уровень шумов источника напряжения рабочего гиротрона, приемлемый для создания в перспективе комплекса когерентно излучающих мощных гиротронов, управляемых гиротроном-драйвером со стабильной частотой и относительно небольшой мощностью.

Теоретические и экспериментальные исследования стабилизации частоты отраженной волной представляют большой практический интерес для таких приложений, как плазменная диагностика, коллективное томсоновское рассеяние и подавление плазменных неустойчивостей. Показано, что интервал изменения частоты излучения, вызванного вариациями ведущего магнитного поля, напряжения или собственной частоты резонатора гиротрона, может быть уменьшен в несколько раз при использовании внешнего высокочастотного отражателя или удаленного нерезонансного отражателя.

Теоретическое исследование возможности управления режимами генерации (частотой и амплитудой) мощного гиротрона при воздействии внешнего сигнала с промодулированными частотой или амплитудой является актуальным для задач

подавления магнитогидродинамических неустойчивостей плазмы и активной диагностики плазмы. Также это исследование позволяет определить требуемые параметры гиротрона-драйвера и установить ограничения на допустимый уровень шумов источника напряжения драйвера и рабочего гиротрона.

Достоверность полученных результатов

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Подтверждением этого служит хорошее качественное и количественное совпадение теоретических и экспериментальных результатов. В исследованиях применялись надежные и хорошо апробированные методы теоретического анализа, математического моделирования и численных расчетов, а также сравнение результатов, полученных аналитически и численно. Физическая интерпретация полученных результатов согласуется с существующими представлениями и литературными данными. Положения и результаты диссертации опубликованы в 44 научных статьях в журналах [1*-44*], из них 4 статьи в журналах первого квартиля, 9 статей в журналах второго квартиля по базе Scopus, 11 статей в журнале «Известия ВУЗов. Радиофизика», 3 статьи в журнале «Письма ЖТФ», 3 статьи в журнале «Проблемы СВЧ электроники», 4 статьи в журнале «Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика». Эти работы проходили рецензирование независимыми российскими и международными экспертами. Результаты докладывались на российских и международных конференциях и школах (в т.ч. в виде ключевого доклада и лекций), обсуждались на различных семинарах [45*-83*].

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором и обсуждались на семинарах в ИПФ РАН, а также на международных и российских конференциях и школах [45*-83*], включая Всероссийские семинары по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 2007, 2009, 2019, 2022), Международные зимние школы-семинары по электронике и радиофизике сверхвысоких частот (Саратов, 2009, 2012, лекции), Международная школа «Хаотические автоколебания и образование структур» (Саратов, 2010, лекция), Международные научные конференции «СВЧ –техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2003, 2006, 2009, 2010, 2012, 2014, 2015, 2017), Российско-германском семинаре по электронно-циклотронному нагреву плазмы и гиротронам (Нижний Новгород, 2014), Международных совещаниях по сильным микроволнам и

терагерцовым волнам: источники и приложения (SMSA, Нижний Новгород, 2005, 2008, 2011, 2014, 2017), Международных конференциях по инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (IRMMTW, Карлсруэ, 2004, Париж, 2019, ключевой доклад, Ченду, Китай, 2021), Международной конференции по вакуумной электронике (IVEC, Бейинг, Китай, 2015). Результаты, вошедшие в диссертацию, представлялись как важнейшие результаты ИПФ РАН.

Значительная часть результатов диссертации получена при выполнении следующих проектов под руководством диссертанта:

РФФИ 18-02-00839 «Управление спектром генерации гиротрона при воздействии сигнала с переменными параметрами»,

РФФИ 16-32-50188 «Исследование стабилизации частоты гиротрона при помощи автосинхронизации запаздывающим сигналом»,

РФФИ 15-02-01798 «Стабилизация частоты гиротрона под влиянием отраженной волны или внешнего монохроматического сигнала».

Личный вклад автора

Проблема исследования захвата частоты излучения гиротрона внешним сигналом и стабилизации частоты при отражении была поставлена Г.Г. Денисовым после создания синтезированного двунаправленного квазиоптического преобразователя, позволяющего вводить внешний сигнал в пространство взаимодействия гиротрона в виде рабочей моды и эффективно выводить излучение гиротрона. Это инициировало ряд совместных работ по воздействию внешнего и отраженного сигнала на гиротрон [1*-9*,15*-17*,19*-21*,26*]. Ряд задач о воздействии отраженной волны на режимы работы гиротрона и о подавлении паразитных мод в процессе включения гиротрона был поставлен совместно с М.Ю.Глявиным [10*-14*,18*, 20*-24*]. Все выносимые на защиту положения и результаты диссертации получены автором лично. Вклад диссертанта был определяющим в постановке задач, анализе, интерпретации результатов и написании статей в теоретических работах [1*-6*,14*-17*,19*-23*,26*,31*-36*,42*-44*]. Все аналитические результаты, вошедшие в эти работы, получены диссертантом. В экспериментальных работах по захвату внешним сигналом [8*,9*] вклад диссертанта заключался в анализе экспериментальных данных, сопоставлении их с теоретическими результатами и написании статей. В экспериментальных работах по стабилизации частоты отраженной волной [10*-13*], вклад автора состоял в определении основных параметров эксперимента, интерпретации полученных данных и сопоставлении их с результатами теоретического

анализа. В экспериментальной работе [27*] об исследовании влияния селективной запаздывающей обратной связи на гиротрон вклад диссертанта заключался в интерпретации полученных данных. Результаты исследований в ходе всей работы обсуждались с Г.Г.Денисовым, М.И.Глявиным, Н.М.Рыскиным, А.П.Фокиным, М.И.Петелиным, А.С.Ищенко, Н.Н.Скворцовой, Г.М.Батановым, К.А.Сарксяном, Н.К.Харчевым. Численное моделирование выполнялось соавторами. Основные численные результаты были получены В.Л. Бакуниным, Н.М. Рыскиным, М.М. Мельниковой, Н.В. Григорьевой, С.А. Усачевой, М.Л.Кулыгиным. Теоретический анализ и численное моделирование проводилось для параметров гиротронов, исследованных экспериментально А.Н.Куфтиным, Г.Г.Денисовым, М.Ю.Глявиным, Н.И.Зайцевым, Ю.М.Гузновым, А.П.Фокиным, А.А.Богдашовым, Н.К.Харчевым. Результаты теоретических и экспериментальных работ [7*,18*, 24*,25*,28*-30*,37*-41*] не вошли в выносимые на защиту положения и основные результаты диссертации. В этих работах вклад диссертанта не был основным: диссертант принимал участие в постановке задач, интерпретации полученных результатов и написании статей.

Положения, выносимые на защиту

1. Захват внешним сигналом частоты мощного гиротрона при достаточно высокой плотности спектра взаимодействующих мод существенно меняет характер конкуренции мод, что позволяет подавить паразитные моды, повысить КПД, мощность, увеличить полосу перестройки частоты и получить генерацию в субмиллиметровом диапазоне с мегаваттным уровнем мощности.
2. Фазовый захват и управление частотой мощного гиротрона возможны при воздействии не только монохроматического, но и сигнала с низкочастотной модуляцией частоты и амплитуды, если спектр сигнала лежит внутри полосы захвата частоты гиротрона, а относительная глубина модуляции амплитуды много меньше единицы.
3. Волна, отраженная от удаленной нерезонансной нагрузки или внешнего высокочастотного резонатора, может влиять на гиротрон подобно узкополосному внешнему сигналу и стабилизировать частоту излучения. При этом существует эффективная полоса захвата частоты, совпадающая с полосой захвата внешним сигналом, равным по амплитуде отраженной волне.
4. Для стабилизации частоты излучения гиротрона волной, отраженной от удаленной нерезонансной нагрузки, необходимо, чтобы эффективная полоса захвата частоты была

существенно больше расстояния по частоте между продольными модами линии запаздывания. Эти моды могут быть неустойчивы как относительно роста возмущений амплитуды, так и относительно параметрического распада на боковые сателлиты.

5. Для стабилизации частоты при отражении части излучения от внешнего высокодобротного резонатора необходимо, чтобы эффективная полоса захвата частоты была существенно шире полосы частот внешнего резонатора, и фаза отраженной волны была оптимальной.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, двух приложений, заключения, списка литературы и списка публикаций автора по теме диссертации. Общий объем диссертации составляет 275 страниц, включая 97 рисунков, 5 таблиц, список публикаций автора по теме диссертации из 83 наименований и список литературы из 170 наименований.

Краткое содержание диссертации.

В **Главе 1** выведено уравнение возбуждения поля рабочей моды гиротрона, в резонатор которого из сопряженного выходного волновода поступает внешний или отраженный сигнал. Предполагается, что поперечная структура поля внешнего или отраженного сигнала совпадает с поперечной структурой поля рабочей моды, центральная частота спектра сигнала близка к собственной частоте резонатора на рабочей моде [2*,4*,36*,44*]. Динамика амплитуд других мод, попадающих в полосу циклотронного резонанса, и уравнения движения электронов описываются известной самосогласованной системой уравнений многомодового гиротрона [28,29,112,113]. Использовано приближение фиксированной, не зависящей от времени, продольной структуры поля, справедливое при достаточно высокой добротности резонатора гиротрона, когда полоса частот каждой из мод резонатора гиротрона много уже полосы циклотронного резонанса (то есть время переходных процессов в резонаторе гиротрона много больше времени пролета электронов через пространство взаимодействия) [110]. Найдена связь полей в резонаторе и выходном волноводе и получено уравнение баланса мощностей в многомодовом гиротроне при воздействии внешнего или отраженного сигнала. Рассмотрены возможности упрощения алгоритма численного моделирования уравнений при исследовании взаимодействия мод неэквидистантного спектра, включая моды встречного вращения.

В Разделе 1.1 получено уравнение возбуждения поля рабочей моды¹ при воздействии внешнего квазимонохроматического сигнала, поступающего в резонатор гиротрона из выходного волновода. Рассмотрена традиционная схема гиротрона с резонатором в виде отрезка слабонерегулярного осесимметричного волновода круглого сечения, имеющего закритическое сужение на катодном конце и плавно сопряженного с выходным волноводом на другом конце [115-117]. Предполагается, что все спектральные составляющие электромагнитного поля лежат вблизи критической частоты рабочей моды волновода сравнения, имеющего такой же радиус, как резонатор в данном сечении. Длина резонатора достаточно велика, так что поперечная структура поля не зависит от продольной координаты. Последнее предположение, наряду с допущением о фиксированном продольном распределении поля, позволяет считать амплитуду поля равной произведению функций, зависящих от продольной, поперечной координат и времени по отдельности. В отсутствие внешнего сигнала и электронного пучка собственная комплексная частота и собственная функция «холодного» резонатора, описывающая продольное распределение поля, определяются из однородного уравнения неоднородной струны [118].

Предполагается, что дифракционные потери и внешний сигнал слабо влияют на продольное распределение поля [2*,4*,44*]. Продольное распределение поля внутри резонатора гиротрона задается таким же, как в «холодном» резонаторе, а в выходном волноводе поле представляет собой сумму излученной и внешней волн, бегущих во встречных направлениях. По аналогии с рассмотрением омических потерь [109], в нулевом приближении электрическое и магнитное поля (поперечная компонента которого пропорциональна производной электрического поля по продольной координате) совпадают с полями закрытого резонатора с идеально проводящими стенками (идеального резонатора). Электрическое поле нулевого приближения в выходном сечении равно нулю. В первом приближении электрическое поле в выходном сечении определяется из условий непрерывности, при этом тангенциальное магнитное поле предполагается равным полю нулевого приближения. Можно трактовать поля внутри резонатора в первом приближении как поля идеального резонатора с фиктивным источником в виде поверхностного магнитного тока², расположенным

¹ Рассматривается взаимодействие с ТЕ модами резонатора гиротрона. ТМ моды возбуждаются в гиротронах гораздо слабее, поскольку электронный пучок слаборелятивистский, а частота колебаний близка к критической частоте [114].

² Электрический ток такого источника представляет собой два противоположно направленных близко расположенных поверхностных тока и пропорционален производной от дельта-функции.

вблизи выходного сечения [2*,44*,109]. Амплитуда фиктивного источника определяется магнитным полем в нулевом приближении и внешним сигналом.

Из волнового уравнения, усредненного по быстрым осцилляциям, в отсутствие омических потерь и электронного пучка, выведено уравнение возбуждения, описывающее дифракционные потери и воздействие внешнего сигнала. Это уравнение дополнено известными слагаемыми, соответствующими омическим потерям и взаимодействию с электронным пучком [28,29,112,113].

Следует отметить, что уравнение возбуждения получено при произвольной амплитуде внешнего сигнала, в том числе сравнимой с амплитудой излученной волны. В случае малого поля внешнего сигнала (по сравнению с полем излучения) уравнение совпадает с приведенным в [73].

В режиме захвата частоты найдены амплитуды стационарных состояний в зависимости от частоты внешнего сигнала (амплитудно-частотные характеристики). Показано, что в случае малого сигнала ширина полосы захвата совпадает с найденной в [73].

В Разделе 1.2 получено уравнение возбуждения рабочей моды в одномодовом гиротроне с отраженной волной, поступающей в резонатор гиротрона из сопряженного с ним выходного волновода [4*,36*,44*]. При этом допускается, что в выходном волноводе может быть дисперсия, приводящая к отличию фазовой и групповой скоростей волн. Время запаздывания амплитуды отраженной волны определяется групповой скоростью, время запаздывания фазы отраженной волны – фазовой скоростью. Уравнение возбуждения получено для произвольной величины коэффициента отражения. В случае малого отражения уравнение совпадает с уравнениями возбуждения, приведенными в работах [85,87,90].

В Разделе 1.3 приведена самосогласованная система уравнений многомодового гиротрона [1*-6*,26*]. Поле в резонаторе многомодового гиротрона представляет собой суперпозицию собственных мод на квазикритических частотах с различной поперечной структурой. Частоты взаимодействующих мод лежат в полосе циклотронного резонанса, ширина которой обратно пропорциональна времени пролета электронов через пространство взаимодействия. Моды, лежащие за пределами полосы циклотронного резонанса, не участвуют во взаимодействии. Предполагается, что ширина резонансной кривой каждой моды мала по сравнению с расстоянием по частоте между модами, которое может быть сравнимо с шириной полосы циклотронного резонанса. Продольные распределения полей всех мод задаются совпадающими с низшей продольной модой резонатора, обладающей наибольшей добротностью и

наименьшим стартовым током. Такое продольное распределение поля формируется в мощных гиротронах.

Предполагается, что все спектральные составляющие внешнего сигнала или отраженной волны близки к частоте рабочей моды и лежат далеко за пределами резонансных кривых других мод. Поперечная структура полей внешнего сигнала и рабочей моды совпадает. При таких условиях линейный отклик всех мод, кроме рабочей, на воздействие внешнего или отраженного сигнала отсутствует, так что слагаемое, пропорциональное амплитуде внешнего сигнала, входит только в уравнение возбуждения рабочей моды. Однако изменение амплитуды рабочей моды под внешним воздействием вызывает изменения нелинейных составляющих высокочастотного тока электронного пучка на частотах всех взаимодействующих мод, имеющих достаточно большие коэффициенты связи с электронным пучком.

Уравнения, описывающие в приближении фиксированной продольной структуры поля нелинейное взаимодействие мод с электронным пучком в гиротроне без внешнего сигнала и отражения, были получены несколько десятков лет назад [28,29,112,113] путем усреднения уравнений возбуждения полей мод и уравнений движения электронов по быстрым колебаниям на некоторой опорной частоте, одинаковой для всех мод. Если приближение фиксированной продольной структуры поля справедливо, то за время пролета электронов модули комплексных амплитуд полей взаимодействующих мод меняются несущественно. Однако фазы комплексных амплитуд мод при выборе одной и той же опорной частоты могут меняться на величину порядка нескольких π , что учитывалось в указанных работах введением дополнительного слагаемого в фазу выражения для комплексной восприимчивости электронного пучка. В диссертационной работе при усреднении опорные частоты всех мод выбраны различными, близкими к их собственным «холодным» частотам, чтобы изменения фаз комплексных амплитуд всех мод за время пролета были малы.

В Разделе 1.4 получено уравнение баланса мощностей при воздействии внешнего сигнала. Показано, что разность мощностей излучения и внешнего сигнала можно интерпретировать, в соответствии с методом возмущений, как мощность, отбираемую током фиктивного источника, расположенного в выходном сечении, у полей внутри резонатора. Аналогичный подход используется в [109], где показана эквивалентность мощности омических потерь и мощности, которую отбирают у поля фиктивные магнитные токи, расположенные вблизи боковых стенок резонатора.

Найдено соотношение между полями внутри резонатора и в выходном волноводе, зависящее от амплитуды внешнего сигнала. При малом внешнем сигнале

отношение амплитуды внешнего сигнала к амплитуде поля внутри резонатора совпадает с полученным в [73] и равно квадратному корню из отношения мощностей внешней и излученной волн.

В **Разделе 1.5** предложен алгоритм численного моделирования уравнений гиротрона [2*] и показана возможность уменьшения времени расчетов путем уменьшения числа азимутальных фракций электронов. При интегрировании уравнений движения электронов, следуя предложенной в [28,29] методике и выбирая опорные частоты, близкие к собственным частотам мод (см. раздел 1.3), изменением комплексных амплитуд каждой моды (и модуля, и фазы амплитуды каждой моды) можно пренебречь. Однако если отстройка частот взаимодействующих мод сравнима с обратным временем пролета, то электрон в процессе движения через пространство взаимодействия оказывается в поле биений разных мод, и период этих биений может быть сравним с временем пролета. При интегрировании уравнений движения следует учесть, что электроны, влетающие в пространство взаимодействия в разные моменты времени, попадают в разные фазы биений, и при нахождении высокочастотного сгруппированного тока (функции электронной восприимчивости) следует провести усреднение по времени влета электронов. Разработан алгоритм, позволяющий рассчитать движение электронов и найти функцию электронной восприимчивости [2*].

Необходимость усреднения по времени влета исчезает, если ограничиться рассмотрением мод высокого порядка в круглом волноводе с одинаковыми азимутальными, но разными радиальными индексами. Такие моды образуют практически эквидистантный по частоте спектр, при этом отношение разности собственных частот любой пары мод к разности их азимутальных индексов является постоянной величиной. Азимутальная симметрия позволяет путем замены переменных исключить из уравнений время влета электронов в пространство взаимодействия [28,29]. В случае неэквидистантного спектра, однако, приходится рассматривать электронные фракции с разными временами влета в пространство взаимодействия.

Предложено упрощение численного счета при рассмотрении взаимодействия мод высокого порядка со встречным вращением полей, когда азимутальные индексы имеют противоположный знак, и при численном моделировании требуется задавать большое число азимутальных фракций. Чтобы уменьшить время расчетов, предложено использовать фиктивные азимутальные индексы взаимодействующих мод, что позволяет в несколько раз уменьшить число азимутальных фракций. Подтверждена полная идентичность результатов численного моделирования мод с реальными и фиктивными азимутальными индексами.

В **Приложении 1.1** представлен вывод уравнений генератора типа Ван-дер-Поля с внешним сигналом или отраженной волной на основе эквивалентной радиотехнической схемы.

В **Приложении 1.2** приведен подробный вывод формулы дифракционных потерь и уравнения баланса мощностей в гиротроне с внешним сигналом.

В **Главе 2** рассмотрено воздействие на гиротрон внешнего монохроматического сигнала, поступающего из выходного волновода.

В **Разделе 2.1.** рассмотрены преимущества захвата частоты многомодового гиротрона внешним монохроматическим сигналом и режимы генерации вне зон захвата.

В **п. 2.1.1-2.1.3** теоретическое исследование выполнено для двух гиротронов: разработанного в ИПФ РАН в качестве прототипа для ИТЕР гиротрона на частоте 170 ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$ [1,5,56], и гипотетического гиротрона с вдвое более высокой частотой 345 ГГц и индексами рабочей моды – $TE_{56,24}$ [1,6*]. Параметры второго гиротрона (высокая частота и очень плотный спектр мод) позволяют особенно ярко продемонстрировать преимущество режима захвата частоты внешним сигналом: продвижение в область оптимальных параметров в результате подавления паразитных мод и увеличение мощности по сравнению с автономным режимом почти в два раза, до уровня, превышающего 1.2 МВт. Это дает возможность в перспективе использовать подобные гиротроны для таких современных приложений, как нагрев плазмы в новых установках типа DEMO, создание комплекса когерентно излучающих электронов для передачи энергии на большие расстояния и формирования сильных полей в терагерцевых ускорителях.

В **п.2.1.1.** приведены параметры гиротронов, сценарий включения, указаны взаимодействующие моды и характеристики внешнего сигнала. В обоих гиротронах резонатор представляет собой отрезок цилиндрического волновода (длиной 12мм в первом гиротроне, 10мм – во втором), радиусом 20.77мм, с закритическим сужением на катодном конце и плавным расширением в сторону выходного тракта. Добротности всех взаимодействующих мод близки к добротности рабочей моды: $Q_0 = 1370$ в гиротроне на частоте 170 ГГц и $Q_0 = 3670$ в гиротроне на частоте 345 ГГц. Радиус тонкого трубчатого электронного пучка выбран близким к оптимальному для достижения высокого КПД: 8.27 мм в гиротроне на частоте 170 ГГц, 8.02 мм в гиротроне на частоте 345 ГГц. Омическая добротность рассчитана по известным формулам, приведенным в работах [119-121] и составляет для гиротронов на частоте

170 ГГц и 345 ГГц соответственно 55730 и 81800, что существенно превышает полную добротность, поэтому в дальнейших расчетах предполагается, что дифракционная и полная добротности совпадают. Показано, что условие применения приближения фиксированной продольной структуры поля [110,112,113] выполнено для обоих гиротронов, поскольку время пролета через пространство взаимодействия длиной 25мм при энергии электронов 100кэВ и питч-факторе, равном 1.2 (продольная скорость электронов равна $0.35c$) составляет $T_i \approx 0.28\text{нс}$, а время переходных процессов $\tau_0 \approx Q_0 / \omega_0$ в 4-6 раз больше: 1.3нс в гиротроне на частоте 170ГГц и 1.7нс в гиротроне на частоте 345 ГГц.

Предполагается, что сценарий включения гиротрона близок к реально используемому в экспериментах для установления режима высокого КПД в мощных гиротронах [122,123,8*,9*]. Напряжение в зависимости от времени представляет собой экспоненциальную функцию, стремящуюся к асимптотическому конечному значению. В соответствии с эффектом Шоттки при увеличении напряжения соответствующим образом растет ток пучка, энергия и питч-фактор электронов, а также расстройка циклотронного синхронизма [61,124,125,1*-6*,8*,9*,15*-17*]. Установление ускоряющего напряжения, тока, питч-фактора происходит за время, существенно превышающее характерные времена всех переходных процессов в системе, что позволяет решать уравнения гиротрона, считая параметры постоянными на каждом шаге интегрирования.

Во взаимодействии участвуют моды, находящиеся в полосе циклотронного резонанса и имеющие достаточно высокие коэффициенты связи с электронным пучком, сравнимые с коэффициентом связи рабочей моды. В гиротроне на частоте 170 ГГц рассмотрено взаимодействие рабочей моды $TE_{28.12}$ с модами эквидистантного спектра³ $TE_{26.12}$, $TE_{27.12}$, $TE_{29.12}$, $TE_{30.12}$ и модами встречного вращения полей относительно рабочей моды $TE_{-25.13}$, $TE_{-26.13}$; в гиротроне на частоте 345 ГГц – рабочей моды $TE_{56.24}$ с модами эквидистантного спектра $TE_{55.24}$, $TE_{57.24}$, $TE_{54.24}$, $TE_{58.24}$, $TE_{53.24}$, $TE_{59.24}$ и модами со встречным вращением полей $TE_{-53.25}$, $TE_{-54.25}$.

Мощность внешнего сигнала составляла в численных расчетах несколько процентов (1%,2%, 4%,7%) от максимально достижимой мощности в автономном

³ В круглом волноводе моды высокого порядка, у которых радиальные индексы одинаковы, а азимутальные индексы отличаются на единицу друг от друга, образуют почти эквидистантный спектр по частоте

режиме. Частота и поперечная структура поля внешнего сигнала близки к частоте и поперечной структуре полей рабочей моды.

В п.2.1.2 на основе численного моделирования уравнений, выведенных в Главе 1, исследованы режимы автономной генерации и захвата частоты рабочей моды внешним сигналом. Найдены зоны захвата и зоны одномодовой генерации рабочей моды в автономном режиме на плоскостях различных параметров гиротронов: тока пучка и ведущего магнитного поля (или расстройки циклотронного резонанса, линейно зависящей от ведущего магнитного поля), а также частоты внешнего сигнала и циклотронной расстройки [1*-6*].

Показано, что основным фактором, препятствующим установлению одномодовых колебаний со стабильной частотой и высоким КПД, является возбуждение паразитных мод. Паразитные моды возникают в процессе включения гиротрона на фронте импульса напряжения, однако внешний сигнал в ряде случаев может их подавить, полностью или частично.

Как известно, оптимальные режимы с высоким КПД соответствуют жесткому режиму возбуждения колебаний гиротрона с высокими значениями циклотронной расстройки (малыми значениями ведущего магнитного поля). В автономном гиротроне при продвижении в эту область генерация на рабочей моде срывается, возбуждается паразитная низкочастотная мода. При воздействии внешнего сигнала в режиме захвата возможно продвижение в область больших циклотронных расстроек и оптимальных КПД. При этом мощность может увеличиться в гиротроне на частоте 170 ГГц на 10-11%, в гиротроне на частоте 345 ГГц – почти в два раза, поскольку в гиротроне с более высокой спектральной плотностью мод паразитные моды сильнее ограничивают зону одномодовой генерации в автономном режиме. При построении зон захвата на плоскости "ток – циклотронная расстройка (или ведущее магнитное поле)" частота внешнего сигнала задавалась одинаковой во всей зоне, близкой к частоте автономной генерации в области оптимальных КПД. Построение зон на плоскости "частота внешнего сигнала – циклотронная расстройка" при заданном токе пучка показало, что возможно увеличение ширины зоны одномодовой генерации в гиротроне на частоте 170 ГГц при токе 50 А в 6 раз при относительной мощности внешнего сигнала 4%; в гиротроне на частоте 345 ГГц при токе 30 А – в 2 раза при относительной мощности внешнего сигнала 4%. Для гиротрона на частоте 170 ГГц построены языки синхронизации [111] – границы области захвата частоты на плоскости «мощность внешнего сигнала – частота сигнала». Для одномодового генератора типа Ван-дер-Поля граница области синхронизации должна представлять собой квадратичную параболу, в

нижней точке которой мощность сигнала равна нулю [111]. Вообще говоря, языки синхронизации могут быть несимметричны из-за сдвига частоты генерации относительно «холодной» частоты [71,72], и в нижней точке мощность внешнего сигнала может быть ненулевой из-за конкуренции мод.

Важным ограничением рабочих режимов непрерывных гиротронов с внешним сигналом является возрастание тепловых нагрузок. Показано, что при высоких значениях расчетных токов и мощностей, особенно при захвате частоты, тепловые нагрузки превысили бы допустимый уровень. Однако преимущества режима захвата – возрастание мощности и КПД – сохраняются и при тепловых нагрузках, не превышающих предельный уровень удельной мощности омических потерь 2 кВт/см^2 , в гиротронах с умеренными токами, а также в гиротронах на высокой частоте (например, 345 ГГц) с плотным спектром мод даже при максимально достижимых токах и мощностях.

В п. 2.1.3 рассмотрены режимы генерации, возникающие при выходе параметров гиротрона или внешнего сигнала из зон захвата или, для автономных гиротронов, из зон одночастотной генерации на рабочей моде. Показано, что выход из зон захвата в свободных гиротронах происходит в результате возбуждения паразитных мод. В гиротроне с внешним сигналом выход из зон захвата, помимо возбуждения паразитных мод, может сопровождаться биениями на рабочей моде.

Исследовано возникновение параметрического (четырёхфотонного) распада рабочей моды и возбуждение боковых сателлитов рабочей моды с близкими амплитудами ($TE_{27.12}$ и $TE_{29.12}$ в гиротроне на частоте 170 ГГц, $TE_{55.24}$ и $TE_{57.24}$ в гиротроне на частоте 345 ГГц), симметрично отстоящих по частоте от рабочей моды, вблизи середины верхних границ зоны захвата, где мала электронная перестройка частоты, и спектр мод с большой точностью близок к эквидистантному. Показано, что в гиротроне на частоте 170 ГГц при воздействии внешнего сигнала параметрический распад происходит при токах, превышающих 70 А вблизи границы зоны захвата, тогда как в автономном режиме распад на боковые сателлиты может наблюдаться только при гораздо больших токах, выше 100 А, далеко отстоящих от границы области одномодовой генерации [3*,4*].

Следует отметить, что возможность возбуждения симметрично отстоящих от рабочей моды сателлитов вызывает интерес и обсуждается в литературе на протяжении нескольких десятилетий для гиротронов и других электронных мазеров в автономном режиме [126-130] и в современных работах при захвате частоты [64,1*-6*,14*-19*].

В **Разделе 2.2** исследована возможность снижения флуктуаций частоты и фазы излучения при воздействии внешнего сигнала на гиротрон с низкочастотными шумами напряжения и тока [5*]. В реальных источниках питания гиротронов даже после фильтрации высокочастотных составляющих шумов могут наблюдаться незначительные низкочастотные технические флуктуации напряжения с характерным временем 1-1000 мкс [30-34]. Такие низкочастотные флуктуации приводят к флуктуациям частоты и фазы поля излучения. Следует отметить, что проблема влияния внешнего сигнала на генератор с шумами и возможность уменьшения флуктуаций фазы обсуждалась ранее на основе спектрально-корреляционного анализа как для генераторов с квадратичной нелинейностью [105,131-133], так и для гиротронов [34].

Численное моделирование, как и в **Разделе 2.1**, проведено на примере мощных гиротронов с рабочими частотами 170 ГГц и 345 ГГц. Исследована возможность уменьшения фазовых флуктуаций при воздействии внешнего монохроматического сигнала. В реальных гиротронах низкочастотные флуктуации напряжения и тока представляют собой слабый ограниченный по частоте шум [31, 131 § 3.4], который можно представить как набор гармоник с близкими частотами и медленно меняющимися во времени амплитудами. Рассмотрение ограничено гиротроном с гармонической модуляцией входных параметров электронного пучка – напряжения, тока и пичч-фактора. Размах модуляции напряжения задавался равным 0.2 кВ, т.е. 0.2% от номинального напряжения 100 кВ, что соответствует реальным техническим флуктуациям [31]. Поскольку время пролета электронов через пространство взаимодействия (менее 1 нс) значительно меньше всех других характерных времен системы, на каждом шаге моделирования параметры электронного пучка предполагались постоянными.

Как показали расчеты, в режиме свободной генерации для обоих гиротронов при амплитуде колебаний напряжения $\Delta U=0.2\text{кВ}$ происходит существенное изменение частоты и фазы поля излучения: фаза колеблется в интервале порядка нескольких десятков градусов, частота – в интервале около нескольких мегагерц. При воздействии внешнего сигнала флуктуации частоты и фазы существенно (почти на порядок) уменьшаются по сравнению с режимом свободной генерации: фаза меняется в пределах нескольких градусов, частота – менее чем на 0.4 МГц. Следует отметить, что в реальном эксперименте можно ожидать уменьшения размаха колебаний частоты при воздействии внешнего сигнала даже в большее число раз, чем показывают результаты численного моделирования, поскольку при расчетах период модуляции входных

параметров электронного пучка был выбран меньше реального, а размах колебаний частоты обратно пропорционален периоду модуляции.

Результаты расчетов были сопоставлены с теоретическими оценками фазовых флуктуаций в гиротроне при скачке напряжения [134] и в генераторе Ван-дер-Поля [131] на основе анализа модифицированного уравнения Адлера. Показано качественное совпадение результатов.

Проведенные расчеты представляют интерес для установления ограничений на допустимые флуктуации параметров гиротрона, что является актуальным прежде всего для разработки в дальнейшем комплекса когерентно излучающих гиротронов. Следует отметить, что уменьшение флуктуаций частоты и ширины спектра излучения происходит при захвате частоты гиротрона не только внешним сигналом, но и волной, отраженной от резонансной или нерезонансной нагрузки, как было показано теоретически в [57,72,26*] и экспериментально в [65].

В Разделе 2.3 рассмотрено влияние неидеальных характеристик электронного пучка (разброса поперечных скоростей электронов, позиционного разброса электронов, несоосности электронного пучка и резонатора гиротрона) на режимы работы свободного гиротрона и гиротрона, в который поступает внешний сигнал [19*].

В большинстве теоретических исследований воздействия внешнего сигнала на гиротрон используется приближение идеального трубчатого электронного пучка – тонкого, моноскоростного, аксиально симметричного относительно оси цилиндрического резонатора [57-61,63,64,73-78,1*-6*,14*-18*]. В реальности у электронного пучка всегда есть некоторый разброс поперечных скоростей и конечная толщина, а его ось может иметь сдвиг или перекося относительно оси резонатора. Возможные причины разброса скоростей электронов и смещения радиусов ведущих центров электронных орбит относительно их идеальных значений связаны с особенностями формирования винтовых электронных пучков магнетронно-инжекторными пушками: шероховатостями поверхности эмиттера, разбросом электронов на катоде как по энергии, так и по направлению, неоднородностью излучающего кольца эмиттера, тепловыми неоднородностями, несоосностью электродов и магнитного поля, неадиабатическим движением электронов, неустойчивостями в процессе транспортировки пучка к резонатору гиротрона и эффектом пространственного заряда [135-137].

Как было ранее показано в работах [14,15,138-149], разброс скоростей и конечная толщина пучка, как правило, снижают КПД одномодовой генерации на рабочей моде. Однако в случае, когда при конечной толщине пучка увеличивается

коэффициент связи рабочей моды с отдельными фракциями пучка, происходит увеличение КПД по сравнению с идеально тонким пучком [138]. Смещение оси пучка относительно оси резонатора (параллельное или с перекосом) может привести к срыву генерации на рабочей моде и возбуждению паразитных мод [139-143].

Во всех перечисленных работах [14,15,138-149] рассматривалось влияние неидеального электронного пучка на гиротрон в режиме свободной генерации. В данном разделе диссертации проведено сравнение характеристик мощного многомодового гиротрона с разбросом параметров электронного пучка в режиме свободной генерации и в режиме захвата частоты и фазы внешним монохроматическим сигналом. Численные расчеты проведены как для гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН для ITER [1,5,56] с параметрами, приведенными в п.2.1.1, так и для безразмерной модели гиротрона с эквидистантным набором мод, что позволяет исследовать характер режима генерации мощного гиротрона в зависимости от плотности спектра мод в общем виде. Эффекты, обусловленные разбросом скоростей электронов, конечной толщиной пучка и сдвигом/перекосом оси пучка относительно оси резонатора, рассмотрены по отдельности.

Результаты исследования влияния скоростного разброса электронов, конечной толщины и смещения оси цилиндрического электронного пучка показали, что в мегаваттных гиротронах достижимы режимы с высоким КПД при относительном скоростном разбросе до 30-40%, смещении оси (параллельном переносе или перекосе) до величин порядка $\lambda/4$ и толщине пучка порядка $\lambda/3$. При больших значениях скоростного разброса, толщины и смещения оси происходит срыв одномодовой генерации и возбуждение левого сателлита при свободной генерации или мультиплета (двух симметрично отстоящих боковых сателлитов) при воздействии внешнего монохроматического сигнала. Захват частоты внешним сигналом позволяет повысить КПД генерации на 6-8%, подавить возбуждение паразитных мод на фронте импульса ускоряющего напряжения, а также в ряде случаев увеличить максимально допустимые значения разброса параметров и смещения оси электронного пучка.

В **Разделе 2.4** обсуждаются результаты проведенного в ИПФ РАН первого экспериментального исследования захвата мощного релятивистского гиротрона на частоте 35 ГГц с уровнем мощности 0.9 МВт внешним сигналом магнетрона с мощностью до 25 кВт, или до 2.8% от мощности излучения [8*,9*] при использовании разработанного в ИПФ квазиоптического синтезированного двухзеркального преобразователя [56]. Эксперимент был проведен Н.И.Зайцевым и Ю.М.Гузновым.

Резонатор гиротрона представлял собой отрезок волновода радиусом 22,3 мм и длиной однородного участка 50,7 мм. Радиус трубчатого электронного пучка был равен 10мм, ведущее магнитное поле $B_0 = 1.5 \pm 0.1$ Т, ускоряющее напряжение после процесса включения составляло 135 кВ, ток пучка – 46.5 А. Измеренная в эксперименте частота свободной генерации гиротрона на рабочей моде $TE_{7,3}$ слегка варьировалась из-за нестабильности напряжения и из-за нагрева резонатора гиротрона в пределах $f_g = 35,359 - 35,363$ ГГц. Излучение магнетрона на частоте, близкой к частоте автономной генерации гиротрона, подавалось одномодовым волноводом к рупору, формирующему гауссов пучок, затем посредством системы зеркал вводилось в квазиоптический преобразователь, где трансформировалось в рабочую моду $TE_{7,3}$.

Численные расчеты проводились на основе уравнений многомодового гиротрона (Глава1, [1*-4*]). Условия применимости этих уравнений – приближение фиксированной продольной структуры поля и существенная по сравнению с шириной линии разность частот взаимодействующих мод – выполнены, поскольку добротность резонатора примерно равна 1000, при этом время переходных процессов составляет около 5 нс, время пролета – около 0.3 нс, ширина линии порядка 35 МГц, минимальная разность частот взаимодействующих мод более 1 ГГц. При моделировании учитывалось взаимодействие пяти мод, лежащих в полосе циклотронного резонанса: рабочей моды $TE_{7,3}$, ее боковых сателлитов, симметрично отстоящих по частоте $TE_{6,3}$ и $TE_{8,3}$ с собственными частотами 32.7 ГГц и 38.1 ГГц соответственно и двух мод встречного вращения: $TE_{-5,4}$ и $TE_{-4,4}$ собственными частотами 36.93 ГГц и 34.15 ГГц. В процессе включения и выключения напряжения могли возбуждаться паразитные моды $TE_{6,3}$, $TE_{8,3}$ и $TE_{-5,4}$, а на полке импульса напряжения и тока происходила генерация только рабочей моды. При расчетах значение питч-фактора электронного пучка принималось равным 1.2.

При частотах входного сигнала магнетрона f_m , достаточно близких к частоте автономной генерации гиротрона f_g , и уровне мощности внешнего сигнала 25 кВт наблюдался захват частоты как в эксперименте, так и в расчетах. Ширина полосы захвата при максимальном уровне мощности внешнего сигнала составила в эксперименте и расчетах 12 МГц. Более сильная отстройка частоты магнетрона от частоты гиротрона приводила к выходу из режима захвата и появлению биений частоты и амплитуды поля излучения. В спектре излучения в эксперименте и расчетах появлялись боковые составляющие. В эксперименте частота центральной компоненты спектра излучения была близка к частоте автономной генерации, частота одной из

боковых компонент совпадала с частотой магнетрона. Расчетный спектр излучения был почти симметричным, а в эксперименте ширина и интенсивность правой и левой боковых компонент спектра излучения были различными. Несимметрия спектра излучения в эксперименте объясняется нестабильностью источника питания, приводящей к нестабильности автономной частоты гиротрона.

При ослаблении уровня внешнего сигнала ширина полосы захвата уменьшалась. Были найдены экспериментально и теоретически языки синхронизации – границы области захвата на плоскости двух параметров (мощности и частоты магнетрона). Границы представляют собой кривые, близкие к параболам, в согласии с классическими представлениями [111]. Вершина параболы, полученная на основании расчетов, соответствует частоте внешнего сигнала, равной частоте автономной генерации и нулевой мощности сигнала. В эксперименте при уровнях мощности магнетрона меньше 5 кВт захват не наблюдался, что могло быть связано с нестабильностью автономной частоты гиротрона.

Таким образом, показано хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов как в режиме захвата частоты, так и при выходе из этого режима и возникновении биений.

Путем численного моделирования проанализировано изменение КПД в режиме захвата в данном эксперименте. Хотя при захвате частоты мощного многомодового гиротрона возможно повышение КПД [1*-6*], для исследуемого гиротрона КПД снижается по сравнению с режимом автономной генерации, несмотря на увеличение поля рабочей моды в резонаторе гиротрона. Подобное снижение КПД при захвате частоты внешним сигналом описывается в работе [150] и объясняется тем, что значения амплитуды поля и длины резонатора превышают оптимальные (с точки зрения достижения высокого КПД) величины [151]. При этом возрастание амплитуды поля при вводе внешнего сигнала приводит к уменьшению КПД, что подтверждается характером продольного распределения орбитального КПД в стационарном автономном режиме и при захвате частоты: на последней трети длины пространства взаимодействия происходит перегруппировка электронного пучка, приводящая к падению орбитального КПД в свободном гиротроне с 60% до 50%, при захвате частоты – с 60% до 40%.

В Разделе 2.5 проведено сопоставление результатов численного моделирования с данными эксперимента по захвату частоты 170 ГГц/1 Мвт гиротрона сигналом гиротрона-драйвера мощностью 20 кВт [62]. Показано, что основные количественные характеристики режимов (увеличение мощности, расширение полосы генерации на

рабочей моде в режиме захвата частоты, ширина полосы захвата) совпадают с результатами расчетов на основе более полных уравнений и с экспериментальными данными.

В эксперименте и расчетах наблюдалось увеличение мощности излучения на 11% , от 1.1 МВт в автономном режиме до 1.22 МВт при захвате частоты в области оптимальных (больших) циклотронных расстроек (то есть в области малых значений ведущего магнитного поля и тока ведущего соленоида). Также было продемонстрировано расширение полосы генерации на рабочей моде примерно в два раза, оно было относительно небольшим в области меньших значений ведущего магнитного поля и довольно значительным в области бóльших значений ведущего магнитного поля.

В **Главе 3** теоретически исследованы режимы генерации и возможность захвата частоты многомодового гиротрона при воздействии внешнего сигнала со ступенчатой и синусоидальной модуляцией амплитуды или частоты, а также при воздействии двух монохроматических сигналов [15*-17*]. Эта задача представляет интерес для таких приложений, как диагностика плазмы, коллективное томсоновское рассеяние, ускорение ионов в поле биений частоты излучения [9], а также создание в перспективе комплекса когерентно излучающих гиротронов, частота которых захвачена и управляется гиротроном-драйвером. В частности, определение допустимых значений параметров модуляции внешнего сигнала, при которых возможен захват частоты гиротрона, поможет выработать требования к разбросу параметров гиротрона-драйвера.

Исследование воздействия внешнего сигнала с гармонической модуляцией параметров проводилось несколько десятилетий назад для одномодовых генераторов типа Ван-дер-Поля с квадратичной нелинейностью [152-154]. Также рассматривалась (теоретически и экспериментально) аналогичная задача о воздействии на гиротрон отраженной волны с периодически меняющейся фазой запаздывания или коэффициента отражения при использовании в качестве отражателя колеблющейся мембраны [69,37*-39*]. Однако в перечисленных работах [69,152-154,37*-39*] влияние взаимодействия мод не изучалось, тогда как в мощных гиротронах конкуренция мод играет существенную роль в установлении того или иного режима генерации.

Численное моделирование в **Главе 3**, [15*-17*] проводилось на примере гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц, мощностью 1-1.5 МВт, рабочей модой TE_{28,12} [1,5,56], разработанного в ИПФ РАН в качестве прототипа для ITER. Ускоряющее напряжение во всех расчетах составляет $U=100$ кВ. Рассмотрено взаимодействие

рабочей моды с соседними модами эквидистантного спектра $TE_{26.12}$, $TE_{27.12}$, $TE_{28.12}$, $TE_{29.12}$, $TE_{30.12}$ и модами $TE_{-25.13}$, $TE_{-26.13}$ со встречным направлением вращения полей по отношению к вращению электронов.

В Разделе 3.1 исследовано воздействие на гиротрон внешнего сигнала с периодически меняющейся частотой, близкой к частоте рабочей моды. Рассмотрена гармоническая и ступенчатая модуляция частоты внешнего сигнала. Найдены спектры внешнего сигнала в случае гармонически и ступенчато промодулированной частоты. Показано, что при одинаковых периоде и глубине модуляции в случае ступенчатой модуляции спектр внешнего сигнала шире, чем для гармонической модуляции. Проведена аналогия периодической модуляции частоты сигнала со скольжением параметров гиротрона вдоль одной из ветвей амплитудно-частотной характеристики, показывающей зависимость амплитуды излучения от частоты внешнего монохроматического сигнала при заданном уровне мощности внешнего сигнала.

Показано, что при воздействии промодулированного по частоте внешнего сигнала может происходить захват частоты колебаний этой моды, когда мгновенная частота излучения отслеживает изменения частоты внешнего сигнала, а амплитуда излучения оказывается промодулированной во времени с периодом модуляции частоты внешнего сигнала. Такие режимы захвата и управления частотой возможны, если изменения частоты внешнего сигнала достаточно медленные по сравнению с временем захвата, и мгновенная частота внешнего сигнала лежит внутри полосы захвата во все моменты времени.

При этом в случае гармонической модуляции частоты форма модуляции амплитуды поля излучения может быть как достаточно простой, близкой к синусоидальной, так и более сложной в зависимости от средней частоты сигнала. В случае ступенчатой модуляции частоты сигнала после каждого скачка частоты сигнала происходят затухающие колебания частоты и амплитуды поля излучения, соответствующие установлению их значений на данном скачке, так что форма модуляции частоты и амплитуды поля излучения не является строго ступенчатой.

Если частота внешнего сигнала выходит из полосы захвата, могут возникать биения рабочей моды или возбуждение паразитных мод. В случае ступенчатой модуляции частоты сигнала возбуждение паразитных мод возникает при меньших значениях амплитуды и периода модуляции, чем в случае гармонической модуляции. При параметрах гиротрона (токе и расстройке циклотронного резонанса), лежащих внутри области автономной генерации, т.е. в области относительно небольших циклотронных расстроек (области мягкого самовозбуждения) выход из режима захвата

сопровождается биениями частоты и амплитуды рабочей моды. В случае, когда параметры гиротрона лежат в зоне захвата, но вне зоны автономной генерации (т.е. в области больших расстройек, высоких КПД и жестокого самовозбуждения), при выходе из режима захвата происходит возбуждение паразитных низкочастотных мод.

В **Разделе 3.2** рассмотрено воздействие амплитудно-модулированного сигнала с периодически меняющейся амплитудой и двух монохроматических внешних сигналов. Рассмотрен случай гармонической модуляции амплитуды внешнего сигнала, являющийся аналогом воздействия трех монохроматических сигналов, и воздействие внешнего сигнала со ступенчато промодулированной амплитудой. Найдены спектры внешнего сигнала при гармонической и ступенчатой амплитудной модуляции. Показана аналогия воздействия амплитудно-модулированного сигнала и движения параметров гиротрона поперек разных ветвей амплитудно-частотных характеристик, соответствующих разным уровням мощности внешнего монохроматического сигнала.

Показано, что при воздействии амплитудно-модулированного внешнего сигнала или двух монохроматических сигналов на гиротрон могут происходить периодические изменения частоты и амплитуды рабочей моды. Амплитуда излучения может повторять форму модуляции амплитуды сигнала, если биения амплитуды внешнего сигнала не слишком глубокие или достаточно быстрые. Если же биения амплитуды внешнего сигнала достаточно глубокие (так что в некоторые моменты времени амплитуда сигнала много меньше своего среднего значения) и медленные в масштабе времени захвата, то происходят глубокие биения частоты и амплитуды поля излучения на рабочей моде или возбуждаются паразитные моды. При ступенчатой модуляции амплитуды сигнала, как и в случае ступенчатой модуляции частоты сигнала, возбуждение паразитных мод происходит при меньшем размахе и периоде модуляции, чем в случае гармонической модуляции амплитуды.

Если амплитуда модуляции параметров внешнего сигнала достаточно велика, но период модуляции мал в масштабе времени захвата, то паразитные моды не возбуждаются, поскольку амплитуда и частота излучения не успевают отслеживать изменения параметров внешнего сигнала и колеблются в меньшем интервале значений, чем при более медленной модуляции.

В **Разделе 3.3** приведены общие закономерности перехода к различным режимам при воздействии квазимонохроматического внешнего сигнала.

В **Главе 4** исследованы режимы генерации гиротрона с удаленным нерезонансным отражателем – стабилизация частоты и переключение между модами при изменении

параметров отражателя. Как и в других главах, исследование проведено в приближении фиксированной продольной структуры поля [110]. Предполагается, что для каждой из взаимодействующих мод коэффициент отражения не зависит от частоты или эта зависимость слабая, так что его можно считать постоянным в пределах ширины линии данной моды.

В Разделе 4.1 аналитически продемонстрирована возможность стабилизации частоты излучения одномодового (с одной поперечной модой) гиротрона. Важно отметить, что отражения с запаздыванием, вообще говоря, могут привести к установлению сложных автомодуляционных режимов генератора [69,83-88,37*-39*]. Область параметров, в которой возможна стабилизация частоты генератора, соответствует малым коэффициентам отражения и большому времени запаздывания [93,94].

Рассмотрены стационарные состояния системы, состоящей из гиротрона, линии запаздывания и нерезонансного отражателя. Число этих состояний (продольных мод), различающихся продольной структурой поля в линии запаздывания, конечно и может быть больше единицы, если запаздывание достаточно велико. При этом в резонаторе гиротрона продольное распределение поля является одногорбым, совпадающим с полем наиболее добротной продольной моды «холодного» (без электронного пучка) резонатора.

Отражение предполагается слабым, так что функция электронной восприимчивости пучка, сформированная высокочастотным полем, близка к восприимчивости в автономном гиротроне. Эта функция в зависимости от модуля высокочастотного поля и расстройки циклотронного резонанса⁴ может быть разложена в ряд по степеням коэффициента отражения около автономных (безотражательных) значений. Путем сравнения частоты излучения в двух соседних стационарных состояниях (различающихся значением какого-либо параметра, например, циклотронной расстройки или собственной частоты резонатора гиротрона) показано, что частота излучения стабилизируется при достаточно большом запаздывании. При стабилизации изменения частоты излучения происходят в меньшем интервале, чем в отсутствие отражений.

Условием стабилизации частоты является существование нескольких (более одного) стационарных состояний системы. При этом в эффективную полосу захвата частоты внешним сигналом, амплитуда которого равна амплитуде отраженной волны,

⁴ Расстройка циклотронного резонанса определяется ведущим магнитным полем и ускоряющим напряжением.

попадает более одной продольной моды линии запаздывания. Поскольку частоты соседних мод линии запаздывания различаются примерно на величину, обратно пропорциональную времени запаздывания, то эта величина должна быть меньше ширины эффективной полосы захвата частоты. Условие стабилизации частоты можно также сформулировать следующим образом: эффективное время захвата частоты гиротрона (обратное эффективной ширине полосы захвата) должно быть меньше времени запаздывания [4*,20*-24*,26*].

Аналитически найдены зависимости частоты излучения от циклотронной расстройки и от собственной частоты резонатора гиротрона (модуляционные характеристики). Графики этих зависимостей образуют гистерезисные кривые и несколько «плато» в зоне генерации данной моды. При изменении параметров гиротрона частота излучения плавно меняется в узком интервале до тех пор, пока продольная структура поля в линии запаздывания соответствует одной из продольных мод, затем происходит скачок частоты на другую продольную моду. Полученные численно зависимости частоты излучения от собственной частоты гиротрона полностью совпадают с аналитическими зависимостями [23*].

Следует отметить, что влияние отражения при большой длине линии запаздывания на модуляционные характеристики ранее исследовалось для магнетронов в [155,156], однако из-за перескоков частоты этот эффект рассматривался как паразитный.

В Разделе 4.2 [33*-35*] исследована устойчивость стабилизированных по частоте стационарных состояний в приближении малой амплитуды поля, когда функция электронной восприимчивости в гиротроне с мягким возбуждением квадратично зависит от амплитуды поля [28,33*-36*,157]. При этом уравнения гиротрона совпадают с укороченным уравнением Ван-дер-Поля [93,33*-36*]. В области реальных значений параметров (малое отражение, оптимальная мощность излучения) такой подход позволил аналитически исследовать устойчивость стационарных состояний системы (п.4.2.1-4.2.3). При малых превышениях параметров над стартовыми значениями устойчивость стационарных состояний исследована численно (п.4.2.4, [35*]).

В п.4.2.1 получено характеристическое уравнение для частот возмущений системы. Показано, что устойчивость и поведение системы определяются тремя параметрами: коэффициентом отражения, временем запаздывания, превышением тока над стартовым значением. Возникающие возмущения амплитуды и фазы поля можно отнести к одному из двух типов: возмущения амплитуды поля, частота которых равна частоте стационарного состояния, и возмущения в виде двух боковых сателлитов,

симметрично отстоящих по частоте от исходного стационарного состояния. Распад исходного стационарного состояния на боковые спутники аналогичен параметрическому четырехфотонному распаду двух фотонов исходного состояния на фотоны-спутники. Важно отметить, что при параметрическом распаде исходного стационарного состояния на боковые спутники частота возмущений-спутников в общем случае не совпадает с частотой соседних стационарных состояний, поскольку стационарные состояния не образуют эквидистантный спектр. Поэтому параметрический распад может наблюдаться только на начальной стадии ухода системы из неустойчивого стационарного состояния. Затем устанавливается одно из соседних стационарных состояний.

В п.4.2.2 исследована устойчивость стационарных состояний относительно роста амплитуды исходного состояния. Показано, что если в системе существует единственное стационарное состояние, то оно устойчиво относительно таких возмущений на собственной частоте. При увеличении времени запаздывания попарно возникают новые стационарные состояния, которые могут оказаться неустойчивыми относительно собственных возмущений. Устойчивые и неустойчивые относительно амплитудных возмущений состояния чередуются по частоте.

В п.4.2.3 анализируется устойчивость стационарных состояний относительно распада на боковые спутники в области оптимальных параметров, когда превышение параметров гиротрона (тока) над стартовыми значениями достаточно велико. Исследование проведено методом D-разбиения [158]: найдены параметры системы, при которых частотная отстройка спутников может быть действительна и не равна нулю. При малом изменении параметров вблизи этих значений устойчивые спутники становятся неустойчивыми. Показано, что в оптимальных режимах генерации (при существенном превышении тока над стартовым) неустойчивыми относительно параметрического распада могут оказаться только крайние по частоте стационарные состояния, в которые система не попадает без специального внешнего воздействия на их частоте [33*]. Таким образом, если стационарное состояние единственное, то оно устойчиво относительно возмущений всех типов.

В п.4.2.4 численными методами исследовано характеристическое уравнение и построены границы областей устойчивости стационарных состояний относительно распада на спутники при произвольном превышении тока над пороговым значением. Показано, что при малых превышениях тока над пороговыми значениями возможен рост возмущений в виде боковых спутников.

Переходные процессы исследовались на основе численного решения исходного уравнения генератора Ван-дер-Поля с запаздыванием [33*]. Было показано, что они происходят в точном соответствии с приведенными выше результатами исследования устойчивости относительно обоих типов возмущений. Начальные условия были заданы в виде того или иного неустойчивого состояния, на которое накладывалось малое возмущение. Когда неустойчивость возникает в результате распада на сателлиты (а относительно роста амплитуды состояние устойчиво) наблюдается длительная стадия нарастающих осцилляций амплитуды (биений). Частота биений хорошо согласуется с частотой, найденной из решения характеристического уравнения и близка к разности частот соседних стационарных состояний. Затем среднее значение амплитуды скачком увеличивается и переходит в окрестность соседнего устойчивого состояния, после чего переходный процесс носит характер затухающих биений. Если же начальное состояние соответствует продольной моде, неустойчивой относительно амплитудных („собственных“) возмущений, то на начальной стадии возмущение нарастает экспоненциально, как и должно быть при аperiodической неустойчивости. Установление соседнего устойчивого стационарного состояния происходит в виде затухающих биений, причем их амплитуда и длительность переходного процесса много меньше, чем в предыдущем случае.

В **Разделе 4.3** результаты теоретического анализа сопоставляются с данными, полученными в эксперименте по стабилизации частоты гиротрона с удаленным нерезонансным отражателем [10*,11*]. Эксперимент проводился А.А.Богдашовым и А.П.Фокиным. В качестве экспериментальной установки использовался технологический гиротронный комплекс с частотой генерации 28 ГГц и мощностью до 15 кВт, работающий на второй гармонике циклотронной частоты на симметричной моде TE_{02} [159]. Нерезонансный отражатель представлял собой участок волновода меньшего диаметра, расположенный на расстоянии 60 см от выходного сечения резонатора гиротрона. Коэффициент отражения по мощности составлял около 10%. Для изменения положения отражателя участок волновода перемещался в продольном направлении при помощи шагового электродвигателя, что позволило исследовать влияние длины линии задержки (фазы отраженного сигнала) без выключения гиротрона.

Для измерения спектральных характеристик часть излучения перед калориметрической нагрузкой ответвлялась при помощи диэлектрического волновода, и направлялась в спектроанализатор Keysight N9010A, измерения мощности выходного сигнала производились при помощи калиброванного водяного калориметра. Ток

электронного пучка и выходная мощность гиротрона в эксперименте были выбраны существенно меньше максимально достижимых значений для уменьшения тепловых нагрузок на элементы электродинамической системы и обеспечения стабильности режима генерации: ускоряющее напряжение составляло 16 кВ, ток электронного пучка – 0.5 А, питч-фактор электронов был равен $g = 1.3$, что соответствовало максимальной выходной мощности без отражений порядка 1.85 кВт и КПД 19 %.

В ходе эксперимента исследовались зависимости частоты и мощности генерации от величины ведущего магнитного поля и от положения отражателя при фиксированных параметрах электронного пучка. При оптимальной фазе отраженного сигнала происходила стабилизация частоты (максимум в 1.5 раза) и возрастание мощности. При неоптимальной фазе отраженного сигнала наблюдалось падение выходной мощности, сужение зоны генерации гиротрона и увеличение диапазона перестройки частоты по сравнению с безотражательной конфигурацией. При фиксированных параметрах магнитного поля и электронного пучка зависимости частоты и мощности излучения от положения отражателя были периодическими с периодом, равным половине длины волны излучения в выходном волноводе $\lambda_w = 7.5$ мм. Характерная величина перестройки частоты излучения при изменении положения нерезонансного отражателя в волноводном тракте составляла порядка 5 МГц, изменения мощности выходного излучения около 25%.

Наблюдавшиеся в эксперименте эффекты можно объяснить периодическими изменениями полной добротности электродинамической системы, состоящей из резонатора гиротрона, линии задержки и отражателя, при изменении длины линии задержки. Такая интерпретация справедлива при не слишком больших временах запаздывания и адекватно описывает экспериментальную ситуацию в данном случае. В противоположном случае следует учитывать влияние длинной линии на частоту излучения, рассмотренное в **Разделе 4.1**. Расчетные результаты для данного гиротрона с отражениями, полученные на основе PIC-кода КАРАТ, также подтверждают результаты проведенного эксперимента [65].

Подход, на основе которого проводилось исследование воздействия отраженной от нерезонансной нагрузки волны на гиротрон с одной поперечной модой в **Разделах 4.1-4.3**, справедлив для гиротронов с достаточно разреженным частотным спектром мод. Однако в мощных гиротронах, работающих на модах высокого порядка, конкуренция мод, различающихся поперечной структурой, может существенно повлиять на режим генерации [28,29,95,160]. Хотя воздействие отражения на гиротрон с несколькими поперечными модами ранее изучалось в ряде работ других авторов [90-

92], стабилизация частоты при этом не рассматривалась. В **Разделе 4.4** и в работе [26*] исследована стабилизация частоты излучения гиротрона с удаленным отражателем (выходным окном) в условиях взаимодействия мод эквидистантного спектра, симметрично отстоящими по частоте. Предполагалось, что окно отражает излучение на частоте рабочей моды, а для соседних мод оно прозрачно.

Расчеты проводились, как и в **Главах 1-3**, для гиротрона мегаваттного уровня мощности с рабочей частотой 170 ГГц, рабочей модой $TE_{28.12}$, разработанного в ИПФ [1,5,56]. Расстояние от гиротрона до отражающего окна составляло 135 см, время запаздывания 9 нс. Коэффициент отражения по амплитуде был равен 0.35.

Рассмотрение только мод эквидистантного спектра связано с тем, что влияние ближайших по частоте к рабочей моде мод со встречным вращением полей $TE_{-25.12}$ и $TE_{-26.13}$ для свободного гиротрона при умеренных токах практически не сужает зону генерации рабочей моды, особенно в области относительно небольших ведущих магнитных полей, оптимальных для достижения высоких значений коэффициента полезного действия (КПД). При введении отражений мод встречного вращения не вызывают качественных изменений картины стабилизации частоты рабочей моды. Следует также отметить, что отличие каустик для полей указанных мод встречного вращения от каустики рабочей моды более существенно, чем для мод эквидистантного спектра, так что вопрос о возвращении отраженных мод встречного вращения в резонатор требует более тщательного исследования.

Поскольку частотная зависимость коэффициента отражения определяется толщиной отражающего окна, при его достаточной толщине отражение на соседних модах эквидистантного спектра действительно может быть несущественным. Расчеты показывают, что толщина окна около 10-12 мм при показателе преломления 2.15 обеспечивает отсутствие отражений для мод эквидистантного спектра, соседних с рабочей модой в рассматриваемом гиротроне. Отраженная волна возвращается в пространство взаимодействия в виде рабочей моды, что может быть обеспечено при использовании синтезированного двухканального квазиоптического преобразователя [56].

Показано, что отражение части излучения гиротрона на частоте рабочей моды при средних значениях тока может приводить к расширению зоны генерации на рабочей моде на 25% за счет подавления низкочастотной соседней моды. При этом возрастает амплитуда поля, что приводит в области высоких расстроек циклотронного резонанса к существенному повышению поперечного КПД генерации (на 10-17%). Частота излучения стабилизируется, и при изменении ведущего магнитного поля в

полосе значений, сравнимой с шириной зоны генерации (по циклотронной расстройке или ведущему магнитному полю), изменения частоты излучения в 5-8 раз меньше, чем в гиротроне без отражений. Однако при изменениях ведущего магнитного поля или напряжения в пределах зоны генерации рабочей моды могут происходить переходы между продольными модами линии запаздывания и соответствующие им скачки частоты и амплитуды между стабильными состояниями. Смещение отражателя в пределах нескольких длин волн не влияет на стабильность частоты, а может приводить лишь к небольшому (менее обратного времени задержки) сдвигу частот стабильных состояний и значений циклотронной расстройки, при которых происходят переходы между этими состояниями.

Было рассмотрено влияние низкочастотных шумов ускоряющего напряжения на флуктуации частоты и фазы излучения. Относительная амплитуда шумов составляла 0.2% (0.2 кВ). Показано, что влияние шумов источника ускоряющего напряжения на колебания частоты и фазы при воздействии отраженной волны снижается, так что отклонения частоты от среднего значения уменьшаются в 10 раз, фазы - в 20 раз, что может быть актуальным для практических приложений. Воздействие отраженной волны может быть полезным для достижения стабильной частоты излучения, поскольку этот эффект не зависит от характерных времен низкочастотных шумов гиротрона. Вместе с тем использование отраженной волны для стабилизации фазы излучения представляется проблематичным, поскольку отклонения фазы возрастают пропорционально характерным временам шумов. Более предпочтительным в этом случае выглядит воздействие внешнего монохроматического сигнала, когда могут быть уменьшены как частотные, так и фазовые флуктуации [5*].

Помимо стабилизации частоты в данной главе исследована возможность возбуждения моды со встречным азимутальным вращением полей относительно рабочей моды при воздействии отраженной волны в гиротроне с встроенным однонаправленным козырьковым преобразователем [51,52] (Раздел 4.5, [36*]). Конкуренция мод с прямым и встречным вращением полей позволяет объяснить результаты экспериментов, в которых наблюдались периодические изменения поперечной структуры поля на периферии излученного волнового пучка в гиротроне с колеблющимся отражателем [69,36*-39*].

Квазиоптический преобразователь гиротрона большую часть излучения на рабочей моде выводит в виде гауссова пучка. Если есть отраженная волна, то большая ее часть из-за геометрии преобразователя, согласно концепции Бриллюэна [161,162],

имеет противоположное направление вращения поля относительно рабочей моды и может возбудить соответствующую моду [53-55].

Взаимодействие мод (рабочей и моды встречного вращения) исследовано аналитически на основе квазилинейных укороченных уравнений для комплексных амплитуд мод внутри резонатора [28,157,163,164,33*-36*] для идеализированной модели, в которой козырьковый выходной преобразователь и выходной тракт выводят 100% мощности излучения на рабочей моде в виде гауссова пучка. В такой модели отраженная волна возвращается в гиротрон только в виде моды с противоположным направлением вращения поля.

Показано, что в отсутствие отражения стартовые условия выполнены только для рабочей моды. При отражении в гиротроне устанавливается двухмодовый режим, при этом амплитуда моды встречного вращения мала по сравнению с рабочей модой. Если отражатель колеблется (фаза отраженной волны меняется), то амплитуда моды встречного вращения также оказывается промодулированной во времени с периодом колебаний отражателя. Таким образом, на выходе гиротрона излучение может представлять собой суперпозицию двух волн: основной и малой примеси вторичной (соответствующей моде встречного вращения), причем на периферийной части гауссова пучка амплитуды этих волн могут оказаться соизмеримыми. Колебания удаленного отражателя приводят к изменению поперечной структуры поля на периферии волнового пучка, что и наблюдалось экспериментально.

Подобные явления переключения между двумя модами были исследованы также в ряде других работ диссертанта: теоретически для гиротрона с отраженной волной, воздействующей на одну из мод [25*] и экспериментально для гиротрона/гироклистрона на частоте 35 ГГц при введении селективной запаздывающей обратной связи, обеспечивавшей предварительную модуляцию электронного пучка на частоте одной из мод [27*]. Воздействие запаздывающей обратной связи можно рассматривать как аналог влияния отраженной волны.

В **Главе 5** исследована стабилизация частоты гиротрона при отражении части излучения от внешнего высокодобротного резонатора. Явление стабилизации частоты волной, отраженной от внешней высокорезонансной нагрузки, давно известно и широко применяется в микроволновой электронике для магнетронов и клистронов [101-104,165] и в оптике [96-99]. Недавно впервые наблюдалась стабилизация частоты внешним высокодобротным отражателем в гиротроне [12*]. Теория стабилизации частоты автогенератора с высокодобротным отражателем была построена достаточно давно, однако лишь для конкретных устройств, в частности, радиотехнических схем,

эквивалентных СВЧ-генераторам [101], и для лазеров [96,99]. Более общий подход к исследованию связанных колебаний высокодобротного контура и автогенератора использовался в работах [105-107] для ограниченного класса задач, в которых отсутствовало запаздывание отраженной волны, что не позволило получить эффективную стабилизацию частоты.

Как показано в работах [96-104,4*,12*,20*,21*,42*,43*], для стабилизации частоты излучения автогенератора внешним высокодобротным резонатором необходимо возвращение отраженной волны в генератор в определенной фазе. Кроме того, для стабилизации необходима достаточно высокая добротность внешнего резонатора, так чтобы максимальный коэффициент отражения был существенно больше отношения добротности резонатора гиротрона к добротности внешнего резонатора. Как и при рассмотрении воздействия отражения от нерезонансной нагрузки, это условие означает, что спектр частот отраженной волны (равный ширине линии внешнего резонатора) должен быть существенно уже ширины эффективной полосы захвата частоты, равной ширине полосы захвата внешним сигналом, амплитуда которого равна амплитуде отраженной волны. Для эффективной стабилизации частоты также необходимо, чтобы частоты генерации гиротрона и внешнего контура были близки между собой.

Исследование влияния высокорезонансного отражателя на гиротрон в данной главе, как и во всей диссертации, проведено в предположении о фиксированной продольной структуре поля в пространстве взаимодействия гиротрона. Задача рассмотрена в рамках одномодовой модели.

Влияние отраженной волны можно описать частотно-зависимым коэффициентом отражения в уравнении возбуждения поля [166]. Такой подход используется в работах [4*,20*,21*] и **Разделе 5.1**. Следует отметить, что подобным образом рассмотрено влияние резонансного отражателя на режим работы гиротрона в [72], где решены более точные уравнения гиротрона (учитывающие изменение продольной структуры поля в пространстве взаимодействия) с граничным условием, содержащим частотно-зависимый коэффициент отражения. Однако при таком описании игнорируются процессы установления колебаний во внешнем отражающем резонаторе. Для исследования динамики и условий устойчивости равновесных состояний системы более корректным представляется решение уравнений связанных колебаний автогенератора-гиротрона и внешнего резонатора [31*,32*,42*,43*], **Раздел 5.2**.

В связи с проблемой создания комплекса когерентно излучающих электронов для различных приложений представляет интерес исследование стабилизации частоты и фазы нескольких гиротронов волной, отраженной от общего внешнего высокочастотного резонатора. Для двух гиротронов путем решения уравнений связанных колебаний полей в этих гиротронах и внешнем резонаторе было показано, что частота обоих гиротронов может быть стабилизирована. При этом в процессе взаимодействия разность фаз полей гиротронов становится оптимальной при любых их начальных фазах [31*, 32*]. Следует отметить, что взаимное влияние двух гиротронов через общую отражающую нагрузку ранее рассматривалось в работах [167-170], однако для нерезонансной нагрузки.

В **Разделе 5.1** исследована стабилизация при вариациях циклотронной расстройки и собственной частоты резонатора гиротрона. Показано, что при благоприятной фазе отраженной волны на модуляционных характеристиках (зависимостях частоты излучения от какого-либо параметра гиротрона) образуется пологий стабилизированный участок (плато). При выходе за пределы плато стабилизация частоты прекращается, имеет место гистерезис, частота меняется скачком. Анализ проведен на примере разработанного в ИПФ гиротрона на частоте 170 ГГц. Результаты численного моделирования модуляционных характеристик гиротрона с меняющейся собственной частотой резонатора находятся в полном соответствии с аналитическими выводами. Форма зависимости частоты излучения от холодной частоты определяется фазой запаздывания. Производная частоты излучения по собственной частоте резонатора гиротрона в центре стабилизированного плато при большой добротности внешнего резонатора обратно пропорциональна этой добротности.

В **Разделе 5.2** исследованы стационарные состояния и их устойчивость в гиротроне с высокочастотным отражателем на основе уравнений связанных колебаний гиротрона и отражателя [42*,43*], которые приведены в **п.5.2.1**. В **п.5.2.2** на основе уравнений связанных колебаний получены аналитические выражения для модуляционных характеристик гиротрона при изменении собственной частоты резонатора гиротрона, совпадающие с найденными в **Разделе 5.1**. В **п.5.2.3** исследована устойчивость стационарных состояний при оптимальной фазе запаздывания. Анализ устойчивости показывает, что стабильные по частоте состояния устойчивы. При любых начальных возмущениях система возвращается в состояние равновесия в три этапа [42*,43*]. На первом этапе быстрее всего, с декрементом, равным прочности предельного цикла свободного автогенератора [108] убывают возмущения амплитуды

гиротрона. Затем с меньшим декрементом убывают возмущения фазы гиротрона и происходит подтягивание разности фаз гиротрона и отражателя к стационарному значению. Декремент фазовых возмущений достигает максимального значения в середине стабилизированного плато и спадает к его краям. На последнем, самом длительном этапе, происходит установление стационарного значения амплитуды колебаний в отражателе. Декремент возмущений амплитуды поля внешнего резонатора равен ширине линии этого резонатора в середине стабилизированного участка и спадает до нуля на его краях, когда внешний резонатор перестает возбуждаться.

В Разделе 5.3 приведены результаты первого экспериментального исследования стабилизации частоты в гиротроне на частоте 28 ГГц с внешним квазиоптическим высокочастотным резонатором, проведенного недавно в ИПФ РАН [12*] А.А.Богдашовым, А.П.Фокиным. Для экспериментальных испытаний использовался гиротрон с прямым вводом-выводом излучения, выходной частотой 28 ГГц, мощностью до 15 кВт, рабочей модой $TE_{0,2}$, добротностью 3400, работающий на второй циклотронной гармонике [159]. Отражение обеспечивал квазиоптический резонатор с двумя сферическими зеркалами. Поскольку гиротрон имеет прямой вывод излучения, после выходного окна были установлены волноводные преобразователи, трансформирующие $TE_{0,2}$ моду резонатора гиротрона в гауссов пучок.

Связь гиротрона и внешнего резонатора осуществлялась с помощью пленки полиэтилентерефталата (ПЭТ) толщиной 180 мкм, установленной под углом 45 градусов к направлению распространения волны. Добротность квазиоптического резонатора составила около 30000, а коэффициент отражения мощности был равен 10% [13*].

Экспериментальные результаты продемонстрировали эффективную стабилизацию частоты гиротрона при отражении части выходного излучения от высокочастотного резонатора. Производная частоты излучения по ведущему магнитному полю уменьшалась примерно в 10 раз, от 7 ГГц/Т до 0,8 ГГц/Т. Чувствительность к изменениям ускоряющего напряжения снижалась с 3,5 МГц/кВ до 0,6 МГц/кВ. что было продемонстрировано уменьшением ширины спектра. Полученные экспериментально зависимости частоты от магнитного поля находятся в хорошем соответствии с теоретическими расчетами.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

ГЛАВА 1. УРАВНЕНИЯ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА С ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ И ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНОЙ

Как отмечалось во **Введении**, влияние внешнего сигнала или отраженной волны, поступающих непосредственно в резонатор гиротрона, рассматривалось на протяжении нескольких последних десятилетий в большом числе публикаций, в том числе в работах [73-75,85,87,90] с использованием приближения фиксированной продольной структуры высокочастотного поля. В указанных работах для описания внешнего воздействия использовалось соотношение между полями внутри резонатора и в приходящей извне волне, приведенное впервые М.А.Моисеевым и В.С. Ергаковым в [73,74]. Однако это соотношение было записано без вывода и только для случая малой мощности входного сигнала относительно мощности излучения. Вместе с тем попытка вывода уравнения возбуждения поля внешним сигналом из волнового уравнения была предпринята в работах [79,80], где некорректная запись граничных условий привела к неправильному описанию внешнего воздействия.

В данной главе из волнового уравнения в приближении фиксированной продольной структуры поля получено уравнение возбуждения высокочастотного поля внешним сигналом (**Раздел 1.1**) или отраженной волной (**Раздел 1.2**), уровень мощности которых может быть сопоставим с уровнем мощности излучения. При этом внешнее воздействие и дифракционные потери резонатора гиротрона с достаточно высокой добротностью рассматриваются как возмущения поля закрытого резонатора с идеально проводящими стенками. Такой подход на основе метода возмущений, предложенный ранее для стационарной задачи М.И.Петелиным [44*], развит в диссертации для описания нестационарных процессов [2*,4*,36*]. В **Разделе 1.3** приведены уравнения возбуждения полей мод и уравнения движения электронов для многомодового гиротрона, на одну из мод которого (рабочую моду) воздействует внешний сигнал или отраженная волна [1*-6*]. В **Разделе 1.4** найдено соотношение между полями в резонаторе и выходном волноводе многомодового гиротрона с внешним сигналом или отраженной волной и показано выполнение теоремы Пойнтинга [27]. В **Разделе 1.5** рассмотрены некоторые особенности алгоритма интегрирования уравнений гиротрона при взаимодействии мод эквидистантного и неэквидистантного спектра и предложены способы упрощения этого алгоритма.

Как известно, приближение фиксированной продольной структуры поля справедливо, если дифракционная добротность резонатора на данной моде Q_s существенно выше минимальной дифракционной добротности [110]

$$Q_s \gg Q_{min}, \quad (1.0.1)$$

где $Q_{min} = 4\pi(l/\lambda_s)^2$, Q_s - собственная частота и добротность моды, λ_s - длина волны в вакууме, S - номер моды, номер рабочей моды примем равным нулю, l - длина однородного участка резонатора. При выполнении условия (1.0.1) продольная структура поля внутри резонатора близка к собственной, так называемой «холодной» структуре поля, формируемой в отсутствие электронного пучка. Хотя для исследуемых гиротронов с типичной геометрией рабочего пространства (**рис.1.1**) отношение Q_s/Q_{min} не слишком велико (около 2 – 2.5) [117], полученные в диссертационной работе результаты адекватно описывают захват частоты внешним сигналом или отраженной волной, что подтверждается исследованиями воздействия внешней или отраженной волны на гиротрон, проведенными на основе более точных уравнений, учитывающих изменения продольной структуры поля в процессе взаимодействия [57,72]. Преимуществом приближения фиксированной продольной структуры поля по сравнению с более точным подходом является возможность решения уравнений гиротрона в полных производных, что позволяет значительно упростить и ускорить численное моделирование, получить ряд результатов аналитически и объяснить основные закономерности рассматриваемых эффектов.

1.1. Уравнение возбуждения поля одномодового гиротрона внешним сигналом, поступающим из сопряженного выходного волновода

Рассмотрим традиционную схему гиротрона с резонатором в виде отрезка слабонерегулярного осесимметричного волновода круглого сечения, имеющего закритическое сужение на катодном конце и плавно сопряженного с выходным волноводом на правом конце (**рис.1.1**) [115-117,44*]. Будем предполагать, что

1. длина пространства взаимодействия достаточно велика: $\bar{l} \gg \sqrt{\lambda R_r}$, чтобы поперечная пространственная структура поля была фиксированной (не зависящей от продольной координаты);
2. электромагнитное поле квазимонохроматическое с опорной частотой $\bar{\omega}_0$, близкой к критической частоте ω_{c_0} рабочей моды с индексом «0» в волноводе сравнения, имеющем такой же радиус $R_r(z)$, как резонатор в данном сечении z :

$$\bar{\omega}_0 \approx \omega_{c0} = c\chi_0(z), \quad (1.1.1)$$

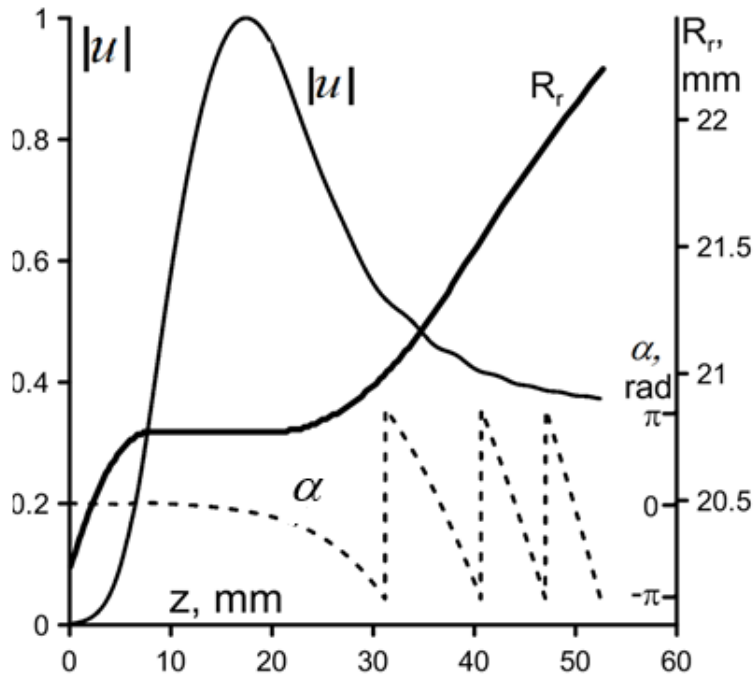


Рис.1.1. Структура поля в резонаторе гиротрона на частоте 170ГГц. $R_r(z)$, $|u(z)|$, $\alpha(z)$ - зависимость радиуса резонатора, модуля и фазы поля $u(z) = |u(z)|e^{i\alpha(z)}$ от продольной координаты.

Следует заметить, что длина пространства взаимодействия \bar{l} может существенно превышать длину однородного участка резонатора l . Так, в рассматриваемых в диссертации гиротронах на частотах 170ГГц и 345 ГГц, область, занятая полем (\bar{l}) примерно в 2.5 раза длиннее однородного участка (**рис.1.1**). В (1.1.1) $\chi_0 = v_{m0q0}/R_r(z)$ - поперечное волновое число рабочей моды, $R_r(z)$ - радиус волновода, претерпевающий малые изменения: $R_r = \bar{R}_r + \Delta R_r$ на всем отрезке длины резонатора: $\Delta R_r/\bar{R}_r \ll 1$, так что продольное волновое число $h_0(z) = \sqrt{k_0^2 - \chi_0^2(z)}$ мало по сравнению с полным волновым числом $k_0 = \bar{\omega}_0/c = 2\pi/\lambda$, \bar{R}_r - радиус однородного участка. Электрическое поле рабочей моды в резонаторе и выходном волноводе в приближении фиксированной продольной структуры можно записать в виде

$$\vec{E}_0 = \text{Re}\left(u(z)CF_0(t)\exp(i\bar{\omega}_0 t)\left[\vec{z}_0, \nabla_{\perp}\Psi_0(\vec{r}_{\perp})\right]\right) \quad (1.1.2)$$

где $F_0(t) = |F_0(t)|e^{i\varphi_0(t)}$ - безразмерная комплексная амплитуда поля, медленно меняющаяся во времени: $|\dot{F}_0| \ll \bar{\omega}_0 |F_0|$, C - размерный коэффициент, который будет определен в **разделе 1.3**, $u(z)$ описывает продольную структуру поля. В соответствии с [118] $u(z)$ и соответствующая ей комплексная частота ω_{compl} определяются как собственная функция и собственное значение уравнения неоднородной струны в пустом резонаторе гиротрона (**рис.1.1**):

$$u''_{zz} + \left(\omega_{compl}^2 / c^2 - \chi_0^2(z) \right) u = 0. \quad (1.1.3)$$

Граничные условия могут быть записаны как условия излучения, справедливые в отсутствие внешнего сигнала, в некотором сечении $z = z_{in}$, находящемся левее входного закритического сужения резонатора, и в выходном сечении $z = z_{ex}$:

$$u'(z_{in}) = i\sqrt{\omega_{compl}^2 / c^2 - \chi_0^2(0)} u(z_{in}), \quad u'(z_{ex}) = -i\sqrt{\omega_{compl}^2 / c^2 - \chi_0^2(z_{ex})} u(z_{ex}) \quad (1.1.4)$$

Способ нахождения выходного сечения будет изложен ниже. Свободные колебания резонатора происходят на комплексной частоте, т.к. есть дифракционные потери.

Если есть внешний сигнал, выходное граничное условие и функция $u(z)$ становятся другими (см. (1.1.11)), однако внутри резонатора в используемом приближении фиксированной продольной структуры и при малой амплитуде внешнего сигнала изменение $u(z)$ под влиянием внешнего сигнала несущественно. В (1.1.2) $\Psi_0(\vec{r}_\perp) = J_{m_0}(\chi_0 r) \exp(-im_0 \psi)$ - мембранная функция, $(J_{m_0}(\chi_0 r))$ - функция Бесселя m_0 -го порядка, $v_{m_0 q_0}$ - q_0 -й нуль производной функции Бесселя: $J'_{m_0}(v_{m_0 q_0}) = 0$, R_b - радиус трубчатого электронного пучка, (z, r, ψ) - цилиндрическая система координат.

Из волнового уравнения

$$\Delta \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.1.5)$$

в отсутствие тока пучка и омических потерь получим уравнение для комплексных амплитуд $u(z)$ и $F_0(t)$:

$$-\frac{2i\bar{\omega}_0}{c^2} \dot{F}_0 u + u''_{zz} F_0 + \frac{2\bar{\omega}_0(\bar{\omega}_0 - \omega_{c0})}{c^2} F_0 u = 0. \quad (1.1.6)$$

Предположим, что резонатор гиротрона ограничен с обоих концов достаточно резкой нерегулярностью, так что выполнено условие (1.0.1). При этом у низших продольных мод максимальное поле внутри резонатора существенно выше, чем в выходном волноводе. Левый конец резонатора ($z = 0$) находится в глубине запредельного сужения, так что поле на левом конце стремится к нулю. На другом конце резонатор сопряжен с волноводом, где выполнено адиабатическое условие $|dh_0/dz| \ll h_0^2$, и поле может быть представлено в виде суммы волн (рис.1.2):

$$F_0 u \approx A_0 \left(z, t - \int_{z_{ex}}^z v_{gr0}^{-1} dz \right) e^{-i\phi_0} + B_0 \left(z, t + \int_{z_{ex}}^z v_{gr0}^{-1} dz \right) e^{i\phi_0} \quad (1.1.7)$$

с огибающими A_0, B_0 , распространяющимися навстречу друг другу с групповой скоростью v_{gr} (на опорной частоте), и фазой $\phi_0(z) = \int_{z_{ex}}^z h_0 dz$. В (1.1.7) $A_0(z_{ex}, t)$ и $B_0(z_{ex}, t)$ - значения комплексных амплитуд излученной и внешней волн в выходном сечении $z = z_{ex}$. Зависимость A_0 и B_0 непосредственно от продольной координаты z , обусловленная расширением выходного волновода с ростом z , может быть найдена из закона сохранения потока энергии через поперечное сечение волновода для каждой из волн (прямой и встречной). Групповая скорость в волноводе с переменным сечением зависит от z . Первое слагаемое в правой части (1.1.7) соответствует полю, высвечиваемому из резонатора, второе - полю внешнего квазимонохроматического сигнала. Поле излучения можно записать аналогично (1.1.2) как

$$\vec{E}_{0rad} = \text{Re} \left(C A_0(t, z) e^{-i\phi_0} \exp(i\bar{\omega}_0 t) \left[\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_0(\vec{r}_{\perp}) \right] \right). \quad (1.1.8)$$

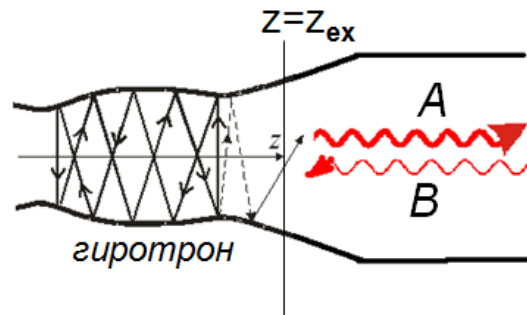


Рис.1.2. Схема резонатора гиротрона и выходного волновода при воздействии внешнего сигнала с амплитудой B . Амплитуда A соответствует излученной волне.

Предполагаем, что поле внешнего сигнала имеет такую же поперечную структуру, как и рабочая мода, и его комплексная амплитуда его меняется во времени по сравнению с периодом $2\pi/\omega$. Тогда поле внешней волны можно задать как

$$\vec{E}_{ex} = \text{Re}\left(CB_0(t, z)e^{i\phi_0} \exp(i\omega t) \left[\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_0(\vec{r}_{\perp})\right]\right), \quad (1.1.9)$$

Предполагаем также, что в качестве опорной в (1.1.2)-(1.1.9) выбрана средняя частота входного сигнала: $\bar{\omega}_0 = \omega$.

В рамках метода возмущений будем считать, что продольная структура поля внутри резонатора близка к «невозмущенному» продольному распределению поля, являющемуся вынужденным решением на резонансной частоте. Это решение найдем в соответствии с [44*] следующим образом. Будем рассматривать решения уравнения неоднородной струны (1.1.3) на различных действительных частотах, при которых формируется одна продольная мода резонатора (для определенности – одногорбая), с нулевым граничным условием на левом конце резонатора (при $z=0$). Такие решения описывают вынужденные стационарные колебания резонатора гиротрона, возбуждаемого внешним сигналом, поступающим из выходного волновода. Вынужденные решения представляют собой стоячие волны, слегка различающиеся значениями полей в пучностях и местоположением узлов и пучностей (рис.1.3). Резонансной является та частота, для которой отклик (т.е. отношение максимального поля внутри резонатора к максимальному полю в пучности снаружи резонатора) имеет наибольшее значение. Обозначим эту частоту ω_0 , а соответствующую ей функцию, описывающую продольную структуру поля стоячей волны, $\bar{u}(z)$. Функция $\bar{u}(z)$ удовлетворяет уравнению $\bar{u}''_{zz} + (\omega_0^2 - \omega_{c0}^2(z))\bar{u} / c^2 = 0$. Без нарушения общности можно считать $\bar{u}(z)$ действительной. При высокой добротности резонатора $\omega_0 \approx \text{Re}(\omega_{compl})$.

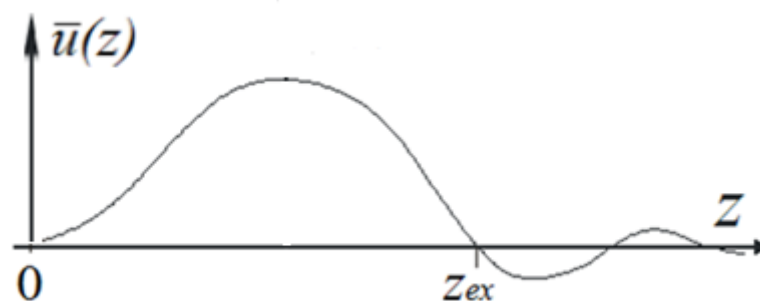


Рис.1.3. Зависимость функции, описывающей продольную структуру поля в стоячей волне в резонаторе гиротрона, от продольной координаты.

Граничные условия для уравнения (1.1.6) зададим в выходном волноводе в некотором сечении (обозначим его $z = z_{ex}$), где функция $\bar{u}(z)$ обращается в нуль: $\bar{u}(z_{ex}) = 0$. Таким образом, «невозмущенное» поле $\bar{u}(z)$ совпадает с полем фиктивного закрытого резонатора с идеально проводящей стенкой в выходном сечении [2*,44*,109]. Это сечение выберем на таком расстоянии от резонатора, чтобы поле $u(z)$ в этом сечении, с одной стороны, можно было представить как сумму волн (1.1.7), с другой стороны, $u(z)$ удовлетворяло бы уравнению неоднородной струны. Очевидно, что можно выбрать несколько этих сечений в выходном волноводе (см. **рис. 1.3**), однако различия в величине нормы $\int_0^{z_{ex}} |u|^2 dz$, вычисленной для разных сечений z_{ex} , не превышают погрешности используемого приближенного метода возмущений. По аналогии с методом возмущений, применяемым для определения омических потерь в закрытом резонаторе при сильном скин-эффекте [109], будем считать, что в первом приближении магнитное поле, направленное перпендикулярно оси z , пропорциональное производной $u'(z)$, в указанном сечении совпадает с невозмущенным магнитным полем закрытого резонатора:

$$u'(z_{ex}) = \bar{u}'(z_{ex}). \quad (1.1.10)$$

Следует отметить, что, согласно (1.1.3), (1.1.4), функция $u(z)$ определена с точностью до комплексного множителя.

Электрическое поле (1.1.2) в выходном сечении, пропорциональное $u(z_{ex})$, в первом приближении не равно нулю. Можно интерпретировать электрическое поле в первом приближении **внутри резонатора** как поле закрытого идеального резонатора с фиктивным источником в виде поверхностного магнитного тока, расположенного непосредственно перед фиктивной идеально проводящей стенкой (с внутренней стороны резонатора). Этот источник создает скачок электрического поля, пропорциональный $u(z_{ex})$ [2*,44*]. Электрический ток источника представляет собой два противоположно направленных близко расположенных поверхностных тока и пропорционален величине $\left[-iF_0(t)u'(z_{ex})/\bar{h}_0 - 2B_0(z_{ex},t) \right] \frac{d\delta(z - z_{ex} + 0)}{dz}$, содержащей производную от дельта-функции. Такой источник, эквивалентный дифракционным потерям и поступлению внешнего сигнала, обеспечил бы электрическое поле, не равное нулю внутри идеального резонатора (слева от источника), и равное нулю на фиктивной стенке резонатора (справа от источника).

В реальном резонаторе в выходном сечении электрическое и магнитное поля непрерывны. Собственная функция $u(z)$ и ее производная в некотором сечении $z=0$, расположенном на достаточном расстоянии в сторону уменьшения z от входного сечения $z=z_{in}$, (внутри закритического сужения резонатора) равны нулю. Граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} u(0) = 0, \quad u'(0) = 0, \quad F_0(t)u(z_{ex}) = A_0(z_{ex}, t) + B_0(z_{ex}, t) \\ F_0(t)u'(z_{ex}) = -i\bar{h}_0[A_0(z_{ex}, t) - B_0(z_{ex}, t)] = -i\bar{h}_0[F_0(t)u(z_{ex}) - 2B_0(z_{ex}, t)], \end{aligned} \quad (1.1.11)$$

Домножим уравнение (1.1.6) на комплексно сопряженную функцию $\bar{u}^*(z)$ и проинтегрируем по z на отрезке $(0, z_{ex})$. В соответствии с методом возмущений считаем при интегрировании, что внутри резонатора $u(z) \approx \bar{u}(z)$. Тогда с учетом (1.1.10) получим

$$\frac{dF_0}{dt} + iF_0(\bar{\omega}_0 - \omega_0) + \frac{c^2 |\bar{u}'(z_{ex})|^2}{2\bar{h}_0 \bar{\omega}_0 \int_0^{z_{ex}} |\bar{u}|^2 dz} F_0 = \frac{iB_0(z_{ex}, t) \bar{u}'^*(z_{ex}) c^2}{\bar{\omega}_0 \int_0^{z_{ex}} |\bar{u}|^2 dz}. \quad (1.1.12)$$

В (1.1.11), (1.1.12) $\bar{h}_0 = h_0|_{z=z_{ex}}$. В отсутствие внешнего сигнала ($B_0 = 0$) уравнение (1.1.12) описывает свободное высвечивание поля из резонатора с частотой ω_{compl} . При этом действительная часть частоты ω_{compl} совпадает с резонансной частотой ω_0 , а мнимая часть частоты, или дифракционная добротность, определяются последним слагаемым в левой части (1.1.12). Следовательно, дифракционная добротность равна

$$Q_{dif0} = \bar{h}_0 \bar{\omega}_0^2 \int_0^{z_{ex}} |\bar{u}|^2 dz / \left(c^2 |\bar{u}'(z_{ex})|^2 \right), \quad (1.1.13)$$

а уравнение (1.1.12) можно записать в виде

$$\dot{F}_0 + iF_0(\bar{\omega}_0 - \omega_0) + \frac{\bar{\omega}_0 F_0}{2Q_{dif0}} = \frac{iB_{in}(t) \bar{\omega}_0}{Q_{dif0}}. \quad (1.1.12a)$$

Здесь $B_{in}(t) = B_0(z_{ex}, t) \bar{h}_0 / \bar{u}'(z_{ex})$ – комплексная величина, такая, что $|B_{in}(t)| / |B_0(z_{ex}, t)| = |F_0(t)| / |A_0(z_{ex}, t)|$ в отсутствие внешнего сигнала (см. (1.1.11)). Если в резонаторе гиротрона есть омические потери и электронный пучок, уравнение (1.1.12) должно быть дополнено соответствующими слагаемыми. В результате уравнение приобретает вид [1*, 2*, 15*]

$$\dot{F}_0 + iF_0(\omega - \omega_0) + \frac{\omega}{2Q_0} F_0 = iI_0 F_0 \chi_0 \frac{\omega}{2Q_0} + \frac{iB_{in}(t) \omega}{Q_{dif0}}, \quad (1.1.14)$$

где Q_0 - полная добротность резонатора, определяемая выражением $\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{ohm}} + \frac{1}{Q_{dif}}$,

Q_{ohm} - омическая добротность, χ_0 - комплексная электронная восприимчивость электронного пучка для данной моды [73,112,113, 1*,2*,15*], I_0 - параметр тока, χ_0 и I_0 определены в **Разделе 1.3**. Аналогичное уравнение было записано феноменологически в [73, 74] для случая мощности сигнала, малой по сравнению с мощностью излучения.

Если известна мощность внешнего сигнала P_{ex} , можно найти безразмерную амплитуду $|B_{in}|$ в (1.1.14). Отношение амплитуды волны к ее мощности $|B_0|^2/P_{ex} = |A_0|^2/P_{0rad}$ зависит на заданной частоте только от поперечной структуры полей и геометрии системы (и одинаково в свободном режиме и при воздействии внешнего сигнала). В то же время, поскольку в свободном режиме генерации $|F_{0free}|/|A_0| = |\bar{h}_0 / \bar{u}'(z_{ex})|$ (см. (1.1.11)), то $|B_{in}|^2 = P_{ex} |F_{0free}|^2 / (P_{0rad})_{free}$ (индекс “free” соответствует свободному режиму). Поэтому если из численных расчетов стационарного режима свободной генерации гиротрона при любых параметрах известны $|F_{0free}|^2$ и поперечный КПД, можно найти мощность излучения: $(P_{0rad})_{free} = I_A U \eta$, затем, зная P_{ex} , определить модуль амплитуды $|B_{in}|$. Здесь $\eta = \frac{g^2}{1+g^2} \eta_{\perp}$ - полный КПД, $g = \beta_{\perp} / \beta_z$ - питч-фактор (отношение поперечной к продольной скорости электронов); I_A , U - ток и напряжение электронного пучка после включения гиротрона. Следует отметить, что хотя соотношение между амплитудой $|B_{in}|$ и мощностями излучения внешнего сигнала подобно выражению, приведенному в [73], однако в [73] не было указано, что мощность излученной волны и амплитуду поля внутри резонатора необходимо определять в режиме свободной генерации.

Очевидно, что связь $|B_0|^2$ с мощностью внешнего сигнала может быть также получена непосредственно путем вычисления мощности для заданной геометрии резонатора и поперечной структуры поля (см. Приложение 1.2). Затем, находя из расчетов идеального резонатора коэффициент $|\bar{h}_0 / \bar{u}'(z_{ex})|$, можно определить $|B_{in}|$.

Найдем ширину полосы захвата частоты гиротрона внешним монохроматическим сигналом, следуя обычной процедуре (см, например, [73,43*]). В режиме захвата генерация

происходит на частоте этого сигнала, амплитуда и фаза излучения постоянны. Как следует из (1.1.14),

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{2Q_0}|F_0| &= -I_0|F_0|\chi_0^{(2)}\frac{\omega}{2Q_0} - \frac{|B_{in}|\sin(\varphi - \varphi_0)\omega}{Q_{dif0}}, \\ |F_0|(\omega - \omega_0) &= I_0|F_0|\chi_0^{(1)}\frac{\omega}{2Q_0} + \frac{|B_{in}|\cos(\varphi - \varphi_0)\omega}{Q_{dif0}} \end{aligned} \quad (1.1.15)$$

Здесь $\chi_0^{(1)}$ и $\chi_0^{(2)}$ - соответственно реальная и мнимая части восприимчивости на рабочей моде. Исключая из (1.1.15) разность фаз сигнала φ и излучения φ_0 , получаем выражение для амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) – зависимости амплитуды поля в резонаторе от частоты внешнего сигнала

$$\left(1 + I_0\chi_0^{(2)}\right)^2 + \left(2Q_0\frac{\omega - \omega_0}{\omega} - I_0\chi_0^{(1)}\right)^2 = \left(\frac{2Q_0|B_{in}|}{Q_{dif0}|F_0|}\right)^2 \quad (1.1.16)$$

В случае малого сигнала разложим $\chi_0^{(1)}$ и $\chi_0^{(2)}$ в ряд около их стационарных значений для свободного гиротрона

$$\chi_0^{(1)} = \bar{\chi}_0^{(1)} + \nu f, \quad \chi_0^{(2)} = \bar{\chi}_0^{(2)} + \mu f, \quad (1.1.17)$$

где $\nu = \left.\frac{d\chi_0^{(1)}}{d|F_0|}\right|_{F_0=\bar{F}_0}$, $\mu = \left.\frac{d\chi_0^{(2)}}{d|F_0|}\right|_{F_0=\bar{F}_0}$, $f = F_0 - \bar{F}_0$, чертой сверху обозначены

значения величин в автономном стационарном режиме генерации. Тогда из (1.1.16) получим выражение

$$\left(\mu^2 + \nu^2\right)I_0^2 f^2 - 4\delta\omega Q_0 \nu f + \left(2Q_0\delta\omega\right)^2 - \left(\frac{2Q_0|B_{in}|}{Q_{dif0}|\bar{F}_0|}\right)^2 = 0, \quad (1.1.18)$$

описывающее уравнение эллипса на плоскости «приращение амплитуды f – отстройка частоты $\delta\omega = \frac{\omega - \bar{\omega}}{\omega}$ », где $\bar{\omega}$ = частота генерации в автономном режиме. Как известно,

верхняя часть эллипса устойчива, нижняя – неустойчива [73,108,43*]. Из (1.1.18) находим ширину полосы захвата

$$2|\delta\omega|_{\max} = \frac{2|B_{in}|}{Q_{dif0}|\bar{F}_0|} \sqrt{1 + \frac{\nu^2}{\mu^2}}. \quad (1.1.19)$$

С точностью до множителя (1.1.19) совпадает с выражением, приведенным в [73,74].

Поскольку $\frac{2|B_{in}|}{|\bar{F}_0|} \ll 1$, ширина полосы захвата существенно меньше ширины резонансной полосы любой из мод $\frac{\omega_s}{Q_s}$.

1.2. Уравнение возбуждения поля одномодового гиротрона при воздействии запаздывающей отраженной волны

Если в роли внешнего сигнала в (1.1.14) выступает отраженная волна, то амплитуды излученной и отраженной волн в каждый момент времени (рис.1.4) в выходном сечении резонатора гиротрона связаны соотношением

$$B_0(z_{ex}, t) = RA_0(z_{ex}, t - \tau_{gr}) e^{-i\bar{\omega}_0 \tau_{ph}}, \quad (1.2.1)$$

где $\tau_{gr} = 2 \int_{z_{ex}}^{z_{ex}+L} v_{gr}^{-1} dz$ - время прохождения огибающей сигнала от выходного сечения резонатора до отражателя и обратно,

$\tau_{ph} = 2 \int_{z_{ex}}^{z_{ex}+L} v_{ph}^{-1} dz$ - время прохождения фазового фронта от выходного сечения резонатора до отражателя и обратно, v_{ph} - фазовая скорость

волны на опорной частоте $\bar{\omega}_0$ [4*]. В работах [20*,21*,33*-36*] предполагалось, что дисперсия отсутствует, и времена запаздывания τ_{gr} и τ_{ph} совпадают. Вообще говоря, эти времена могут быть различны, но каждое из них одно и то же для всех частотных составляющих волнового пакета, поскольку волновой пакет предполагается узкополосным (см. (1.0.1)).

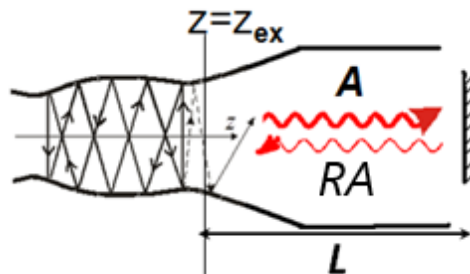


Рис.1.4. Схема гиротрона с удаленным отражателем, излученной и отраженной волнами в выходном волноводе.

Как следует из (1.1.7, 1.1.11, 1.2.1), амплитуда поля излучения в предшествующий момент времени $t - \tau_{gr}$ в сечении $z = z_{ex}$ равна

$$A_0(z_{ex}, t - \tau_{gr}) = iF_0(t - \tau_{gr}) \bar{u}' \Big|_{z=z_{ex}} / \bar{h}_0 + RA_0(z_{ex}, t - 2\tau_{gr}) e^{-2i\bar{\omega}_0\tau_{ph}}, \quad (1.2.2)$$

аналогично можно записать $A_0(z_{ex}, t - 2\tau_{gr})$ и т.д. Таким образом, для амплитуды поля излучения справедлива рекуррентная формула [67]

$$A_{0in}(z_{ex}, t - k\tau_{gr}) = iF_0(t - k\tau_{gr}) + RA_{0in}(z_{ex}, t - (k+1)\tau_{gr}) e^{-i(k+1)\bar{\omega}_0\tau_{ph}}, \quad (1.2.3)$$

где $A_{0in}(z_{ex}, t) = \bar{h}_0 / \bar{u}' \Big|_{z=z_{ex}} A_0(z_{ex}, t)$. В результате входящая в уравнение (1.1.14)

величина $B_{in}(t)$ для отраженного сигнала равна

$$B_{in}(t) = iRF_0(t - \tau_{gr}) e^{-i\bar{\omega}_0\tau_{ph}} + iR^2F_0(t - 2\tau_{gr}) e^{-2i\bar{\omega}_0\tau_{ph}} + \dots + iR^nF_0(t - n\tau_{gr}) e^{-ni\bar{\omega}_0\tau_{ph}} \quad (1.2.4)$$

где натуральное число n имеет такое значение, что $0 < t - n\tau_{gr} \leq \tau_{gr}$, и уравнение (1.1.14)

примет вид [4*]

$$\frac{dF_0}{dt} + \left(\frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) \right) F_0 + \frac{\bar{\omega}_0}{Q_{0dif}} \sum_{k=1}^n R^k e^{-i\bar{\omega}_0 k \tau_{ph}} F_0(t - k\tau_{gr}) = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 F_0 \chi_0. \quad (1.2.5)$$

При численном интегрировании (1.2.5) по времени удобно записать (1.2.5) как

$$\frac{dF_0}{dt} + \left(\frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) \right) F_0 = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 F_0 \chi_0 + \frac{i\bar{\omega}_0}{Q_{0dif}} RA_{0in}(z_{ex}, t - \tau_{gr}) e^{-i\bar{\omega}_0\tau_{ph}} \quad (1.2.6)$$

и на каждом шаге интегрирования находить амплитуду излучения по формуле (1.2.3).

1.3. Уравнения многомодового гиротрона с внешним квазимонохроматическим сигналом или отраженной волной

Высокочастотное поле в резонаторе, рассмотренном в разделах 1.1, 1.2, вообще говоря, может представлять собой суперпозицию собственных мод с различной поперечной структурой, при этом частота каждой моды близка к критической и лежит вблизи частоты рабочей моды в полосе, сравнимой по ширине с полосой циклотронного резонанса $2\pi/T_t$,

где T_t - время пролета электронов через пространство взаимодействия: $T_t = \bar{l}/v_z$. Моды, лежащие достаточно далеко по частоте от рабочей моды, не участвуют во взаимодействии.

Предполагаем, что

1. продольная структура полей всех мод имеет **только** одну продольную вариацию (**рис.1.1**). Такие моды обладают наименьшим стартовым током и наибольшей добротностью;
2. омические потери пренебрежимо малы по сравнению с дифракционными, так что полная добротность резонатора гиротрона близка к дифракционной;

3. все спектральные составляющие внешнего сигнала или отраженной волны близки к частоте рабочей моды и лежат далеко за пределами резонансных кривых других мод:

$$|\omega_0 - \hat{\omega}| \ll \frac{\omega_s}{Q_s} \ll |\omega_s - \omega_{s'}| \leq 2\pi/T_t, \quad (1.3.1)$$

где $\hat{\omega}$ - частота любой спектральной составляющей сигнала или отраженной волны, $\omega_s, \omega_{s'}$ - собственные частоты соседних мод. Соотношение (1.3.1) справедливо, если внешний сигнал достаточно узкополосный, ширина резонансной кривой каждой моды ω_s/Q_s мала по сравнению с расстоянием по частоте между модами, которое может быть сравнимо с шириной полосы циклотронного резонанса $2\pi/T_t$. Из условия (1.3.1) следует, что время переходных процессов в резонаторе гиротрона $\tau_s \approx Q_s/\omega_s$ много больше времени пролета через резонатор:

$$\tau_s \gg T_t. \quad (1.3.2)$$

Для мощных гиротронов с одной продольной вариацией поля в резонаторе неравенство (1.3.2) является более мягким, чем условие (1.0.1). Действительно, поскольку продольное волновое число $h \approx \pi/\bar{l}$, и групповая скорость волны $v_{gr} = \lambda c/2\bar{l}$ существенно меньше продольной скорости электронов v_z , из (1.0.1) следует, что (1.3.2) заведомо выполнено [110].

Заметим, что случай, когда второе из условий (1.3.1) не выполнено, рассматривался в работе [30*], где исследовано воздействие сигнала с постоянной или периодически меняющейся частотой на две моды автогенератора с близкими собственными частотами, разность которых мала или сравнима с шириной полосы захвата. Поскольку в гиротроне поля собственных мод ортогональны, такая ситуация была бы возможна, если бы поперечная структура внешнего сигнала являлась суперпозицией поперечных структур этих двух мод резонатора гиротрона (см. также введение к **Главе 3**).

Сценарий изменения параметров пучка в процессе включения предполагается близким к реальному, используемому для установления режима высокого КПД в мощном гиротроне [122,123,1*-6*,15*]. Установление ускоряющего напряжения, тока, питч-фактора происходит за время, существенно превышающее характерные времена всех переходных процессов в системе. Медленность изменения параметров при включении позволяет записать уравнения для амплитуд мод и уравнения движения в том же виде, как и при постоянных параметрах.

При выполнении условия (1.3.1) линейный отклик всех мод, кроме рабочей, на воздействие внешнего или отраженного сигнала отсутствует, так что слагаемое, пропорциональное амплитуде внешнего сигнала, входит только в уравнение возбуждения рабочей моды. Однако изменение амплитуды рабочей моды под внешним воздействием вызывает изменения нелинейных составляющих высокочастотного тока электронного пучка на частотах всех взаимодействующих мод, лежащих в достаточно малом (сравнимом с шириной полосы циклотронного резонанса) интервале вблизи частоты рабочей моды и имеющих достаточно большие коэффициенты связи с электронным пучком.

Уравнения, описывающие в приближении фиксированной структуры поля нелинейное взаимодействие мод с электронным пучком в гиротроне без внешнего сигнала и отражения, были получены несколько десятков лет назад [112,113] путем усреднения уравнений возбуждения полей мод и уравнений движения электронов по быстрым колебаниям на некоторой опорной частоте, одинаковой для всех мод. При этом, согласно условию (1.3.2), за время пролета модули комплексных амплитуд полей меняются несущественно, однако фазы комплексных амплитуд мод могут меняться на величину порядка нескольких π . Чтобы изменения фаз комплексных амплитуд за время пролета были малы, удобно выбрать опорные частоты всех мод различными, близкими к их собственным «холодным» частотам.

В результате самосогласованная система уравнений для гиротрона с внешним сигналом примет форму [2*-4*,15*]:

$$\frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s} \frac{dF_s}{dt} + F_s + i \frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s} (\bar{\omega}_s - \omega_s) F_s - \frac{2Q_0}{Q_{0dif}} i \delta_{s0} |B_{in}| e^{i\varphi(t)} = i I_s F_s \chi_s, \quad (1.3.3)$$

$$\frac{dp}{d\zeta} + i \frac{\tilde{a}_\perp^2}{\tilde{a}_z} (\tilde{\Delta} + |p|^2 - 1) p = \frac{i}{\tilde{a}_\perp \tilde{a}_z} \sum_s F_s u(\zeta) \exp(i\Phi_s), \quad (1.3.4)$$

с начальными и граничными условиями

$$F_s(t=0) = F_s^{(0)}, p(\zeta=0) = \exp(i\vartheta), 0 \leq \vartheta < 2\pi. \quad (1.3.5)$$

Если на рабочую моду гиротрона воздействует отраженная волна, уравнение (1.3.3) для рабочей моды следует заменить на уравнение (1.2.6). В (1.3.3), (1.3.4) $F_s = |F_s| e^{i\varphi_s}$ - безразмерная комплексная амплитуда поля s -й моды $TE_{m_s q_s}$ (m_s - азимутальный и q_s - радиальный индексы), связанная с электрическим полем этой моды соотношением

$$\vec{E}_s = \text{Re} \left(i\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^2}{e J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r)} u(z) F_s(t) \exp(i\bar{\omega}_s t) [\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_s(\vec{r}_{\perp})] \right), \quad (1.3.6)$$

$\Psi_s(\vec{r}_{\perp}) = J_{m_s}(\chi_s r) \exp(-im_s \psi)$ – мембранная функция ($J_{m_s}(\chi_s r)$ – функция Бесселя

порядка m_s , $\chi_s = v_{m_s q_s} / R_r$ – поперечное волновое число s -й моды на ее критической частоте

$\omega_{cs} = \chi_s c$, $v_{m_s q_s}$ – q_s -й нуль производной функции Бесселя: $J_{m_s}'(v_{m_s q_s}) = 0$; $\bar{\omega}_s$ – опорные

частоты мод. Полное поле в резонаторе равно сумме полей мод: $\vec{E} = \sum_s \vec{E}_s$. Нормировка

(1.3.6) совпадает с нормировкой, введенной ранее в **Разделе 1.1** для рабочей моды,

$C = i\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^2}{e J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r)}$ (см. (1.1.2), (1.1.8), (1.1.9)). Предполагается, что резонатор

достаточно высокодобротный, так что структура поля рабочей моды $u(z)$ совпадает с

собственной функцией этой моды для «холодного» (без электронного пучка) резонатора.

Предполагается также, что продольная структура поля у всех мод одинакова и совпадает с

продольной структурой рабочей моды. В уравнении (1.3.3) δ_{s0} – символ Кронекера, Q_s –

полная добротность s -й моды, $\frac{1}{Q_s} = \frac{1}{Q_{sohm}} + \frac{1}{Q_{sdif}}$, где Q_{sohm} и Q_{sdif} – омическая и

дифракционная добротности s -й моды, $|B_{in}(t)|$ и $\varphi(t)$ – медленно меняющиеся в масштабе

времени пролета электронов модуль и фаза комплексной амплитуды сигнала

$B_{in} = |B_{in}(t)| e^{i\varphi(t)}$. В (1.3.4) $p = \frac{p_{\perp}}{p_{\perp}|_{z=0}} \exp\left[i\left(\mathcal{G} + (m_0 - 1)\psi\right)\right]$ – безразмерный поперечный

импульс электрона, p_{\perp} – его модуль, $\mathcal{G} = \int_0^z \frac{\omega_H}{c\beta_z} dz' + \theta|_{z=0} + \hat{\theta} - \bar{\omega}_0 t$ – медленно меняющаяся

фаза поперечного импульса электрона относительно рабочей моды, $\omega_H = \omega_H^0 / \hat{\gamma}$ –

релятивистская циклотронная частота (ω_H^0 – нерелятивистская циклотронная частота, $\hat{\gamma}$ –

масс-фактор электрона, меняющийся в процессе пролета через пространство

взаимодействия, $\hat{\theta}$ - фаза, характеризующая азимутальное смещение электрона под действием высокочастотного поля с невозмущенной спиральной траектории, $\theta|_{z=0} \in [0, 2\pi)$ - фаза циклотронного вращения электрона в момент влета, $\mathcal{Q}|_{z=0} = \theta|_{z=0} - \bar{\omega}_0 t_0 = \mathcal{Q}_0 \in [0, 2\pi)$ - значение \mathcal{Q} в момент влета, t_0 - время влета электрона;

$$\chi_s = \frac{1}{F_s} \frac{\tilde{I}_A}{I_A} \frac{\tilde{a}_\perp}{\tilde{a}_z} \int_0^{\zeta_{ex}} u^*(\zeta) \langle \langle p \rangle_{\mathcal{Q}_0} \exp(-i\Phi_s) \rangle_\psi d\zeta \quad (1.3.7)$$

- электронная восприимчивость для s -й моды, $\zeta = \frac{\beta_\perp^2}{2\beta_z} \frac{\omega_0 z}{c}$ - безразмерная продольная координата; β_\perp , β_z - поперечная и продольная безразмерные компоненты скорости электрона при $\zeta = 0$ после завершения процесса включения напряжения. Опорная частота рабочей моды $\bar{\omega}_0$ выбрана равной средней частоте внешнего сигнала ω , опорные частоты других мод $\bar{\omega}_s = \omega + \omega_s - \omega_0$, ω_s - собственная частота моды, так что для всех мод разность опорной и собственной частот одинакова: $\bar{\omega}_s - \omega_s = \omega - \omega_0$. Угловые скобки в (1.3.7) означают усреднение по начальной фазе поперечного импульса \mathcal{Q}_0 относительно рабочей моды и по азимутальной координате ψ ведущих центров электронных орбит. Величины в (1.3.4), (1.3.7), обозначенные знаком «тильда», соответствуют меняющимся в процессе включения параметрам электронного пучка на входе в пространство взаимодействия, а без этого знака – установившимся значениям входных параметров в конце процесса включения (на полке импульса напряжения). Так, \tilde{I}_A и I_A – соответственно текущее и конечное значения тока в амперах, $\tilde{\beta}_\perp$, $\tilde{\beta}_z$ - поперечная и продольная скорости, отнесенные к скорости света; $\tilde{\Delta} = (2 / \tilde{\beta}_\perp^2) (1 - \omega_H^0 / \tilde{\gamma} \bar{\omega}_0)$ – безразмерная расстройка между циклотронной частотой электронов на входе в резонатор и опорной частотой рабочей моды, Δ – ее установившееся значение; $\tilde{\gamma}$ – масс-фактор электронов во входном сечении в процессе

включения, параметры $\tilde{a}_\perp = \tilde{\beta}_\perp / \beta_\perp$, $\tilde{a}_z = \tilde{\beta}_z / \beta_z$ описывают изменение поперечной и продольной скоростей в процессе включения, их установившиеся значения равны единице.

Безразмерный параметр тока в (1.3.3) равен $I_s = 2.35 \times 10^{-4} I_A (Q_s G_{m_s q_s} / \gamma \beta_\perp^2 \beta_z) / N$,

$N = \int_0^{\zeta_{ex}} |u(\zeta)|^2 d\zeta$ - норма волны, $G_{m_s q_s} = (J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r) / J_{m_s}(v_{m_s q_s}))^2 / (v_{m_s q_s}^2 - m_s^2)$ -

коэффициент связи между электронным пучком и модой $TE_{m_s q_s}$; R_b - радиус электронного пучка,

$$\Phi_s = (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)t - (m_s - m_0)\psi \quad (1.3.8)$$

- разность фаз полей s-й и рабочей мод.

Поскольку выполнено условие (1.3.2), при интегрировании уравнений движения электронов (1.3.4) можно считать, что они движутся в заданном поле.

1.4. Уравнение баланса мощностей и соотношение полей в резонаторе и выходном волноводе гиротрона

Из уравнений (1.3.3), (1.3.4) следует закон баланса мощностей, являющийся аналогом теоремы Пойнтинга в безразмерном виде [15*]. Введем в (1.3.3) обозначение

$\hat{F}_s = F_s / \sqrt{I_s}$, затем проделаем стандартную процедуру: домножим (1.3.3) на F_s^* для каждой моды и сложим полученное уравнение с комплексно сопряженным уравнением. В результате получим

$$\begin{aligned} \frac{d|\hat{F}_s|^2}{dt} \frac{2I_s Q_s}{\bar{\omega}_s} + 2I_s |\hat{F}_s|^2 - 4\text{Re} \left(i\delta_{s0} \frac{|B_{in}| \hat{F}_0^* Q_0}{I_0 Q_{0dif}} e^{i\varphi(t)} \right) = \\ 2\text{Re} \left(iI_s^2 \frac{|\hat{F}_s|^2}{\hat{F}_s \sqrt{I_s}} \frac{\tilde{a}_\perp \tilde{I}_A}{\tilde{a}_z I_A} \int_0^{\zeta_{ex}} u^*(\zeta) \langle \langle p \rangle \rangle_\psi \exp(-i\Phi_s) d\zeta \right) \end{aligned} \quad (1.4.1)$$

Уравнение (1.3.4) умножим на p^* и сложим полученное уравнение с комплексно сопряженным уравнением. Получим

$$\frac{d|p|^2}{d\zeta} = 2\text{Re}\left(\frac{i}{\tilde{a}_\perp \tilde{a}_z} \sum_s \widehat{F}_s \sqrt{I_s} u(\zeta) p^* \exp(i\Phi_s)\right). \quad (1.4.2)$$

Разделим обе части (1.4.1) на I_s и суммируем по всем модам:

$$\sum_s \left(\frac{d|\widehat{F}_s|^2}{dt} \frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s} + 2|\widehat{F}_s|^2 - 4\text{Re}\left(i\delta_{s0} \frac{|B_{in}| \widehat{F}_0^* Q_0}{\sqrt{I_0} Q_{0dif}} e^{i\varphi(t)}\right) \right) = \quad (1.4.3)$$

$$2\text{Re} \sum_s \left(-i\sqrt{I_s} \widehat{F}_s \frac{\tilde{a}_\perp \tilde{I}_A}{\tilde{a}_z I_A} \int_0^{\zeta_{ex}} u(\zeta) \langle\langle p^* \rangle\rangle_g \exp(i\Phi_s) \Big|_\psi d\zeta \right)$$

В (1.4.3) в правой части под знаком Re выражение заменено на комплексно сопряженное. Проинтегрируем (1.4.2) по длине, усредним по начальной фазе циклотронного вращения и по азимутальному углу и вернемся в (1.4.3) к обозначениям F_s (без тильды):

$$\langle\langle |p|^2 \rangle\rangle_g \Big|_\psi \Big|_0^{\zeta_{ex}} = 2\text{Re}\left(\frac{i}{\tilde{a}_\perp \tilde{a}_z} \sum_s F_s \int_0^{\zeta_{ex}} u(\zeta) \langle\langle p^* \rangle\rangle_g \exp(i\Phi_s) d\zeta\right), \quad (1.4.4)$$

$$\sum_s \left(\frac{d|F_s|^2}{dt} \frac{2Q_s}{I_s \bar{\omega}_s} + 2\frac{|F_s|^2}{I_s} \right) - 4\text{Re}\left(i \frac{|B_{in}| F_0^* Q_0}{I_0 Q_{0dif}} e^{i\varphi(t)}\right) = \quad (1.4.5)$$

$$2\text{Re} \sum_s \left(-iF_s \frac{\tilde{a}_\perp \tilde{I}_A}{\tilde{a}_z I_A} \int_0^{\zeta_{ex}} u(\zeta) \langle\langle p^* \rangle\rangle_g \exp(i\Phi_s) \Big|_\psi d\zeta \right)$$

С учетом того, что электронный поперечный КПД равен $\eta_\perp = \langle\langle 1 - |p|^2(\zeta_{ex}) \rangle\rangle_g \Big|_\psi$, из

(1.4.4), (1.4.5) получим

$$\sum_s \left(\frac{d|F_s|^2}{dt} \frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s I_s} + |F_s|^2 \frac{2Q_s}{Q_{sohm} I_s} \right) = \frac{\tilde{a}_\perp^2 \tilde{I}_A}{I_A} \eta_\perp - \sum_s \left(|F_s|^2 \frac{2Q_s}{Q_{sdif} I_s} \right) + 4\text{Re}\left(i \frac{|B_{in}| F_0^* Q_0}{I_0 Q_{0dif}} e^{i\varphi(t)}\right). \quad (1.4.6)$$

Первое слагаемое в левой части (1.4.6) пропорционально производной от суммарной энергии всех мод в резонаторе гиротрона, второе слагаемое – мощности омических потерь.

В правой части (1.4.6) первое слагаемое пропорционально мощности, передаваемой полю резонатора электронным пучком, второе слагаемое – мощности дифракционных потерь,

третье слагаемое – работе в единицу времени, совершаемой полем внешнего сигнала над полем в резонаторе. В соответствии с методом возмущений поля всех мод внутри резонатора (на небольшом удалении от стенок и выходного сечения) совпадают с полями мод в закрытом идеальном резонаторе с фиктивными источниками в виде поверхностных магнитных токов на стенках и в выходном сечении, создающими скачок электрического поля каждой моды, соответствующий омическим и дифракционным потерям и воздействию внешнего сигнала (см. **раздел 1.1**). При этом сумму второго и третьего слагаемых в правой части (1.4.6) можно интерпретировать как мощность, которую ток фиктивного источника в выходном сечении отдает полю внутри идеального резонатора, а второе слагаемое в левой части равенства – как мощность, поглощаемую током фиктивного источника на стенках.

Следует заметить, что выходное сечение, определенное в **разделе 1.1**, вообще говоря, различно для разных поперечных мод из-за разных значений поперечных волновых чисел. Однако при высокой добротности рассматриваемых мод различием выходных сечений можно пренебречь, т.к. из-за малости функции $u(z)$ в выходном волноводе погрешность, возникающая в уравнениях (1.3.3), (1.3.4), была бы сравнима с погрешностью используемого приближения фиксированной структуры поля. Примем в качестве координаты выходного сечения всех мод значение z_{ex} , соответствующее рабочей моде.

В выходном волноводе гиротрона с внешним сигналом поле каждой поперечной моды, кроме рабочей, представляет собой волну, излученную из резонатора, а поле рабочей моды – сумму приходящей извне волны и излученной волны

$$F_s u(z_{ex}) = A_s e^{-i\phi_s} + \delta_{s0} B_0 e^{i\phi_s}, \quad (1.4.7)$$

где $\phi_s(z) = \int_{z_{ex}}^z h_s dz$ - фазы мод, $h_s(z) = \sqrt{\bar{\omega}_s^2 / c^2 - \kappa_s^2}$ - продольные волновые числа, A_s и

B могут медленно зависеть от времени, $B_0 = |B| e^{i\varphi(t)}$. Безразмерная комплексная амплитуда поля A_s связана с электрическим полем s -й моды соотношением

$$\vec{E}_{srad} = \text{Re} \left(i\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^2}{e J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / R_r)} A_s(t) e^{-i\phi_s} \exp(i\bar{\omega}_s t) [\vec{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_s(\vec{r}_{\perp})] \right). \quad (1.4.8)$$

Полное электрическое поле излучения волны равно сумме полей всех рассматриваемых мод: $\vec{E}_{rad} = \sum_s \vec{E}_{srad}$. Граничные условия для электрического и магнитного полей рабочей моды учитывают дифракционные потери и поступление внешнего сигнала из выходного волновода и совпадают с (1.1.11):

$$\begin{aligned} F_0 u(z_{ex}) &= A_0 + B_0 \\ F_0 u'_z(z_{ex}) &= -i\bar{h}_0 (A_0 - B_0) \end{aligned} \quad (1.4.9)$$

Для остальных мод граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} F_s u(z_{ex}) &= A_s \\ F_s u'_z(z_{ex}) &= -i\bar{h}_s A_s \end{aligned} \quad (1.4.10)$$

где \bar{h}_s - продольное волновое число s -й моды в выходном сечении,

Преобразуя слагаемые в (1.4.6) с учетом граничных условий (1.4.9), (1.4.10), получим (см. Приложение 1.2)

$$-|F_0|^2 + 2 \text{Re} \left(iB_{in} F_0^* e^{i\varphi(t)} \right) = \frac{|B|^2 - |A_0|^2}{|u'_z(z_{ex})|^2} \bar{h}_0^2. \quad (1.4.11)$$

Последнее выражение позволяет, пользуясь результатами расчетов, найти мощность излучения при воздействии внешнего сигнала (см. конец данного раздела).

Таким образом, мощность, отдаваемая полю рабочей моды фиктивным поверхностным магнитным током, который эквивалентен дифракционным потерям и внешнему сигналу, представляет собой разность мощностей внешнего сигнала и излучения. При этом дифракционные потери, пропорциональные $|F_0|^2$ (и обратно пропорциональные дифракционной добротности), не равны мощности излучения. Для остальных мод мощность излучения равна дифракционным потерям, поскольку их поля ортогональны полю внешнего сигнала:

$$|F_s|^2 = \frac{|A_s|^2 \bar{h}_s^2}{|u'_z(z_{ex})|^2}. \quad (1.4.12)$$

Используя (1.4.11), (1.4.12) уравнение (1.4.6) преобразуем к виду

$$\sum_s \left(\frac{d|F_s|^2}{dt} \frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s I_s} + |F_s|^2 \frac{2Q_s}{Q_{sohm} I_s} \right) = \frac{\tilde{a}_\perp^2 \tilde{I}_A}{I_A} \eta_\perp - \sum_s \left(|A_s|^2 \frac{2\bar{h}_s^2 Q_s}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{sdif} I_s} \right) + |B|^2 \frac{2\bar{h}_0^2 Q_0}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{0dif} I_0} \quad (1.4.13)$$

Учитывая выражения для энергии каждой моды, запасенной в резонаторе

$$W_s = \frac{1}{8\pi} \int_V (\vec{E}_s^2 + \vec{H}_s^2) dV, \quad (1.4.14)$$

выражения для мощности излучения на каждой моде и мощности внешнего сигнала

$$P_{srad} = \frac{c}{4\pi} \int_{S_\perp} [\vec{E}_{srad} \vec{H}_{srad}] \vec{z}_0 dS_\perp, \quad P_{ex} = -\frac{c}{4\pi} \int_{S_\perp} [\vec{E}_{ex} \vec{H}_{ex}] \vec{z}_0 dS_\perp, \quad (1.4.15)$$

а также выражения для магнитных полей мод в резонаторе

$$\vec{H}_s = \text{Re} \left(\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^3}{e \bar{\omega}_s J_{m_s-1} (v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r)} F_s(t) \exp(i \bar{\omega}_s t) \left\{ \vec{z}_0 u(z) \kappa_s^2 \Psi_s(\vec{r}_\perp) + f'(z) \nabla_\perp \Psi_s(\vec{r}_\perp) \right\} \right) \quad (1.4.16 (a))$$

и в выходном волноводе

$$\vec{H}_{ex} = \text{Re} \left(\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^3 |B| e^{i\varphi(t)}}{e \bar{\omega}_0 J_{m_0-1} (v_{m_0 q_0} R_b / \bar{R}_r)} \exp(i \bar{\omega}_0 t + i\phi(z)) \left\{ \vec{z}_0 \kappa_0^2 \Psi_0(\vec{r}_\perp) + i h_0 \nabla_\perp \Psi_0(\vec{r}_\perp) \right\} \right),$$

$$\vec{H}_{srad} = \text{Re} \left(\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^3 A_s}{e J_{m_s-1} (v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r) \bar{\omega}_s} \exp(i \bar{\omega}_s t - i\phi_s(z)) \left\{ \vec{z}_0 \kappa_s^2 \Psi_s(\vec{r}_\perp) - i h_s \nabla_\perp \Psi_s(\vec{r}_\perp) \right\} \right), \quad (1.4.16 (б),(в))$$

после перехода к размерным обозначениям в (1.4.13) получим теорему Пойнтинга в физических переменных (см. Приложение 1.2):

$$\sum_s \left(\frac{dW_s}{dt} + \frac{W_s \bar{\omega}_s}{Q_{sohm}} + P_{srad} \right) = P_{ex} + \tilde{I}_A \tilde{U} \eta, \quad (1.4.17)$$

где W_s - энергия s-й моды в резонаторе, \tilde{I}_A, \tilde{U} - значения тока и напряжения в процессе включения.

Если рабочая мода отражается от удаленной нагрузки, в резонатор гиротрона поступает отраженная волна с мощностью $P_{ex} = |R|^2 P_{0rad}$. В этом случае можно записать теорему Пойнтинга в виде

$$\sum_s \left(\frac{dW_s}{dt} + \frac{W_s \bar{\omega}_s}{Q_{sohm}} \right) + \sum_{s \neq 0} P_{srad} + (1 - |R|^2) P_{0rad} = \tilde{I}_A \tilde{U} \eta \quad (1.4.18)$$

где P_{srad} при всех s – мощность излучения s-й моды в пространстве между гиротроном и отражателем. Следует отметить, что справа от отражателя мощности P_{srad} всех мод, не претерпевающих отражение (при $s \neq 0$), имеют такое же значение, как и слева от отражателя. Для рабочей моды мощность справа от отражателя равна $P_{0out} = (1 - |R|^2) P_{0rad}$, поэтому выражение (1.4.18) можно записать как

$$\sum_s \left(\frac{dW_s}{dt} + \frac{W_s \bar{\omega}_s}{Q_{sohm}} \right) + \sum_{s \neq 0} P_{srad} + P_{0out} = \tilde{I}_A \tilde{U} \eta \quad (1.4.19)$$

и интерпретировать его как закон сохранения мощностей во всей системе, включающей гиротрон, линию запаздывания и отражатель, считая, что P_{srad} – мощности излучения всех мод из системы наружу (вправо от отражателя).

Как отмечалось в [73], при малых величинах внешнего сигнала $|B| \ll |A_0|$ в режиме стационарной одномодовой генерации амплитуды полей в уравнении (1.3.3) связаны с отношением входной и выходной мощности выражением $|B_{in}/F_0| = \sqrt{P_{ex}/P_{0rad}}$. Действительно, как следует из (1.4.9), при малом сигнале $|B/A_0| \ll 1$

$$\sqrt{\frac{P_{ex}}{P_{0rad}}} = \left| \frac{B}{A_0} \right| = \left| \frac{B_{in} u'_z(z_{ex})}{A_0 \bar{h}_0} \right| \approx \left| \frac{B_{in}}{F_0} \right|. \quad (1.4.20)$$

Вместе с тем выражение (1.4.11) позволяет, пользуясь результатами расчетов, найти мощность излучения при воздействии внешнего сигнала с любой амплитудой. Для этого выразим из (1.4.11) величину:

$$\frac{|A_0|^2 \bar{h}_0^2}{|u'_z(z_{ex})|^2} = |F_0|^2 + |B_{in}|^2 - 2 \operatorname{Re} \left(i B_{in} F_0^* e^{i\varphi(t)} \right). \quad (1.4.21)$$

Эта величина пропорциональна мощности излучения как в автономном, так и в неавтономном (находящемся под воздействием внешнего сигнала) гиротроне. Коэффициент пропорциональности одинаков в свободном режиме и при воздействии внешнего сигнала и зависит только от поперечной структуры полей данной моды и геометрии резонатора, как отмечалось в разделе 1.1 (см также Приложение П1.2). Этот коэффициент равен отношению мощности излучения $(P_{0rad})_{free} = I_A U \eta$ в стационарном режиме свободной генерации при любых параметрах к $(|F_0|^2)_{free}$, поскольку (1.4.21) при свободной генерации равна $(|F_0|^2)_{free}$. Мощность излучения в зависимости от времени определяется значением правой части (1.4.21) на каждом шаге численного моделирования:

$$P_{0rad} = \left[(P_{0rad})_{free} / (|F_0|^2)_{free} \right] \cdot \left[|F_0|^2 + |B_{in}|^2 - 2 \operatorname{Re} \left(i B_{in} F_0^* e^{i\varphi(t)} \right) \right] \quad (1.4.22)$$

1.5. Оптимизация алгоритма численного моделирования.

Покажем, что изменения комплексных амплитуд всех мод за время пролета несущественны, даже если отстройка собственных частот мод друг от друга сравнима с обратным временем пролета. Действительно, разность опорной частоты рабочей моды, равной частоте внешнего сигнала, и собственной частоты этой моды не должна превышать ширину полосы захвата $|\omega - \omega_0| < |B_{in} \omega_0 / F_0 Q_0|$ [73,4*]. Поскольку для всех мод отличие опорной частоты от собственной одинаково, а мощность внешнего сигнала не превышает мощность излучения: $|B_{in} / F_0| < 1$, то для всех мод $|\bar{\omega}_s - \omega_s| \ll T_i^{-1}$ (см. 1.3.2).

Мнимая и действительная части восприимчивостей электронного потока (1.3.7) в соответствии с соотношениями Крамерса-Кронига являются величинами одного порядка, и как следует из (1.3.3), обратно пропорциональны параметрам тока: $|\chi'_s| \sim |\chi''_s| \sim 1 / I_s$. Поэтому изменения модулей амплитуд полей за время пролета малы (см. (1.3.3)): $\Delta |F_s| \sim |F_s| \omega_s T_i / Q_s \ll |F_s|$, набег фаз амплитуд также мал:

$|\Delta\varphi_s| \sim I_s |\chi'_s| \omega_s T_t / Q_s \sim \omega_s T_t / Q_s \ll 1$, так что при интегрировании уравнений движения электронов, следуя предложенной в [112,113] методике, изменением комплексных амплитуд F_s можно пренебречь. Однако разности быстрых фаз полей разных мод относительно рабочей моды (1.3.8) могут существенно отличаться для электронов, оказывающихся в один и тот же момент времени в разных точках пространства взаимодействия, если разность частот мод сравнима с обратным временем пролета. В этом случае на электроны действует поле, образованное биениями разных мод, и период биений может быть сравним с временем пролета, так что при интегрировании уравнений движения следует учесть разность быстрых фаз полей (1.3.8). Время t в (1.3.3) – это тот момент времени, в который электрон находится в определенном сечении ζ в пространстве взаимодействия и в который производится вычисление восприимчивости (1.3.8), т.е. интегрирование по ζ . Поэтому фазы (1.3.8) при интегрировании уравнений движения (1.3.4) следует записать в виде

$$\Phi_s = (1/\tilde{\alpha}_z) \Delta_s \zeta + (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0) t_0 - (m_s - m_0) \psi, \quad (1.5.1)$$

где $t_0 = t - 2\bar{\zeta} / (\beta_{\perp}^2 \tilde{\alpha}_z \omega_0)$ - время влета электрона в пространство взаимодействия, зависящее от координаты $\bar{\zeta}$, до которой электрон долетит к моменту времени t ; $\Delta_s = (2/\beta_{\perp}^2)(\omega_s/\omega_0 - 1)$ - безразмерная расстройка между реальными частями собственных частот s -й и рабочей мод.

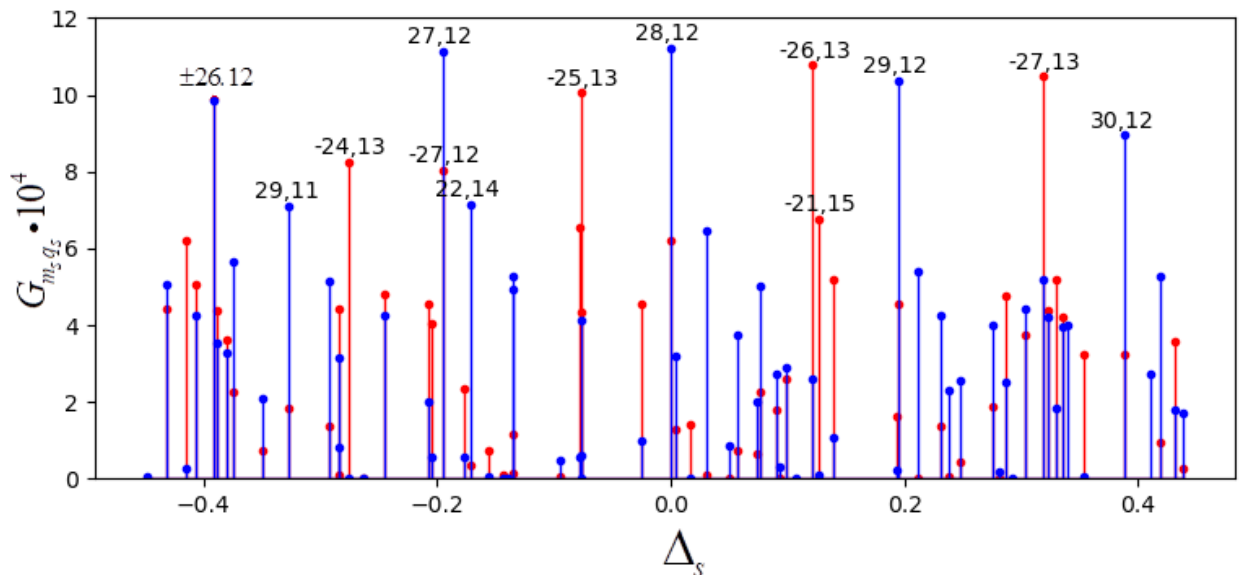


Рис.1.5. Коэффициенты связи с электронным пучком мод, близких по частоте к рабочей моде $TE_{28,12}$ в гиротроне на частоте 170ГГц, в зависимости от расстройки Δ_s между собственными частотами каждой из мод и рабочей моды.

Как известно [112,113], задача нахождения восприимчивости (1.3.7) существенно упрощается, если рассматриваются только моды эквидистантного спектра. В мощных гиротронах моды высокого порядка с одинаковым радиальным индексом и разными азимутальными индексами обладают почти эквидистантным спектром (**рис. 1.5**), так что наиболее опасными конкурентами рабочей моды являются соседние моды эквидистантного спектра. В случае эквидистантного спектра мод, различающихся азимутальным индексом, выполнено соотношение : $\frac{\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0}{m_s - m_0} = const$, т.е. эта величина не зависит от номера моды s .

Приведенное соотношение позволяет в выражении для фазы (1.5.1) сделать замену азимутального угла: $\hat{\psi} = \psi - (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)t_0 / (m_s - m_0)$, причем эта замена одинакова для всех мод, однако различна для электронов, влетающих в разные моменты времени. В результате фаза примет вид:

$$\Phi_s = (1/\tilde{a}_z)\Delta_s\zeta - (m_s - m_0)\hat{\psi} . \quad (1.5.2)$$

При вычислении восприимчивости (1.3.7) можно сначала провести интегрирование (суммирование) по всем азимутальным углам в данном сечении $\bar{\zeta}$, а затем уже выполнить интегрирование по продольной координате. Начало отсчета азимутального угла $\hat{\psi}$ различно для разных продольных сечений $\bar{\zeta}$, однако интеграл от этого не зависит. Таким образом, в алгоритм решения уравнений (1.3.3), (1.3.4) для эквидистантных мод время влета в явном виде не входит.

Более сложным образом следует проводить интегрирование, если моды не эквидистантны по частоте. Электроны, которые в момент времени t оказываются в пространстве взаимодействия, влетели в резонатор в интервале времени $t_0 \in [t - T_t, t]$. При интегрировании эти электроны следует разбить на фракции по времени влета, так , чтобы набег разностной фазы на 2π соответствовал не менее, чем 12-15 фракциям, т.е. не менее, чем на $12(\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)T_t/2\pi$ фракций. Комплексные амплитуды каждой из мод F_s , в соответствии с приведенными выше рассуждениями, нужно задать для всех этих фракций одинаковыми, найденными из (1.3.3) на предыдущем шаге интегрирования. Уравнения движения (1.3.4) следует интегрировать по ζ от нуля до значений $\bar{\zeta} \in [0, \zeta_{ex}]$ с фазами электронов относительно полей мод в виде (1.5.1). В результате будет найдено распределение поперечных импульсов электронов по длине пространства взаимодействия $p(\bar{\zeta})$ в момент t . Затем можно вычислить электронную восприимчивость (1.3.7) в этот момент времени. При вычислении восприимчивости входящая в интеграл фаза записывается как (1.3.8) с одним и тем же значением t для всех электронов. Шаг

интегрирования комплексных амплитуд по времени в (1.3.3) можно выбрать таким же или меньше, чем интервал времени между разными фракциями электронов по времени влета:

$$\Delta t \leq 2\pi / (10(\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)) , \quad (1.5.3)$$

чтобы учесть быстрые изменения разностной фазы (1.3.8) по времени. В каждой электронной фракции с разным временем влета нужно задавать достаточное число электронов, равномерно распределенных по азимуту ψ и начальной фазе циклотронного вращения $\mathcal{G}|_{\zeta=0}$.

Можно значительно ускорить время численного моделирования, если рабочая мода имеет большой азимутальный индекс. При этом в полосе циклотронного резонанса с достаточно большими коэффициентами связи G_{m_s, q_s} могут быть моды эквидистантного спектра с одинаковыми радиальными и разными азимутальными индексами (моды эквидистантного спектра), несколько мод с другими радиальными индексами, азимутальные индексы которых на несколько единиц отличаются от азимутального индекса рабочей моды, и несколько мод со встречным относительно рабочей моды вращением полей (их азимутальные индексы отрицательны и по модулю отличаются на несколько единиц от индекса рабочей моды), см. **рис.1.5**. Вообще говоря, как следует из (1.5.1), число азимутальных фракций электронов должно быть не менее $12|m_s - m_0|$. Для мод встречного вращения $|m_s - m_0|$ может быть примерно равно $2|m_0|$, так что число азимутальных фракций очень велико. Чтобы ускорить моделирование, нужно принять во внимание, что поперечный импульс электрона, как следует из (1.3.4), можно представить в виде суммы бесконечного числа слагаемых, пропорциональных произведению комплексных амплитуд мод и их комплексно сопряженных значений в различных степенях с соответствующей зависимостью от азимутального угла:

$$p = \sum_k C_k \prod_{s=0}^M F_s^{l_{sk}} e^{-il_{sk}(m_s - m_0)\psi} (F_s^*)^{l_{(s+M+1)k}} e^{il_{(s+M+1)k}(m_s - m_0)\psi} \quad (1.5.4)$$

В (1.5.4) M – число взаимодействующих мод, кроме рабочей, k – номер слагаемого, l_{sk} и $l_{(s+M+1)k}$ – показатели степеней, в которые возведены соответственно амплитуда s -й моды или ее комплексно сопряженное значение. Аналогичное представление поперечного импульса с точностью до амплитуд полей мод в третьей степени (в квазилинейном приближении) проводилось в работах [28,67,113,36*]. Т.к. число рассматриваемых высокочастотных и низкочастотных соседних с рабочей мод, как правило, одинаковое,

азимутальные индексы мод могут меняться от $m_s = m_0 - M/2$ до $m_s = m_0 + M/2$, и могут быть отрицательными, близкими к $-m_s$. Вклад в интегрирование по азимутальному углу Ψ в выражении для восприимчивости s -й моды (1.3.7) дадут только те слагаемые в (1.5.4), в которых содержится азимутальная зависимость в виде $e^{i(m_s - m_0)\Psi}$. Поэтому при расчетах можно индекс рабочей моды, то есть большое число m_0 , заменить существенно меньшим натуральным числом N . При этом индексы соседних мод (и равные им числа азимутальных вариаций поля этих мод) будут равны $N-1, N-2, \dots, N-M/2, N+1, \dots, N+M/2$. Для мод встречного вращения с индексами $m_s = -|m_0 \pm q|$, (где обычно $q=1,2,3$) новые индексы должны быть равны $m_s = -|N \pm q|$. Таким образом, для мод с таким же азимутальным вращением полей, как в рабочей моде, разность $|m_0 - m_s|$ будет одинаковой по модулю для новой и старой нумерации, а для мод встречного вращения эта разность по модулю в новой нумерации мод будет существенно меньше: $2N \pm q$. Число N не должно быть слишком малым, так чтобы произведение амплитуд мод попутного вращения в максимальной степени с крайними азимутальными индексами имело число азимутальных вариаций, меньшее $2N \pm q$ (чтобы отличить взаимодействие мод попутного и встречного вращения), т.е. $MP/2 < 2N \pm q$. Здесь P – максимальная степень комплексной амплитуды, которую

будем считать существенной при расчетах, в (1.5.4) сумма $\sum_{s=0}^M l_{s_k} + \sum_{s=0}^M l_{(s+M+1)_k} \leq P$. Как

правило, при расчетах предполагалось $P=6$. Таким образом, новый индекс рабочей моды N должен быть не меньше $MP/4$. Число азимутальных электронных фракций должно быть не менее $12*2N$, то есть в $|m_0|/N$ раз меньше, чем без этого упрощения. Например, если $M=6, P=6$, то $N > 9$. Если $m_0 \sim 25 - 30$ или выше, такой подход помогает сократить время счета в несколько раз. Так, в расчетах для рабочих мод $TE_{28,12}$ и $TE_{56,24}$ индексы $m_0=28$ или $m_0=56$ заменялись индексами $N=9$ или $N=11$, что позволило сократить число азимутальных фракций в 3 и 5 раз соответственно. Результаты этих расчетов представлены в **Главах 2,3** и в [2*-6*].

Приложение 1.1. Вывод уравнений генератора с внешним сигналом или отраженной волной на основе эквивалентной радиотехнической схемы.

В качестве эквивалентной схемы гиротрона с поступающим в него сигналом, отраженным от нагрузки, можно рассмотреть генератор в виде параллельно соединенных

нелинейного отрицательного активного сопротивления и сопротивления потерь, емкости и индуктивности. Этот генератор связан с двухпроводной линией (рис. 1.6). Дисперсия в линии отсутствует, ток и напряжение описываются телеграфными уравнениями. Предполагаем, что ток I_R в активном элементе зависит от напряжения U по кубическому закону:

$$I_R(U) = -g_0 U(1 - \nu U^2). \quad (\text{П1.1.1})$$

Предполагаем, что $g_0 > 0$, $\nu > 0$, так что при малых напряжениях проводимость отрицательна. Если не учитывать поступление сигнала в контур с правого конца линии, то такая схема описывается обычным уравнением генератора с отрицательной квадратичной нелинейностью (генератора Ван дер Поля) [105,108,111].

Считаем, что активная проводимость мала по сравнению волновой проводимостью контура генератора, $g_0 \ll \sqrt{C/L}$, т.е. порог генерации превышен незначительно. Также будем считать, что волновая проводимость линии Y_0 и $\sqrt{C/L}$ — величины одного порядка. При этом автоколебания квазигармонические [105,108,111], а схема, представленная на рис. 1.6, достаточно хорошо описывает произвольный автогенератор с фиксированной структурой поля и мягким самовозбуждением.

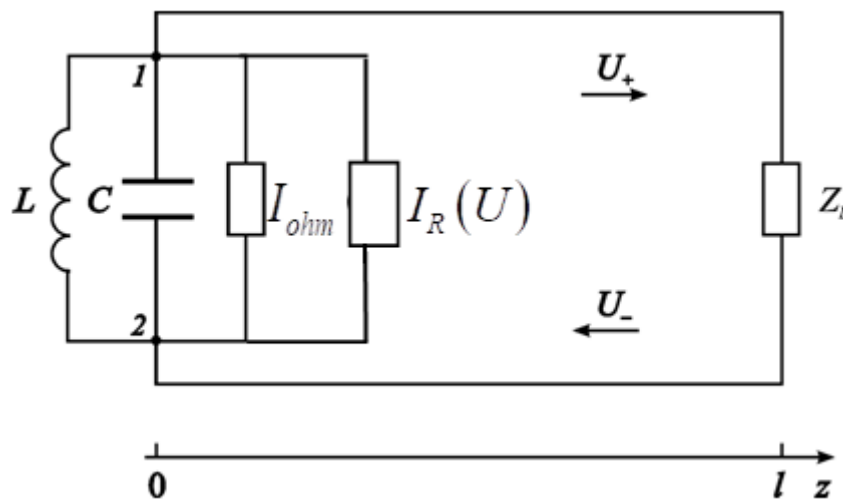


Рис. 1.6. Эквивалентная схема генератора Ван дер Поля, в который поступает внешний сигнал или сигнал, отраженный от удаленной нагрузки.

Как следует из телеграфных уравнений, напряжение и ток в линии являются суперпозицией двух распространяющихся навстречу друг другу волн:

$$U(z, t) = U_+(z - vt) + U_-(z + vt),$$

$$I(z, t) = I_+(z - vt) + I_-(z + vt).$$

Индекс «+» соответствует волне, излученной из генератора, индекс «-» — поступающей в генератор внешней волне. Амплитуды волн напряжения и тока связаны соотношениями $I_{\pm} = \pm Y_0 U_{\pm}$, где Y_0 — волновая проводимость линии.

В соответствии с законом Кирхгофа запишем выражение для тока в линии при $z = 0$:

$$I|_{z=0} = I_C + I_L + I_R + I_{ohm}, \quad (\text{П1.1.2})$$

где $I_L = -(1/L) \int U dt$, $I_C = -C \dot{U}$, $I_{ohm} = -g_{ohm} U$, U — напряжение на генераторе, под которым понимаем разность потенциалов в точках 1 и 2. Это напряжение связано с током в точке $z = 0$ соотношениями

$$I|_{z=0} = (I_+ + I_-)|_{z=0} = Y_0 (U_+ - U_-)|_{z=0} = Y_0 (U - 2U_-)|_{z=0}.$$

Тогда из (П1.1.2) получаем

$$-C \dot{U} - \frac{1}{L} \int U dt + g_0 U (1 - vU^2) - g_{ohm} U = Y_0 (U - 2U_-)|_{z=0}. \quad (\text{П1.1.3})$$

Перейдем к безразмерному времени $\hat{t} = \omega_0 t$ (знак «^» далее для краткости будем опускать). Продифференцировав (П1.1.3), получим

$$\ddot{U} + U - \mu \dot{U} (1 - 3vU^2) + \frac{\dot{U}}{Q_0} = \frac{2\dot{U}_-|_{z=0}}{Q_{dif}}. \quad (\text{П1.1.4})$$

Здесь $\mu = g_0 \sqrt{L/C}$ — параметр возбуждения, $Q_{0dif} = Y_0^{-1} \sqrt{C/L}$ — дифракционная добротность, $Q_0 = (Y_0 + g_{ohm})^{-1} \sqrt{C/L}$ — полная добротность системы. Ищем решение (П1.1.4) в виде колебаний с медленно меняющейся безразмерной комплексной амплитудой:

$$U = (F_0(t) \exp(it) + \text{к.с.}) / \sqrt{3v}. \quad (\text{П1.1.5})$$

Обозначим $U_- = (B(t) \exp(i([\Omega - 1]t)) + \text{к.с.}) / \sqrt{3v}$, где $B(t)$ — медленно меняющаяся амплитуда внешнего сигнала, Ω — безразмерная отстройка его опорной частоты от собственной частоты контура. Усредняя (П1.1.4) по периоду быстрых колебаний методом Ван дер Поля [108,111] приходим к укороченному уравнению для медленно меняющейся амплитуды

$$\dot{F}_0 + \frac{F_0}{2Q_0} - \frac{\mu}{2} (1 - |F_0|^2) F_0 = \frac{B(t) e^{i\Omega t}}{Q_{0dif}} \quad (\text{П1.1.6})$$

Если U_- в (П1.1.4) - отраженная от удаленной нагрузки волна, ее можно представить на входе в генератор в виде $U_-(t)|_{z=0} = RU_+(t-\tau)|_{z=0}$, где R — коэффициент отражения от нагрузки в сечении $z=l$, $\tau = 2l/v$ — время прохождения сигнала по цепи обратной связи. Напряжение на генераторе равно

$$U(t)|_{z=0} = U_+(t)|_{z=0} + RU_+(t-\tau)|_{z=0}. \quad (\text{П1.1.7})$$

Если коэффициент отражения мал и процесс не является быстро затухающим, так что $|RU_+(t-\tau)|_{z=0} \ll |U_+(t)|_{z=0}$, то $U(t)|_{z=0} \approx U_+(t)|_{z=0}$, и выражение (П1.1.4) примет вид

$$\ddot{U} + U - \mu\dot{U}(1-3vU^2) + \dot{U}/Q_0 = 2R\dot{U}(t-\tau)/Q_{0dif}. \quad (\text{П1.1.8})$$

Производя замену (П1.1.5) и усредняя методом Ван-дер-Поля уравнение (П1.1.8) по быстрым осцилляциям, получим укороченное уравнение

$$\dot{F}_0 + \frac{F_0}{2Q_0} - \frac{\mu}{2}(1-|F_0|^2)F_0 = \frac{Re^{-i\tau}}{Q_{0dif}}F_0(t-\tau), \quad (\text{П1.1.9})$$

которое исследовалось в работах [33*,34*]. Уравнения возбуждения поля (П1.1.6) и (П1.1.9) имеют вид, аналогичный (1.1.14) и (1.2.4) соответственно, если предположить, что электронная восприимчивость квадратична по амплитуде и имеет только активную составляющую: $\chi_0 = -i\frac{\mu Q_0}{2I_0}(1-|F_0|^2)$.

Приложение 1.2. Вывод формулы для дифракционных потерь и уравнения баланса мощностей

Как следует из граничных условий (1.4.9), последнее слагаемое в (1.4.6) можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned} 2\operatorname{Re}\left(iB_{in}F_0^*e^{i\varphi(t)}\right) &= \frac{iB_0\bar{h}_0F_0^*}{u'_z(z_{ex})} - \frac{iB_0^*\bar{h}_0F_0}{u'^*_z(z_{ex})} = \frac{iB_0\bar{h}_0(A_0^* - B_0^*)i\bar{h}_0}{|u'_z(z_{ex})|^2} - \frac{i\bar{h}_0F_0}{u'^*_z(z_{ex})}\left(\frac{i}{\bar{h}_0}F_0^*u'_z(z_{ex}) + A_0^*\right) = \\ &= -\frac{B_0\bar{h}_0^2A_0^*}{|u'_z(z_{ex})|^2} + \frac{|B_0|^2\bar{h}_0^2}{|u'_z(z_{ex})|^2} + |F_0|^2 - \frac{iF_0\bar{h}_0A_0^*}{u'^*_z(z_{ex})} = \\ &= -\frac{B_0\bar{h}_0^2A_0^*}{|u'_z(z_{ex})|^2} + \frac{|B_0|^2\bar{h}_0^2}{|u'_z(z_{ex})|^2} + |F_0|^2 - \frac{iF_0\bar{h}_0}{u'^*_z(z_{ex})}\left(-i\frac{\bar{h}_0}{u'_z(z_{ex})}\right)(A_0 - B_0) = |F_0|^2 + \frac{\left(|B_0|^2 - |A_0|^2\right)\bar{h}_0^2}{|u'_z(z_{ex})|^2}. \end{aligned} \quad (\text{П1.2.1})$$

В результате получим соотношение (1.4.11).

Выведем выражения для энергии поля в резонаторе (1.4.14) и мощностей внешней волны и излучения (1.4.15), используя выражения для электрических и магнитных полей (1.3.6), (1.4.8), (1.4.16а-в). Используем в (1.3.6) обозначение

$$E_s = i\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^2}{e J_{m_s-1}(v_{m_s q_s} R_b / \bar{R}_r)} F_s(t). \quad (\text{П1.2.2})$$

Тогда, возводя (1.3.6) в квадрат и усредняя по быстрым осцилляциям, получим

$$|\bar{E}_s|^2 = \frac{1}{4} (E_s u(z) \exp(i\bar{\omega}_s t) [\bar{z}_0, \nabla_{\perp} \Psi_s(\bar{r}_{\perp})] + \text{к.с.})^2 = \frac{1}{2} |E_s u(z) \nabla_{\perp} \Psi_s(\bar{r}_{\perp})|^2. \quad (\text{П1.2.3})$$

Используя (П1.2.2), запишем магнитное поле s-й моды как

$$\vec{H}_s = \text{Re} \left(\frac{i}{\kappa_s} E_s \exp(i\bar{\omega}_s t) \{ \bar{z}_0 u(z) \Delta_{\perp} \Psi_s(\bar{r}_{\perp}) - u'(z) \nabla_{\perp} \Psi_s(\bar{r}_{\perp}) \} \right) \quad (\text{П1.2.4})$$

Пренебрегая поперечным магнитным полем при $\kappa_s \approx k_s$, возведем (П1.2.4) в квадрат и усредним по быстрым осцилляциям

$$|\bar{H}_s|^2 = |E_s u(z) \kappa_s \Psi_s(\bar{r}_{\perp})|^2. \quad (\text{П1.2.5})$$

Как следует из теорем Грина,

$$\int_{S_{\perp}} |\nabla \Psi_s|^2 dS_{\perp} = \int_{S_{\perp}} \kappa_s^2 |\Psi_s|^2 dS_{\perp}. \quad (\text{П1.2.6})$$

Из выражения для энергии поля s-й моды (1.4.14), используя (П1.2.3), (П1.2.5), (П1.2.6), получаем

$$\begin{aligned} W_s &= \frac{1}{16\pi} \int_V |E_s u(z)|^2 (\kappa_s^2 |\Psi_s|^2 + |\nabla_{\perp} \Psi_s|^2) dV \\ &= \frac{1}{8\pi} |E_s|^2 \int_0^{z_{ex}} |u(z)|^2 dz \int_{S_{\perp}} \kappa_s^2 |\Psi_s|^2 dS_{\perp} \end{aligned} \quad (\text{П1.2.7})$$

Для мембранной функции $\Psi_s(\bar{r}_{\perp}) = J_{m_s}(\kappa_s r) \exp(-im_s \psi)$ интеграл

$$\int_{S_{\perp}} |\Psi_s|^2 dS_{\perp} = \frac{\pi}{\kappa_s^2} (v_{m_s q_s}^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(v_{m_s q_s}), \text{ и из (П1.2.7) получаем}$$

$$W_s = \frac{J_{m_s}^2(v_{m_s q_s})}{8} (v_{m_s q_s}^2 - m_s^2) |E_s|^2 \int_0^{z_{ex}} |u(z)|^2 dz. \quad (\text{П1.2.8})$$

Как следует из (П1.2.2), $|F_s|^2 = \frac{e^2 J_{m_s-1}^2(\kappa_s R_b)}{\beta_{\perp 0}^6 m^2 c^4} |E_s|^2$. Отсюда

$$Q_s |F_s|^2 / I_s = \frac{4W_s e^2 \gamma \omega}{\beta_{\perp 0}^2 m^2 c^5 2.35 \cdot 10^{-4} I_A} \quad (\text{П1.2.9})$$

Поэтому левую часть (1.4.13) можно записать как

$$\sum_s \left(8 \frac{dW_s}{dt} + 8 \frac{W_s \bar{\omega}_s}{Q_{sohm}} \right) \frac{e^2 \gamma}{\beta_{\perp 0}^2 m^2 c^5 2.35 \cdot 10^{-4} I_A}. \quad (\text{П1.2.10})$$

Для преобразования правой части (1.4.13) запишем поперечный КПД как

$$\eta_{\perp} = \frac{\beta_{\perp 0}^2 - \langle \beta_{\perp}^2 \rangle \Big|_{z_{ex}}}{\beta_{\perp 0}^2} = \left(\beta_{\parallel 0}^2 + \beta_{\perp 0}^2 - \langle \beta_{\perp}^2 \rangle \Big|_{z_{ex}} - \beta_{\parallel 0}^2 \right) / \beta_{\perp 0}^2 = \frac{2 \left(\gamma_0 - \langle \gamma \rangle \Big|_{z_{ex}} \right)}{\beta_{\perp 0}^2}. \quad (\text{П1.2.11})$$

В (П1.2.11) угловые скобки означают усреднение по начальной фазе циклотронного вращения и по азимутальному углу. Для полного КПД отсюда получим

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma \rangle \Big|_{z_{ex}}}{\gamma_0 - 1} = \frac{\eta_{\perp} \beta_{\perp 0}^2}{2(\gamma_0 - 1)} = \frac{\eta_{\perp} \beta_{\perp 0}^2 m c^2}{2eU}. \quad (\text{П1.2.12})$$

Мощность, отдаваемая электронным пучком, равна (с учетом процесса включения источника питания)

$$P_{el} = \eta \tilde{I} \tilde{U} = \frac{\tilde{\gamma}_0 - \langle \gamma \rangle \Big|_{z_{ex}}}{\tilde{\gamma}_0 - 1} \tilde{I} \tilde{U} = \frac{\tilde{I} \tilde{U} \eta_{\perp} \tilde{\beta}_{\perp 0}^2 m c^2}{2e \tilde{U}} = \frac{\tilde{I} \tilde{\eta}_{\perp} \tilde{\beta}_{\perp 0}^2 m c^2}{2e}$$

В правой части (1.4.13), таким образом,

$$\frac{\tilde{a}_{\perp}^2 \tilde{I}_A}{I_A} \eta_{\perp} = \frac{\tilde{\beta}_{\perp 0}^2 \tilde{I}_A}{\beta_{\perp 0}^2 I_A} \eta_{\perp} = \frac{2 \tilde{\beta}_{\perp 0}^2 \tilde{I}_A e P_{el}}{\beta_{\perp 0}^2 I_A \tilde{I} m c^2 \tilde{\beta}_{\perp 0}^2} = \frac{2e P_{el}}{\beta_{\perp 0}^2 I m c^2}. \quad (\text{П1.2.13})$$

Теперь преобразуем слагаемое $|B|^2 \frac{2 \bar{h}_0^2 Q_0}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{0dif} I_0}$ в (1.4.13). Обозначим в (1.1.9)

$$E_{ex} = \frac{i \beta_{\perp 0}^3 m c^2 B_0(t, z)}{e J_{m_0-1}(v_{m_0 q_0} R_b / \bar{R}_r)}.$$

По аналогии с (П1.2.9) найдем энергию поля внешнего сигнала на единицу длины резонатора. Получим

$$w_{ex} = \frac{J_{m_0}^2(v_{m_0 q_0})(v_{m_0 q_0}^2 - m_0^2)}{8} |E_{ex}|^2 = \frac{J_{m_0}^2(v_{m_0 q_0})(v_{m_0 q_0}^2 - m_0^2) m^2 c^4 \beta_{\perp 0}^6}{8 e^2 J_{m_0-1}^2(v_{m_0 q_0} R_b / \bar{R}_r)} |B|^2 \quad (\text{П1.2.14})$$

С учетом (П1.2.14), выражения для дифракционной добротности (1.1.13) и соотношения для I_0 (раздел 1.3), получим

$$|B|^2 \frac{2\bar{h}_0^2 Q_0}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{0dif} I_0} = \frac{2e\bar{h}_0 w_{ex}}{\beta_{\perp 0}^2 m \omega I} \quad (\text{П1.2.15})$$

Заметим, что $I / I_A = 2.35 \cdot 10^{-4} \frac{mc^3}{4e} = 17kA \cdot 2.35 \cdot 10^{-4} / 4 = 1A$, т.е. I – размерный ток в системе

Гаусса, а I_A – безразмерный ток в Амперах. Складывая (П1.2.15) и (П1.2.13), получим

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{a}_{\perp}^2 \tilde{I}_A}{I_A} \eta_{\perp} + |B|^2 \frac{2\bar{h}_0^2 Q_0}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{0dif} I_0} &= \frac{2eP_{el}}{\beta_{\perp 0}^2 I mc^2} + \frac{2e\bar{h}_0 w_{ex}}{\beta_{\perp 0}^2 m \omega I} = \frac{2e}{\beta_{\perp 0}^2 I mc^2} \left(P_{el} + w_{ex} \frac{c^2 \bar{h}_0}{\omega} \right) \\ &= \frac{2e}{\beta_{\perp 0}^2 I mc^2} (P_{el} + w_{ex} v_{gr}) = \frac{2e}{\beta_{\perp 0}^2 I mc^2} (P_{el} + P_{ex}) \end{aligned} \quad (\text{П1.2.16})$$

поскольку мощность внешнего сигнала равна $P_{ex} = w_{ex} v_{gr}$. Аналогично выкладкам

(П1.2.14)-(П1.2.16) можно показать, что

$$|A_s|^2 \frac{2\bar{h}_s^2 Q_s}{|u'_z(z_{ex})|^2 Q_{sdif} I_s} = \frac{2eP_{srad}}{\beta_{\perp 0}^2 I mc^2} \quad (\text{П1.2.17})$$

Из (П1.2.10), (П1.2.16), (П1.2.17), получим (1.4.17).

ГЛАВА 2. ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО ГИРОТРОНА ВНЕШНИМ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ СИГНАЛОМ

Во второй главе рассмотрено воздействие на гиротрон внешнего монохроматического сигнала, поступающего из выходного волновода. Предполагается, что внешний сигнал имеет частоту и поперечную структуру, близкую к частоте и поперечной структуре рабочей моды, а частоты остальных мод отстоят от частоты рабочей моды на величину, существенно превышающую ширину резонансных кривых каждой из мод (1.3.1). Все расчеты проведены на основе уравнений гиротрона, рассмотренных в **Главе 1**.

В **Разделе 2.1** найдены зоны захвата на плоскостях различных параметров. Показано, что основным фактором, препятствующим установлению одномодовых колебаний со стабильной частотой, является возбуждение паразитных мод. Продемонстрированы преимущества режима захвата по сравнению с режимом автономной генерации: стабильная частота генерации, достижение более высоких значений КПД и мощности излучения, увеличение ширины полосы генерации, подавление паразитных мод на фронте импульса напряжения. Исследованы режимы генерации, возникающие при выходе из зон захвата: генерация соседних мод, низкочастотных или высокочастотных, в том числе одновременная генерация двух симметрично отстоящих боковых сателлитов рабочей моды с близкими амплитудами, а также режим биений частоты рабочей моды. Расчеты проведены на примере двух гиротронов мегаваттного уровня мощности с рабочими частотами 170 ГГц и 345 ГГц. Первый из гиротронов с рабочей модой $TE_{28,12}$ разработан в ИПФ РАН в качестве прототипа для ITER [1,5,56]. Для второго, гипотетического гиротрона с вдвое более высокими частотой и индексами рабочей моды $TE_{56,24}$ [1,5*,6*] особенно ярко проявляются преимущества режима захвата частоты внешним сигналом: подавление паразитных мод (при очень плотном спектре мод) и за счет этого возможность увеличения мощности почти в два раза, до уровня, превышающего 1.2 МВт.

В **Разделе 2.2** исследовано влияние внешнего монохроматического сигнала на величину флуктуаций фазы и частоты излучения, возникающих из-за шумов источника напряжения. Показано, что по сравнению с автономным режимом генерации в режиме захвата флуктуации фазы существенно уменьшаются до таких значений, которые являются приемлемыми при создании в перспективе комплекса когерентно излучающих гиротронов.

В **Разделе 2.3** рассмотрено влияние неидеальности электронного пучка (разброса поперечных скоростей электронов, позиционного разброса электронов, несоосности электронного пучка и резонатора гиротрона) на режимы работы свободного гиротрона и гиротрона, в который поступает внешний сигнал.

В **Разделах 2.4, 2.5** обсуждаются результаты первых экспериментальных исследований захвата частоты мощных гиротронов: 35 ГГц/0.9МВт гиротрона внешним сигналом магнетрона с мощностью до 25кВт [8*,9*] и 170 ГГц/1МВт гиротрона внешним сигналом гиротрона-драйвера мощностью до 20 кВт [62] при использовании разработанного в ИПФ квазиоптического синтезированного двухзеркального преобразователя [56]. Показано, что полученные экспериментальные результаты полностью соответствуют результатам расчетов как в режиме захвата частоты, так и при выходе из этого режима и возникновении биений.

2.1. Преимущества захвата частоты многомодового гиротрона внешним сигналом и режимы генерации вне зон захвата

2.1.1. Параметры гиротронов, сценарий включения, взаимодействующие моды и внешний сигнал

Режимы генерации в многомодовом гиротроне с внешним монохроматическим сигналом рассмотрены на *примере двух гиротронов*. Это гиротрон на частоте 170 ГГц с рабочей модой TE_{28,12}, разработанный в ИПФ РАН в качестве прототипа для ITER [1,5,56] и гиротрон с вдвое более высокой частотой 345ГГц и индексами рабочей моды - TE_{56,24} [1,5*,6*]. В обоих гиротронах резонатор представляет собой отрезок цилиндрического волновода (длиной 12мм в первом гиротроне, 10мм – во втором), радиусом 20.77мм, с закритическим сужением на катодном конце и плавным расширением в сторону выходного тракта (рис.1.1). Добротности всех взаимодействующих мод близки к добротности рабочей моды: $Q_0 = 1370$ в гиротроне на частоте 170ГГц и $Q_0 = 3670$ в гиротроне на частоте 345ГГц. Радиус тонкого трубчатого электронного пучка выбран близким к оптимальному для достижения высокого КПД: 8.27мм в гиротроне на частоте 170ГГц, 8.02мм в гиротроне на частоте 345 ГГц. Омическая добротность может быть рассчитана по известной формуле [119-121]

$$Q_{ohm} = 680v_{m_0 q_0} \left(1 - \frac{m_0^2}{v_{m_0 q_0}^2} \right) \lambda^{1/2} [мм], \quad (2.1.1)$$

где λ - длина волны на рабочей моде. Согласно (2.1.1), омические добротности резонаторов гиротронов на частоте 170 ГГц и 345 ГГц составляют соответственно 55730 и 81800, что существенно превышает полную добротность, поэтому в дальнейших расчетах предполагается, что дифракционная и полная добротности совпадают.

Установление ускоряющего напряжения на завершающем этапе процесса включения предполагается близким к экспериментально реализуемому и может быть описано экспоненциальной функцией, стремящейся к конечному асимптотическому значению:

$$\tilde{U}(t) = U_{start} + (U - U_{start})(1 - \exp(-t/T_{st})) \quad (2.1.2)$$

(\tilde{U} , U_{start} и U - соответственно текущее, начальное и конечное значения напряжения, T_{st} - время установления). С ростом поперечного электрического поля на катоде пушки в результате эффекта Шоттки увеличивается ток $\tilde{I} = I\sqrt{\tilde{U}/U}$, а также растут относительная доля поперечной энергии $\tilde{t}_\perp = t_\perp \frac{\tilde{U}}{U}$, энергия, питч-фактор электронов и циклотронная расстройка [61,114§ 10.7.3,124,125,1*-6*,15*-17*]:

$$\tilde{\gamma} = 1 + \tilde{U}(\text{kV})/511, \quad \tilde{\beta} = \sqrt{1 - \frac{1}{\tilde{\gamma}^2}}, \quad \tilde{\beta}_\perp = \tilde{\beta}\sqrt{\tilde{t}_\perp}, \quad \tilde{\beta}_z = \tilde{\beta}\sqrt{1 - \tilde{t}_\perp}, \quad \tilde{g} = \frac{\tilde{\beta}_\perp}{\tilde{\beta}_z}, \quad \tilde{t}_\perp = \frac{\tilde{g}^2}{\tilde{g}^2 + 1}$$

$$\tilde{\Delta} = (2/\tilde{\beta}_\perp^2)(1 - \omega_H\gamma/\tilde{\gamma}\omega_0). \quad (2.1.3)$$

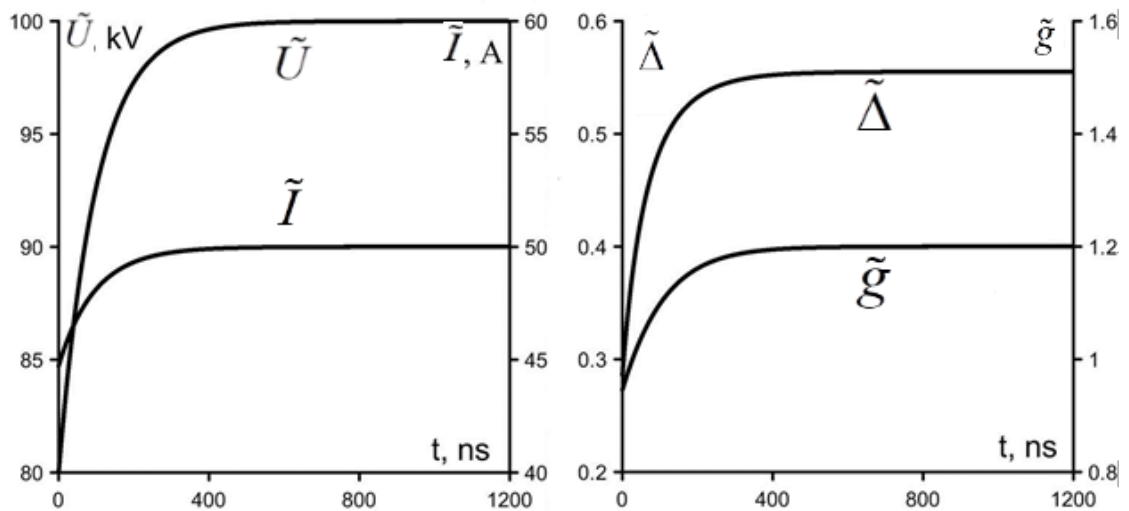


Рис.2.1.1. Временные зависимости напряжения, тока, питч-фактора и расстройки циклотронного резонанса в процессе включения гиротрона на частоте 170ГГц.

Характерные времена включения составляют десятки микросекунд. Однако при численном моделировании это время задавалось меньшим, порядка $T_{st} \approx 100\text{нс}$ для того, чтобы, с одной стороны, сократить время расчетов, с другой стороны, чтобы T_{st} оставалось существенно выше времен переходных процессов τ_s , то есть уменьшение T_{st} по сравнению с реальным не повлияло бы на результаты моделирования. Во всех расчетах

предполагается, что энергия электронов в процессе включения источника питания монотонно растет от 80кэВ до 100кэВ. Пример изменения параметров пучка в соответствии с формулами (2.1.2). (2.1.3) показан на **рис. 2.1.1**.

В зависимости от конечного значения тока и магнитного поля сценарий включения параметров электронного пучка обеспечивает мягкое или жесткое самовозбуждение колебаний. Режиму наиболее высокого КПД соответствует жесткое самовозбуждение гиротрона.

Исследовано *взаимодействие мод*, коэффициенты связи которых с электронным пучком больше или сопоставимы с коэффициентом связи рабочей моды, а отстройка частоты мод от частоты рабочей моды сравнима с шириной полосы циклотронного резонанса. Так, в гиротроне на частоте 170ГГц исследовано взаимодействие рабочей моды $TE_{28,12}$ с модами эквидистантного спектра $TE_{26,12}$, $TE_{27,12}$, $TE_{28,12}$, $TE_{29,12}$, $TE_{30,12}$ и модами неэквидистантного спектра $TE_{-25,13}$, $TE_{-26,13}$ со встречным относительно рабочей моды направлением вращения полей. Безразмерные отстройки частот этих мод относительно рабочей не превышают $\Delta_s = 0.4$ (**рис. 1.7**). В гиротроне на частоте 345ГГц спектр мод более плотный. Рассмотрено взаимодействие рабочей моды $TE_{56,24}$ с модами эквидистантного спектра $TE_{55,24}$, $TE_{57,24}$, $TE_{54,24}$, $TE_{58,24}$, $TE_{53,24}$, $TE_{59,24}$ и модами неэквидистантного спектра со встречным вращением полей $TE_{-53,25}$, $TE_{-54,25}$ (**рис.2.1.2**). Безразмерные отстройки частот от частоты рабочей моды не превышают $\Delta_s = 0.2$.

Для описания электронно-волнового взаимодействия использована нестационарная многомодовая модель в приближении фиксированной продольной структуры поля (**Раздел 1.2**). Условия использования этой модели (1.3.1), (1.3.2) выполнены. Действительно, разность собственных частот мод не менее 1 ГГц, что существенно превышает ширину линии каждой из мод: $f_s/Q_s \approx 0.12$ ГГц в гиротроне на частоте 170ГГц и $f_s/Q_s \approx 0.09$ ГГц в гиротроне на частоте 345ГГц. Условие (1.3.2) также выполнено в обоих гиротронах, поскольку время пролета через пространство взаимодействия длиной 25мм при энергии электронов 100кэВ и питч-факторе, равном 1.2 (продольная скорость электронов равна $0.35c$) составляет $T_l \approx 0.28$ нс, а время переходных процессов в 4-6 раз больше: $\tau_s \approx 1.3$ нс в гиротроне на частоте 170ГГц и $\tau_s \approx 1.7$ нс в гиротроне на частоте 345 ГГц.

Предполагается, что *внешний монохроматический сигнал* имеет такую же поперечную структуру, как у рабочей моды. Этот сигнал, вообще говоря, может поступать в резонатор гиротрона из выходного волновода путем прямого ввода при работе на достаточно низких модах в гиротроне с уровнем мощности излучения до десятков киловатт

[81,82] или в рассматриваемых гиротронах мегаваттного уровня мощности с рабочей модой высокого порядка – через квазиоптический синтезированный двухзеркальный преобразователь [56,62,8*,9*]. Частота внешнего сигнала лежит в пределах полосы захвата рабочей моды и далеко за пределами полосы захвата других мод (1.3.1). Мощность сигнала P_{ex} составляет несколько процентов от мощности излучения автономного гиротрона с оптимальными параметрами. В качестве оптимальных параметров в гиротроне на частоте 170ГГц выбраны ток $I = 70 А$ и расстройка циклотронного синхронизма $\Delta = 0.45$, при этом расчетное значение мощности 2.5 МВт (поперечный КПД и питч-фактор равны $\eta_{\perp} = 61\%$ и $g=1.2$; в гиротроне на частоте 345 ГГц оптимальные ток и расстройка равны $I=25А$, $\Delta=0.33$, при этом расчетные значения мощности и поперечного КПД 0.67МВт, $\eta_{\perp} = 45\%$ ($g=1.2$).

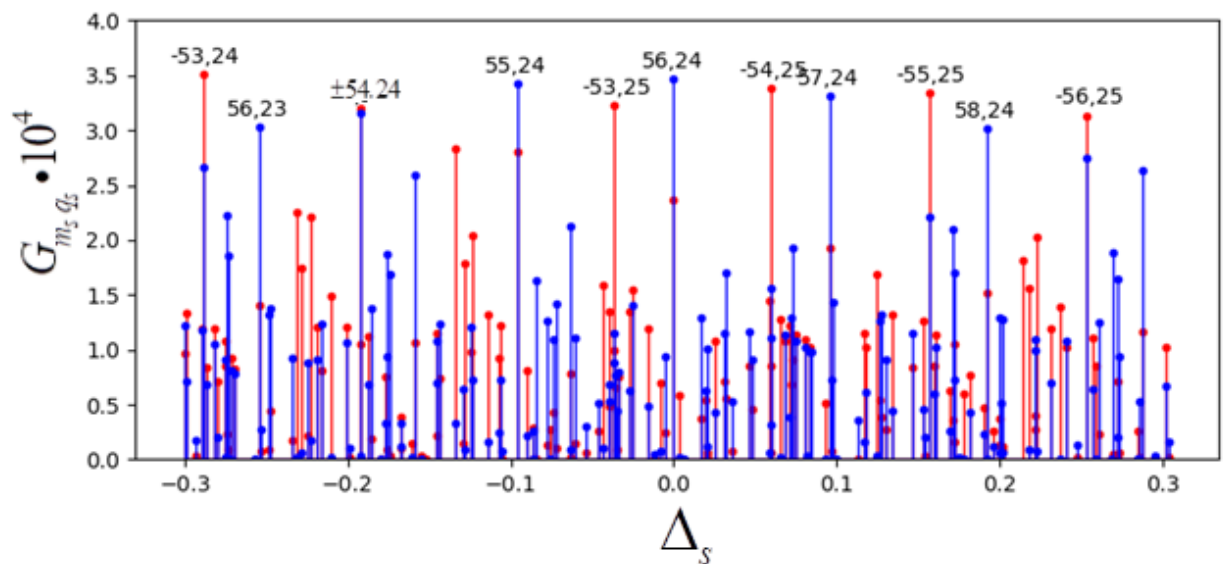


Рис.2.1.2. Коэффициенты связи с электронным пучком мод, близких по частоте к рабочей моде $TE_{56,24}$ в гиротроне на частоте 345ГГц, в зависимости от расстройки Δ_s между собственными частотами каждой из мод и рабочей моды.

2.1.2. Зоны захвата частоты. Подавление паразитных мод, повышение мощности, увеличение полосы перестройки частоты

При включении источника питания в начальный момент времени параметры гиротрона лежат в области мягкого самовозбуждения рабочей моды либо отсутствия ее генерации. По мере роста тока, напряжения и расстройки циклотронного синхронизма Δ параметры гиротрона меняются, при этом условия возбуждения становятся оптимальными последовательно для разных мод с более высокой частотой, чем у рабочей моды. Захват

частоты внешним сигналом позволяет полностью (в гиротроне на частоте 170 ГГц) или частично (в гиротроне на частоте 345 ГГц) **подавить паразитные моды на фронте импульса напряжения (рис.2.1.3)**. В первом из указанных гиротронов с меньшей спектральной плотностью мод подавить паразитные моды можно полностью даже небольшим сигналом (а,б), тогда как во втором гиротроне с более густым спектром мод при повышении мощности сигнала можно лишь сократить временной промежуток, на котором возбуждаются паразитные моды (в, г).

Путем численного моделирования уравнений (1.3.3), (1.3.4) построены **зоны захвата частоты рабочей моды внешним сигналом и зоны автономной генерации рабочей моды** на плоскостях различных параметров – «ток – ведущее магнитное поля», «ток – расстройка циклотронного резонанса Δ » (рис. 2.1.4, 2.1.5), а также «частота внешнего сигнала – расстройка Δ » (рис.2.1.6). Размеры этих зон ограничены возбуждением соседних паразитных мод, возникновением биений или падением КПД (см. табл.2-5). Важно подчеркнуть, что области одномодовой генерации на рис. 2.1.4-2.1.6 построены на плоскостях значений, которые принимают ток, магнитное поле и расстройка Δ по окончании процесса включения ускоряющего напряжения. В расчетах ведущее магнитное поле и внешний сигнал предполагались не зависящими от времени, что соответствует реальным экспериментам с импульсным рабочим гиротроном и гиротроном-драйвером [7,56,62]. Ускоряющее напряжение в конце процесса включения одинаково во всех точках плоскостей на рис. 2.1.4-2.1.6 ($U=100\text{кВ}$), поэтому значения циклотронной расстройки Δ и величина ведущего магнитного поля связаны линейно. Питч-фактор в конце процесса включения равен 1.2.

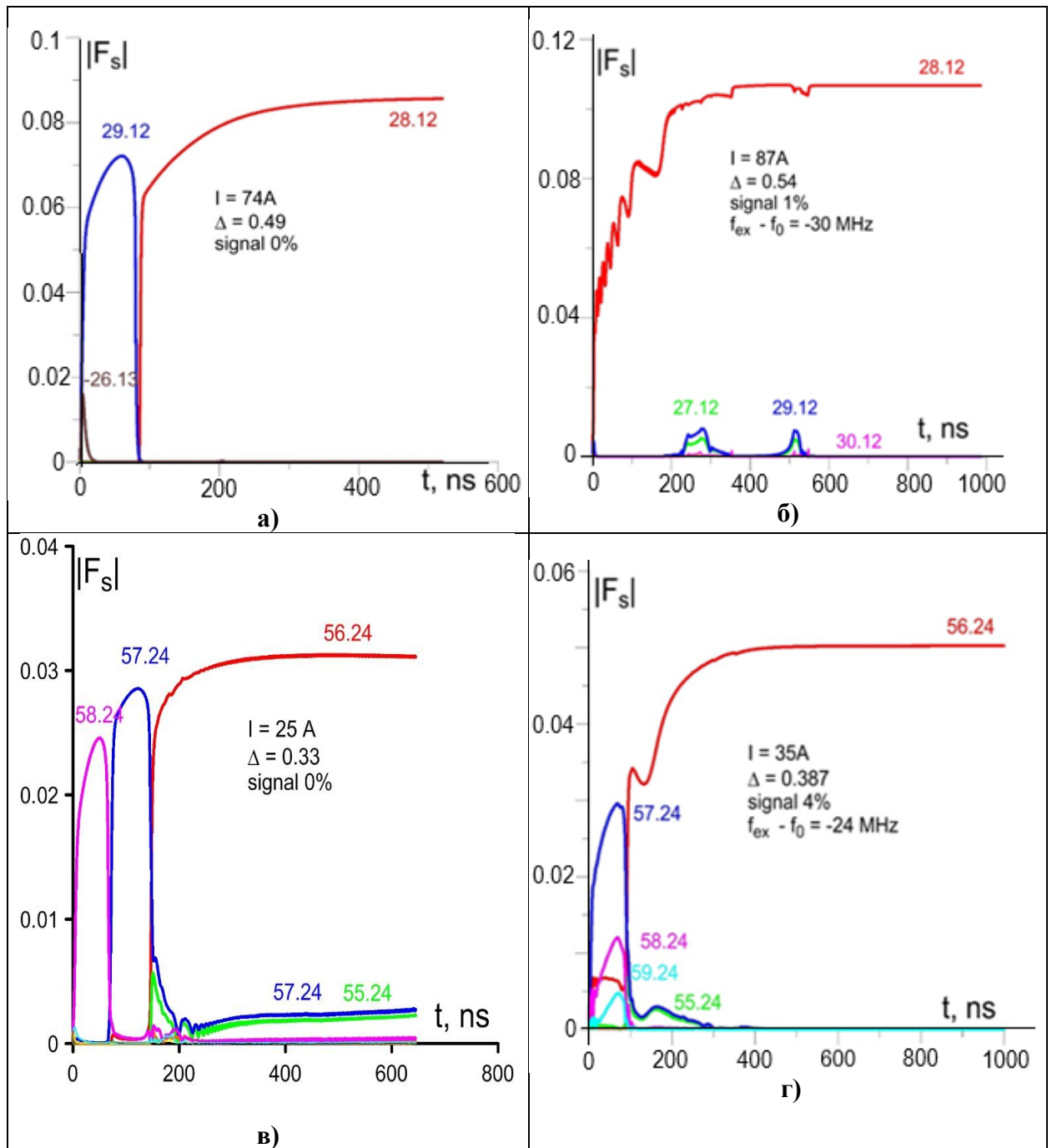


Рис.2.1.3. Зависимости амплитуд мод от времени в гиротронах на частоте 170ГГц (а,б) и 345ГГц (б,в). Уровень мощности сигнала составляет 0% (а,в), 1% (б), 4% (г).

При построении зон захвата на плоскостях «ток – ведущее магнитное поле или расстройка Δ » (рис.2.1.3, 2.1.4) частота внешнего сигнала выбрана равной оптимальной для достижения максимального КПД ($f_{\text{ex}} - f_0 = -30$ МГц для гиротрона на частоте 170 ГГц, $f_{\text{ex}} - f_0 = -24$ МГц для гиротрона на частоте 345 ГГц, где f_{ex} – частота внешнего сигнала, f_0 – собственная (холодная) частота резонатора гиротрона). Следует отметить, что собственная частота резонатора превышает критическую частоту однородного отрезка

волновода (с постоянным радиусом), поскольку продольное волновое число собственных колебаний не равно нулю и составляет для первой вариации поля порядка π / \bar{l} . Так, в гиротроне с рабочей частотой около 170 ГГц критическая частота $f_{cr} = 169.885$ ГГц, собственная частота f_0 составляет 170.008 ГГц. Таким образом, во всех расчетах (**рис. 2.1.3-2.1.7**) частота сигнала выше критической частоты.

Зоны захвата построены при разных уровнях мощности внешнего сигнала. Внутри областей одномодовой одночастотной генерации предполагались допустимыми флуктуации частоты излучения до 1 МГц. Важно отметить, что внутри зон одномодовой генерации автономных гиротронов на плоскостях «ток – магнитное поле», «ток - расстройка Δ » частота излучения меняется при переходе от точки к точке, тогда как в зонах захвата частота генерации одинакова во всех точках и равна частоте внешнего сигнала.

По окончании процесса включения параметры гиротрона при достаточно больших значениях расстройки Δ могут попасть в области жесткого режима, лежащие ниже кривой стартового тока (см. **рис. 2.1.4**). Как известно, именно в этих областях для автономного гиротрона в одномодовом приближении (без учета паразитных мод) возможно достижение высоких значений КПД при возрастании расстройки Δ [151]. Однако в автономном гиротроне возбуждение паразитных мод уменьшает размеры зоны одномодовой генерации и делает невозможным продвижение в область больших токов и расстроек Δ (или относительно малых значений ведущего магнитного поля) [27-29,95,14*]. Захват частоты внешним сигналом, помимо стабилизации частоты излучения, позволяет сместить зоны одномодовой генерации в область более высоких расстроек Δ и **получить более высокие значения мощности и КПД по сравнению с автономным режимом (рис.2.1.4, 2.1.5)**. Так, в гиротроне на частоте 170 ГГц при мощности внешнего сигнала 100 кВт достижима *расчетная мощность* излучения 4 МВт, поперечный КПД 79%, тогда как максимальная мощность и поперечный КПД автономного гиротрона составляют соответственно 2.9 МВт и 68% [2*-4*]. В гиротроне с большей плотностью спектра мод преимущества режима захвата (повышение КПД и мощности излучения) являются более выраженными [76,6*]. Действительно, в гиротроне на частоте 345 ГГц возможно существенное повышение КПД (поперечного КПД – от 45% до 61%), максимально достижимого тока (от 27 А до 35 А) и мощности излучения (примерно вдвое, от 0.66 МВт до 1.27 МВт) при захвате внешним сигналом с уровнем мощности 27 кВт (относительная мощность 4%) [1,6*], что открывает перспективу использования такого гиротрона при создании комплекса когерентно излучающих генераторов для различных приложений [14-19].

Важным ограничением рабочих режимов непрерывных гиротронов с внешним сигналом является возрастание тепловых нагрузок. Как следует из закона сохранения мощностей для стационарной генерации на рабочей моде, при достаточно малой мощности внешнего сигнала и малых омических потерях мощность, отдаваемая электронным пучком, примерно равна мощности излучения (1.4.17): $P_{0rad} = IU\eta$. При этом мощности омических и дифракционных потерь соотносятся как $P_{0ohm} = P_{0rad}Q_{0dif} / Q_{0ohm}$. Считая продольную структуру поля в резонаторе гиротрона близкой к гауссовой, для максимальной мощности потерь на единицу площади поверхности резонатора получим

$$\bar{P}_{0ohm} = \frac{IU\eta_{\perp} t_{\perp} \sqrt{2} Q_{0dif}}{\pi R_r l Q_{0ohm}} \quad (2.1.4)$$

Аналогичные выражения получены в [119-121]. При расчетах длина пространства взаимодействия была принята равной 5см. Значения мощности излучения и плотности мощности потерь приведены в **таблице 1**.

При высоких значениях расчетных токов и мощностей, особенно при захвате частоты, тепловые нагрузки превысили бы допустимый уровень. Однако преимущества режима захвата – возрастание мощности и КПД – сохраняются и в области умеренных токов, где тепловые нагрузки не превышают предельный уровень плотности мощности омических потерь 2 кВт/см², а также в гиротронах на высокой частоте (например, 345 ГГц) с плотным спектром мод даже вблизи максимально достижимых токов и мощностей (см. **таблицу 1**).

Таблица 1. Плотность мощности омических потерь и мощность излучения в гиротронах на частоте 170ГГц и 345ГГц в автономном режиме и при захвате частоты внешним сигналом с относительным уровнем мощности 4%, питч-фактор равен 1.2.

Рабочая частота	Режим	Сила тока	Δ	Поперечный КПД	Мощность излучения	Плотность мощности омических потерь
170ГГц	автономный	50А	0.49	61%	1.8МВт	2 кВт/см ²
170ГГц	автономный	35А	0.47	46%	0.95МВт	1 кВт/см ²
170ГГц	автономный	74А	0.49	68%	3МВт	3.25 кВт/см ²
170ГГц	захват	50А	0.54	75%	2.2МВт	2.4 кВт/см ²
170ГГц	захват	35А	0.52	66%	1.36МВт	1.5 кВт/см ²
170ГГц	захват	88А	0.56	79%	4.1МВт	4.5 кВт/см ²
345ГГц	автономный	25А	0.33	45%	0.66МВт	1.3 кВт/см ²

345ГГц	захват	35А	0.38	61%	1.26МВт	2.5 кВт/см ²
--------	--------	-----	------	-----	---------	-------------------------

Как видно из **рис. 2.1.6**, где показаны границы зон захвата на плоскости «частота сигнала – расстройка Δ », *внешний монохроматический сигнал позволяет увеличить в несколько раз возможную полосу перестройки частоты генерации* при изменении частоты внешнего сигнала.

Взаимодействие мод определяет характер зависимости конфигурации зон захвата от мощности внешнего сигнала [1*-6*]. В одномодовом приближении при возрастании уровня мощности внешнего сигнала растет ширина зоны захвата, зоны оказываются вложенными друг в друга (рис.ба в [3*]). В многомодовом гиротроне при изменении уровня мощности меняется форма и расположение зон: зоны не только расширяются, но и смещаются друг относительно друга, максимально достижимые значения тока немонотонно зависят от мощности внешнего сигнала (**рис.2.1.4 (а), 2.1.6 (а)**), что объясняется нелинейностью взаимодействия мод: при достаточно высокой мощности сигнала амплитуда поля рабочей моды в гиротроне может достичь таких значений, когда эта мода становится неустойчивой относительно распада на паразитные моды. Особенно наглядно это проявляется при больших токах в середине зоны, где могут возбудиться одновременно два боковых симметричных сателлита (см. **таблицы 3,5 и рис. 2.1.9**).

Следует отметить, что в свободном гиротроне на частоте 170 ГГц, работающем в непрерывном режиме, при более сложном сценарии включения – увеличении расстройки Δ после установления генерации на рабочей моде путем дополнительной вариации напряжения или магнитного поля – можно было бы повысить ток и КПД без внешнего сигнала [45-50]. Однако по мере сгущения спектра мод (например, в гиротроне на частоте 345 ГГц) частота и фаза излучения в области достаточно больших расстроек Δ в автономном режиме недостаточно стабильны (см. **Раздел 2.2**), и достижение одночастотной генерации с высоким КПД при сложном сценарии включения становится неосуществимым, так как возбуждаются паразитные моды.

Конфигурация зон одномодовой генерации в автономном гиротроне и зон захвата в гиротроне с внешним сигналом существенным образом зависит от способа построения зон и конкуренции мод. Так, в автономном гиротроне зона одномодовой генерации на плоскости «ток – ведущее магнитное поле» смещена влево (на плоскости «ток - расстройка Δ » – вправо) относительно кривой стартового тока (**рис. 2.1.4, 2.1.5**). Это связано с тем, что к концу процесса включения напряжения и тока пучка в результате конкуренции мод устанавливается генерация на одной из мод, для которой параметры попадают в область мягкого (при превышении соответствующего стартового тока) или жесткого возбуждения

(см. рис.2.1.8 и таблицы 2, 4). Если провести расчеты в одномодовом приближении, то левая граница зоны свободной генерации совпадет с кривой стартового тока (рис. 4 в [3*]). Также совпадение границы зоны свободной генерации с кривой стартового тока при учете конкуренции мод могло бы быть получено при моментальном включении параметров пучка или в гиротроне с более сложным сценарием включения (например, при возрастании ведущего магнитного поля после достижения устойчивой генерации на рабочей моде), что вообще говоря, возможно при работе в непрерывном режиме.

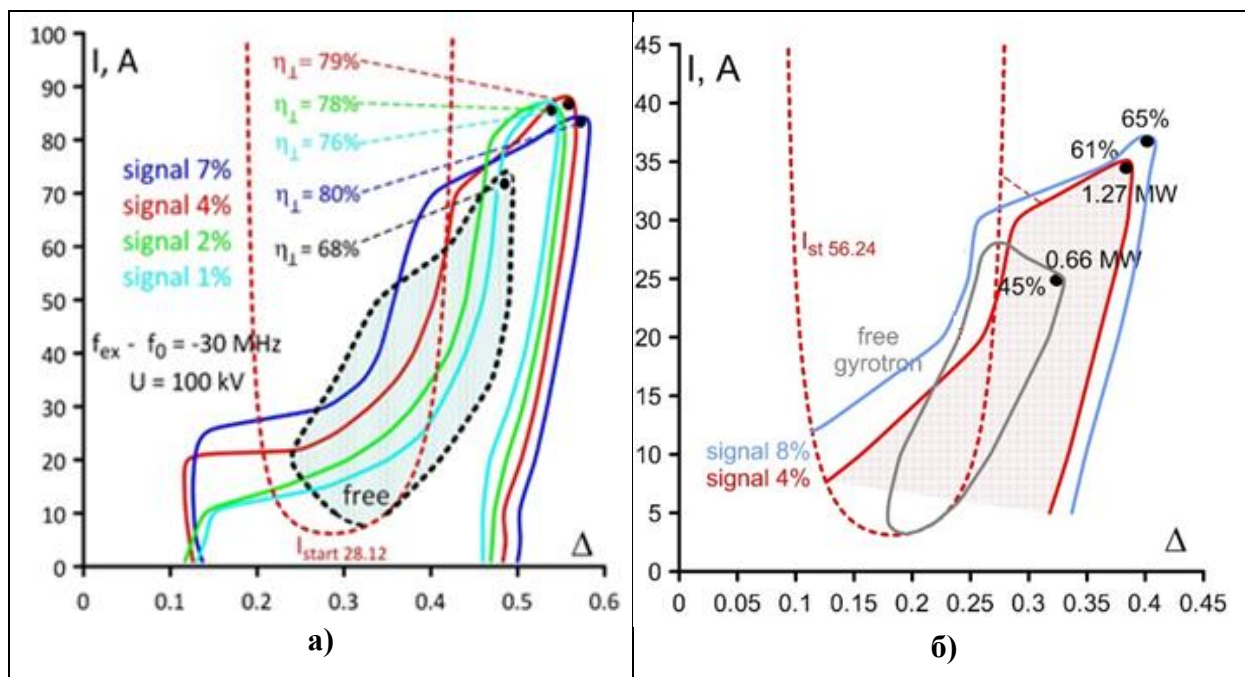


Рис. 2.1.4. Зоны одномодовой генерации на плоскости «ток - расстройка Δ » в гиротроне на частоте 170 ГГц (а) и 345 ГГц (б) при $U=100$ кВ, $g=1.2$. Разность частот сигнала и резонатора гиротрона $f_{ex} - f_0 = -30$ МГц (а) и -24 МГц (б). Пунктирные красные линии – зависимости стартового тока от Δ . Цветные линии ограничивают зоны захвата при разных уровнях мощности сигнала, уровни указаны в процентах слева от зон. Область одномодовой генерации в автономном гиротроне ограничена черным пунктиром на панели (а), серой кривой на панели (б). При параметрах I и Δ , которым соответствуют черные точки, достигается максимальный КПД и мощность генерации.

Следует отметить также, что зоны захвата на плоскости «ток – ведущее магнитное поле» и «ток - расстройка Δ » (рис. 2.1.4, 2.1.5) не покрывают всю зону свободной одномодовой генерации, а лишь частично пересекаются с ней. Это происходит из-за того, что частота внешнего сигнала предполагается одинаковой во всех точках зоны захвата и может сильно отличаться от частоты свободных колебаний, особенно при больших значениях ведущего

магнитного поля (малых расстройках Δ). Если бы в гиротрон поступал внешний сигнал на частоте, близкой к частоте свободной генерации в какой-либо точке внутри зоны свободной генерации, то, естественно, происходил бы захват частоты.

Как известно [63,64], при захвате частоты одномодового гиротрона в области жесткого самовозбуждения (малых значений ведущего магнитного поля или больших значений Δ) возможны два режима генерации в зависимости от начальных условий: синхронизованные автоколебания и вынужденные колебания с малой амплитудой и низким КПД. При расчетах гиротрона в одномодовом приближении наблюдался переход к генерации с малым КПД в области жесткого режима только при выходе из зон захвата [2*,3*]. Однако конкуренция мод приводит к тому, что выход из зон захвата происходит только в результате возбуждения паразитных мод (таблицы 2-5).

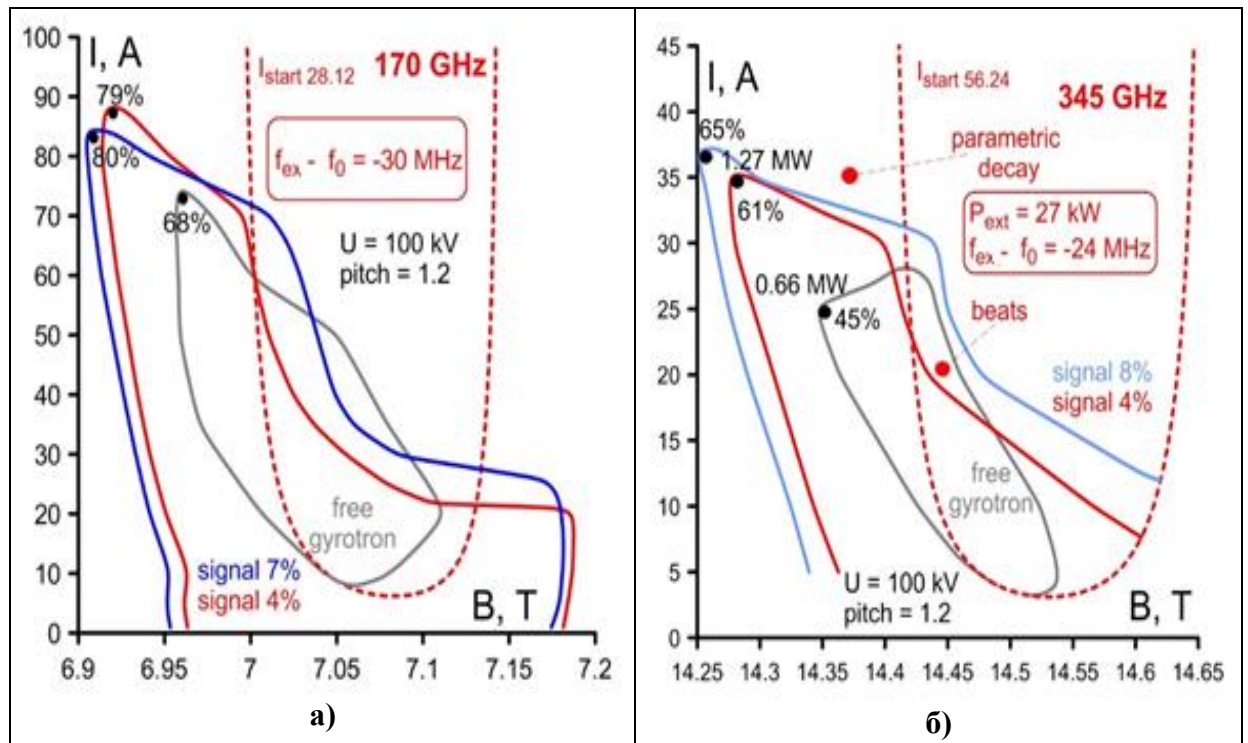


Рис. 2.1.5. Зоны одномодовой генерации в гиротроне на частоте 170ГГц (а) и 345 ГГц (б) на плоскости «ток- ведущее магнитное поле» при $U=100\text{kV}$, $g=1.2$, $f_{ex} - f_0=-30\text{МГц}$ (а), - 24МГц (б). Пунктирные красные линии – зависимости стартового тока от ведущего магнитного поля. Цветные линии ограничивают зоны захвата при разных уровнях мощности сигнала. Области одномодовой генерации в автономных гиротронах ограничены серыми кривыми.

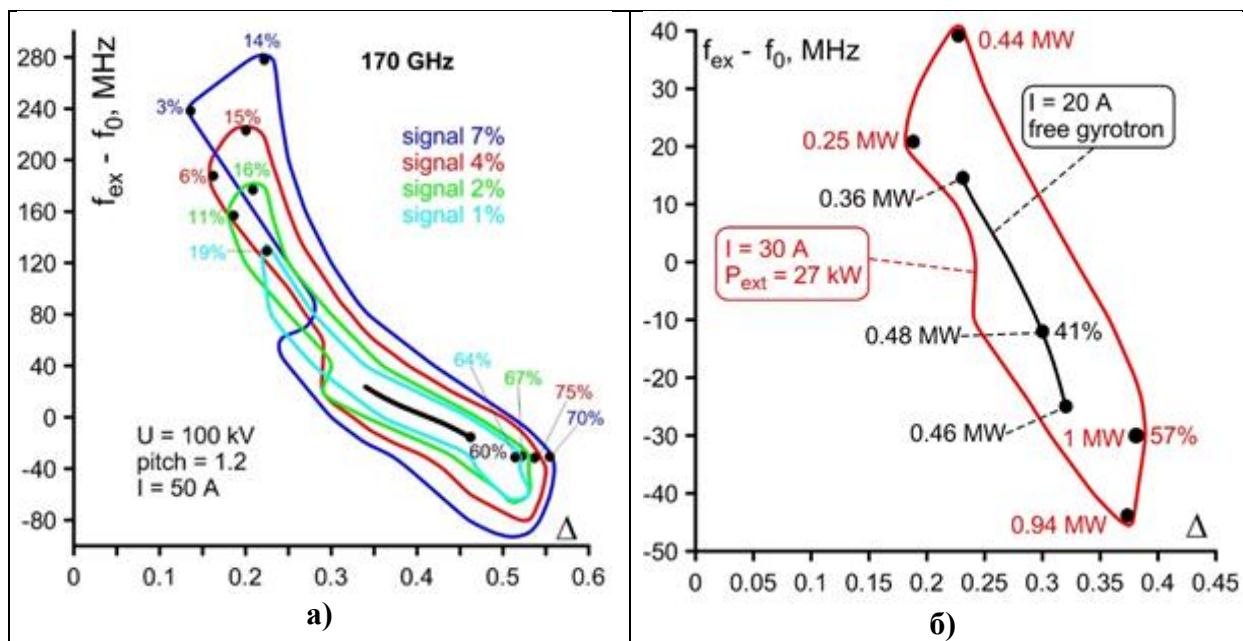


Рис.2.1.6. Зоны захвата на плоскости «частота внешнего сигнала - расстройка Δ » в гиротроне на частоте 170ГГц (а) и 345 ГГц (б) при $U=100$ кВ, $g=1.2$. Зоны построены при токах $I=50$ А (а) и $I=30$ А (б). Относительный уровень мощности внешнего сигнала составляет 1%,2%,4%,7% (а) и 4%(б) от уровня мощности свободного гиротрона в оптимальном режиме. Черные кривые соответствуют зависимости частоты генерации от Δ в автономных гиротронах. В черных точках указаны значения мощности излучения и/или поперечного КПД.

При заданном значении циклотронной расстройки можно построить так называемые языки синхронизации – границы области захвата на плоскости «мощность сигнала – частота сигнала» (рис.2.1.7). Для одномодового генератора типа Ван-дер-Поля граница области синхронизации должна представлять собой квадратичную параболу, касающуюся горизонтальной оси. Такую форму, близкую к идеальной, имеет язык синхронизации при $\Delta=0.43$ в гиротроне на частоте 170ГГц. Вообще говоря, языки синхронизации могут быть несимметричны из-за сдвига частоты генерации относительно «холодной» частоты [73,74], и начинаться при ненулевой мощности внешнего сигнала из-за конкуренции мод, как при $\Delta=0.52$.

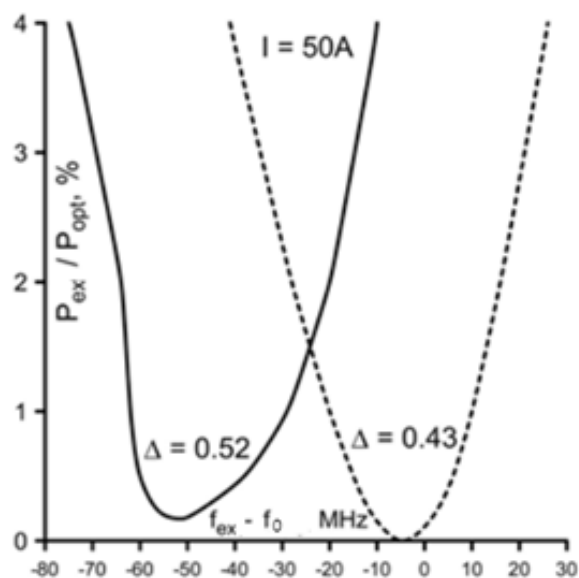


Рис.2.1.7. Языки синхронизации в гиротроне на частоте 170ГГц при двух значениях циклотронной расстройки. $U=100\text{кВ}$, $g=1.2$, $I=50\text{А}$. По вертикальной оси отложен относительный уровень мощности сигнала.

2.1.3. Режимы генерации вне зон одномодового излучения в свободном гиротроне и при воздействии внешнего сигнала. Параметрический распад рабочей моды на боковые сателлиты.

При параметрах гиротрона и сигнала, не попадающих в области одномодовой генерации, после установления стационарного значения ускоряющего напряжения могут существовать различные режимы колебаний: биения на рабочей моде, возбуждение паразитных мод. В **таблицах 2-5** указаны режимы для гиротронов с рабочими частотами 170 ГГц и 345 ГГц в автономном режиме и при воздействии внешнего сигнала мощностью 4%. Расчеты проведены для параметров гиротронов, близких к границам зон одномодовой генерации.

Таблица 2. Режимы генерации в свободном гиротроне на частоте 170 ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$.

Сила тока	Δ	Характер режима
74А (вершина зоны)	0.49	Внутри зоны, генерация рабочей моды $TE_{28,12}$
	0.50	Генерация одной моды $TE_{-25,13}$.
70А	$0.46 \leq \Delta \leq 0.49$	Внутри зоны, генерация рабочей моды $TE_{28,12}$
	0.5	Генерация одной моды $TE_{-25,13}$.
	0.45	Генерация одной моды $TE_{-25,13}$.

60A	$0.42 \leq \Delta \leq 0.49$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.5	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
	0.45	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
50A	$0.34 \leq \Delta \leq 0.49$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.5	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
	0.33	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
35A	$0.29 \leq \Delta \leq 0.47$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.48	Генерация одной моды TE _{27.12} .
	0.28	Генерация одной моды TE _{29.12} .
20A	$0.24 \leq \Delta \leq 0.41$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.42	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
	0.23	Генерация одной моды TE _{29.12} .
10A	$0.29 \leq \Delta \leq 0.35$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.36	Генерация одной моды TE _{-25.13} .
	0.28	Амплитуды всех мод равны нулю

Таблица 3. Режимы генерации в гиротроне на частоте 170 ГГц с рабочей модой TE_{28.12} при относительном уровне мощности внешнего сигнала 4%.

Сила тока	Δ	Характер режима
88A	$0.55 \leq \Delta \leq 0.57$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.58	Генерация моды TE _{27.12} .
	0.54	Генерация трех мод: TE _{27.12} , TE _{29.12} , TE _{28.12} .
80A	$0.5 \leq \Delta \leq 0.57$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.58	Генерация трех мод: TE _{27.12} , TE _{29.12} , TE _{28.12} .
	0.49	Генерация трех мод: TE _{27.12} , TE _{29.12} , TE _{28.12} .
60A	$0.41 \leq \Delta \leq 0.55$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.56	Генерация двух мод: TE _{28.12} и TE _{26.12} .
	0.4	Биения на рабочей моде TE _{28.12} .
40A	$0.38 \leq \Delta \leq 0.54$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.55	Генерация четырех мод: TE _{27.12} , TE _{26.12} , TE _{28.12} , TE _{30.12} .
	0.37	Биения на рабочей моде TE _{28.12} .
20A	$0.12 \leq \Delta \leq 0.5$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{28.12}
	0.51	Генерация двух мод: TE _{28.12} и TE _{27.12} .

	0.11	Генерация двух мод: TE _{29.12} и TE _{30.12} .
--	------	-----------------------------------------------------------------

Таблица 4. Режимы генерации в свободном гиротроне на частоте 345ГГц с рабочей модой TE_{56.24}.

Сила тока	Δ	Характер режима
28А	$0.27 \leq \Delta \leq 0.28$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.26	Генерация одной моды TE _{-53.24}
	0.29	Генерация трех мод: TE _{57.24} , TE _{56.24} , TE _{55.24} .
27А	$0.26 \leq \Delta \leq 0.28$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.25	Генерация одной моды TE _{57.24}
	0.34	Генерация одной моды TE _{55.24}
25А	$0.42 \leq \Delta \leq 0.33$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.25	Генерация одной моды TE _{57.24}
	0.34	Генерация одной моды TE _{55.24}
20А	$0.24 \leq \Delta \leq 0.31$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.23	Генерация одной моды TE _{57.24}
	0.32	Генерация одной моды TE _{55.24}
10А	$0.19 \leq \Delta \leq 0.27$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.18	Генерация одной моды TE _{57.24}
	0.28	Генерация одной моды TE _{55.24}
6А	$0.18 \leq \Delta \leq 0.23$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.17	Генерация одной моды TE _{-54.25} .
	0.24	Генерация одной моды TE _{-53.25}

Таблица 5. Режимы генерации в гиротроне на частоте 345ГГц с рабочей модой TE_{56.24} при относительном уровне мощности внешнего сигнала 4%.

Сила тока	Δ	Характер режима
35А	0.4	Генерация двух мод: TE _{54.24} и TE _{56.24} .
	0.34	Генерация трех мод: TE _{57.24} , TE _{56.24} , TE _{55.24} .
30А	$0.29 \leq \Delta \leq 0.38$	Внутри зоны, генерация рабочей моды TE _{56.24}
	0.39	Генерация двух мод: TE _{54.24} и TE _{56.24} .
	0.28	Биения на рабочей моде TE _{56.24} .

20А	$0.26 \leq \Delta \leq 0.36$	Внутри зоны, генерация рабочей моды $TE_{56.24}$
	0.37	Генерация двух мод: $TE_{54.24}$ и $TE_{56.24}$.
	0.25	Биения на рабочей моде $TE_{56.24}$.
10А	$0.16 \leq \Delta \leq 0.33$	Внутри зоны, генерация рабочей моды $TE_{56.24}$
	0.34	Генерация двух мод: $TE_{55.24}$ и $TE_{56.24}$.
	0.15	Биения на рабочей моде $TE_{56.24}$.

В процессе включения ускоряющего напряжения и тока пучка всегда возбуждаются моды, более высокочастотные по отношению к установившейся затем моде. После процесса включения, как следует из **таблицы 2**, в свободном гиротроне на частоте 170 ГГц при больших токах (50А и выше) вблизи области одномодовой генерации возбуждается низкочастотная ближайшая по частоте мода встречного вращения. $TE_{-25.13}$. При токах 35 А и ниже снаружи зоны одномодовой генерации увеличение ведущего магнитного поля (уменьшение Δ) по сравнению с граничными значениями, соответствующими области одномодовой генерации, приводит к возбуждению высокочастотных соседних мод, уменьшение магнитного поля – к возбуждению низкочастотных паразитных мод. В свободном гиротроне на частоте 345 ГГц (**таблица 4**) почти для всех значений тока при выходе из зоны возбуждается одна из мод симметричного триплета: при выходе в сторону меньших Δ – высокочастотная мода $TE_{57.24}$, в сторону больших Δ – низкочастотная мода $TE_{55.24}$. Вблизи вершины зоны наряду с рабочей модой могут возбудиться сразу обе симметричные боковые моды ($TE_{55.24}$ и $TE_{57.24}$) или мода встречного вращения. Моды встречного вращения также возбуждаются при выходе из зоны в области малых токов (около 6 А): низкочастотная при выходе в сторону больших расстроек Δ , высокочастотная – в сторону меньших Δ .

При воздействии внешнего сигнала картина конкуренции мод полностью меняется. Выход параметров гиротрона из зон захвата в обоих рассматриваемых гиротронах (на частоте 170 ГГц и 345 ГГц) сопровождается при больших токах возбуждением симметричного триплета мод. При умеренных и малых токах увеличение ведущего магнитного поля (уменьшение Δ) приводит к возникновению биений на рабочей моде, а уменьшение ведущего магнитного поля (увеличение Δ) – к возбуждению паразитных низкочастотных соседних мод (**таблицы 3,5**). Следует отметить, что возникновение биений на рабочей моде при выходе из зон захвата в области меньших циклотронных расстроек и отсутствие биений в области больших циклотронных расстроек объясняется выбором частоты внешнего сигнала (– 30 ГГц относительно собственной частоты рабочей моды для

гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц; – 24 МГц относительно собственной частоты рабочей моды для гиротрона с рабочей частотой 345 ГГц), близкой к частоте свободных колебаний в области больших циклотронных расстройк (где значения КПД максимальны).

Параметрический (четырёхфотонный) распад рабочей моды и возбуждение боковых сателлитов рабочей моды с близкими амплитудами (TE_{27.12} и TE_{29.12} в гиротроне на частоте 170 ГГц, TE_{55.24} и TE_{57.24} в гиротроне на частоте 345 ГГц), симметрично отстоящих по частоте от рабочей моды наблюдается вблизи середины верхних границ зоны захвата (рис.2.1.9), где мала электронная перестройка частоты, и спектр мод с большой точностью близок к эквидистантному. Частоты и азимутальные индексы рабочей моды и сателлитов связаны соотношениями:

$$2\omega_0 = \omega_1 + \omega_{-1}, \quad 2m_0 = m_1 + m_{-1}, \quad (2.1.5)$$

аналогичными закону сохранения энергии и импульса при четырехфотонном распаде двух квантов исходной волны на два кванта боковых сателлитов (здесь $\omega_{\pm 1}$, $m_{\pm 1}$ - частоты и азимутальные индексы сателлитов). В гиротроне на частоте 170 ГГц при воздействии внешнего сигнала параметрический распад происходит при токах, превышающих 70 А вблизи границы зоны захвата (рис.2.1.9 (а), (б)), тогда как в автономном режиме распад на боковые сателлиты может наблюдаться только при гораздо больших токах, выше 100 А, далеко отстоящих от границы области одномодовой генерации (рис.2.1.9 (в)).

Следует отметить, что возможность возбуждения симметрично отстоящих от рабочей моды сателлитов вызывала интерес как несколько десятилетий назад, так и в настоящее время, и рассматривалась для гиротронов и других электронных мазеров в автономном режиме [126-130] и при захвате частоты [64,1*-6*,14*-19*].

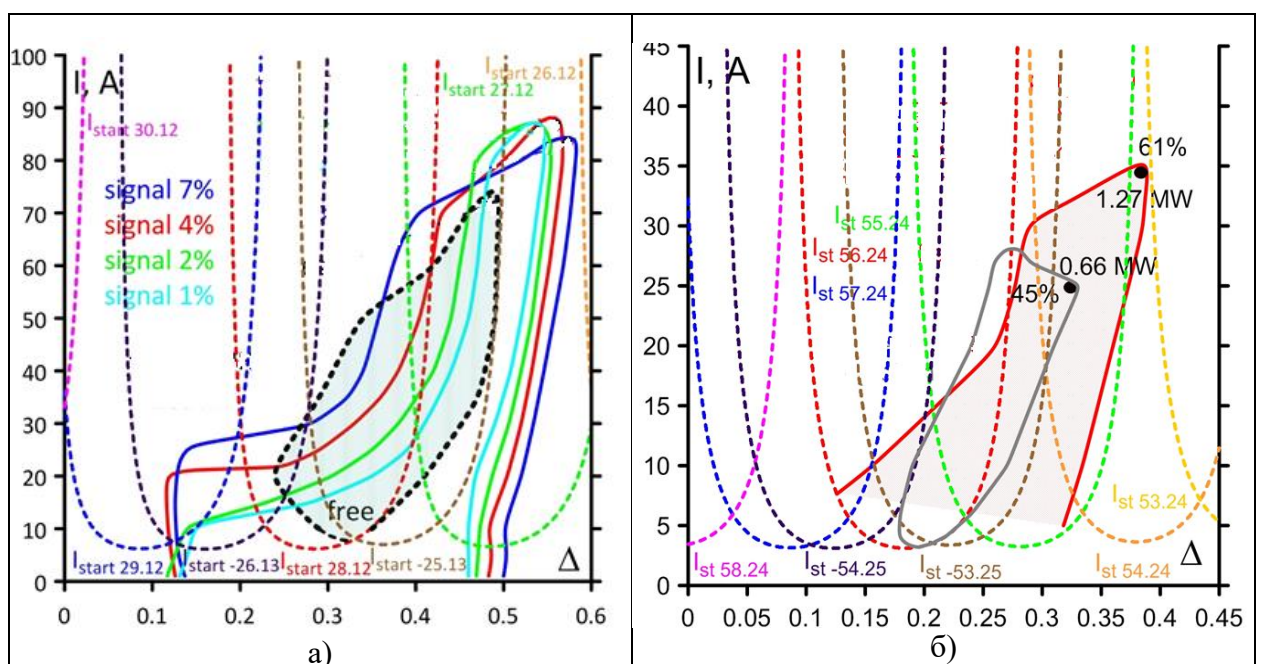


Рис. 2.1.8. Стартовые токи взаимодействующих мод и зоны одночастотной генерации в автономном режиме и режиме захвата в гиротронах на частоте 170ГГц (а) и 345ГГц (б). Зоны построены при тех же параметрах гиротрона и внешнего сигнала, как и **рис. 2.1.3, 2.1.4**

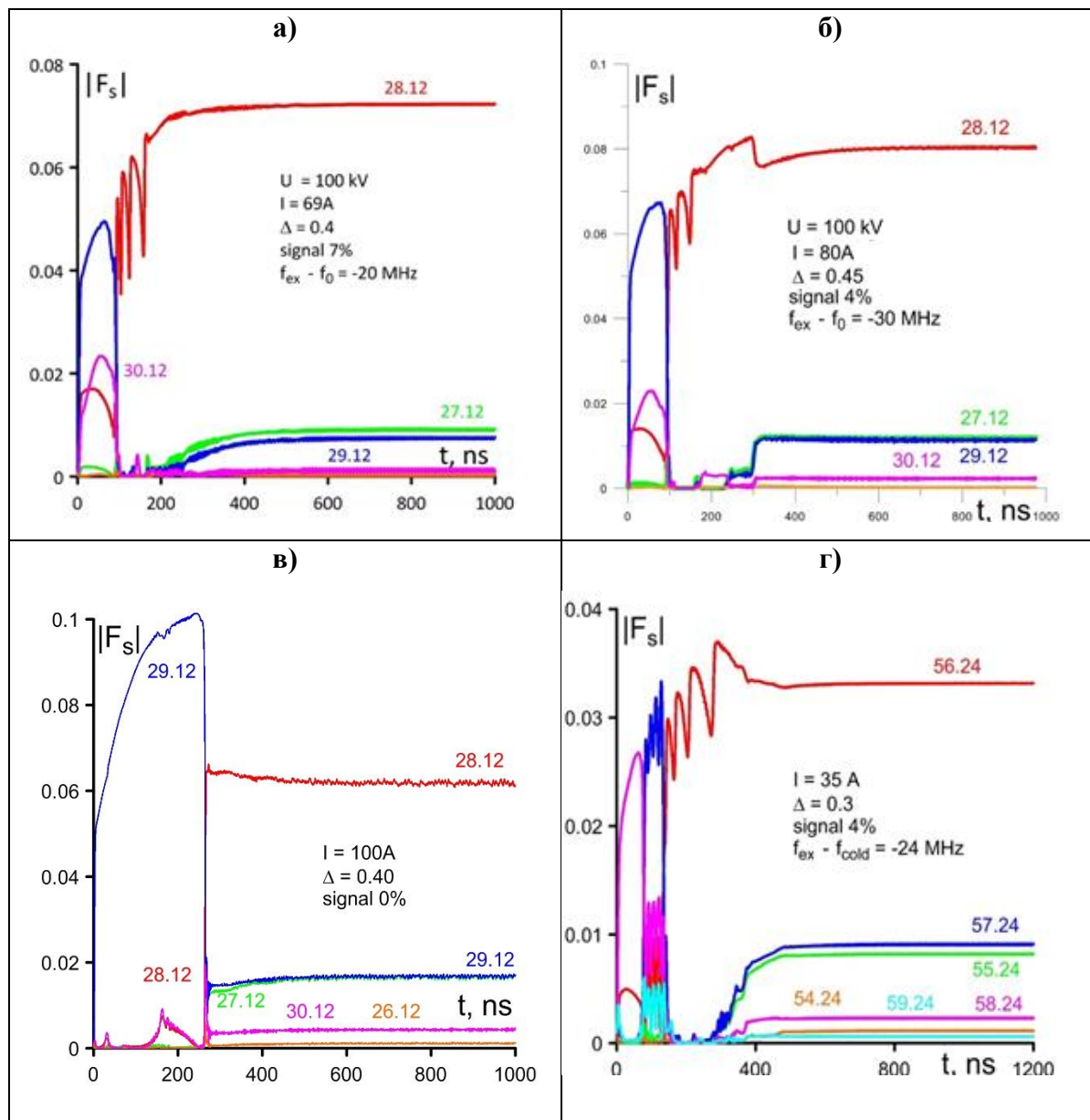


Рис.2.1.9. Параметрический распад рабочей моды: возбуждение мод – боковых спутников в гиротронах на частоте 170 ГГц (а,б,в) и 345 ГГц (г). Относительный уровень мощности сигнала 7% (а), 4% (а,г), автономный гиротрон (в). На всех рисунках $U=100kV, g=1.2$.

Выход из зоны захвата может происходить не только при изменении параметров гиротрона, но и при смещении частоты сигнала за пределы полосы захвата (см. **рис. 2.1.6, 2.1.7**). При этом режим генерации определяется расположением рабочей точки (тока и ведущего магнитного поля или Δ) относительно зоны автономной одномодовой генерации.

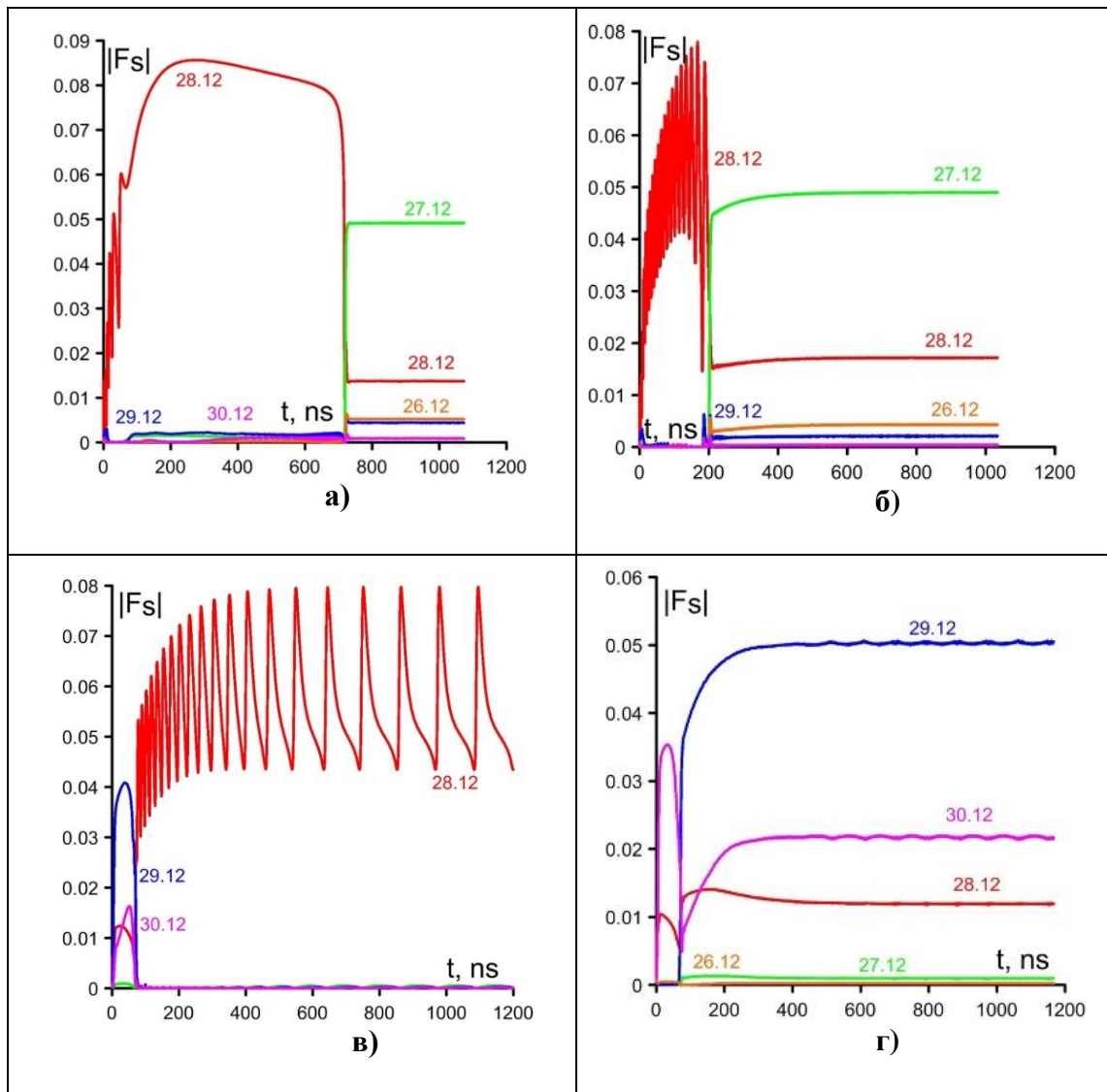


Рис. 2.1.10. Осциллограммы модулей комплексных амплитуд мод в гиротроне на частоте 170ГГц для разных значений Δ и частоты внешнего сигнала; $U = 100kВ$, $I = 50 А$, относительная мощность внешнего сигнала $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$. а) $\Delta = 0.48$, $f_{ex} - f_0 = -9 МГц$; б) $\Delta = 0.48$, $f_{ex} - f_0 = -84 МГц$; в) $\Delta = 0.43$, $f_{ex} - f_0 = -42 МГц$; г) $\Delta = 0.22$, $f_{ex} - f_0 = -30 МГц$. Цифрами на рисунке указаны индексы поперечных мод.

Предположим, что ток и ведущее магнитное поле, или Δ , лежат в зоне захвата на **рис. 2.1.4**. Тогда в области достаточно больших расстроек Δ , находящихся снаружи или на краю зоны одномодовой автономной генерации, при выходе частоты сигнала из полосы захвата возбуждаются низкочастотные паразитные моды как при уменьшении, так и при увеличении частоты сигнала (**рис. 2.1.10 (а),(б)**). В области расстроек Δ , лежащих в середине зоны автономной одномодовой генерации, при смещении частоты сигнала из

полосы захвата возникают биения частоты и амплитуды рабочей моды (рис. 2.1.10 (в)). Высокочастотные моды возбуждаются только при малых Δ , когда рабочая точка лежит вне зоны захвата и зоны автономной одночастотной генерации (рис.2.1.10 (г)).

2.2. Снижение флуктуаций частоты и фазы излучения при воздействии внешнего сигнала на гиротрон с низкочастотными шумами источника питания

Как показано в Разделе 2.1 и работах [1*-6*], фазовый захват мощных гиротронов позволяет не только стабилизировать частоту и фазу излучения, но и благодаря подавлению паразитных мод внешним сигналом перейти в область более высоких рабочих токов и оптимальных значений коэффициента полезного действия (КПД). В Разделе 2.1 и указанных работах рассматривалось воздействие монохроматического и квазимонохроматического сигнала на гиротрон с постоянными параметрами. Однако в реальных источниках питания гиротронов могут наблюдаться незначительные, с амплитудой порядка 0.2% от среднего значения низкочастотные технические флуктуации напряжения с характерным временем 1-1000 мкс [30-34] даже после фильтрации высокочастотных составляющих шумов. Такие низкочастотные флуктуации приводят к флуктуациям частоты и фазы поля излучения.

В данном разделе исследована возможность уменьшения фазовых флуктуаций при воздействии внешнего монохроматического сигнала. Проблема влияния внешнего сигнала на генератор с шумами и возможность уменьшения флуктуаций фазы обсуждалась ранее на основе спектрально-корреляционного анализа как для генераторов с квадратичной нелинейностью [105,133-134], так и для гиротронов [34]. В реальных гиротронах низкочастотные флуктуации параметров представляют собой слабый ограниченный по частоте шум [31, 131 § 3.4], который можно представить как набор гармоник с близкими частотами и медленно меняющимися во времени амплитудами. В генераторе с таким шумом воздействие внешнего монохроматического сигнала должно привести к уменьшению флуктуаций фазы [131]. Рассмотрение ограничено гиротроном с гармонической модуляцией входных параметров электронного пучка – напряжения, тока и питч-фактора [5*].

Проведенные расчеты представляют интерес для установления ограничений на допустимые флуктуации параметров гиротрона, что является актуальным прежде всего для разработки в дальнейшем комплекса когерентно излучающих гиротронов. Следует отметить, что уменьшение флуктуаций частоты и ширины спектра излучения происходит

при захвате частоты гиротрона не только внешним сигналом, но и волной, отраженной от резонансной или нерезонансной нагрузки, как было показано теоретически в [57,72,26*] и экспериментально в [65].

2.2.1. Описание модели и постановка задачи

Предполагаем, что на временную зависимость ускоряющего напряжения электронного пучка, соответствующую реалистичному сценарию включения (2.1.2), накладывается мелкая гармоническая модуляция:

$$\tilde{U}(t) = U_{start} + (U - U_{start})(1 - \exp(-t/T_{st})) + \Delta U \sin(2\pi t/T_{mod}), \quad (2.2.1)$$

где ΔU и T_{mod} - соответственно амплитуда и период модуляции. Соответствующим образом, в соответствии с формулами (2.1.3), растут и осциллируют ток, энергия, питч-фактор электронов и расстройка по магнитному полю и напряжению Δ .

Характерное время реальных флуктуаций (десятки и сотни микросекунд), как и время включения напряжения (порядка микросекунды) очень велико по сравнению с временем всех переходных процессов в гиротроне, составляющих от 1.5 нс для процессов установления колебаний в автономном гиротроне до 100нс для процессов захвата фазы. Предполагаем, что частота внешнего сигнала лежит в центре полосы захвата, где время установления колебаний существенно меньше, чем на краю полосы захвата. Поэтому можно ожидать, что режим генерации при фазовом захвате будет квазистационарным – в каждый момент времени будет происходить установление определенной амплитуды и фазы поля излучения, как если бы входные параметры электронного пучка были постоянными. С течением времени амплитуда и фаза поля излучения будут совершать медленные колебания, размах которых не зависит от периода модуляции параметров. Изменение фазы излучения приведет к колебаниям частоты излучения с амплитудой, пропорциональной частоте модуляции параметров. В свободном гиротроне, наоборот, при заданных параметрах устанавливается определенная частота излучения. Поэтому при медленной модуляции параметров размах колебаний частоты излучения не зависит от периода модуляции, а амплитуда колебаний фазы пропорциональна периоду модуляции (при гармонической модуляции параметров).

При численном моделировании выбирались значения времени нарастания напряжения пучка и периода модуляции напряжения, меньшие их реальных величин, но большие всех характерных времен переходных процессов. Моделирование фазового захвата проводилось для периодов осцилляций напряжения и тока от 300 нс до 600 нс. При

моделировании режимов на краю зон захвата выбирались бóльшие периоды модуляции, до 800нс, т.к. на краю зон захвата время установления колебаний увеличивалось.

Моделирование проводилось на основе уравнений (1.3.3), (1.3.4). На каждом шаге моделирования параметры электронного пучка предполагались постоянными, поскольку время пролета электронов через пространство взаимодействия (менее 1 нс) значительно меньше всех других характерных времен системы. Величины с тильдой \tilde{I}_A , $\tilde{\beta}_\perp$, $\tilde{\beta}_z$, $\tilde{\Delta} = (2 / \tilde{\beta}_\perp^2)(1 - \omega_H^0 \gamma / \tilde{\gamma} \omega)$, $\tilde{\gamma}$, $\tilde{a}_\perp = \tilde{\beta}_\perp / \beta_\perp$, $\tilde{a}_z = \tilde{\beta}_z / \beta_z$ в конце процесса включения при наличии флуктуаций напряжения ($\Delta U \neq 0$) колеблются около своих средних по времени значений $\langle \tilde{I}_A \rangle = I_A$, $\langle \tilde{a}_{\perp,z} \rangle = 1$, $\tilde{\gamma} = \langle \gamma \rangle$, $\tilde{\beta}_{\perp,z} = \langle \beta_{\perp,z} \rangle$, $\langle \tilde{\Delta} \rangle = \bar{\Delta}$.

Численное моделирование, как и в **Разделе 2.1**, проводилось для двух гиротронов: на частоте 170ГГц с рабочей модой TE_{28,12} и 345ГГц с рабочей модой TE_{56,24} и теми же взаимодействующими модами.

2.2.2. Основные результаты и обсуждение

На **рис.2.2.1** показаны границы зон одномодовой свободной генерации и зон захвата для двух гиротронов на плоскости «ток – ведущее магнитное поле» при напряжении 100кВ, а также фрагменты верхних частей зон на плоскости «ток – напряжение». Для каждого из гиротронов рассматривалось воздействие внешнего сигнала с уровнем мощности 4% от максимально достижимой мощности автономного режима генерации. Границы зон на плоскости «ток – напряжение» для гиротрона в свободном режиме и в режиме фазового захвата построены при разных значениях ведущего магнитного поля, указанных в подписи к **рис.2.2.1**. Эти значения выбирались таким образом, чтобы максимум поперечного КПД η_\perp достигался при напряжении 100кВ. Отстройка частоты сигнала f_{ex} от собственной («холодной») частоты резонатора гиротрона f_0 во всех расчетах составляла $f_{ex} - f_0 = -30$ МГц для гиротрона на частоте 170 ГГц и $f_{ex} - f_0 = -24$ МГц для гиротрона на частоте 345ГГц, что соответствует середине полосы захвата. Численное моделирование проводилось для значений параметров (тока, напряжения, магнитного поля), соответствующих области оптимальных КПД (точки С, D на **рис.2.2.1**).

При расчете флуктуаций фазы и частоты излучения в режимах свободной генерации (**рис.2.2.2**) и фазового захвата (**рис.2.2.3**) значения параметров были выбраны таким образом, чтобы не происходило выхода из зон одномодовой генерации. Как показали расчеты, в режиме свободной генерации для обоих гиротронов при амплитуде колебаний

напряжения $\Delta U=0.2\text{kV}$ (такие колебания соответствуют реальным техническим флуктуациям [31]), происходит существенное изменение частоты и фазы поля излучения: при $T_{mod}=300\text{нс}$ фаза колеблется в интервале порядка нескольких десятков градусов, частота – в интервале около нескольких МГц (рис. 2.2.2 (в)-(е)). При воздействии внешнего сигнала флуктуации частоты и фазы существенно (почти на порядок) уменьшаются по сравнению с режимом свободной генерации: фаза меняется в пределах нескольких градусов, частота – менее чем на 0.4 МГц (рис. 2.2.3, (в)-(е)). Следует отметить, что в реальном эксперименте можно ожидать уменьшения размаха колебаний частоты при воздействии внешнего сигнала даже в большее число раз, чем показывают результаты численного моделирования, поскольку при расчетах период модуляции входных параметров электронного пучка был выбран меньше реального.

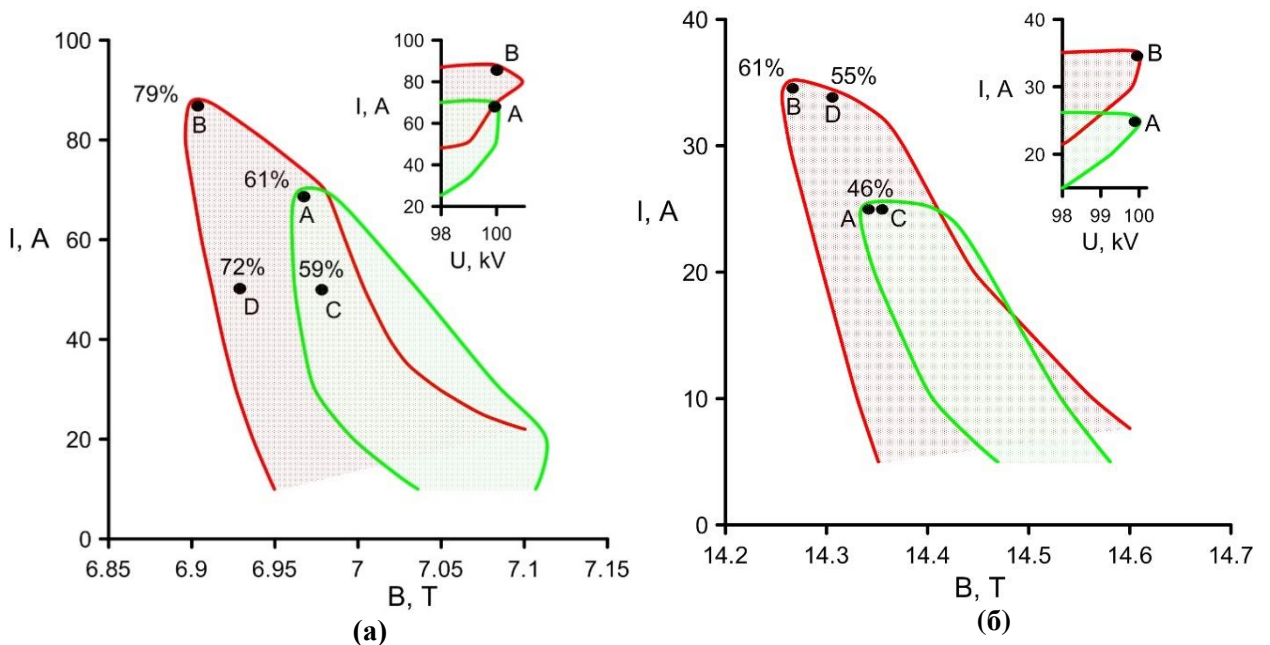
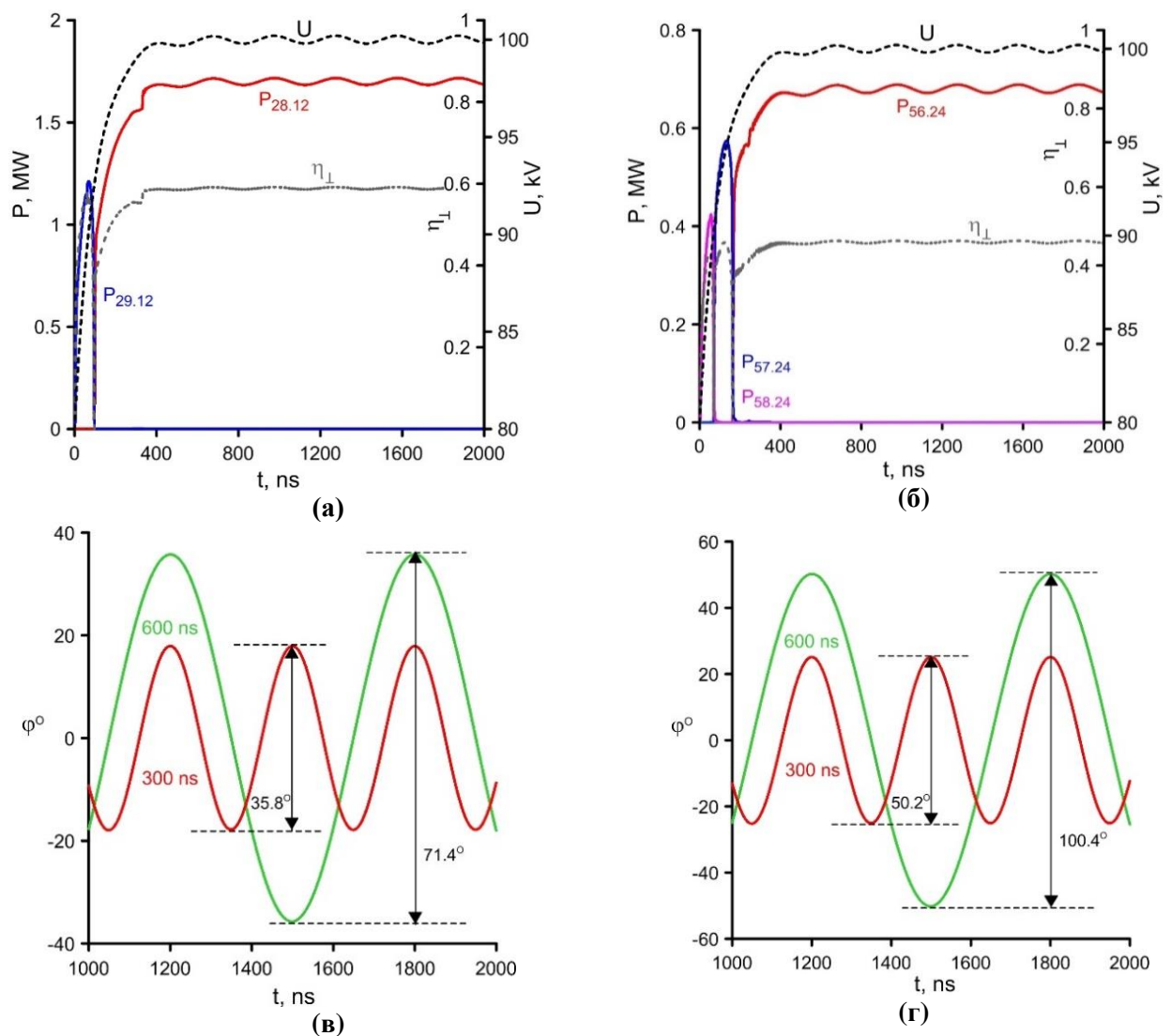


Рис. 2.2.1. Границы зон фазового захвата монохроматическим внешним сигналом (красные кривые) и зон одномодовой свободной генерации (зеленые кривые) на плоскости «ток пучка – магнитное поле» для гиротронов на частоте 170 ГГц (а) и 345 ГГц (б) при напряжении $U=100\text{kV}$ и фрагменты верхних частей зон на плоскости «ток пучка – ускоряющее напряжение». Для фрагментов зон на панели (а) в режиме свободной генерации ведущее магнитное поле $B=6.965\text{T}$, в режиме захвата $B=6.901\text{T}$, на панели (б) в свободном режиме $B=14.336\text{T}$, в режиме захвата $B=14.261\text{T}$. Максимальные значения КПД достигаются в точках А для гиротронов в свободном режиме генерации, в точках В – для гиротронов в режиме захвата. В точках С и D проводились расчеты, представленные на рис. 2.2.2, 2.2.3. В процентах указаны значения поперечного КПД в точках А, В, С, D.

В свободном режиме при увеличении периода модуляции напряжения вдвое - до 600нс – размах колебаний частоты не меняется, амплитуда колебаний фазы вдвое увеличивается (рис.2.2.2, (в)-(е)). В режиме захвата, наоборот, при увеличении периода модуляции амплитуда колебаний фазы не меняется, амплитуда колебаний частоты уменьшается вдвое (рис.2.2.3, (в)-(е)). Эти результаты согласуются с рассуждениями, приведенным в п.2.2.1, а также с теоретическими оценками (формулы (2.2.9), (2.2.10)).

Если ток и напряжение расположены вблизи края полосы захвата и их значения периодически выходят из зоны захвата, может происходить возбуждение паразитных мод (рис.2.2.4). Поскольку на краю полосы захвата время установления режимов генерации возрастает, распад на паразитные моды происходит только при периоде модуляции напряжения более 600нс (рис.2.2.4 (д),(е)). При меньших периодах распад не успевает произойти и наблюдаются биения частоты рабочей моды (рис.2.2.4 (а)-(г)).



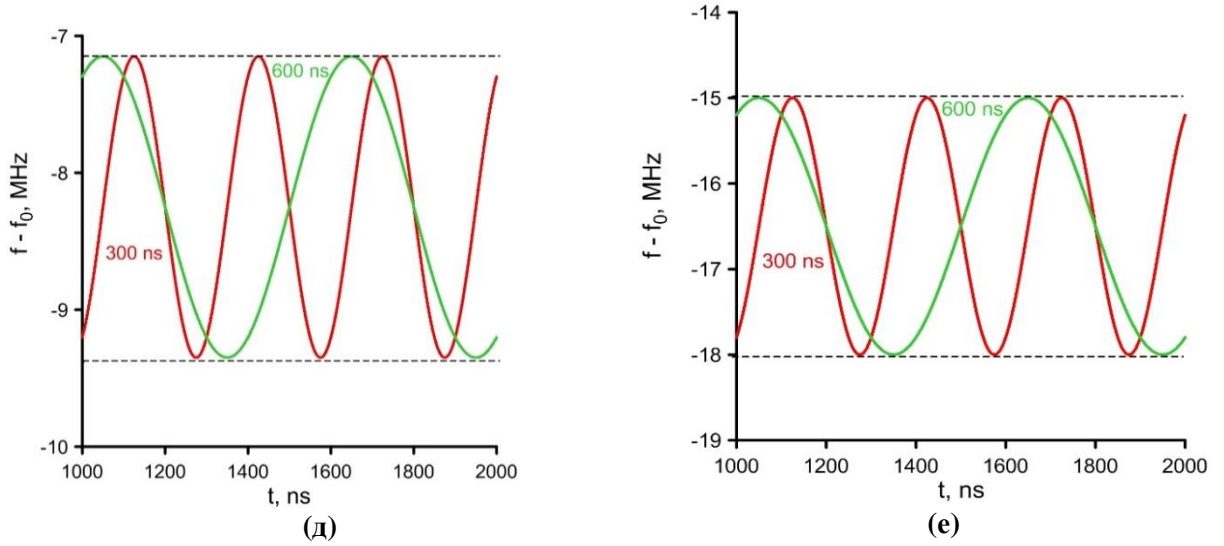


Рис. 2.2.2. Временные зависимости мощности излучения P на рабочей моде (цифрами указан индекс моды), поперечного КПД, напряжения (а, б), фазы излучения (в, г), отстройки частоты излучения f от собственной частоты рабочей моды f_0 (д,е) при $U=100\text{кВ}$, $\Delta U=0.2\text{кВ}$ для свободной генерации гиротронов с параметрами, соответствующими точкам С на рис. 2.1.1: для гиротрона на частоте 170ГГц (левая панель) $I=50\text{А}$, $B=6.978\text{Т}$, для гиротрона на частоте 345 ГГц (правая панель) $I=25\text{А}$, $B=14.349\text{Т}$; (а,б) - период модуляции $T_{mod} = 300$ нс; (в-е) - два периода модуляции 300нс и 600нс.

При достаточно малой амплитуде внешнего сигнала и слабой модуляции параметров можно сопоставить полученные результаты с теоретическим подходом, развитым в [131 § 9.2.3]. Из (1.3.3), представив комплексную амплитуду рабочей моды как $F_0 = |F_0|e^{i\varphi_0}$, и без нарушения общности считая фазу сигнала $\varphi(t)=0$, получим уравнения модуля и фазы комплексной амплитуды

$$\frac{d|F_0|}{dt} + \frac{\omega}{2Q_0}|F_0| - \frac{\omega}{Q_0}|B_m|\sin\varphi_0 = -I_0 \frac{\omega}{2Q_0}|F_0|\chi_0^{(2)} \quad (2.2.2)$$

$$\frac{d\varphi_0}{dt} + \omega - \omega_0 - \frac{\omega}{Q_0|F_0|}|B_m|\cos\varphi_0 = I_0 \frac{\omega}{2Q_0}\chi_0^{(1)}, \quad (2.2.3)$$

где $\chi_0^{(1)} = \text{Re } \chi_0$, $\chi_0^{(2)} = \text{Im } \chi_0$ - реальная и мнимая части комплексной восприимчивости на рабочей моде. Рассмотрим стационарное состояние при захвате фазы и частоты, полагая напряжение постоянным. Считая сигнал малым, запишем $|F_0| = |\bar{F}_0| + f$, $|f| \ll |\bar{F}_0|$, $\varphi_0 = \bar{\varphi}_0 = \text{const}$, где $|\bar{F}_0|$ - модуль амплитуды поля в стационарном состоянии при свободной генерации (см. Раздел 1.3). Разложим восприимчивость в ряд около ее значения в стационарном состоянии (см.(1.1.17)) и линеаризуем (2.2.2), (2.2.3) по f . В результате

найдем отклонения модуля амплитуды от свободного значения: $f = 2|B_{in}| \sin \bar{\varphi}_0 / (I_0 \mu |\bar{F}_0|)$.

Подставляя это выражение в уравнение (2.2.3), найдем соотношение для фазы в режиме стационарной генерации:

$$\omega - \omega_0 - \frac{\omega}{|F_0| Q_0} |B_{in}| r \cos(\bar{\varphi}_0 - \alpha) = \frac{\omega}{2Q_0} I_0 \bar{\chi}_0^{(1)} , \quad (2.2.4)$$

где $\bar{\chi}_0^{(1)}$ – стационарное значение реальной части восприимчивости для свободного гиротрона, $r = \sqrt{1 + (v/\mu)^2}$, $\alpha = \text{arctg}[v/\mu]$ (1.1.17). В режиме свободной стационарной генерации уравнение (2.2.4) определяет сдвиг частоты излучения относительно выбранной опорной частоты ω , близкой к собственной частоте резонатора ω_0 :

$$\frac{d\varphi_0}{dt} = \Delta\omega = \omega_0 - \omega + I_0 \omega \bar{\chi}_0^{(1)} / (2Q_0) . \quad (2.2.5)$$

Затем, пренебрегая изменениями амплитуды при вариации напряжения, но учитывая происходящие при этом вариации фазы: $\varphi_0 = \bar{\varphi}_0 + \tilde{\varphi}$, $|\tilde{\varphi}| \ll 1$ и восприимчивости

$$\chi_0^{(1)} = \bar{\chi}_0^{(1)} + v f + \varepsilon_1 \Delta U \cos \Omega t , \quad \text{где } \varepsilon_1 = \left(\bar{\chi}_0^{(1)} \right)'_U \Big|_{\Delta U=0} , \text{ получим уравнение для фазы,}$$

аналогичное приведенному в [131, формула (9.14)] модифицированному уравнению Адлера:

$$\dot{\varphi}_0 - \Delta\omega - \delta_0 \cos(\varphi_0 - \alpha) + I_0 \omega \varepsilon_1 \Delta U \cos \Omega t / (2Q_0) = 0 \quad (2.2.6)$$

где $\delta_0 = |B_{in}| r \omega / (|\bar{F}_0| Q_0)$ – ширина полосы захвата (ср. с [73], (1.1.19)). Линеаризуя (2.2.6)

по $\tilde{\varphi}$, получим

$$\dot{\tilde{\varphi}} + \delta_0 \tilde{\varphi} \sin(\bar{\varphi}_0 - \alpha) - I_0 \omega \varepsilon_1 \Delta U \cos \Omega t / (2Q_0) = 0 \quad (2.2.7)$$

Представляя решение (2.2.7) в виде $\tilde{\varphi} = \Phi \cos(\Omega t + \beta)$, с учетом (2.2.4) найдем амплитуду колебаний фазы

$$\Phi = \frac{I_0 \omega \varepsilon_1}{2Q_0 \sqrt{\Omega^2 + \delta_0^2 - (\Delta\omega)^2}} . \quad (2.2.8)$$

В середине полосы захвата: $(\Delta\omega)^2 \ll \delta_0^2$ при очень малой частоте модуляции напряжения : $\Omega^2 \ll \delta_0^2$, как следует из (2.2.8), флуктуации фазы равны

$$\Phi = \frac{I_0 \omega \varepsilon_1 \Delta U}{2Q_0 \delta_0} \quad (2.2.9)$$

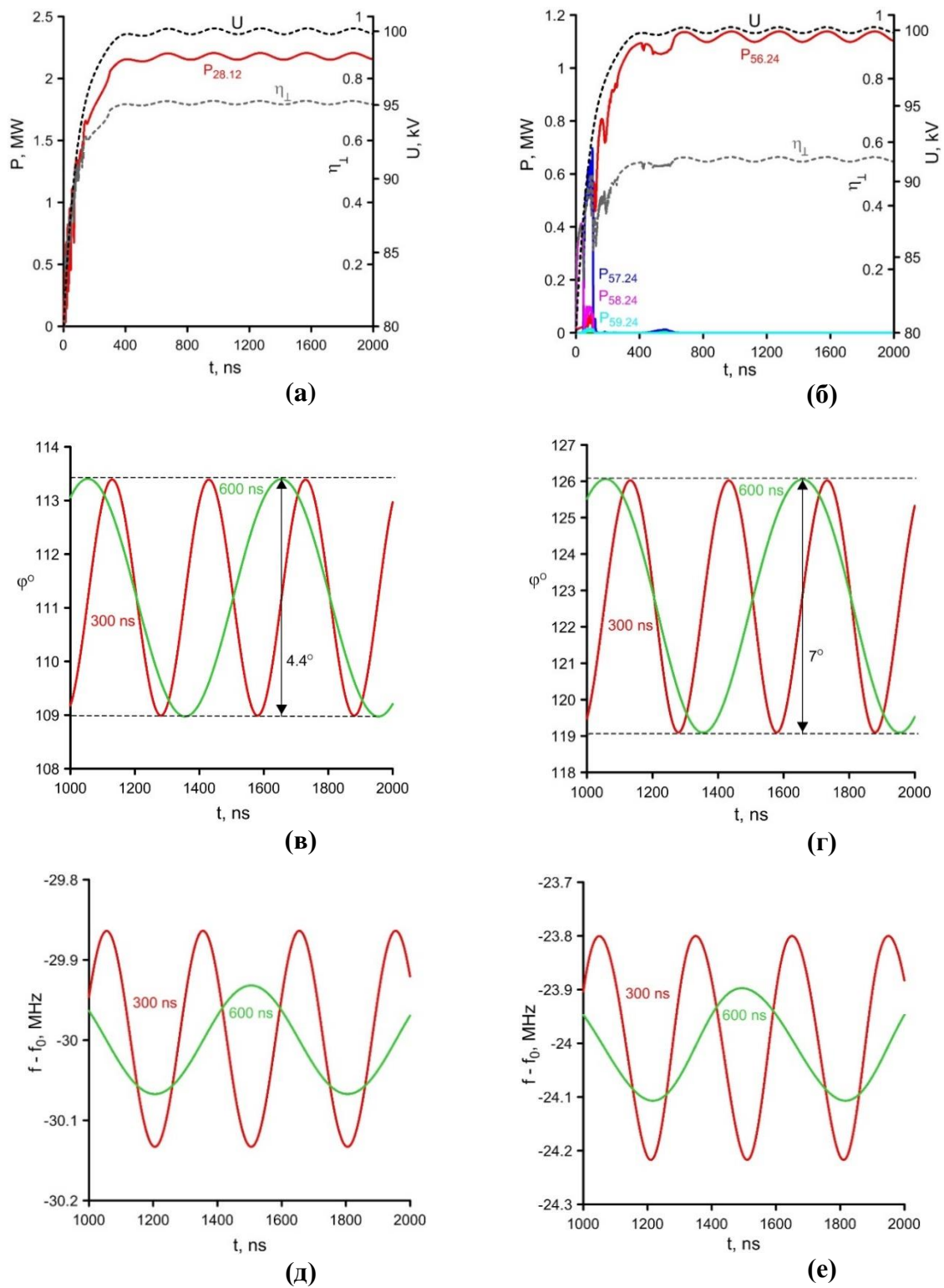


Рис.2.2.3. Временные зависимости мощности излучения P на рабочей моде, поперечного КПД, напряжения (а,б), фазы излучения (в,г) и отстройки частоты излучения от собственной частоты (д,е) в режиме фазового захвата при $U=100\text{кВ}$, $\Delta U=0.2\text{кВ}$ для гиротронов с параметрами, соответствующими точкам D на **рис. 2.2.1**: в гиротроне на частоте 170ГГц (левая колонка) $I=50\text{А}$, $B=6.927\text{Т}$, в гиротроне на частоте 345 ГГц (правая колонка) $I=34\text{А}$, $B=14.309\text{Т}$; (а,б) - период модуляции $T_{mod} = 300$ нс; (в-е) - два периода модуляции 300нс и 600нс.

В свободном режиме генерации, решая уравнение (2.2.6) при $\delta_0 = 0$, найдем $\varphi = \Delta\omega t + \Phi_0 \sin \Omega t$, где

$$\Phi_0 = \frac{I_0 \omega \varepsilon_1 \Delta U}{\Omega} . \quad (2.2.10)$$

Подобный метод оценки флуктуаций фазы излучения гиротрона использовался в [134] при рассмотрении динамики фазы при скачке напряжения.

Таким образом, при достаточно большом периоде колебаний напряжения и малом отклонении частоты сигнала от середины полосы захвата уменьшение фазовых отклонений при захвате по сравнению с режимом свободной генерации можно характеризовать величиной

$$\Phi_0 / \Phi = \delta_0 / \Omega . \quad (2.2.11)$$

Поскольку, как правило, $|\mu|$ и $|\nu|$ являются величинами одного порядка, а r принимает значения порядка 1-2, из (2.2.11) получим следующие оценки: для гиротрона на частоте 170 ГГц: $\Phi_0 / \Phi \sim 8-16$ ($Q_0 \approx 1400$), для гиротрона на частоте 345 ГГц $\Phi_0 / \Phi \sim 7-14$ ($Q_0 \approx 3700$).

Хотя эти оценки примерно совпадают с результатами численных расчетов, они являются приближенными. Это связано прежде всего с достаточно большим значением амплитуды внешнего сигнала ($|B_{in}|/A \approx 0.2$). При такой величине внешнего сигнала восприимчивость может существенно меняться при захвате по сравнению с режимом свободной генерации, и разложение χ_0 в ряд, представленное выше, становится недостаточно точным. Кроме того, приближение, основанное на анализе фазовой динамики с помощью уравнения Адлера и не учитывающее изменения амплитуды при фазовых флуктуациях, как правило, используется для генератора Ван-дер-Поля [111,131], где собственная частота колебаний не зависит от их амплитуды. В гиротроне «горячая» частота генерации сдвигается относительно собственной «холодной» частоты на величину $I_0 \omega \bar{\chi}'_0 / (2Q_0)$ (см. (2.2.5)), зависящую от амплитуды. Поэтому с помощью полученного соотношения (2.2.11) можно только качественно оценить уменьшение фазовых флуктуаций при захвате, а для точного расчета отклонений фазы требуется численное моделирование.

Таким образом, при воздействии достаточно слабого внешнего сигнала с уровнем мощности порядка десятков киловатт на гиротрон мегаваттного уровня мощности с рабочей модой высокого порядка флуктуации фазы не превышают нескольких градусов [5*]. Это соответствует ограничениям, необходимым для создания в перспективе комплекса когерентно излучающих гиротронов [частная дискуссия].

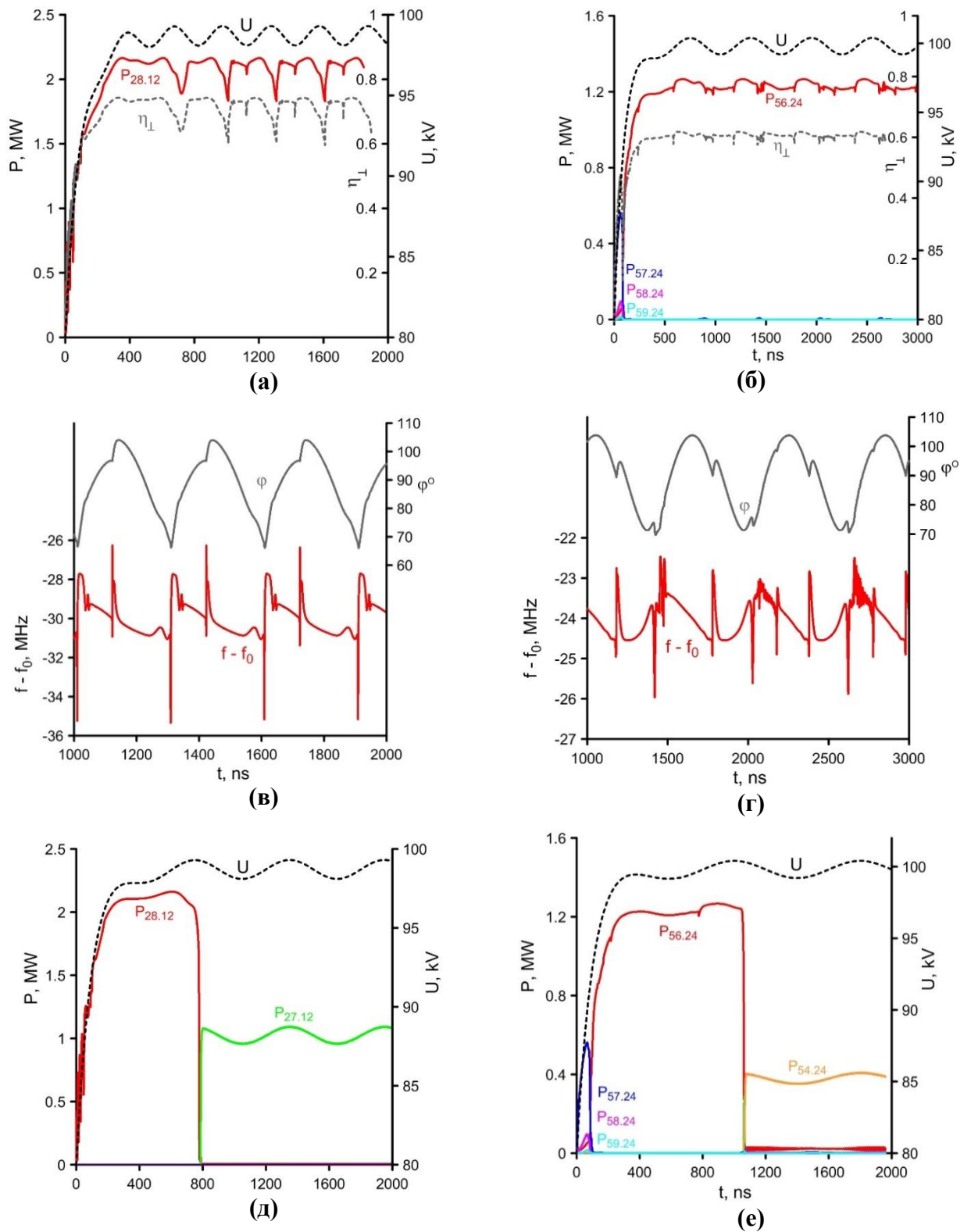


Рис.2.2.4. Временные зависимости мощности излучения P на рабочей и паразитных модах (а,б,д,е, цифры соответствуют индексу мод), поперечного КПД (а,б), напряжения (а,б,д,е), фазы и отстройки частоты излучения (в,г) при выходе из зоны захвата ($\Delta U=0.6\text{кВ}$) для гиротронов на частоте 170 ГГц при $I=50\text{А}$, $U=98.7\text{кВ}$, $B=6.901\text{Т}$ (левая колонка) и на частоте 345 ГГц при $I=34\text{А}$, $U=99.8\text{кВ}$, $B=14.261\text{Т}$ (правая колонка); (а,в) – $T_{mod} = 300\text{ нс}$, (д) $T_{mod} = 600\text{ нс}$, (б,г) $T_{mod} = 600\text{ нс}$, (е) $T_{mod} = 800\text{ нс}$.

2.3. Повышение КПД мощных гиротронов с неидеальным электронным пучком в режиме захвата частоты

Как отмечалось в предыдущих разделах, динамика многомодовых гиротронов с управляющим внешним сигналом в последние годы является предметом активных теоретических исследований [57-61,63,64,73-78,1*-6*,14*-18*]. В этих исследованиях используются численные модели в приближении идеального трубчатого электронного пучка – тонкого, моноскоростного, аксиально симметричного относительно оси цилиндрического резонатора. В реальности у электронного пучка всегда есть некоторый разброс поперечных скоростей и конечная толщина, а его ось может иметь сдвиг или перекосяк относительно оси резонатора.

Возможные причины разброса скоростей электронов и смещения радиусов ведущих центров электронных орбит относительно их идеальных значений связаны с особенностями формирования винтовых электронных пучков магнетронно-инжекторными пушками: шероховатостями поверхности эмиттера, разбросом электронов на катоде как по энергии, так и по направлению, неоднородностью излучающего кольца эмиттера, тепловыми неоднородностями, несоосностью электродов и магнитного поля, неадиабатическим движением электронов, неустойчивостями в процессе транспортировки пучка к резонатору гиротрона и эффектом пространственного заряда [135-137].

Как показано в работах [14,15,138-149], разброс скоростей и конечная толщина пучка, как правило, снижают КПД одномодовой генерации на рабочей моде. Однако в случае, когда при конечной толщине пучка увеличивается коэффициент связи рабочей моды с отдельными фракциями пучка, происходит увеличение КПД по сравнению с идеально тонким пучком [139]. Смещение оси пучка относительно оси резонатора (параллельное или с перекосяком) может привести к срыву генерации на рабочей моде и возбуждению паразитных мод [139-143].

Во всех перечисленных работах [14,15,138-149] рассматривалось влияние неидеального электронного пучка на гиротрон в режиме свободной генерации. В данном разделе проведено сравнение характеристик мощного многомодового гиротрона с разбросом параметров электронного пучка в режиме свободной генерации и в режиме захвата частоты и фазы внешним монохроматическим сигналом.

Численные расчеты проведены как для гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН для ITER [1,5,56] с параметрами, приведенными в п.2.1.1, так и для безразмерной модели гиротрона с эквидистантным набором мод, что позволяет исследовать характер режима генерации мощного гиротрона в зависимости от плотности

спектра мод. Эффекты, обусловленные разбросом скоростей электронов, конечной толщиной пучка и сдвигом/перекосом оси пучка относительно оси резонатора, рассмотрены по отдельности.

2.3.1. Модель и уравнения

Уравнения возбуждения мод в гиротроне с внешним монохроматическим сигналом, поступающим из выходного волновода (1.3.3), и уравнения движения электронов при заданном сценарии включения напряжения (1.3.4), полученные в **Главе 1**, [2*-4*], для модели с начальным разбросом скоростей и радиусов влета электронов или несоосности электронного пучка и резонатора, должны быть модифицированы. Вид функции восприимчивости (1.3.7) зависит от того, какой из параметров пучка – скорости или радиусы ведущих центров – имеет отклонения от идеального значения, а в уравнения движения войдут коэффициенты $T_{sj}(r, \psi)$, описывающие смещение радиуса j -й электронной фракции пучка относительно радиуса центральной фракции или сдвиг оси пучка от оси резонатора. Для тонкого соосного с резонатором пучка $T_j = 1$. В результате уравнения движения примут вид:

$$\frac{dp_j}{d\zeta} + i \frac{\tilde{a}_{\perp j}^2}{\tilde{a}_{zj}} \left(\tilde{\Delta}_j + |p_j|^2 - 1 \right) p_j = \sum_s \frac{F_s u(\zeta)}{\tilde{a}_{\perp j} \tilde{a}_{zj}} \exp(i\Phi_{sj}) T_{sj}(r, \psi). \quad (2.3.1)$$

Здесь p_j – безразмерный поперечный импульс электронов скоростной или радиальной фракции с номером j (для центральной фракции положим $j=0$), нормированный на модуль начального импульса в этой фракции. Величины в (2.3.1), обозначенные верхним знаком «тильда», соответствуют меняющимся в процессе включения параметрам электронного пучка на входе в пространство взаимодействия, а без этого знака – установившимся значениям входных параметров в конце процесса включения (на полке импульса напряжения). Так, $\beta_{\perp j}$ и β_{zj} – поперечная и продольная скорости j -й фракции, отнесенные к скорости света, в процессе установления напряжения и по окончании этого

процесса; $\tilde{\Delta}_j = \frac{2}{\tilde{\beta}_{\perp j}^2} \left(\frac{\bar{\omega}_0 \tilde{\gamma}}{\omega_{H0}} - 1 \right)$ – расстройка циклотронного резонанса j -й фракции,

Δ_j - ее значение поле окончания процесса включения напряжения и тока, параметры $\tilde{a}_{\perp j} = \tilde{\beta}_{\perp j} / \beta_{\perp j}$, $\tilde{a}_{zj} = \tilde{\beta}_{zj} / \beta_{zj}$ описывают изменение поперечной и продольной скоростей каждой фракции в процессе включения напряжения, их установившиеся значения равны единице.

В (2.3.1) разностные фазы j -й электронной фракции, достигающей заданного сечения ζ в заданный момент времени t , равны (ср.с (1.3.8), (1.5.1))

$$\Phi_{s,j} = (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)t - (m_s - m_0)\psi = (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)t_{0j} + \tilde{\Delta}_{s,j}\zeta - (m_s - m_0)\psi, \quad (2.3.2)$$

где $\tilde{\Delta}_{s,j} = 2(\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)/(\bar{\omega}_0\beta_{10}^2\tilde{a}_{z,j})$ – безразмерная отстройка частоты s -й моды от рабочей, $t_{0j} = t - \tilde{\Delta}_{s,j}\zeta/(\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)$ – время влета j -й фракции в пространство взаимодействия. Предполагаем, что опорная частота рабочей моды равна частоте внешнего сигнала: $\bar{\omega}_0 = \omega$, и что для всех мод разности опорной и собственной частот одинаковы: $\bar{\omega}_s - \omega_s = \bar{\omega}_0 - \omega_0$.

Следует отметить, что уравнения, аналогичные (2.3.1) были получены впервые в [112], однако при этом влияние разброса электронов по скоростям принималось во внимание только в выражении для функции восприимчивости χ_s и не учитывалось при переходе в уравнении движения к безразмерной независимой переменной ζ , нормированной на скорости центральной электронной фракции. Корректное рассмотрение приводит к уравнениям движения (2.3.1) для каждой скоростной или радиальной фракции электронного пучка, как и в работе [138].

Численные расчеты проводились для взаимодействия пяти мод: рабочей моды TE_{28,12} и боковых сателлитов TE_{26,12}, TE_{27,12}, TE_{29,12}, TE_{30,12}. Такие моды высокого порядка (с одинаковыми радиальными индексами и отличающимися на единицу азимутальными индексами) образуют эквидистантный спектр. Как и в **Разделе 1.5** (см. (1.5.2)), можно ввести новые азимутальные переменные $\bar{\psi}_j = \psi - ((\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)/(m_s - m_0))t_{0j}$, разные для разных скоростных фракций, но одинаковые для всех мод, поскольку выполнено условие $(\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0)/(m_s - m_0) = const$ [112,113,2*,3*], и представить фазу (2.3.2) как

$$\Phi_{s,j} = \tilde{\Delta}_{s,j}\zeta - (m_s - m_0)\bar{\psi}_j = (m_s - m_0)(\tilde{\Delta}_{1,j}\zeta - \bar{\psi}_j), \quad (2.3.3)$$

что существенно упрощает дальнейшие расчеты. В (2.3.3) относительная разность опорных частот рабочей моды и ее соседнего правого сателлита $\tilde{\Delta}_{1,j} = 2(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_0)/(\bar{\omega}_0\beta_{10}^2\tilde{a}_{z,j})$ характеризует плотность спектра.

Установившиеся значения циклотронной расстройки для центральной фракции Δ_0 в расчетах выбирались близкими к оптимальным для гиротрона без разброса поперечных скоростей.

Мощность сигнала в расчетах равна 4% от максимальной мощности излучения свободного гиротрона, отстройка частоты внешнего сигнала от собственной частоты резонатора гиротрона составляет $(\omega - \omega_0)/2\pi = -30$ МГц.

2.3.2. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона с разбросом скоростей

Рассмотрим тонкий электронный пучок, соосный с резонатором, с разбросом начальных скоростей. Полный ток пучка \tilde{I}_b представляет собой сумму токов электронных фракций с разными продольными скоростями и разными концентрациями электронов:

$$\tilde{I}_b = \sum_j \tilde{I}_{bj} = ec S_{\perp} \sum_j N_j \tilde{\beta}_{zj} = ec N_0 S_{\perp} \sum_j w_j \tilde{\beta}_{zj}, \quad (2.3.4)$$

где $N_j = N_0 w_j$ – концентрация электронов в j -й скоростной фракции; S_{\perp} – площадь поперечного сечения электронного пучка; w_j – веса скоростных фракций, которые задаются

как гистограмма гауссовой функции: $w_j = \exp\left(-\left(1.665 \delta\beta_{\perp j} / \delta\beta_{\perp}\right)^2\right)$, где

$\delta\beta_{\perp j} = (\beta_{\perp j} - \beta_{\perp 0}) / \beta_{\perp 0}$ – относительная расстройка между поперечными скоростями j -й

и центральной фракций, $\delta\beta_{\perp} = (\beta_{\perp M} - \beta_{\perp(-M)}) / \beta_{\perp 0}$ – относительный разброс поперечных

скоростей между крайними скоростными фракциями с индексами $-M$ и M ($2M+1$ – число фракций). Полагаем распределение по скоростям симметричным. При этом для крайних фракций весовая функция спадает вдвое относительно центрального значения, что

совпадает с величиной относительного разброса, принятой в [135]. В расчетах учитывалось пять скоростных фракций ($M=2$). Предельная величина относительного разброса поперечных скоростей, при которой продольные скорости не обращаются в нуль, для

симметричной функции распределения равна $\delta\beta_{\perp \max} = 2\left(\sqrt{1+g_0^{-2}} - 1\right)$, где g_0 – питч-

фактор центральной фракции. Так, при $g_0=1.2$ предельный разброс $\delta\beta_{\perp \max}=0.6$. В

гиротроне с достаточно плотным спектром мод одномодовая генерация при таком разбросе недостижима из-за конкуренции мод (рис. 2.3.1, 2.3.3).

Электронная восприимчивость s -й моды в уравнении (1.3.3) имеет вид

$$\chi_s = \frac{\tilde{I}_b}{F_s I_b} \frac{\sum_j w_j \tilde{a}_{\perp j} \int_0^{\zeta_{ex}} \left\langle \left\langle p_j \right\rangle_{\vartheta_0} \exp(-i\Phi_{sj}) \right\rangle_{\psi} u^*(\zeta) d\zeta}{\sum_j w_j \tilde{a}_{zj}}. \quad (2.3.5)$$

Угловые скобки в (2.3.5) означают усреднение по начальной фазе ϑ_0 поперечного импульса относительно рабочей моды и по азимутальной координате ψ ведущих центров

электронных орбит; \tilde{I}_b и I_b – соответственно текущее и конечное значения тока. В (2.3.1) фактор $T_j=1$ для всех скоростных фракций.

Выражение для полного электронного КПД $\tilde{\eta}_e$ в процессе включения напряжения при скоростном разбросе должно быть записано таким образом, чтобы произведение $\tilde{I}_b U \tilde{\eta}_e$ было равно энергии, отданной электронным пучком. Примем во внимание, что фракции электронов с разными продольными скоростями отдают разную долю своей энергии. КПД j -й электронной фракции равен $\tilde{\eta}_{ej} = \tilde{t}_{\perp j} \tilde{\eta}_{\perp j}$, где поперечный КПД равен

$$\tilde{\eta}_{\perp j} = 1 - \left\langle \left| \tilde{p}_j \right|^2 \right\rangle_{\zeta = \zeta_{ex}} \Big|_{g_0}, \quad \tilde{t}_{\perp j} = \tilde{\beta}_{\perp j}^2 / (\tilde{\beta}_{\perp j}^2 + \tilde{\beta}_{zj}^2) - \text{доля поперечной энергии}$$

электронов j -й скоростной фракции при текущем значении напряжения в процессе его включения. Из приведенных рассуждений и (2.3.4) следует выражение для КПД:

$$\tilde{\eta}_e = \frac{\sum_j \tilde{I}_{bj} \tilde{\eta}_{ej}}{\tilde{I}_b} = \frac{\sum_j w_j \tilde{\beta}_{zj} \tilde{t}_{\perp j} \tilde{\eta}_{\perp j}}{\sum_j w_j \tilde{\beta}_{zj}}. \quad (2.3.6)$$

Как показывают расчеты, зависимость электронного КПД от разброса скоростей является убывающей функцией (**рис. 2.3.1**). При увеличении разброса скоростей до некоторого критического значения происходит срыв генерации на рабочей моде, в этом случае в автономном гиротроне возбуждается низкочастотный спутник TE_{27,12}, а в гиротроне с внешним сигналом – мультиплет (рабочая мода и боковые спутники), в котором преобладающим является также левый спутник. Кривые зависимостей КПД для случая свободной генерации подобны построенным на рисунках 1,8,10 в [137].

В условиях свободной генерации на фронте импульса ускоряющего напряжения возбуждаются до заметных амплитуд паразитные моды (**рис.2.3.2 (а)**). Внешний сигнал позволяет существенно подавить эти моды (**рис.2.3.2 (б)**).

Для получения общих требований к допустимому разбросу скоростей представляет интерес рассмотрение безразмерной модели гиротрона с эквидистантным спектром мод и различной плотностью спектра мод. Подобная безразмерная модель гиротрона, но без разброса параметров электронного пучка, была рассмотрена в [14*]. Такая модель описывается уравнениями (1.3.3), (2.3.1), в которых сделан переход к безразмерному времени $\tau = \bar{\omega}_0 t / (2Q_0)$. Относительная величина установившейся расстройки частот

соседних мод Δ_{10} соответствуют разным плотностям спектра и, следовательно, гиротронам с разными рабочими модами. Как и для размерной задачи, рассмотрим взаимодействие пяти эквидистантных мод: рабочей, двух правых и двух левых сателлитов. Предположим, что такими же, как в рассмотренном гиротроне на частоте 170 ГГц, являются следующие распределения и параметры:

- а) зависимость напряжения и тока в процессе включения от безразмерного времени,
- б) продольная структура поля $u(\zeta)$,
- в) параметр тока рабочей моды $I_0 = 0.013106$ (что соответствует току 45 А в гиротроне на частоте 170 ГГц), при этом предполагаем, что факторы связи всех мод с электронным пучком одинаковы и равны $I_s = I_0$,
- г) относительная мощность внешнего сигнала составляет 4% от максимально достижимой мощности излучения в автономном режиме;
- д) безразмерная отстройка частоты внешнего сигнала от холодной частоты рабочей моды $\delta_{ext} = 2Q_0(\omega - \omega_0)/\omega_0$ равна -0.489 , что соответствует размерной расстройке $(\omega - \omega_0)/2\pi = -30$ МГц.

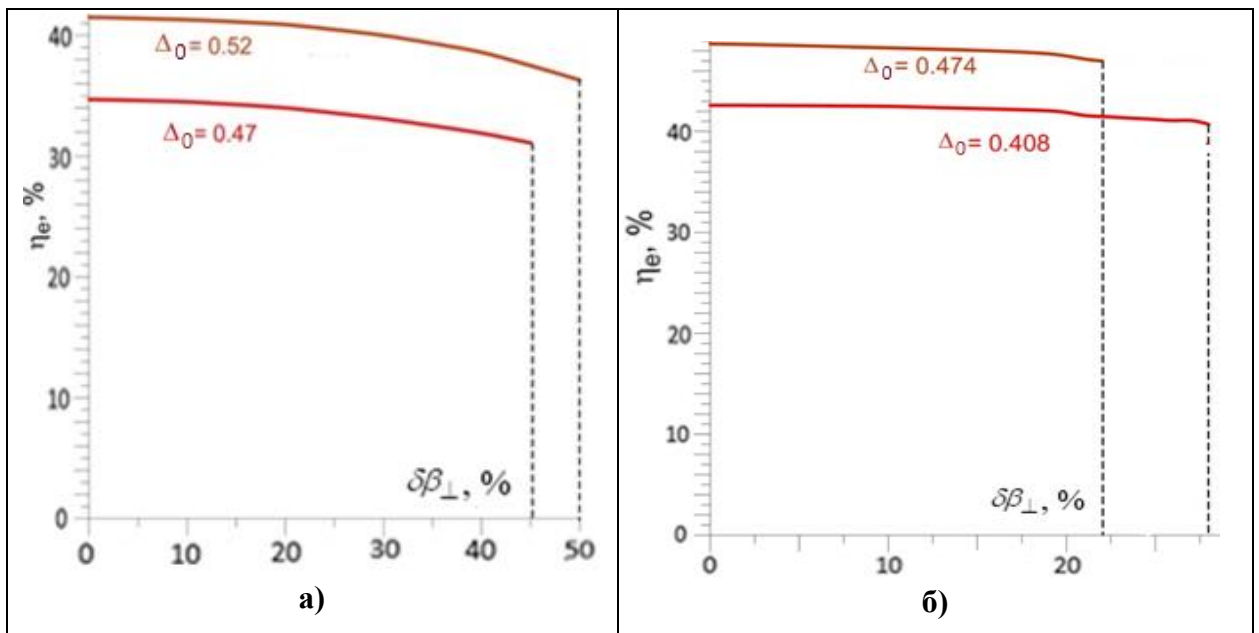


Рис. 2.3.1. Зависимости полного КПД от разброса скоростей для гиротрона 170 ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$ в свободном режиме (нижние кривые) и при захвате частоты монохроматическим сигналом (верхние кривые); (а) $g_0=1.2$, (б) $g_0=1.4$ для верхней кривой, $g_0=1.5$ для нижней кривой. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей мод; $g_0=1.2$, $I = 45$ А, $U = 100$ кВ.

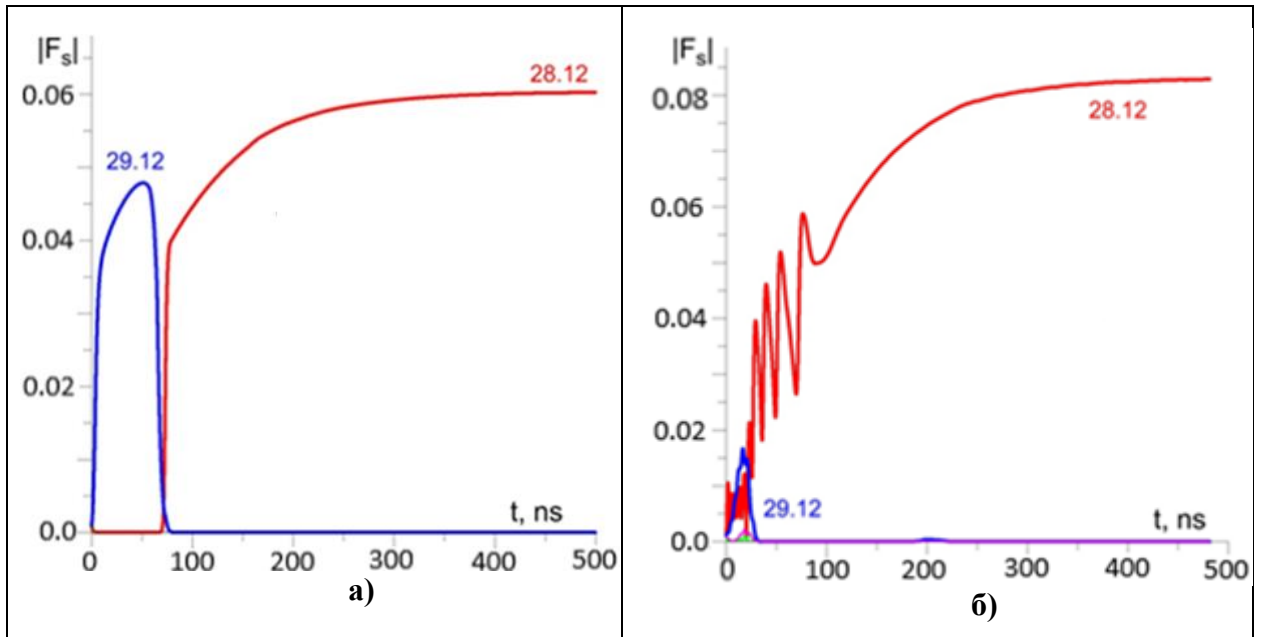


Рис.2.3.2. Осциллограммы мод ($TE_{28.12}$ – красные кривые, $TE_{29.12}$ – синие кривые) для гиротрона на частоте 170 ГГц в режиме свободной генерации при $\Delta_0=0.47$ (а) и фазового захвата при $\Delta_0=0.52$ (б), $\delta\beta_{\perp} = 35\%$, $g_0=1.2$, $I = 45$ А, $U = 100$ кВ.

На **рис.2.3.3** показаны зависимости полного электронного КПД, оптимизированного по циклотронной расстройке Δ_0 , при различных плотностях спектра Δ_{01} , от разброса скоростей для гиротрона в режиме свободной генерации и при захвате частоты внешним сигналом. Эти плотности соответствуют рабочим модам $TE_{56.24}$, $TE_{42.18}$, $TE_{28.12}$, $TE_{21.9}$, если резонатор гиротрона имеет те же размеры, как в гиротроне на частоте 170 ГГц. Оптимизированный электронный КПД является убывающей функцией разброса, если спектр мод не слишком плотный. Однако в свободном гиротроне при $\Delta_{01} = 0.0995$ зависимость оптимального КПД от разброса имеет провал при разбросе от 22% до 40%. Это объясняется тем, что при величинах циклотронной расстройки Δ_0 , оптимальных для достижения высоких КПД, происходит срыв генерации рабочей моды и возбуждение триплета мод, как показано на **рис. 2.3.4**. В режиме захвата этот эффект незначителен (сплошная сиреневая кривая на **рис.2.3.4**), поскольку внешний сигнал подавляет паразитные моды даже при высокой плотности спектра мод и обеспечивает продвижение генерации на рабочей моде в область оптимальных циклотронных расстроек для центральной скоростной фракции Δ_0 . При возрастании разброса скоростей происходит

срыв на низкочастотный спутник в случае свободной генерации и возбуждение мультиплета в случае внешнего сигнала.

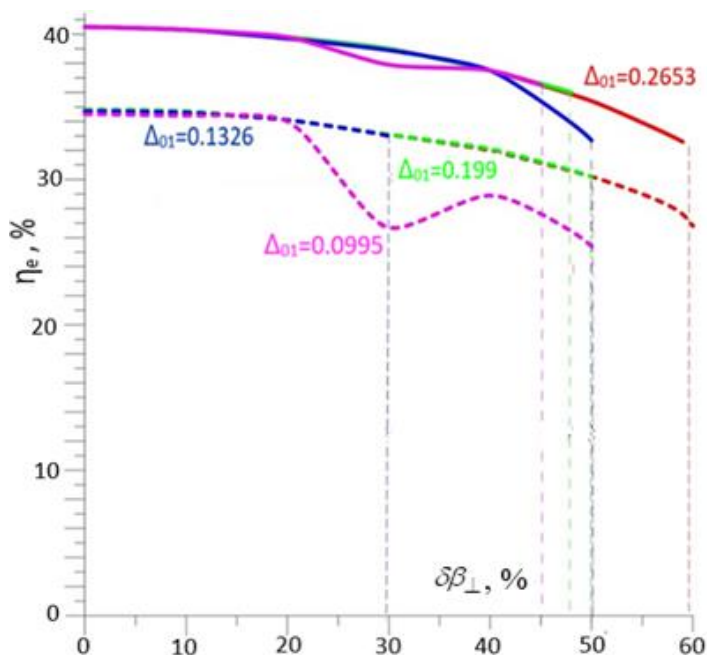


Рис. 2.3.3. Зависимости оптимизированного по циклотронной расстройке Δ_0 КПД от разброса скоростей в режиме свободной генерации (пунктирные линии) и при фазовом захвате (сплошные линии) для различных плотностей спектра Δ_{01} . $I_s = 0.013106$, $g_0=1.2$. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей моде.

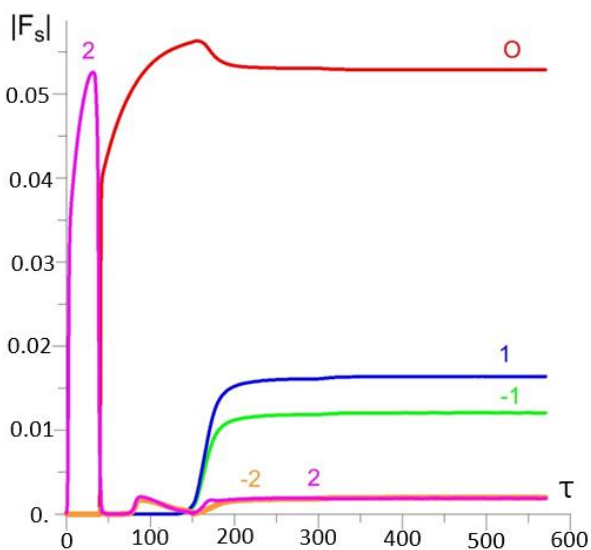


Рис. 2.3.4. Зависимость амплитуд рабочей моды и мод-спутников от времени в автономном гиротроне при $\Delta_{01}=0.0995$, $\delta v_{\perp}=35\%$, $\Delta_0=0.42$, $I_s = 0.013106$, $g_0=1.2$. Числами обозначены амплитуды мод: «0» соответствует рабочей моде, « ± 1 » – ближайшим по частоте к рабочей моде правому и левому спутникам, « ± 2 » – спутникам, отстоящим на вдвое большее по частоте расстояние от рабочей моды.

2.3.3. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона с конечной толщиной электронного пучка

Рассмотрим гиротрон, параметры которого приведены в п.2.1.1, с моноскоростным электронным пучком, соосным с резонатором и имеющим конечную толщину. В уравнениях (2.3.1) расстройки циклотронного синхронизма, расстройки между частотами мод, разностные фазы (2.3.2), (2.3.3) и коэффициенты, показывающие изменение скоростей в процессе включения напряжения, одинаковы для всех электронных фракций: $\tilde{\Delta}_j = \tilde{\Delta}$, $\tilde{\Delta}_{sj} = \tilde{\Delta}_s$, $\Phi_{sj} = \Phi_s$, $\tilde{a}_{\perp j} = \tilde{a}_{\perp}$, $\tilde{a}_{zj} = \tilde{a}_z$. Конечные значения этих параметров также одинаковы для всех электронов. Параметры T_j для фракций пучка с разными радиусами ведущих центров электронных орбит имеют вид

$$T_j = J_{m_s-1}(v_s R_{bj} / \bar{R}_r) / J_{m_s-1}(v_s R_{b0} / \bar{R}_r), \quad (2.3.7)$$

где R_{bj} - радиус j -й радиальной фракции электронного пучка.

Полный ток трубчатого пучка конечной толщины \tilde{I}_b представляет собой сумму токов электронных фракций с разными радиусами и разными концентрациями электронов:

$$\tilde{I}_b = \sum_j \tilde{I}_{bj} = ec \tilde{\beta}_z \sum_j N_j \Delta S_j \quad (2.3.8)$$

где $N_j = N_0 w_j$ - концентрация электронов j -й фракции, $\Delta S_j = 2\pi R_{bj} (R_{b1} - R_{b0})$ - площадь поперечного сечения j -й электронной фракции радиусом R_{bj} и толщиной $R_{b1} - R_{b0}$ (считаем разность радиусов соседних фракций одинаковой для всех фракций). Тогда, как следует из (2.3.8),

$$\tilde{I}_b = ec \tilde{\beta}_z N_0 2\pi \Delta R \sum_j w_j R_{bj}, \quad (2.3.9)$$

где w_j - веса радиальных фракций, заданные гистограммой параболической функции:

$w_j = 1 - 2 \left((R_{bj} - R_{b0}) / \Delta R \right)^2$, ΔR - разность радиусов крайних фракций (полная толщина пучка на уровне спада функции распределения вдвое). В расчетах число радиальных фракций принималось равным пяти.

Электронная восприимчивость s -й моды в уравнении (1.3.3) имеет вид

$$\chi_s = \frac{\tilde{I}_b \tilde{a}_\perp}{F_s I_b \tilde{a}_z} \frac{\sum_j w_j R_{bj} T_{sj} \int_0^{\zeta_{ex}} \left\langle \left\langle P_j \right\rangle_{g_0} \exp(-i\Phi_{sj}) \right\rangle_\psi u^*(\zeta) d\zeta}{\sum_j w_j R_{bj}} . \quad (2.3.10)$$

Полный КПД вычисляется как

$$\tilde{\eta}_e = \tilde{t}_\perp \sum_j w_j R_{bj} \tilde{\eta}_{\perp j} \left(\sum_j w_j R_{bj} \right)^{-1} \quad (2.3.11)$$

Поскольку отношение функций Бесселя T_j (2.3.7), которому пропорциональны восприимчивости отдельных электронных фракций, существенно меняется при изменении аргумента функций на величину порядка 2, можно ожидать изменения КПД генерации при толщине пучка порядка $\lambda/3$ и выше. Это подтверждается проведенными расчетами (**рис. 2.3.5**). В расчетах значения циклотронной расстройки в конце процесса включения напряжения выбирались оптимальными для достижения максимального КПД в случае тонкого пучка. Как можно видеть из **рис. 2.3.5**, электронный КПД является убывающей функцией радиальной толщины пучка. При толщине пучка до 0.7 мм конечная толщина пучка лишь незначительно влияет на величину КПД. При большей тощине пучка (0.9-1 мм) в свободном гиротроне происходит возбуждение низкочастотного сателлита (моды $TE_{27,12}$), а при воздействии внешнего сигнала возбуждаются все паразитные моды, среди которых преобладающей является также мода $TE_{27,12}$. Для автономного гиротрона графики на **рис. 2.3.5** подобны зависимостям на рис.2а, 5а в [146].

Как и при разбросе скоростей, в случае свободной генерации в гиротроне с конечной толщиной пучка на фронте импульса ускоряющего напряжения возбуждаются паразитные моды, а в режиме захвата частоты внешним сигналом они подавляются. Зависимости амплитуд мод от времени подобны приведенным на **рис. 2.3.2**.

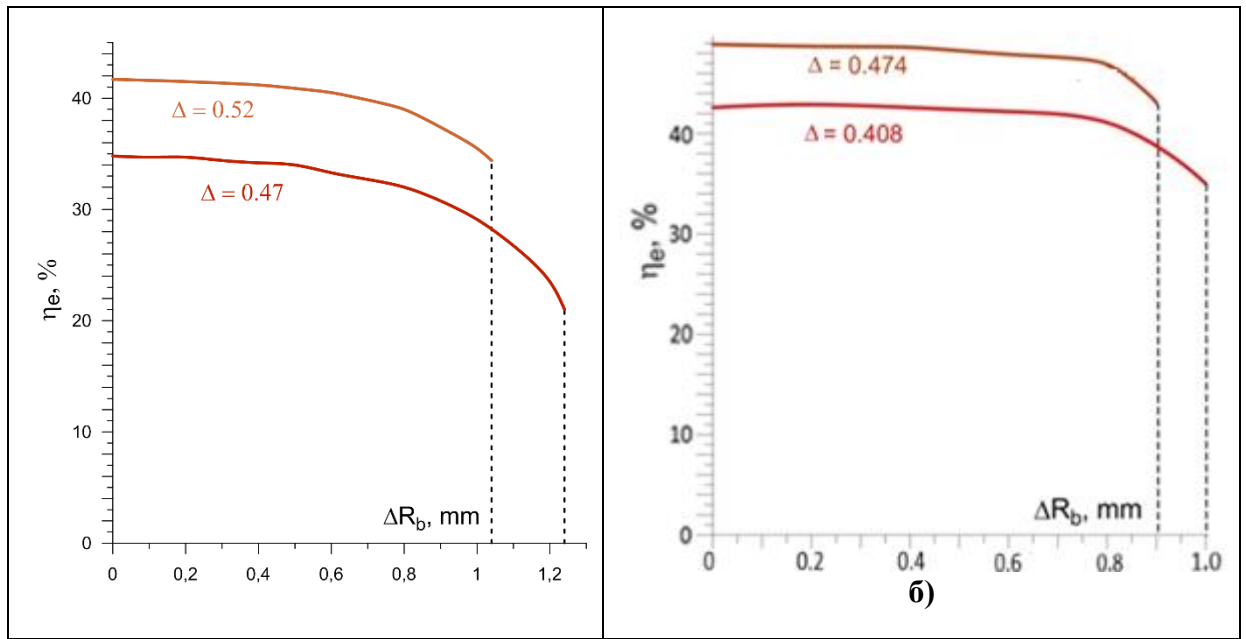


Рис. 2.3.5. Зависимости полного КПД от радиальной толщины пучка для гиротрона на частоте 170 ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$ в свободном режиме (нижние кривые) и при захвате частоты монохроматическим сигналом (верхние кривые); (а) $g_0=1.2$, (б) $g_0=1.4$ для верхней кривой, $g_0=1.5$ для нижней кривой. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей моде; $I = 45$ А, $U = 100$ кВ.

Рассмотрим безразмерную модель многомодового гиротрона с эквидистантным спектром мод и такими же параметрами тока, внешнего сигнала, продольным распределением поля и процессом включения напряжения, как в гиротроне на частоте 170 ГГц (см. п.2.1.1). Плотность мод характеризуется параметром расстройки между частотой рабочей моды и первого бокового сателлита $\Delta_1 = 2(\bar{\omega}_1 - \bar{\omega}_0) / (\bar{\omega}_0 \beta_{\perp 0}^2)$. Каждой фракции электронного пучка соответствует безразмерная величина $\xi_j = R_{bj} / R_{b0} - 1$. В модели с пятью фракциями электронного пучка эти отстройки принимают значения $\xi_j = j \Delta R / (4R_{b0})$, $j = 0, \pm 1, \pm 2$. Функцию распределения можно представить как $w_j = 1 - 2(\xi_j R_{b0} / \Delta R)^2$, параметры T_{sj} – как $T_{sj}(\xi_j) \approx T_{sj}^{(0)}(\Delta_1^{(0)} \xi_j / \Delta_1)$, если отношение R_{b0} / \bar{R}_r одинаково для всех рассматриваемых спектральных плотностей. Здесь $T_{sj}^{(0)}(\xi_j)$ – аппроксимация отношения функций Бесселя (2.3.7) для некоторой конкретной плотности спектра $\Delta_1^{(0)}$. Электронная восприимчивость в безразмерной модели имеет вид:

$$\chi_s = \frac{\tilde{I}_b \tilde{a}_\perp}{F_s I_b \tilde{a}_z} \frac{\sum_j w_j (\xi_j + 1) T_{sj}(\xi_j) \int_0^{\xi_{ex}} \left\langle \langle p_j \rangle_{g_0} \exp(-i\Phi_{sj}) \right\rangle_\psi u^*(\zeta) d\zeta}{\sum_j w_j (\xi_j + 1)} \quad (2.3.12)$$

На **рис. 2.3.6** показаны зависимости электронных КПД, оптимизированных по циклотронной расстройке Δ , от относительной толщины электронного пучка для случаев свободной генерации и генерации в режиме захвата частоты внешним сигналом при различных плотностях спектра (по возрастанию Δ_{01} они приблизительно соответствуют рабочим модам $TE_{56,24}$, $TE_{42,18}$, $TE_{28,12}$, $TE_{21,9}$, как и на **рис. 2.3.4**). Оптимизированный электронный КПД является убывающей функцией относительной толщины пучка как в режиме свободной генерации, так и при захвате частоты гиротрона внешним сигналом. Следует отметить, что при подборе циклотронной расстройки генерация на рабочей моде может продолжаться и при достаточно большой толщине пучка, в отличие от показанного на **рис. 2.3.5** случая заданной расстройки, соответствующей высокому КПД для тонкого пучка. Однако при очень широком пучке, когда $\Delta R/R_{b0} > 0.3$, значения КПД убывают вдвое по сравнению с максимальными, поскольку коэффициенты связи со всеми боковыми фракциями электронного пучка становятся малы, и эти фракции почти не излучают.

2.3.4. Повышение КПД в режиме захвата частоты гиротрона со смещением/перекосом оси пучка относительно оси резонатора

В случае тонкого моноскоростного пучка коэффициенты связи с модами одинаковы для всех электронов, но зависят от радиуса оси пучка и от азимутальной координаты. Можно ожидать, что смещение или перекос оси пучка приведут к заметным эффектам при величине этого смещения до величин порядка $\lambda/3$, полученных в качестве предельных значений толщины пучка в **п.2.3.3**. В уравнениях гиротрона со смещением (перекосом) оси пучка (1.3.3) электронная восприимчивость имеет вид

$$\chi_s = \frac{\tilde{I}_b \tilde{a}_\perp}{F_s I_b \tilde{a}_z} \int_0^{\xi_{ex}} \left\langle T_s(d(\zeta), \psi) \langle p \rangle_{g_0} \exp(-i\Phi_s) \right\rangle_\psi u^*(\zeta) d\zeta. \quad (2.3.13)$$

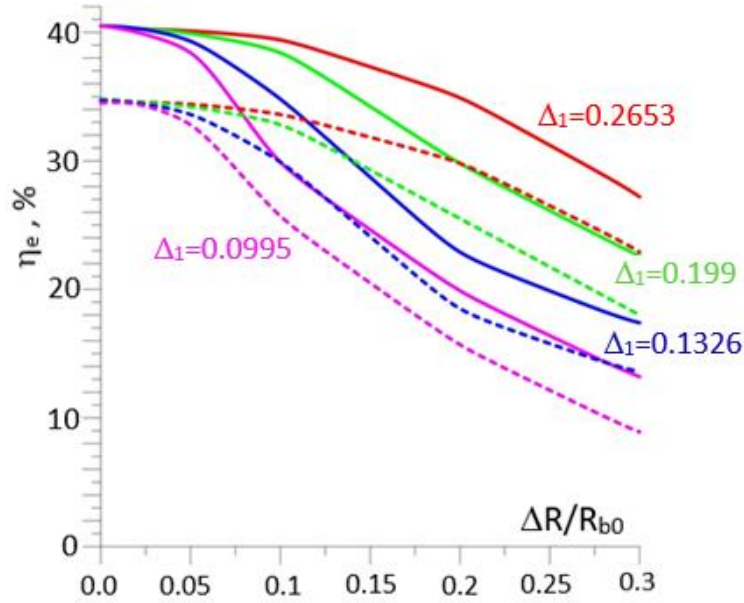


Рис. 2.3.6. Зависимости КПД, оптимизированного по циклотронной расстройке Δ от относительной толщины пучка в режиме свободной генерации (пунктирные линии) и при фазовом захвате (сплошные линии) для различных плотностей спектра Δ_1 . $I_s = 0.013106$, $g_0 = 1.2$. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей моде.

Коэффициенты, описывающие асимметрию пучка, равны

$$T_s(d(\zeta), \psi) = \sum_{q=-\infty}^{+\infty} J_q \left(v_s \frac{d(\zeta)}{R_r} \right) \frac{J_{m_s-1-q}(v_s R_b / R_r)}{J_{m_s-1}(v_s R_b / R_r)} \exp(iq\psi), \quad (2.3.14)$$

что совпадает с выражением, полученным в [141]. Здесь $d(\zeta)$ – смещение оси пучка относительно оси резонатора. Это либо постоянная величина при параллельном сдвиге оси пучка, либо линейная функция продольной координаты при перекосе оси пучка. Если пучок пересекает ось резонатора в точке ζ_c , то есть $d(\zeta_c) = 0$,

то $T_s|_{\zeta \leq \zeta_c} = T_s(|d(\zeta)|, \psi)$, $T_s|_{\zeta \geq \zeta_c} = T_s(-|d(\zeta)|, \psi)$. Следует отметить, что в выражении для

коэффициента асимметрии (2.3.14) достаточно учитывать лишь несколько (около шести; $-3 \leq q \leq 3$) членов ряда, так как при смещении $d(\zeta)$ порядка $\lambda/3$ аргумент функции Бесселя

q -го порядка $v_s \frac{d(\zeta)}{R_r} \approx 2 - 2.5$, так что последующие члены ряда пренебрежимо малы. Это

означает, что во взаимодействии, кроме рассматриваемой моды с индексом s , участвуют по два или три ее боковых сателлита с каждой стороны.

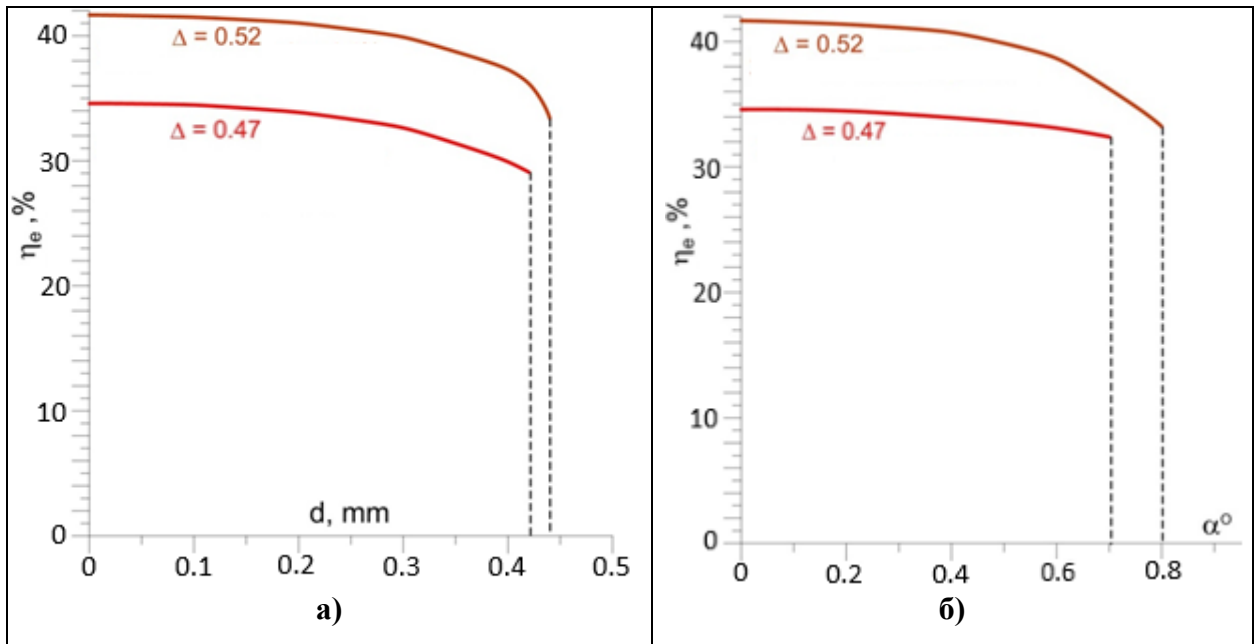


Рис.2.3.7. Зависимости электронного КПД для гиротрона на частоте 170 ГГц от величины параллельного смещения оси пучка (а) и от угла наклона оси пучка (смещение оси пучка относительно оси резонатора на входе в резонатор равно нулю). Верхние кривые соответствуют режиму захвата частоты внешним сигналом, нижние кривые – свободному гиротрону. Питч-фактор $g_0=1.2$. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей моде $I = 45$ А, $U = 100$ кВ.

На **рис. 2.3.7** представлены зависимости электронного КПД от величины параллельного смещения оси пучка относительно оси резонатора и от угла наклона оси пучка относительно оси резонатора в случае, когда на входе в резонатор сдвиг оси пучка отсутствует в гиротроне на частоте 170 ГГц при автономной генерации и при захвате частоты внешним сигналом. Зависимости являются убывающими. При этом существует предельное значение смещения оси пучка, при котором в автономном режиме генерации происходит срыв на низкочастотный (левый) сателлит, а в гиротроне с внешним сигналом возбуждается мультиплет с преобладанием также левого сателлита. Зависимости КПД от смещения и угла наклона в свободном гиротроне качественно похожи на кривые на рис.6-8 в [141].

На **рис. 2.3.8** показаны зависимости электронного КПД в гиротроне на частоте 170 ГГц от величины смещения оси пучка относительно оси резонатора во входном сечении в режимах свободной генерации и захвата частоты внешним сигналом. При этом ось пучка пересекает ось резонатора в центре однородного сегмента резонатора. Как и на **рис. 2.3.7**, эти зависимости убывающие. При увеличении смещения выше некоторого значения происходит срыв генерации на рабочей моде на низкочастотный (левый) сателлит, а при воздействии внешнего сигнала возбуждается мультиплет с преобладанием левого сателлита. Воздействие внешнего сигнала позволяет значительно расширить область допустимых смещений во входном сечении

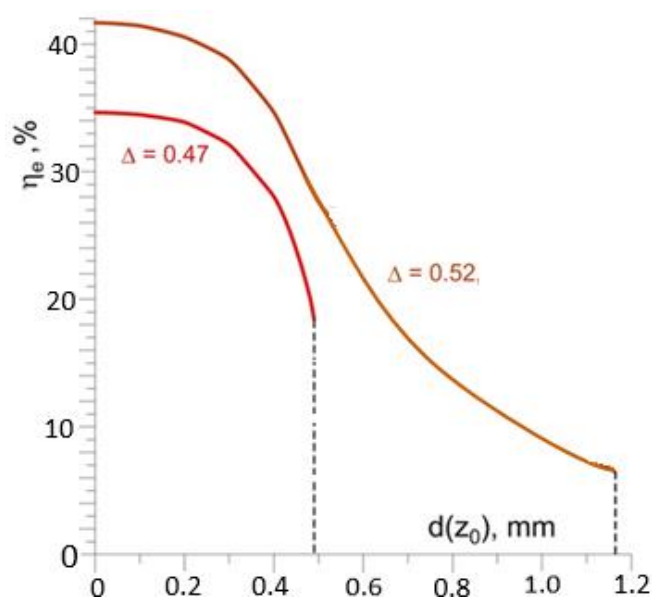


Рис. 2.3.8. Зависимости полного КПД от величины смещения оси пучка на входе в резонатор при пересечении пучком оси резонатора в центре его однородного участка для свободного гиротрона (нижняя кривая) и в режиме захвата частоты (верхняя кривая), питч-фактор $g_0=1.2$. Пунктирные вертикальные линии обозначают срыв генерации на рабочей моде.

Таким образом, результаты исследования влияния скоростного разброса электронов, конечной толщины и смещения оси цилиндрического электронного пучка показали, что в мегаваттных гиротронах достижимы режимы с высоким КПД при относительном скоростном разбросе до 30-40%, смещении оси (параллельном переносе или перекосе) до величин порядка $\lambda/4$ и толщине пучка порядка $\lambda/3$. При бóльших значениях скоростного разброса, толщины и смещения оси происходит срыв одномодовой генерации и возбуждение левого сателлита при свободной генерации или мультиплета (двух симметрично отстоящих боковых сателлитов) при воздействии внешнего монохроматического сигнала. Захват частоты внешним сигналом позволяет повысить КПД

генерации на 6-8%, подавить возбуждение паразитных мод на фронте импульса ускоряющего напряжения, а также в ряде случаев увеличить максимально допустимые значения разброса параметров и смещения оси электронного пучка.

2.4. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными по захвату частоты 35 ГГц/0.9 МВт гиротрона сигналом магнетрона мощностью до 25 кВт

Первые эксперименты по захвату частоты гиротрона внешним сигналом – излучением магнетрона были проведены несколько десятилетий назад для гиротронов с прямым вводом и выводом излучения и уровнем мощности излучения до десятков киловатт [81,82]. После создания в ИПФ РАН синтезированного квазиоптического преобразователя [56], обеспечивающего ввод внешнего сигнала в резонатор гиротрона в виде рабочей моды (рис.2.4.1), появилась возможность осуществить захват частоты гиротрона мегаваттного уровня мощности внешним сигналом.

В данном разделе проанализированы результаты эксперимента [8*,9*] по наблюдению воздействия излучения магнетрона на режим работы гиротрона с мегаваттным уровнем мощности. Экспериментальные результаты подтверждены численными расчетами на основе уравнений (1.3.3), (1.3.4) многомодового гиротрона в приближении фиксированной продольной структуры поля. Продольное распределение поля соответствовало реальной «холодной» структуре поля в резонаторе, сценарии включения и выключения тока и напряжения также были близки к реальным.

2.4.1. Параметры гиротрона и внешнего сигнала в эксперименте и численном моделировании.

Экспериментально исследовалось воздействие внешнего сигнала на гиротрон с рабочей модой $TE_{7,3}$. Резонатор гиротрона представлял собой отрезок волновода радиусом 22,3 мм и длиной однородного участка 50,7 мм. Радиус трубчатого электронного пучка был равен 10мм. Рабочая мода резонатора $TE_{7,3}$ имела одну продольную вариацию поля в резонаторе. Ведущее магнитное поле было равно $B_0 = 1,5 \pm 0.1$ Т, ускоряющее напряжение после процесса включения составляло 135 кВ, ток пучка - 46.5 А. Мощность гиротрона измерялась калориметром и в автономном режиме генерации составляла 900 кВт. Частоты входного и выходного сигнала определялись с помощью гетеродинного приемника и последующего анализа спектра на промежуточной частоте. Измеренная в эксперименте

частота свободной генерации гиротрона слегка варьировалась из-за нестабильности напряжения и из-за нагрева резонатора гиротрона в пределах $f_g = 35,359 - 35,363$ ГГц.

СВЧ-излучение магнетрона на частоте f_m , близкой к частоте автономной генерации гиротрона, подавалось одномодовым волноводом к рупору, формирующему гауссов пучок. Затем это излучение посредством системы зеркал вводилось под заданным углом в квазиоптический преобразователь, где оно трансформировалось в рабочую моду $TE_{7,3}$ (рис.2.4.1, 2.4.2). Уровень мощности магнетрона измерялся калориметром и без ослабления составлял 25 кВт, что составило 2.8% от мощности излучения автономного гиротрона. Мощность входного сигнала магнетрона могла быть ослаблена аттенуатром.

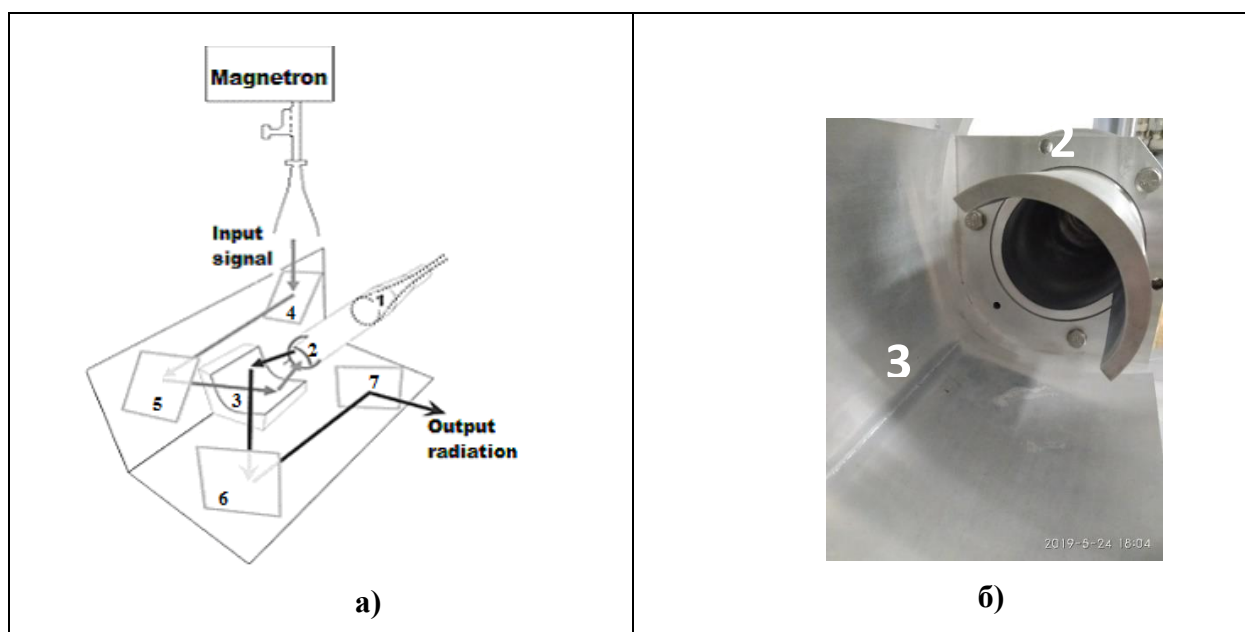


Рис. 2.4.1. Схема ввода – вывода излучения в гиротрон (а) и фотография преобразователя с квазипараболическим зеркалом (б); 1 – резонатор гиротрона, 2- козырьковый преобразователь, 3 -квазипараболическое зеркало, 4,5 – входные зеркала, 6,7 – выходные зеркала.

Численные расчеты проводились на основе уравнений многомодового гиротрона (1.3.3), (1.3.4). Условия применимости этих уравнений (1.3.1), (1.3.2) выполнены, поскольку добротность мод резонатора примерно равна $Q_s \approx 1000$, при этом время переходных процессов составляет около 5 нс, время пролета – около 0.3нс, ширина линии f_g/Q_s порядка 35 МГц, минимальная разность частот взаимодействующих мод более 1 ГГц. Входные параметры электронного пучка (ток, напряжение) в эксперименте и расчетах менялись за время порядка 1мкс (см. осциллограммы на рис. 2.4.3а, 2.4.4а, 2.4.5а) – очень медленно по сравнению с временем пролета электронов через пространство

взаимодействия, так что на каждом шаге интегрирования по времени эти параметры можно считать постоянными.

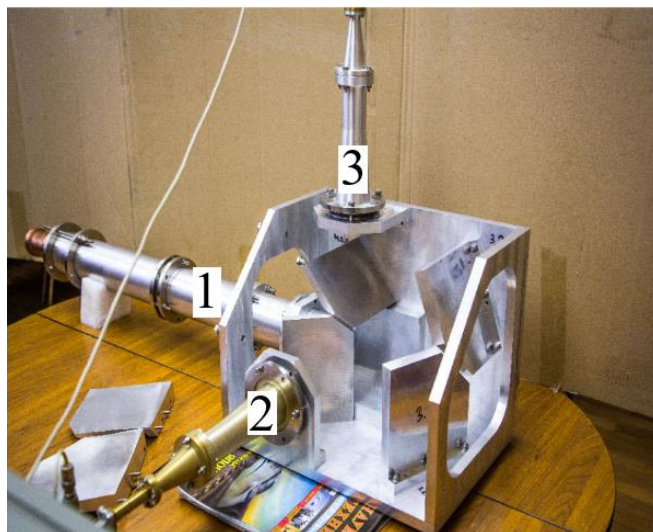


Рис 2.4.2. Фотография электродинамической части экспериментальной установки. 1 – волноводный выходной тракт гиротрона, соединяющий резонатор и преобразователь, 2- выходной рупор магнетрона, 3 – вывод излучения гиротрона в калориметрическую нагрузку.

При моделировании учитывалось взаимодействие пяти мод, лежащих в полосе циклотронного резонанса: рабочей моды $TE_{7,3}$, ее боковых сателлитов, симметрично отстоящих по частоте $TE_{6,3}$ и $TE_{8,3}$ с собственными частотами 32.7 ГГц и 38.1 ГГц соответственно и двух мод встречного вращения: $TE_{-5,4}$ и $TE_{-4,4}$ собственными частотами 36.93 ГГц и 34.15 ГГц. Взаимодействие с модами, отстоящими по частоте более, чем на 3 ГГц от рабочей моды и лежащими вне полосы циклотронного резонанса, несущественно. Расчетная частота автономной генерации гиротрона была близка к ее экспериментальному значению 35.364 GHz. Действительная часть холодной частоты резонатора, соответствующей рабочей моде $TE_{7,3}$, составляла 35.359 ГГц. Магнитное поле в расчетах принималось равным 1.485Т, что лежит в пределах погрешности экспериментального значения. При таком магнитном поле в процессе включения и выключения напряжения могли возбуждаться паразитные моды $TE_{6,3}$, $TE_{8,3}$ и $TE_{-5,4}$, а на полке импульса напряжения и тока происходила генерация только рабочей моды. При расчетах значение питч-фактора электронного пучка принималось равным 1.2. Расчетная безразмерная расстройка циклотронного резонанса между частотой автономной генерации и гирочастотой составила $\Delta=0.63$. В результате аппроксимации осциллограмм напряжения и тока полиномами были получены зависимости, показанные на **рис. 2.4.3 (в)-2.4.5 (в)**. Как и в эксперименте, включение внешнего сигнала

при моделировании происходило в момент выхода напряжения и тока на их постоянные значения, длительность импульса сигнала была равна длине полки напряжения (рис. 2.4.3-2.4.5).

2.4.2. Результаты эксперимента и моделирования. Захват частоты, биения, влияние внешнего сигнала на КПД.

При частотах входного сигнала магнетрона f_m , достаточно близких к частоте автономной генерации гиротрона f_g , и уровне мощности внешнего сигнала 25кВт наблюдался захват частоты (рис. 2.4.3 (а),(б)). Измеренные гетеродинным методом с точностью до 1 МГц частоты автономной генерации гиротрона и магнетрона были соответственно равны $f_g = 35.359$ ГГц, $f_m = 35.356$ ГГц. В расчетах также наблюдался захват частоты (рис. 3с,d). Расчетные значения частот составляли $f_m = 35.361$ ГГц, $f_g = 35.364$ ГГц и так же, как в эксперименте, отличались на 3 МГц. В расчетных осциллограммах на рис.2.4.3 (в) и последующих рисунках видно возбуждение паразитной моды TE_{8,3} на заднем фронте импульса напряжения.

При таком же уровне мощности сигнала магнетрона 25 кВт снижение частоты магнетрона на 5 МГц приводило к выходу из режима захвата и появлению биений частоты и амплитуды поля излучения (рис. 2.4.4 (а),(в)). Измеренная автономная частота при этом составила $f_g = 35,36$ ГГц. В спектре излучения появлялись боковые составляющие, отстоящие от центральной компоненты на 9 МГц как в эксперименте, так и в расчетах (рис. 2.4.4 (б),(г)). Частота центральной компоненты спектра излучения была близка к частоте автономной генерации, частота одной из боковых компонент совпадала с частотой магнетрона. Расчетный спектр излучения был почти симметричным, а в эксперименте ширина и интенсивность правой и левой боковых компонент спектра излучения были различными. Несимметрия спектра излучения в эксперименте объясняется нестабильностью источника питания, приводящей к нестабильности автономной частоты гиротрона. При воздействии внешнего сигнала как в эксперименте, так и в расчетах даже в отсутствие захвата (в режиме биений) центральная компонента спектра излучения смещалась в сторону частоты магнетрона на 1-2 МГц по сравнению со спектром автономной генерации. Это обусловлено увеличением амплитуды поля в резонаторе при воздействии внешнего сигнала по сравнению с автономным режимом и соответствующим изменением как активной, так и реактивной составляющей высокочастотного тока, что приводит к сдвигу частоты.

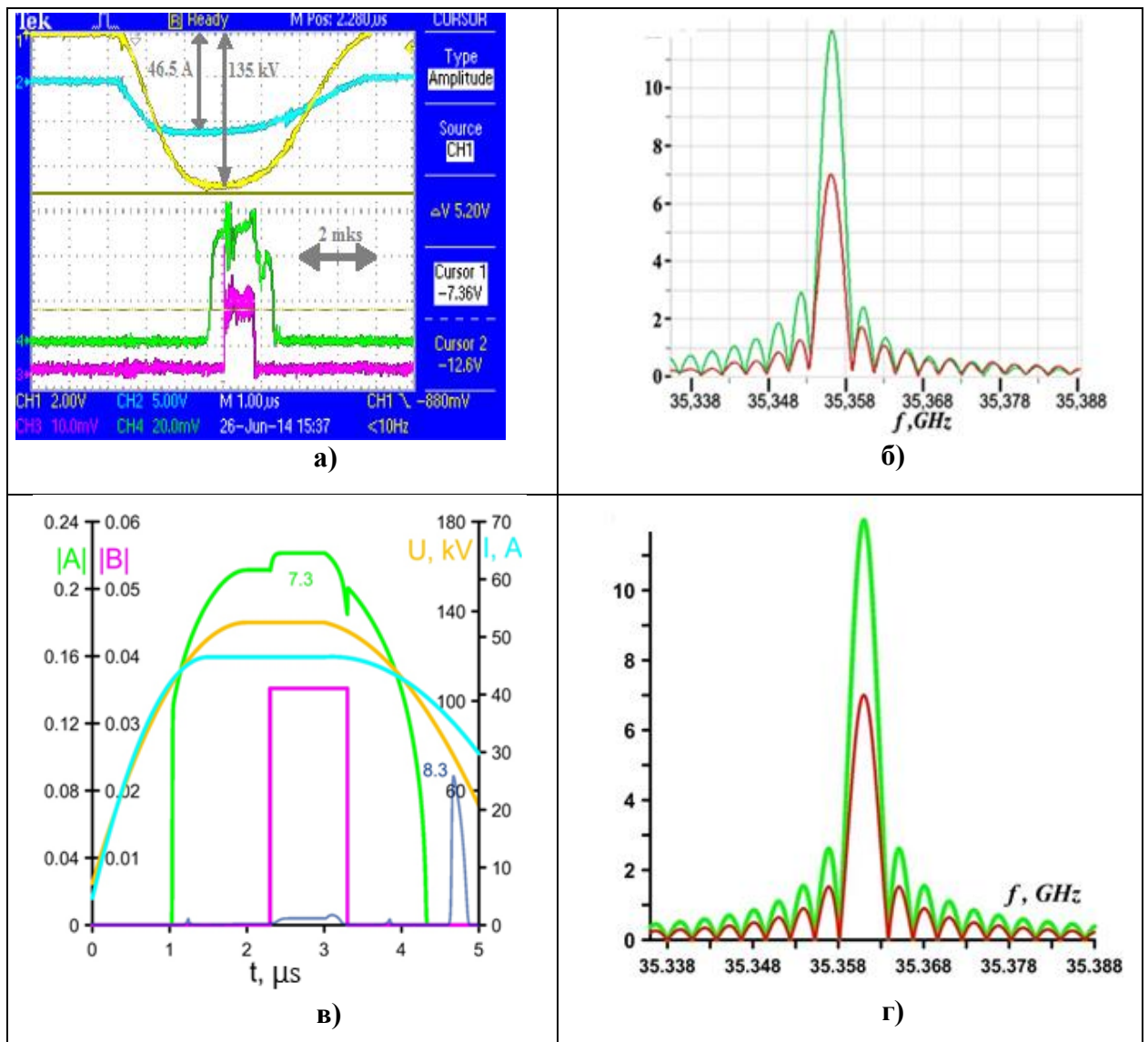


Рис. 2.4.3. Осциллограммы (левая панель - а,в)) и спектры излучения (правая панель - б,г) магнетрона и гиротрона в случае захвата частоты при максимальной мощности магнетрона 25 кВт. На левой панели току соответствует голубая линия, напряжению – желтая, амплитуде поля излучения гиротрона на рабочей моде $TE_{7,3}$ – зеленая, амплитуде поля магнетрона – сиреневая. Эксперимент – верхняя панель (а,б); расчёты – нижняя панель (в,г). На панели (а) указаны значения тока и напряжения на горизонтальном участке импульса. На правой панели (б,г) зелёный цвет соответствует спектру излучения гиротрона, красный – магнетрона. На панели (в) темно-синим цветом показана амплитуда поля моды $TE_{8,3}$. Все поля приведены в безразмерных единицах.

При ослаблении уровня внешнего сигнала ширина полосы захвата уменьшалась. На **рис. 2.4.5 (а),(б)** приведены экспериментальные осциллограммы и спектры для случая, когда мощность излучения магнетрона была ослаблена на 7 дБ и составляла 5 кВт. При этом частота магнетрона $f_m=35,361$ ГГц была близка к частоте автономных колебаний

(измеренная частота в автономном режиме составила $f_g = 35,363$ ГГц), и происходили малые биения частоты и амплитуды. Центральная частота в спектре излучения отличалась от частоты магнетрона на 2 МГц, боковые составляющие спектра излучения были выражены слабо. В расчетах подобные спектры (со сдвигом центральных частот гиротрона и магнетрона на 2 МГц) наблюдались, если частота магнетрона была смещена относительно частоты гиротрона на 4 МГц (рис. 2.4.5 (в),(г)), а при расстройке частот на 2 МГц происходил захват частоты. Такое отличие расчетных и экспериментальных данных было связано с нестабильностью напряжения на полке импульса, что, как отмечалось выше, приводило к нестабильности автономной частоты гиротрона, ее флуктуациям в пределах нескольких мегагерц и выходу из режима захвата. В расчетах нестабильность напряжения не учитывалась, поэтому экспериментальные данные и расчеты немного отличались, особенно при малых значениях мощности сигнала.

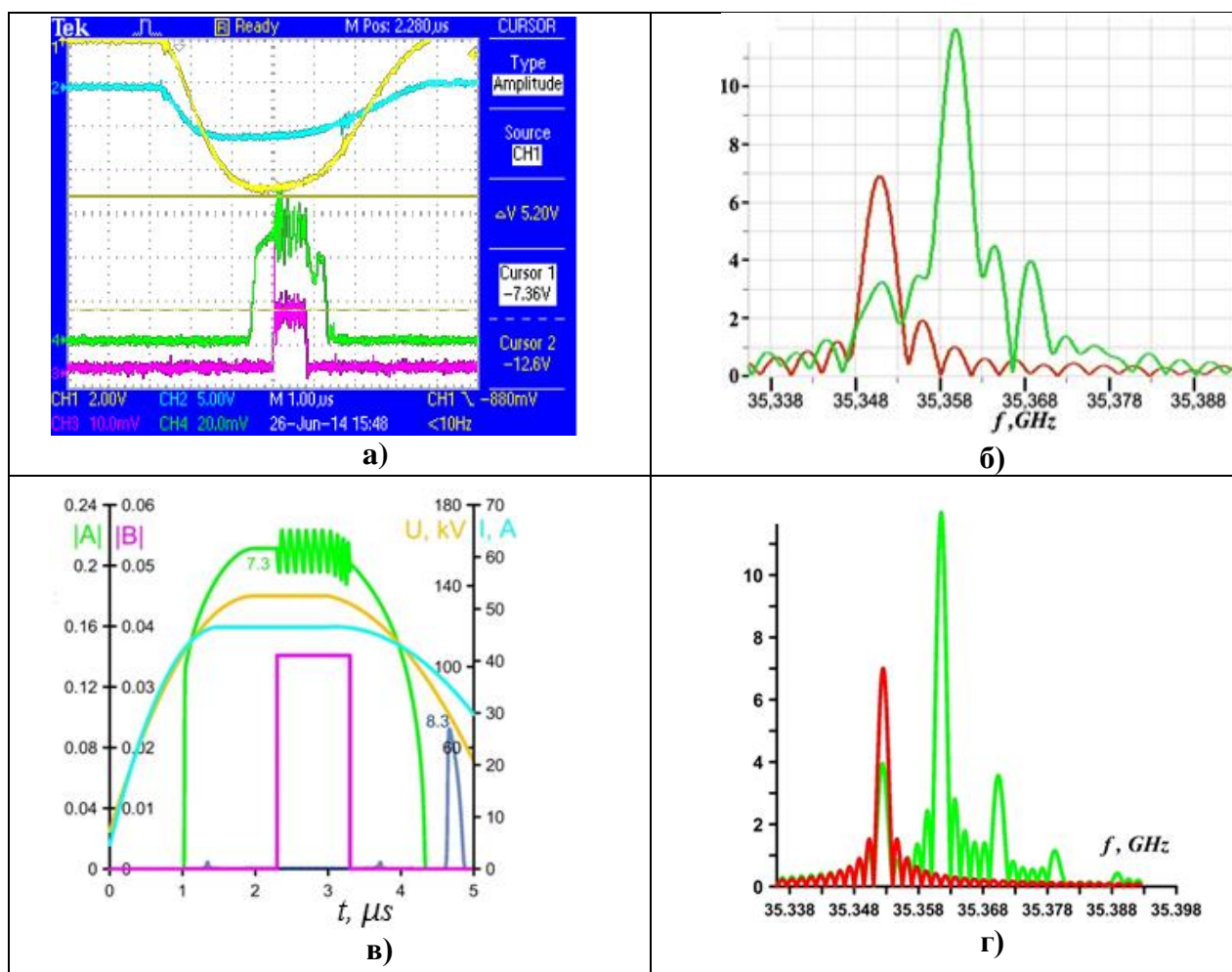


Рис. 2.4.4. Осциллограммы (левая панель – а,в) и спектры (правая панель – б,г) сигнала магнетрона и излучения гиротрона в отсутствие захвата частоты при разности частот магнетрона и гиротрона 9 МГц, мощности излучения магнетрона 25 кВт. Эксперимент – верхняя панель (а, б); расчёты – нижняя панель (в,г). Цвета кривых соответствуют тем же величинам, как на рис. 2.4.3.

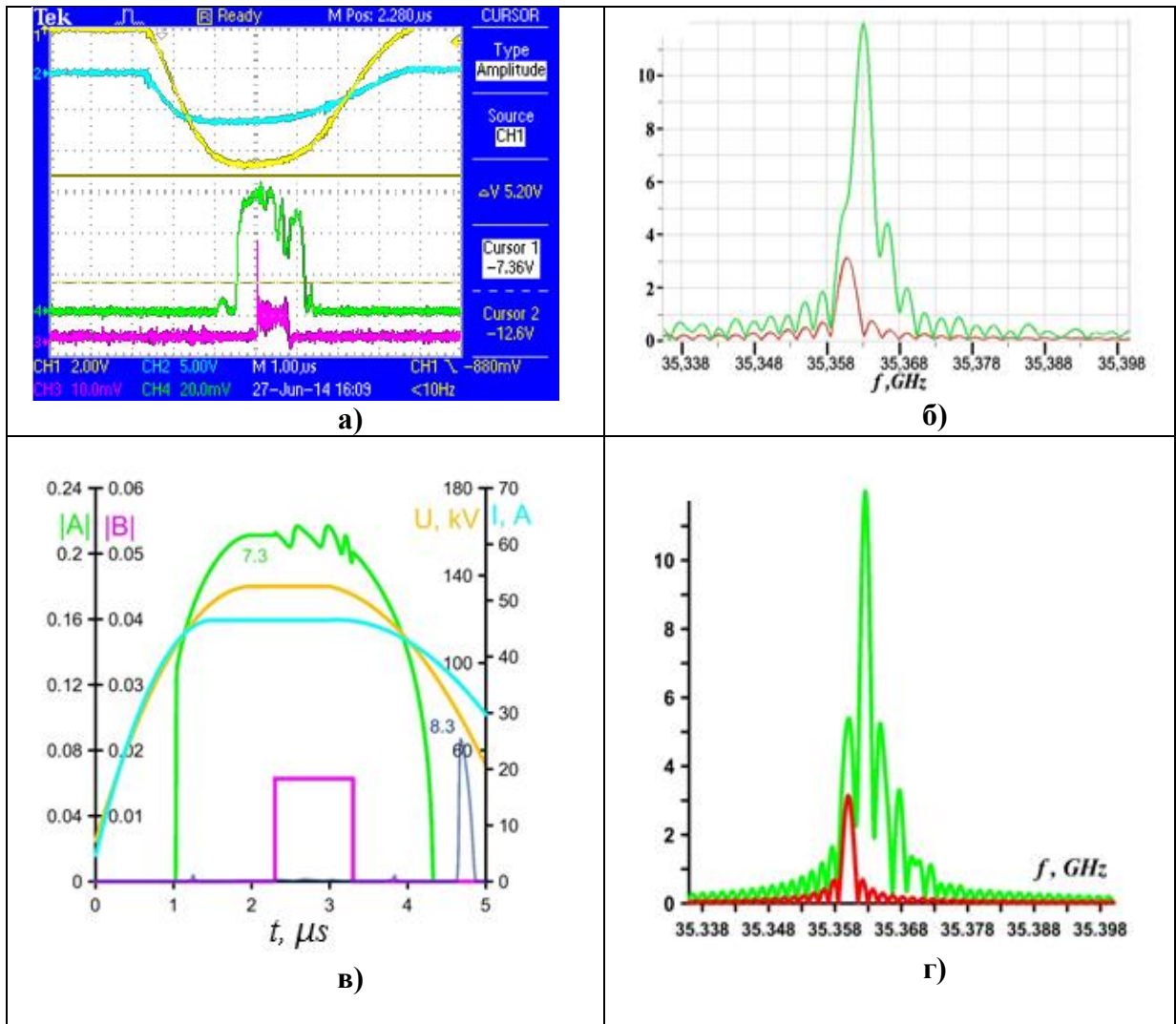


Рис. 2.4.5. Осциллограммы (левая панель – а,в) и спектры (правая панель – б,г) сигнала магнетрона и излучения гиротрона в случае малых биений частоты при уровне мощности излучения магнетрона 5 кВт, разности частот гиротрона и магнетрона 3 МГц. Эксперимент – верхняя панель (а, б); расчёты – нижняя панель (в,г). Цвета кривых соответствуют тем же величинам, как на **рис. 2.4.3**.

Во всех режимах в расчетах (**рис. 2.4.3 (в), 2.4.4 (в), 2.4.5 (в)**) на финальном участке импульса напряжения после исчезновения рабочей моды $TE_{7,3}$ возбуждался правый спутник $TE_{8,3}$. В эксперименте возбуждение спутника не наблюдалось из-за его малой амплитуды и использования выходного преобразователя рабочей моды.

Были найдены экспериментально и теоретически языки синхронизации – границы области захвата на плоскости двух параметров (мощности и частоты магнетрона). Границы представляют собой кривые, близкие к параболам (рис. 2.4.6). Вершина параболы, полученная на основании расчетов, в согласии с классическими представлениями [111], соответствует частоте внешнего сигнала, равной частоте автономной генерации и нулевой мощности сигнала. В эксперименте при уровнях мощности магнетрона меньше 5 кВт захват не наблюдался.

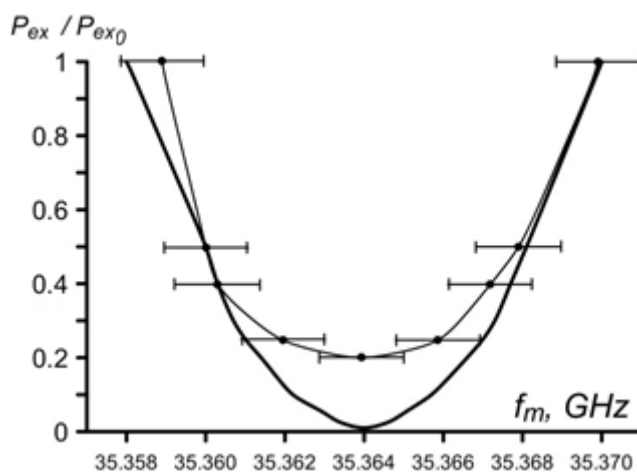


Рис 2.4.6. Языки синхронизации на плоскости двух параметров: уровня мощности и частоты магнетрона. P_{ex} - мощность излучения магнетрона, P_{ex0} - ее максимальное значение (25 кВт). Тонкая линия соответствует эксперименту, более яркая – расчетам. На экспериментальной кривой горизонтальными отрезками отмечены границы погрешности измерения частоты магнетрона.

При захвате частоты мощного многомодового гиротрона возможно продвижение в область более оптимальных (для достижения высокого КПД) расстроек циклотронного резонанса $\Delta [1^* \cdot 6^*]$. Однако для гиротрона, исследуемого в данной работе, КПД снижается по сравнению с режимом автономной генерации (рис. 2.4.7 (а),(б)), хотя величина поля рабочей моды в резонаторе гиротрона при захвате его частоты возрастает по сравнению с автономным режимом в согласии с классическими представлениями [108] (рис. 2.4.7 (в),(г)). Подобное снижение КПД при захвате частоты внешним сигналом описывается в работе [150]. Снижение КПД можно объяснить тем, что при заданных параметрах гиротрона значения амплитуды поля и длины резонатора превышают оптимальные (с точки зрения достижения высокого КПД) величины [151]. В этом случае возрастание амплитуды поля при вводе внешнего сигнала приводит к уменьшению КПД, что подтверждаются приведенными на рис. 2.4.8 продольными распределениями

орбитального КПД в стационарном режиме генерации в отсутствие внешнего сигнала и при захвате частоты. На последней трети длины пространства взаимодействия происходит перегруппировка электронного пучка, приводящая к падению орбитального КПД в отсутствие внешнего сигнала с 60% до 50%, при захвате частоты внешним сигналом с 60% до 40%.

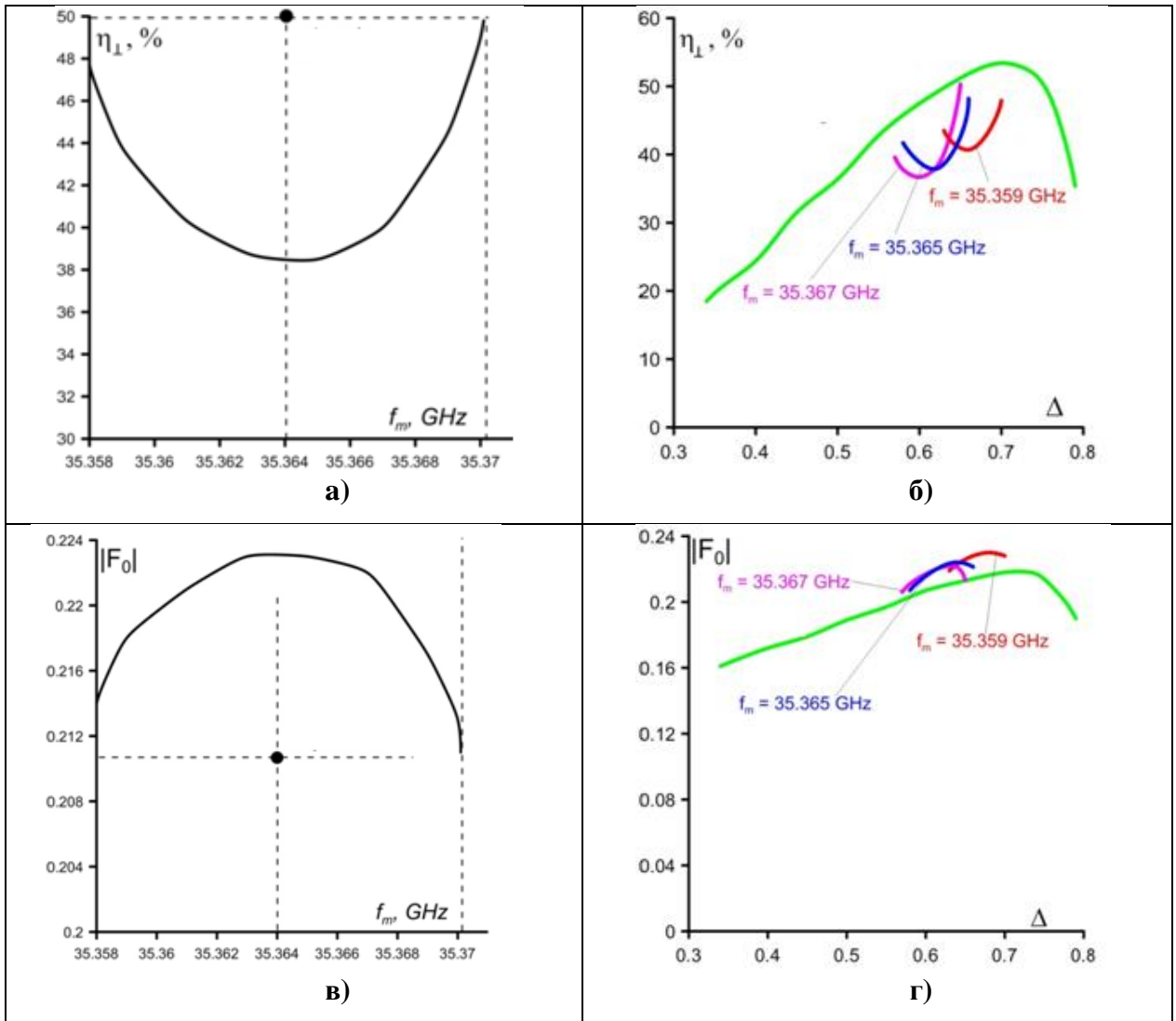


Рис. 2.4.7. Расчетные зависимости орбитального КПД (верхняя панель – а,б) и амплитуды поля рабочей моды (нижняя панель – в,г) от частоты внешнего сигнала при $\Delta=0.63$ (а,в) и от Δ при разных частотах внешнего сигнала (б,г); $I=46.5$ А, $U=135$ кВ, $P_{ex}=25$ кВ. Точки на левой панели (а,в) соответствуют автономному режиму. На правой панели (б,г) зеленые линии соответствуют автономной генерации, остальные линии – разным частотам внешнего сигнала.

Следует отметить, что ширина зон захвата по расстройке циклотронного резонанса Δ меньше, чем зон свободной генерации (рис. 2.4.7 (б),(г)). Выход из зон захвата при возрастании расстройки циклотронного резонанса Δ сопровождается биениями частоты

рабочей моды $TE_{7,3}$. По мере увеличения Δ частота биений возрастает, после выхода из зоны автономной генерации (при $\Delta > 0.79$) возбуждается левый спутник $TE_{6,3}$, в отличие от одномодового гиротрона, где при возрастании Δ может происходить переход в регенеративный режим усиления с малым КПД [63,64]. Выход из зоны захвата при уменьшении расстройки Δ также сопровождается биениями частоты рабочей моды, при дальнейшем уменьшении Δ и выходе из зоны автономной генерации ($\Delta < 0.35$) возбуждается правый спутник $TE_{8,3}$. Аналогичные переходы к биениям и возбуждению соседних мод наблюдаются при выходе из зоны захвата и в мощном гиротроне на частоте 170GHz (Раздел 2.1, [2*-4*]).

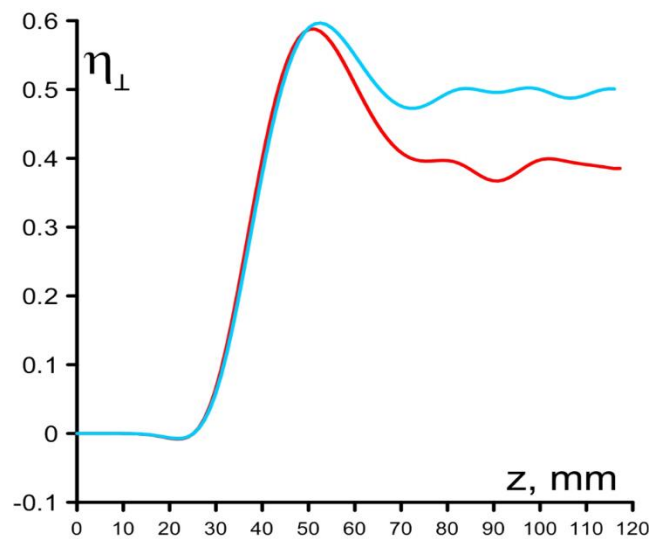


Рис. 2.4.8. Расчетная зависимость орбитального КПД η_{\perp} в стационарном режиме от продольной координаты z ($z=0$ во входном сечении резонатора гиротрона) при $\Delta=0.63$ в автономном гиротроне (голубая кривая) и в гиротроне, частота которого захвачена внешним сигналом с относительной мощностью 2.8% и частотой $f_m=35.365$ ГГц (красная кривая).

Таким образом, эксперимент продемонстрировал возможность захвата частоты и фазы гиротрона мегаваттного уровня мощности, работающего на частоте 35 ГГц, слабым внешним сигналом магнетрона (0.5 - 2.8% от мощности автономного гиротрона). Результаты эксперимента и численного моделирования (спектры излучения при захвате частоты и в режиме биений частоты, область захвата на плоскости двух параметров – мощности и частоты магнетрона) находятся в хорошем соответствии. Согласно результатам расчетов, КПД при захвате частоты внешним сигналом снижен по сравнению с КПД в режиме автономной генерации, поскольку длина резонатора гиротрона выше оптимальной.

2.5. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными по захвату частоты 170 ГГц/1 МВт гиротрона сигналом гиротрона-драйвера мощностью до 20 кВт

Результаты численного моделирования режимов 170 ГГц/1 МВт гиротрона были сопоставлены с данными недавно проведенного в ИПФ РАН эксперимента [62] по захвату частоты гиротрона [1,5,56] сигналом гиротрона-драйвера мощностью 20 кВт. Моделирование проводилось на основе уравнений (1.3.3), (1.3.4), как и в **Разделах 2.2.-2.4.** Также проведено сопоставление экспериментальных и теоретических результатов с расчетами гиротрона на основе более полных уравнений, учитывающих изменения продольной структуры поля. Параметры гиротрона и внешнего сигнала соответствовали параметрам эксперимента.

Моделирование проводилось для параметров гиротрона и драйвера, близких к экспериментальным. Сценарии роста напряжения, тока, питч-фактора (2.1.2) на заключительном этапе процесса включения были близки к экспериментальным. Относительный разброс поперечных скоростей электронов задавался равным 20%, питч-фактор – 1.25. Мощность внешнего сигнала была принята равной 15 кВт, поскольку потери мощности при транспортировке от гиротрона-драйвера к управляемому гиротрону потери мощности составили 15-20%. Рассматривалось взаимодействие четырех мод: трех мод эквидистантного спектра – рабочей моды $TE_{28,12}$ и двух боковых мод-сателлитов эквидистантного спектра $TE_{29,12}$ $TE_{27,12}$., а также моды со встречным вращением полей $TE_{-26,13}$.

В эксперименте и расчетах были найдены зоны захвата и зоны одномодовой генерации на рабочей моде, построены зависимости выходной мощности от тока ведущего соленоида при различных частотах внешнего сигнала (Fig.3 в [62], **рис. 2.5.1**). В эксперименте частоты отсчитывались от опорной частоты, задаваемой гетеродином, при моделировании – от собственной частоты резонатора гиротрона, поэтому есть различие абсолютных значений частот, однако разности между выбранными частотами драйвера в эксперименте и расчетах точно совпадают.

В эксперименте и расчетах наблюдалось увеличение мощности излучения на 11% , от 1.1 МВт в автономном режиме до 1.22 МВт при захвате частоты в области оптимальных (больших) циклотронных расстроек (то есть в области малых значений ведущего магнитного поля и тока ведущего соленоида). Также было продемонстрировано расширение полосы генерации на рабочей моде, оно было относительно небольшим в области меньших значений ведущего магнитного поля и довольно значительным в области

бóльших значений ведущего магнитного поля. Экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем соответствии. Различия значений тока ведущего магнитного поля могут быть связаны с провисанием потенциала, которое не учитывалось в расчетах, или с неточностью задания радиуса резонатора гиротрона. Падение мощности при переходе между разными поперечными модами в эксперименте было больше, чем при моделировании, поскольку приемный детектор помещался на достаточно большом расстоянии (650 мм) от выходного окна.

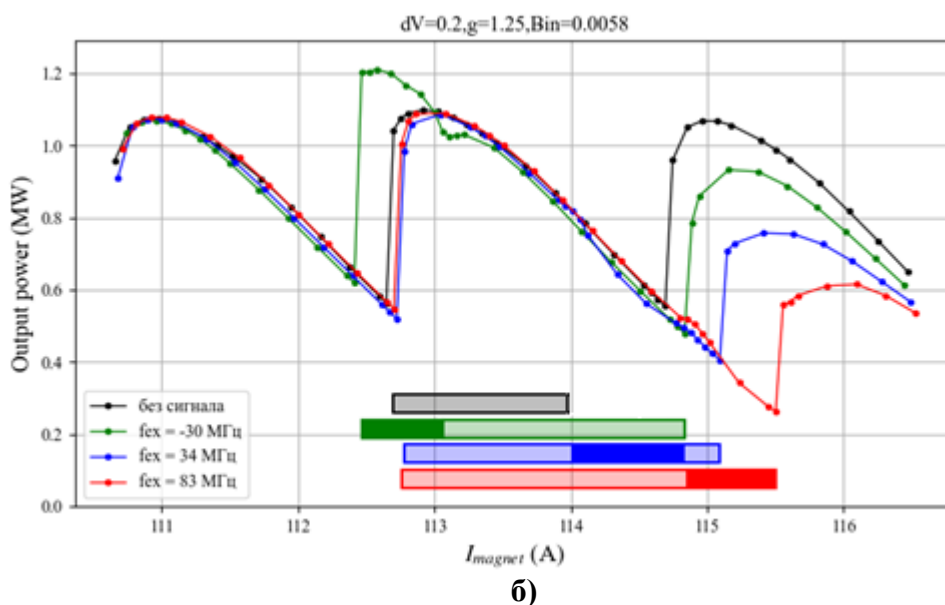
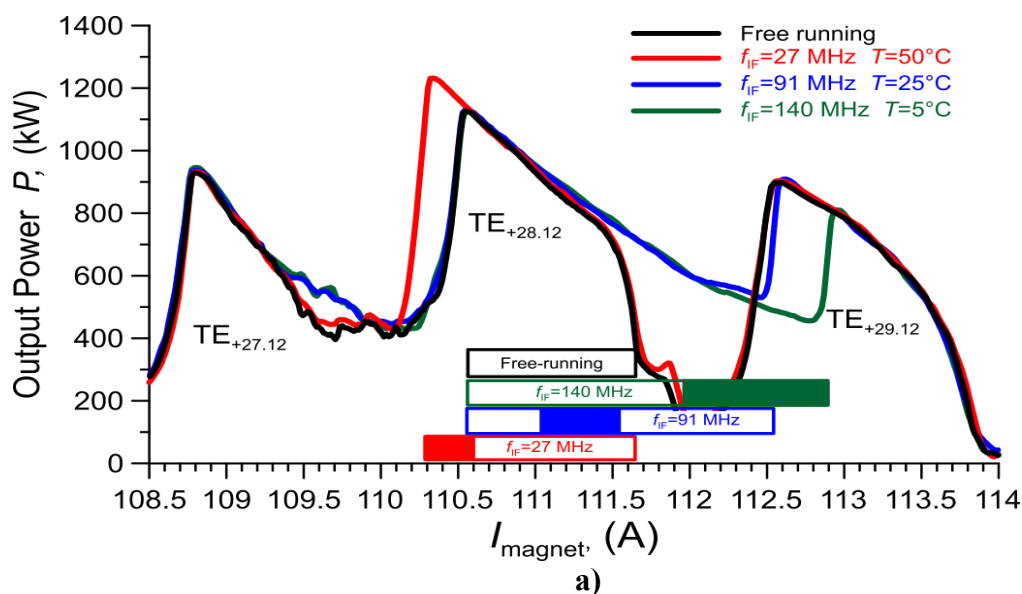


Рис.2.5.1. Экспериментальные (а) и теоретические (б) зависимости мощности излучения от тока ведущего соленоида. Внизу указаны области одночастотной генерации, на них закрашены зоны захвата. Разные цвета соответствуют разным частотам внешнего сигнала; черный цвет – автономной генерации. Напряжение составляло 100 кВ. сила тока 35 А.

В спектре излучения в режиме захвата экспериментально наблюдалась единственная линия, ширина которой составляла не более 30 кГц, что соответствовало ширине спектра гиротрона-драйвера, определяемой длительностью его импульса 100 мкс. Вне зон захвата наблюдались биения на рабочей моде, спектр содержал две компоненты: узкую, шириной около 30 кГц, на частоте драйвера, и отстоящую от нее на 10-15 МГц более широкую (шириной около нескольких мегагерц), соответствующую излучению автономного гиротрона. При моделировании вне зон захвата в зоне генерации рабочей моды также наблюдались биения, период которых возрастал при приближении к зоне захвата. Следует отметить, что в отличие от результатов, представленных в **разделе 2.2** (Таблица 3), биения наблюдались с обеих сторон от зоны захвата, поскольку менялась частота внешнего сигнала (в Таблице 3 приведены результаты для одной частоты внешнего сигнала). Показано, что в точном соответствии с классическими представлениями [111] при удалении от зоны захвата частота биений возрастает, при этом вблизи полосы захвата она растет как квадратный корень из разности частот автономной генерации и внешнего сигнала, а при удалении от полосы захвата стремится к разности этих частот (**рис.2.5.2**).

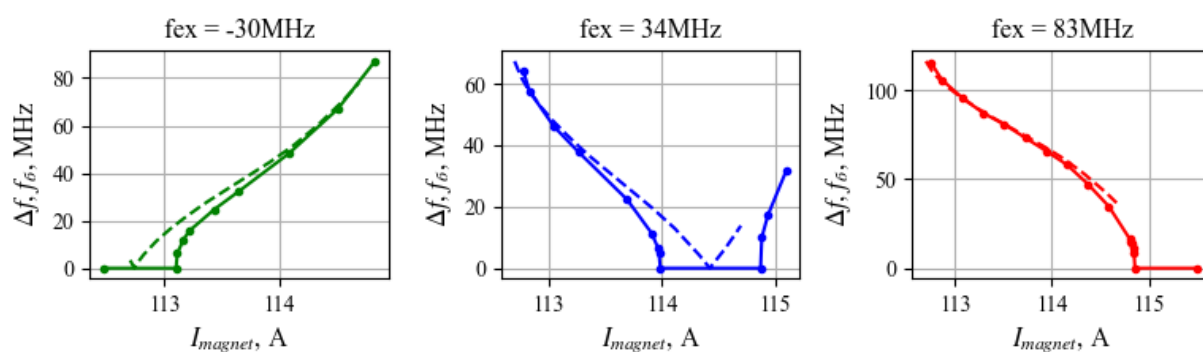


Рис.2.5.2. Зависимости частоты биений f_{δ} (сплошные линии) и разности частот Δf свободных колебаний и внешнего сигнала (пунктирные линии) от тока ведущего соленоида при разных частотах внешнего сигнала.

В эксперименте и расчетах были построены границы зоны захвата частоты на плоскости «частота внешнего сигнала – ток ведущего соленоида» (**рис.2.5.3**). Расчеты проводились для двух моделей: в используемом в диссертации приближении фиксированной продольной структуры поля и на основе более полных уравнений, учитывающих изменения продольной структуры (расчеты проводились И.В.Зотовой, И.В.Железновым). Несоответствие токов экспериментальным наблюдалось для обеих моделей, возможные причины этого несоответствия указаны выше. Как видно из **рис.2.5.3**, максимальный интервал частотной перестройки в режиме захвата одинаков в эксперименте и расчетах и составляет около 120 МГц, ширина полосы захвата при каждом выбранном

значении тока ведущего соленоида также одинакова и составляет около 30 МГц. В расчетах по более полной модели и в эксперименте зона захвата имеют выпуклость влево, в расчетах по уравнениям в приближении фиксированной продольной структуры – вправо.

Максимальная мощность в режиме захвата и при свободных колебаниях, рассчитанная на основе более полных уравнений, совпадает с экспериментальной и рассчитанной по приближенным уравнениям.

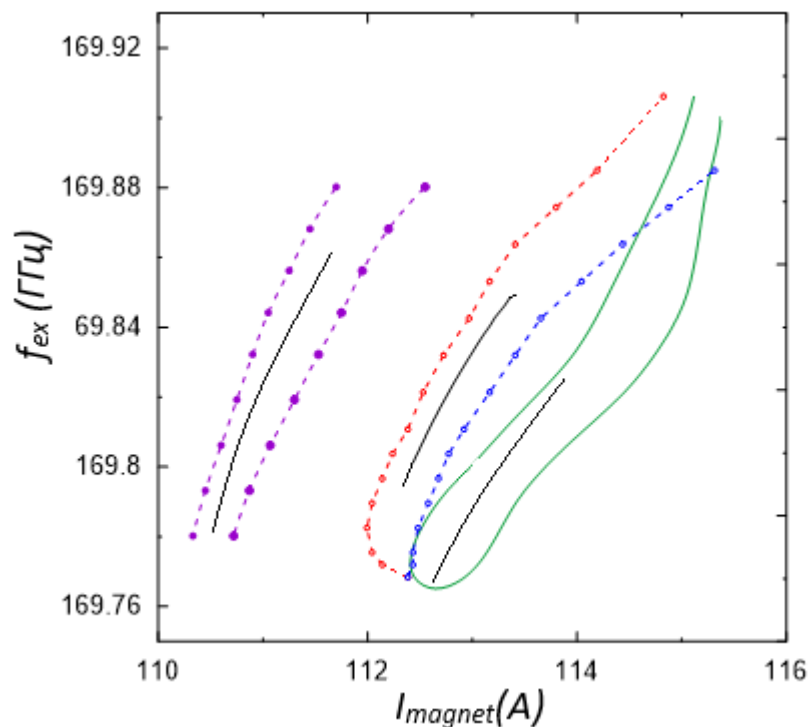


Рис.2.5.3. Границы зон захвата на плоскости «частота внешнего сигнала – ток ведущего соленоида», полученные в эксперименте (фиолетовые кривые), путем моделирования по более полным уравнениям (красная и синяя кривые) и по приведенным в диссертации уравнениям с фиксированной продольной структурой поля (зеленая кривая). Зависимости частоты автономной генерации от тока ведущего соленоида в каждой из численных моделей и в эксперименте отмечены черным цветом.

Таким образом, модель с фиксированной продольной структурой поля достаточно хорошо описывает режимы генерации гиротрона с внешним сигналом. Основные количественные характеристики режимов совпадают с результатами расчетов на основе более полных уравнений и с экспериментальными данными.

ГЛАВА 3. ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ МОЩНОГО ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА С МОДУЛЯЦИЕЙ ЧАСТОТЫ И АМПЛИТУДЫ

В третьей главе теоретически исследованы режимы генерации и возможность захвата частоты многомодового гиротрона при воздействии внешнего сигнала со ступенчатой и синусоидальной модуляцией частоты или амплитуды, а также при воздействии двух монохроматических сигналов. Исследование возможности управления частотой многомодового гиротрона при модуляции параметров внешнего сигнала является важным для ряда практических приложений, таких как диагностика плазмы, коллективное томсоновское рассеяние, ускорение ионов в поле биений частоты излучения [8], а также создание в перспективе комплекса когерентно излучающих гиротронов, частота которых захвачена и управляется гиротроном-драйвером. В частности, определение допустимых значений параметров модуляции внешнего сигнала, при которых возможен захват частоты гиротрона, поможет выработать требования к разбросу параметров гиротрона-драйвера.

Исследование воздействия внешнего сигнала с гармонической модуляцией параметров проводилось несколько десятилетий назад для одномодовых генераторов типа Ван-дер-Поля с квадратичной нелинейностью [152-154]. Также рассматривалась (теоретически и экспериментально) аналогичная задача о воздействии на гиротрон отраженной волны с периодически меняющейся фазой запаздывания или коэффициента отражения при использовании в качестве отражателя колеблющейся мембраны [69,37*-39*]. Однако в перечисленных работах [69,152-154,37*-39*] влияние взаимодействия мод не изучалось, тогда как в мощных гиротронах конкуренция мод играет существенную роль в установлении того или иного режима генерации.

Задача о воздействии внешнего сигнала с переменной частотой на двухмодовый генератор рассматривалась в [30*] для некоторого специфического случая, когда частота внешнего сигнала лежит в полосе захвата частоты обеих мод генератора. При изменении частоты внешнего сигнала во времени могли происходить перескоки с одной моды на другую, причем при обратном изменении частоты сигнала наблюдался гистерезис. Для гиротрона ввиду ортогональности полей собственных мод такая ситуация могла бы иметь место, только если поперечная структура внешнего сигнала представляла бы собой некоторую суперпозицию поперечных структур двух мод резонатора гиротрона.

В данной главе и работах [15*-17*] исследовано воздействие внешнего сигнала с переменными параметрами на режимы генерации мощных гиротронов. Поскольку время изменения параметров внешнего сигнала в реальном эксперименте существенно

превышает время пролета электрона через пространство взаимодействия, гиротрон с переменным внешним сигналом описывается уравнениями (1.3.3), (1.3.4), в которых предполагается, что амплитуда $B(t)$ и фаза внешнего сигнала $\varphi(t)$ зависят от времени. Как и в **Главе 2** и работах [1*-5*19*], исследование проведено на примере разработанного в ИПФ РАН гиротрона с частотой 170 ГГц, мощностью 1-1.5 МВт, рабочей модой TE_{28.12} [1,5,56]. Ускоряющее напряжение во всех расчетах составляет $U=100$ кВ. Рассмотрено взаимодействие рабочей моды с соседними модами эквидистантного спектра TE_{26.12}, TE_{27.12}, TE_{28.12}, TE_{29.12}, TE_{30.12} и модами TE_{-25.13}, TE_{-26.13} со встречным направлением вращения полей по отношению к вращению электронов. Найдены области параметров гиротрона и внешнего сигнала, соответствующие режимам захвата частоты и фазы рабочей моды внешним сигналом, биений частоты рабочей моды и возбуждения паразитных мод.

В **Разделе 3.1** рассмотрены режимы генерации гиротрона при воздействии сигнала с гармонически и ступенчато меняющейся частотой. В **Разделе 3.2** исследован захват частоты гиротрона сигналом с гармонически и ступенчато меняющейся амплитудой и двух монохроматических сигналов. Общие закономерности режимов генерации при воздействии квазимонохроматического сигнала и их сравнение при гармонической и ступенчатой модуляции параметров внешнего сигнала представлены в **Разделе 3.3**.

3.1. Воздействие сигнала с периодически промодулированной частотой

Для внешнего сигнала с постоянной амплитудой и промодулированной частотой и фазой в уравнении (1.3.3) $B(t) = const$. При гармонической модуляции медленная фаза сигнала $\varphi(t)$ и отклонение \tilde{f}_{ex} мгновенной частоты сигнала от ее среднего значения $\bar{f}_{ex} = \omega / 2\pi$ зависят от времени по закону

$$\varphi(t) = \varphi_0 - \varphi_{mod} \cos(2\pi t / T_{mod}) \quad , \quad (3.1.1)$$

$$\tilde{f}_{ex}(t) = \varphi'_t / 2\pi = f_{mod} \sin(2\pi t / T_{mod}) \quad . \quad (3.1.2)$$

Здесь φ_{mod} и $f_{mod} = \varphi_{mod} / T_{mod}$ – амплитуды модуляции фазы и частоты внешнего сигнала. При ступенчатой модуляции частоты внешнего сигнала выражения для фазы и отклонения частоты примут вид:

$$\varphi(t) = \varphi_0 + 2\pi\varphi_{mod} \left(\frac{t}{T_{mod}} - k \right) - \frac{\pi\varphi_{mod}}{2}, \quad \tilde{f}_{ex}(t) = f_{mod} = \varphi_{mod} / T_{mod} \quad (3.1.3)$$

при $kT_{mod} \leq t \leq \left(k + \frac{1}{2}\right)T_{mod}$,

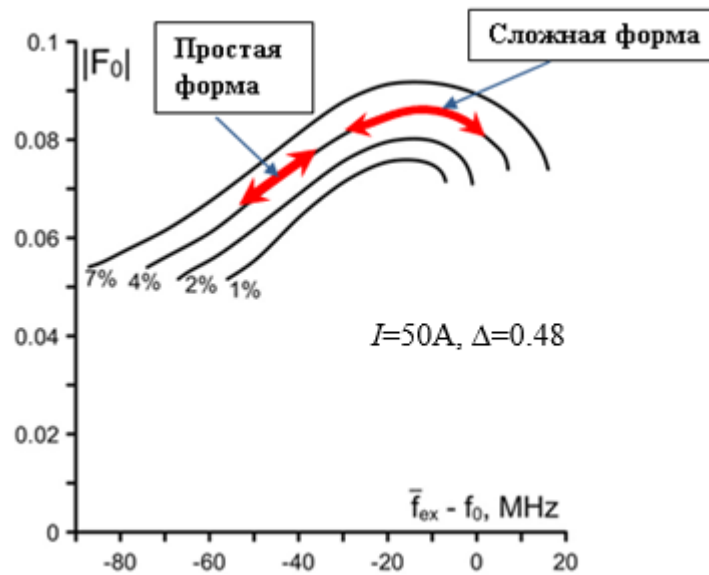
$$\varphi(t) = \varphi_0 + 2\pi\varphi_{mod} \left(-\frac{t}{T_{mod}} + k + 1 \right) - \frac{\pi\varphi_{mod}}{2}, \quad \tilde{f}_{ex}(t) = -f_{mod} \quad (3.1.4)$$

при $\left(k + \frac{1}{2}\right)T_{mod} \leq t \leq (k+1)T_{mod}$.

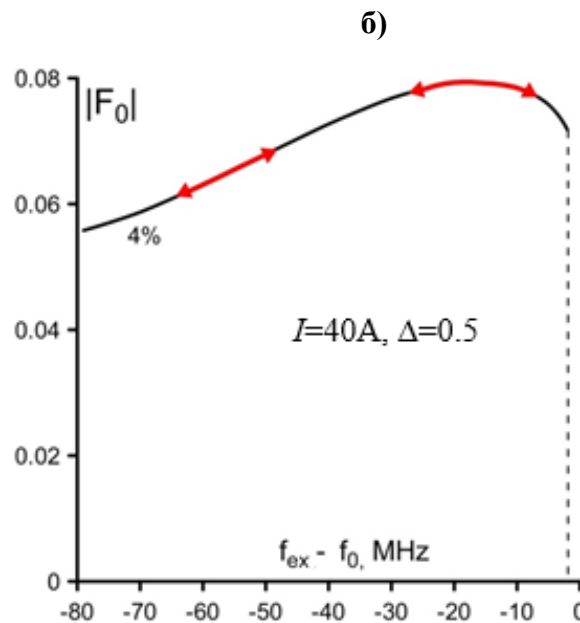
Здесь k – целое число, большее или равное нулю. Следует отметить, что при одном и том же значении амплитуды колебаний частоты f_{mod} и периоде модуляции T_{mod} амплитуда изменения фазы $\pi\varphi_{mod} / 2$ при ступенчатой модуляции в $\pi/2$ раз больше, чем при синусоидальной модуляции.

Для интерпретации воздействия квазимонохроматического сигнала на гиротрон удобно пользоваться спектром сигнала и амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ) рабочей моды гиротрона в режиме захвата частоты колебаний на этой моде *монохроматическим* сигналом. АЧХ – это зависимость модуля амплитуды поля рабочей моды $|F_0|$ от разности частоты монохроматического сигнала f_{ex} и собственной частоты рабочей моды $f_0 = \omega_0 / 2\pi$. Интервал частот внешнего сигнала, при которых существует захват (полоса захвата) и характерное время установления захваченных колебаний в центре полосы захвата обратно пропорциональны друг другу, на краях полосы захвата время установления возрастает [105,108,111]. Асимметрия АЧХ (**рис.3.1.1**) в гиротроне обусловлена наличием реактивной (фазовой) нелинейности электронной восприимчивости, что приводит к сдвигу частоты генерации относительно холодной частоты резонатора [112,113], а сужение АЧХ по сравнению с одномодовым генератором связано с возбуждением на краях полосы захвата паразитных мод.

При очень медленной модуляции частоты внешнего сигнала с постоянной мощностью изменения частоты и амплитуды поля излучения можно представить как скольжение вдоль АЧХ при гармонической модуляции (показано красными стрелками) или скачки между двумя крайними значениями частоты (между концами стрелок) при ступенчатой модуляции (**рис. 3.1.1**).



а)



б)

Рис. 3.1.1. Скольжение параметров поля излучения по АЧХ гиротрона на частоте 170 ГГц при воздействии внешнего сигнала с периодически промодулированной частотой. Отношение мощности внешнего сигнала к максимально достижимой мощности автономной одномодовой генерации $P_{ext} / P_{0rad} = 4\%$; а) ток $I=50A$, $\Delta=0.48$; б) $I=40A$, $\Delta=0.5$. Надписи «простая форма» и «сложная форма» соответствуют простой и сложной форме модуляции амплитуды поля излучения при разной средней частоте сигнала (см. рис. 3.1.4).

Комплексную амплитуду сигнала с промодулированной частотой и фазой разложим в ряд по гармоникам основной частоты модуляции $\nu = 1/T_{mod}$. При синусоидальной модуляции частоты

$$Be^{i\varphi(t)} = B \exp(i\varphi_0 - i\varphi_{mod} \cos(2\pi\nu t)) = B e^{i\varphi_0} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\varphi_{mod}) e^{i2\pi l\nu t - il\pi/2}, \quad (3.1.5)$$

при ступенчатой модуляции частоты

$$Be^{i\varphi} = B e^{i\varphi_0} \frac{2\varphi_{mod}}{\pi} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{e^{i2\pi l\nu t}}{\varphi_{mod}^2 - l^2} \begin{cases} i \cos(\pi\varphi_{mod}/2), & l - \text{нечетное}, \\ \sin(\pi\varphi_{mod}/2), & l - \text{четное}. \end{cases} \quad (3.1.6)$$

Как следует из (3.1.5), (3.1.6), интенсивность спектральных компонент комплексной амплитуды сигнала определяется параметром φ_{mod} – амплитудой модуляции фазы.

При гармонической модуляции частоты, как следует из (3.1.5), интенсивность компонент спектра зависит от значений соответствующих функций Бесселя. Для аргументов $(\varphi_{mod})_{l,max}$, соответствующих первым максимумам функций Бесселя l -го порядка, при $1 < l < 10$ выполнено соотношение $l+1 < (\varphi_{mod})_{l,max} < l+2$. Поэтому значения функций Бесселя $J_l(\varphi_{mod})$, порядок которых больше целой части $\varphi_{mod} + 1$ ($l > [\varphi_{mod} + 1]$), малы по сравнению со значениями функций $J_l(\varphi_{mod})$ меньшего порядка. В результате гармоники ряда (1.3.5) с номерами $-[\varphi_{mod} + 1] \leq l \leq [\varphi_{mod} + 1]$ обладают большей интенсивностью по сравнению с гармониками, лежащими на краях спектра (с большими модулями номера l). В результате можно оценить полуширину основной части спектра (3.1.5) как $[\varphi_{mod} + 1]\nu$. При малом параметре модуляции $\varphi_{mod} \ll 1$ полуширина равна ν , и в спектре существенны только три центральные гармоники. При большом параметре $\varphi_{mod} \gg 1$ полуширину спектра можно оценить как амплитуду модуляции частоты f_{mod} .

При ступенчатой модуляции частоты, как следует из (3.1.6), число гармоник спектра с достаточно большой интенсивностью такое же, как и при гармонической модуляции частоты: в случае $\varphi_{mod} \ll 1$ это три центральные гармоники с номерами $l = 0, \pm 1$; при $\varphi_{mod} > 1$ число боковых гармоник спектра равно $[\varphi_{mod} + 1]$. Наиболее интенсивные гармоники при $\varphi_{mod} > 1$ сосредоточены на краю спектра вблизи $\varphi_{mod} \approx l$, и эти крайние гармоники могут привести к возбуждению паразитных мод для меньших значений φ_{mod} , чем в случае гармонической модуляции, хотя полуширина основной части спектра комплексной амплитуды сигнала при одинаковых параметрах f_{mod} и

T_{mod} для ступенчатой модуляции частоты такая же, как для гармонической модуляции частоты: ν при $\varphi_{mod} \ll 1$, и f_{mod} при $\varphi_{mod} \geq 1$.

Для интерпретации результатов можно сравнить относительные интенсивности компонент спектров комплексных амплитуд сигнала и поля излучения, приняв интенсивность нулевой (центральной) компоненты каждого спектра за единицу. Спектры сигнала или излучения на рабочей моде вычисляются по временной реализации комплексной амплитуды сигнала $B(t)e^{i\varphi(t)}$ или излучения $F_0(t)$ на интервале (t_1, t_2) , где режим генерации установился:

$$S_f [t_1, t_2] = \left| \int_{t_1}^{t_2} \begin{Bmatrix} B(t)e^{i\varphi(t)} \\ F(t) \end{Bmatrix} \exp(-i2\pi f t) dt \cdot \int_{t_1}^{t_2} \begin{Bmatrix} B(t)e^{i\varphi(t)} \\ F(t) \end{Bmatrix} dt \right|^{-1}, \quad (3.1.7)$$

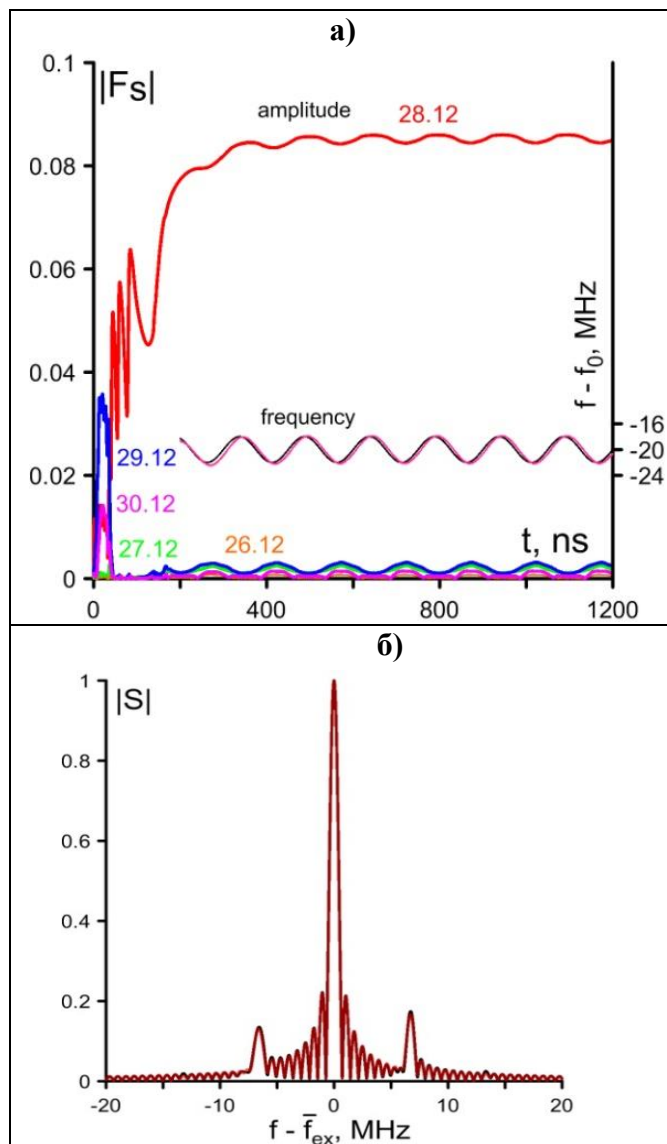
здесь f – частота спектральной компоненты.

При малой глубине модуляции фазы внешнего сигнала $\varphi_{mod} \ll 1$ как для ступенчатой, так и для синусоидальной модуляции происходит захват частоты и фазы колебаний на рабочей моде, и возможны два случая в зависимости от соотношения глубины и периода модуляции частоты сигнала.

В первом случае (**рис. 3.1.2(а),(б)**) период колебаний частоты T_{mod} существенно превышает время захвата, амплитуда колебаний частоты сигнала $f_{mod} = \varphi_{mod} / T_{mod}$ очень мала по сравнению с шириной полосы захвата (**рис.3.1.2 (а)**), спектр сигнала сосредоточен вблизи середины полосы захвата (**рис.3.1.2 (б)**). Процесс генерации представляет собой последовательность квазистационарных синхронизованных (захваченных) состояний, в каждом из которых амплитуда и частота излучения могут быть определены по АЧХ. Мгновенная частота излучения $f = \frac{\omega + d(\arg(F_0))/dt}{2\pi}$ совпадает с мгновенной частотой сигнала $f_{ex} = \bar{f}_{ex} + \tilde{f}_{ex}$ (на **рис. 3.1.2- 3.1.10** обе мгновенные частоты обозначены буквой f), амплитуда излучения совершает колебания с таким же периодом, как и частота. Относительные величины интенсивностей гармоник спектров сигнала и излучения совпадают (**рис.3.1.2 (б)**).

Во втором случае модуляция фазы также мала: $\varphi_{mod} \ll 1$, три центральных спектральных компоненты сигнала имеют такую же интенсивность, как в первом случае (при равных параметрах модуляции фазы φ_{mod} и одинаковых мощностях сигнала), но период модуляции может быть сравним с временем захвата частоты (**рис. 3.1.2 (в),(г)**), а

размах колебаний частоты Δf_{mod} больше, чем в первом случае, и может быть сравним с шириной полосы захвата. При этом за период модуляции мгновенная частота излучения не успевает отслеживать изменения мгновенной частоты сигнала. В результате частота излучения отстает по времени от частоты сигнала и колеблется с меньшей амплитудой. Модуль амплитуды излучения также не успевает дойти до значений, соответствующих крайним значениям частоты сигнала на АЧХ, и колеблется в меньшем интервале (**рис. 3.1.2 (в)**). Частоты ± 1 -й гармоник спектра сигнала лежат достаточно близко к краям полосы захвата, где характерное время захвата, как известно, возрастает [108], так что эти гармоники не успевают захватить частоту гиротрона. В результате отношение интенсивности боковых гармоник к интенсивности нулевой гармоники в спектре поля излучения меньше, чем в спектре сигнала (**рис. 3.1.2 (г)**).



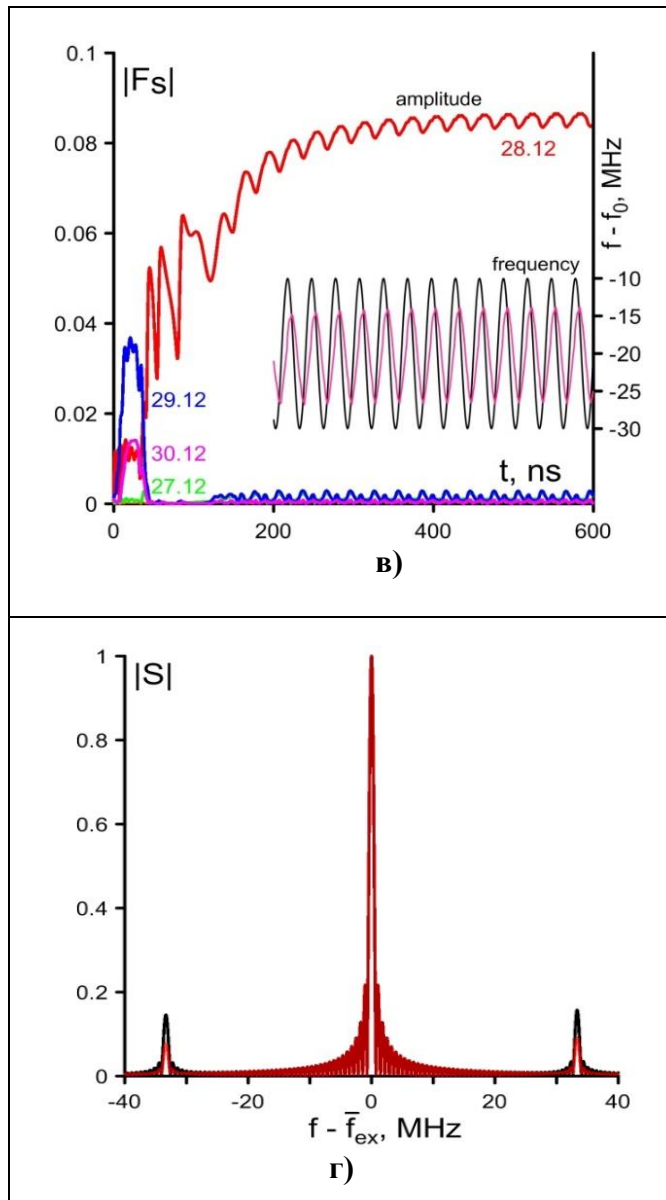
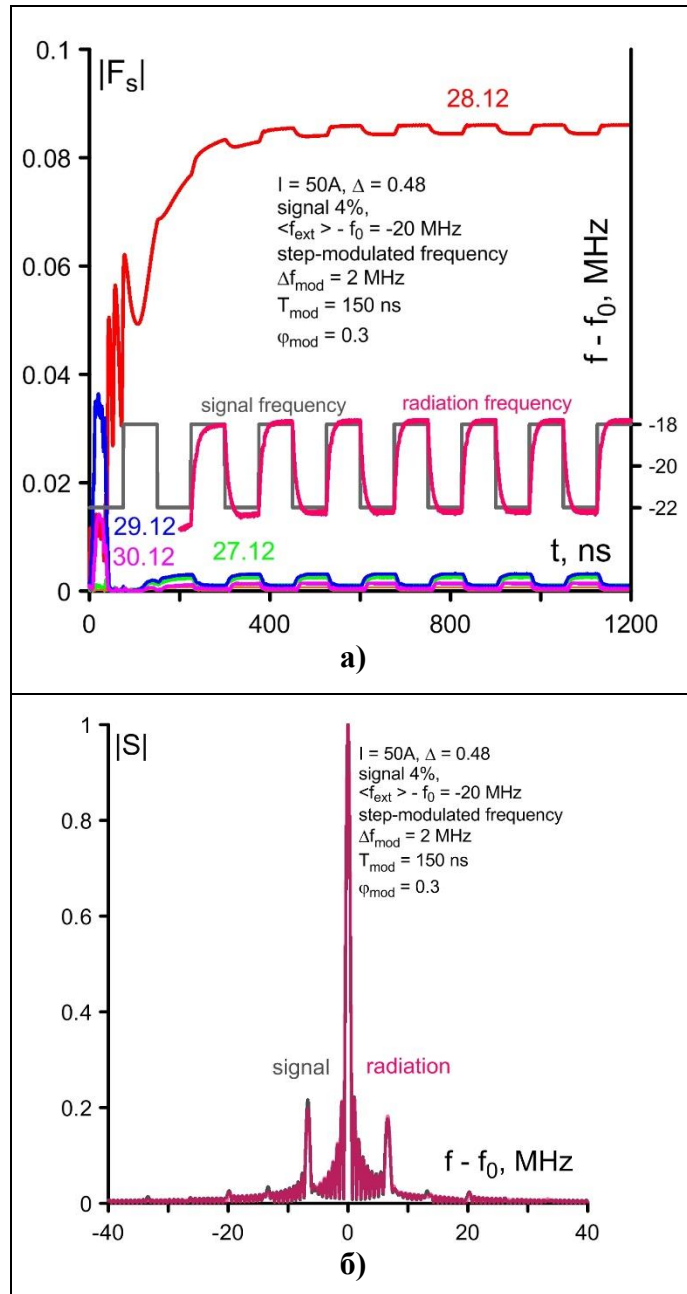


Рис. 3.1.2. Осциллограммы модулей комплексных амплитуд мод (цифрами указаны индексы TE мод), частот сигнала и излучения на рабочей моде (а, в); соответствующие им спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде (б,г) при гармонической модуляции частоты сигнала; $I = 50 \text{ A}$, $\Delta = 0.48$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\varphi_{mod} = 0.3$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20 \text{ МГц}$, на панели (а,б) $T_{mod} = 150 \text{ нс}$, $\Delta f_{mod} = 2 \text{ МГц}$; на панели (в,г) $T_{mod} = 30 \text{ нс}$, $\Delta f_{mod} = 10 \text{ МГц}$. На этом и последующих рисунках частоты и спектры, показанные красным цветом, соответствуют излучению, черным – внешнему сигналу; величина f равна мгновенной частоте излучения или сигнала для соответствующих кривых.

Следует отметить, что период мелких осцилляций спектров на **рис.3.1.2** и дальнейших рисунках обратно пропорционален интервалу времени (t_1 , t_2), на котором рассчитывается спектр (1.3.7). На **рис. 3.1.2** этот интервал составляет около 1500 нс.

Для ступенчатой модуляции частоты при $\varphi_{mod} \ll 1$ графики временных зависимостей комплексных амплитуд и спектры сигнала и излучения, показанные на рис. 3.1.3, выглядят аналогично рис. 3.1.2.



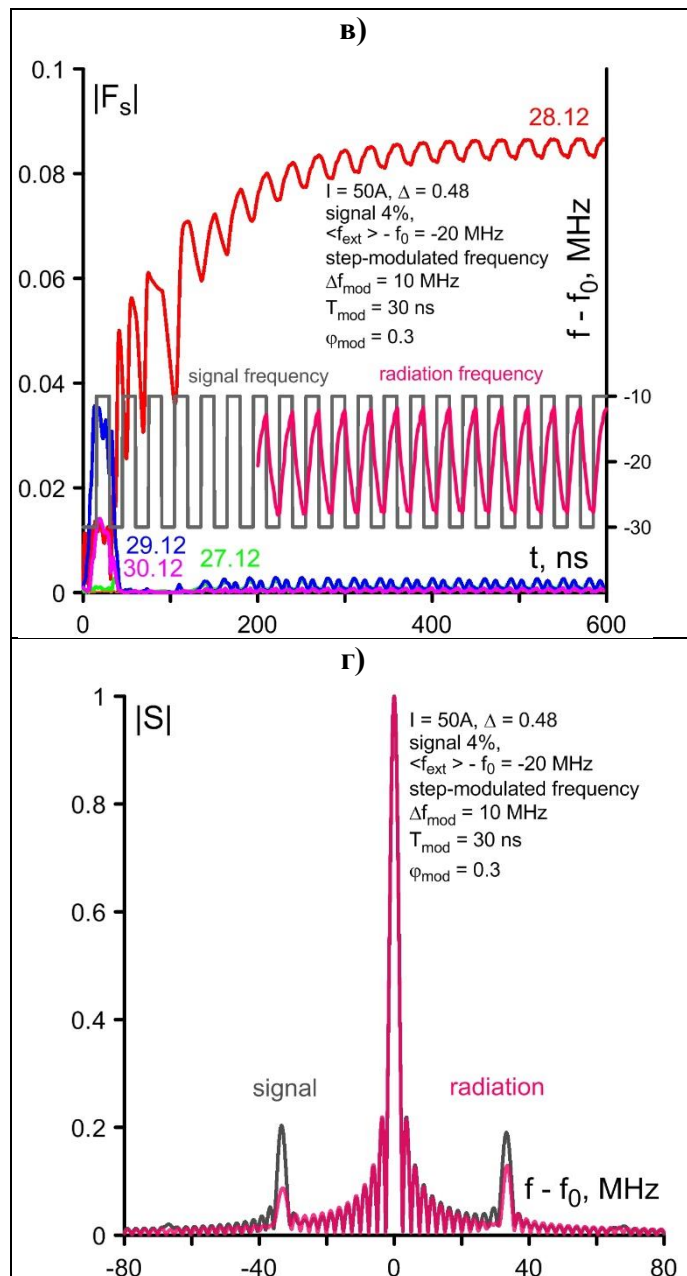
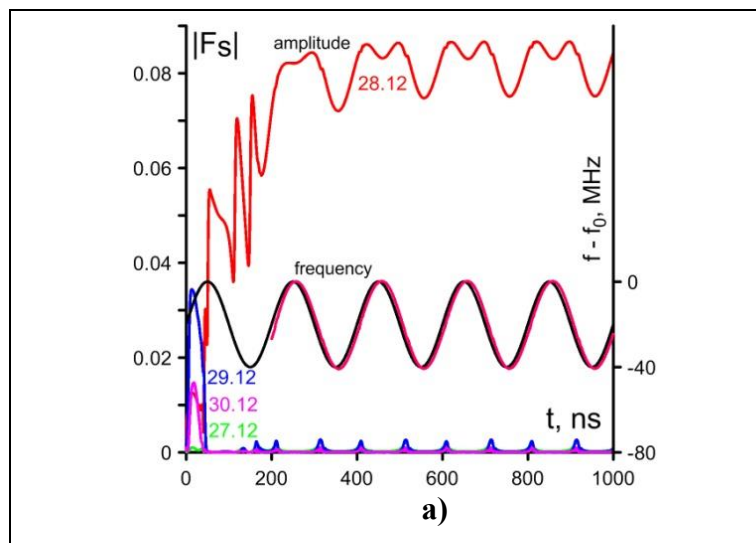


Рис. 3.1.3. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод, частот сигнала и излучения на рабочей моде (а, в); соответствующие им спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде (б,г) при ступенчатой модуляции частоты сигнала; $I = 50A$, $\Delta = 0.48$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20 \text{ МГц}$, $\varphi_{mod} = 0.3$; на панели (а,б) $T_{mod} = 150 \text{ нс}$, $\Delta f_{mod} = 2 \text{ МГц}$; на панели (в,г) $T_{mod} = 30 \text{ нс}$, $\Delta f_{mod} = 10 \text{ МГц}$.

При возрастании параметра модуляции $\varphi_{mod} \geq 1$ в спектре сигнала появляется большее число компонент с достаточно высокой интенсивностью. Сигнал с таким сложным спектром может захватить частоту гиротрона, если, как и в случае малого параметра модуляции, основная часть спектра сосредоточена внутри полосы захвата и колебания частоты сигнала достаточно медленные, т.е. период колебаний частоты внешнего сигнала

T_{mod} превышает характерное время захвата. При этом мгновенная частота излучения совпадает с частотой сигнала. (рис. 3.1.4(а),(б)). Спектры излученного и внешнего сигнала содержат одинаковые компоненты, однако относительные интенсивности компонент могут слегка отличаться (рис. 3.1.4(в)). Форма периодической модуляции модуля амплитуды излучения в случае сложного спектра сигнала при гармонической модуляции его частоты зависит от среднего значения частоты \bar{f}_{ex} и размаха ее колебаний Δf_{mod} . Так, при колебаниях мгновенной частоты сигнала, захватывающих максимум АЧХ, форма модуляции сложная (рис. 3.1.4 (а)), при колебаниях на монотонном участке АЧХ – более простая (рис.3.1.4(б)).

Увеличение размаха колебаний частоты сигнала приводит к ее периодическому выходу за пределы полосы захвата (рис.3.1.5). При этом в случае гармонической модуляции частоты сигнал могут периодически возбуждаться биения частоты и амплитуды рабочей моды (рис. 3.1.5(а)). Относительные интенсивности компонент спектра излучения и сигнала начинают заметно отличаться, особенно на краях спектра, где относительные значения компонент спектра излучения имеют гораздо большую величину, чем в спектре сигнала (рис. 3.1.5 (б),(в)).



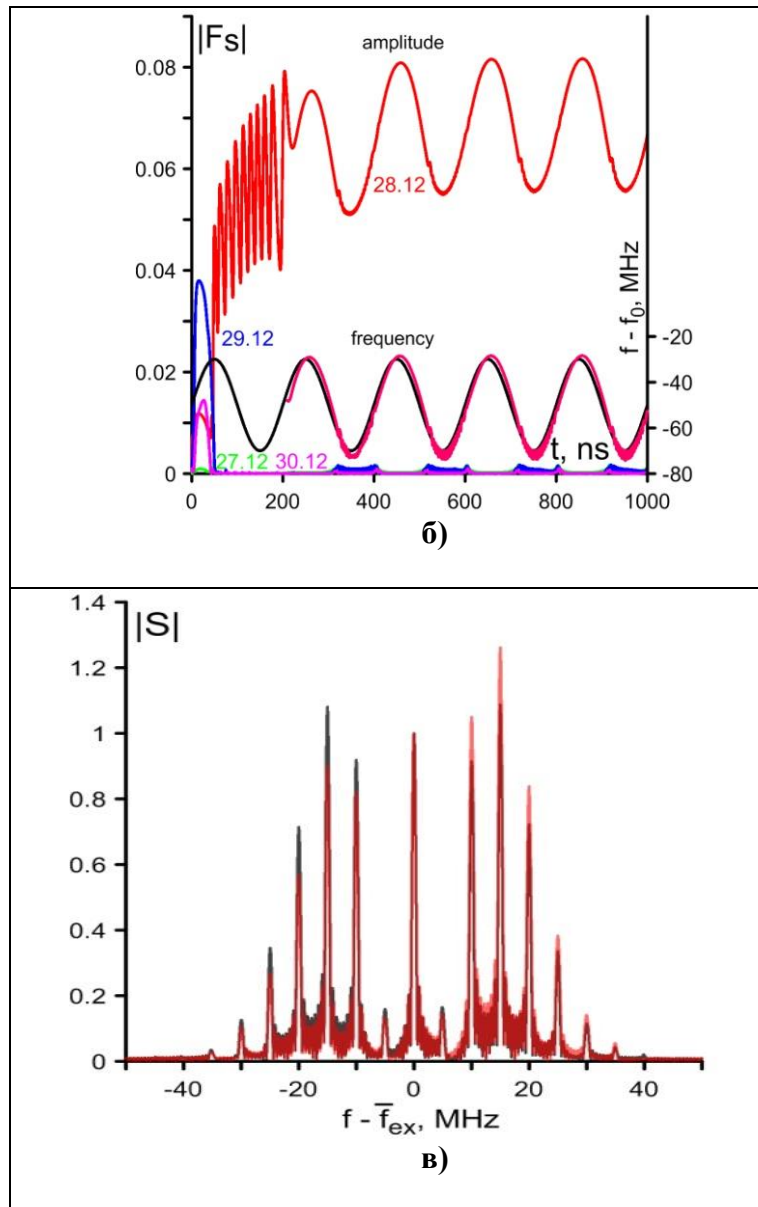


Рис. 3.1.4. Осциллограммы модулей амплитуд мод, частот сигнала и излучения на рабочей моде (а,б) и спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде (в) при гармонической модуляции частоты сигнала при $I = 50 \text{ A}$, $\Delta = 0.48$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $T_{mod} = 200 \text{ нс}$, а) $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20 \text{ МГц}$, $\Delta f_{mod} = 20 \text{ МГц}$; б) $\bar{f}_{ex} - f_0 = -50 \text{ МГц}$, $\Delta f_{mod} = 20 \text{ МГц}$. Спектры (в) соответствуют режиму захвата частоты, показанному на панели (б).

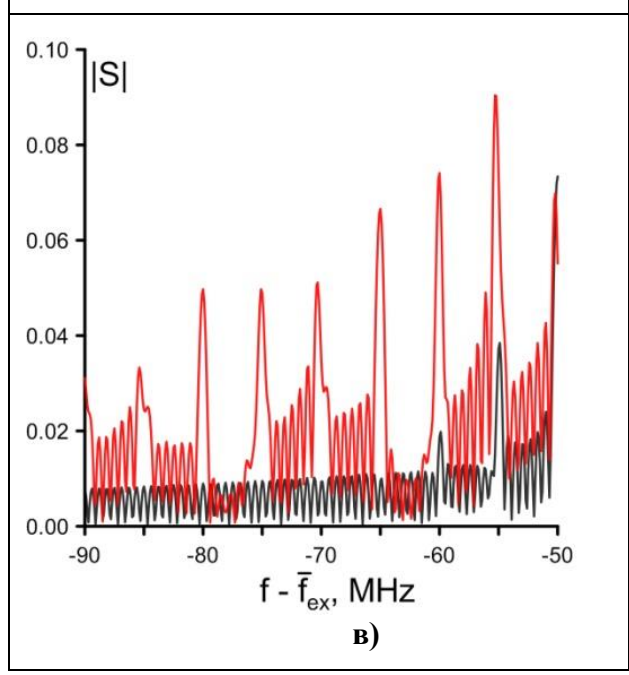
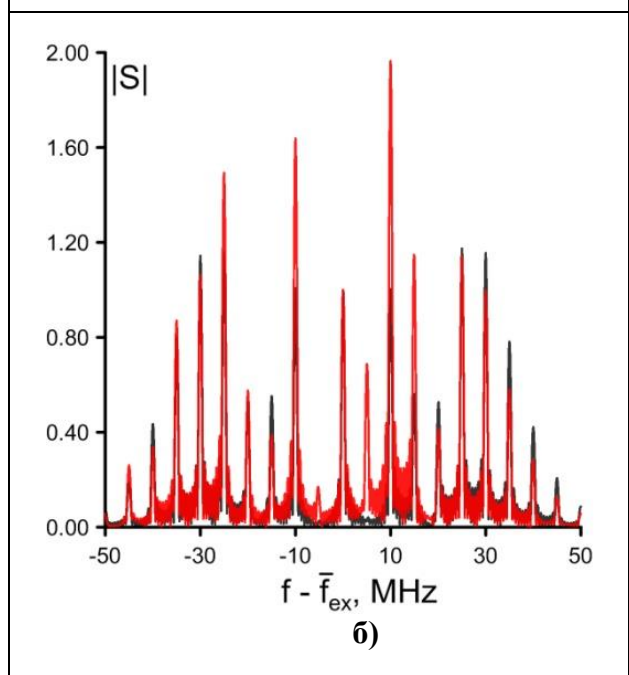
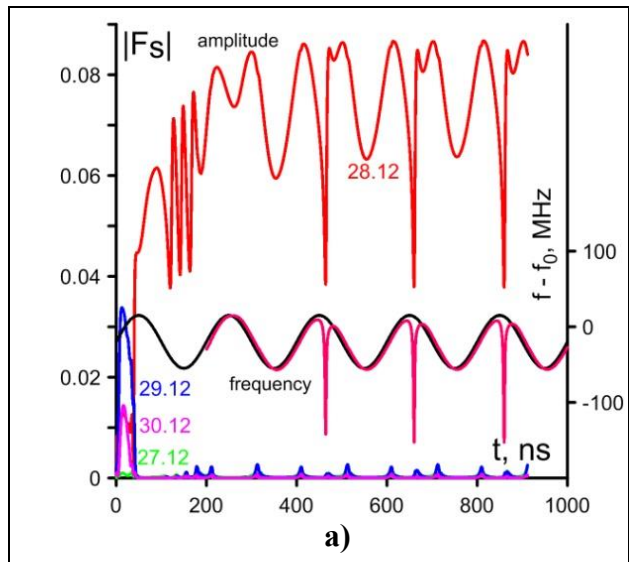


Рис.3.1.5. Осциллограммы модулей амплитуд мод, частот сигнала и излучения на рабочей моде (а); спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде (б,в) при $I = 50 \text{ А}$, $\Delta = 0.48$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $T_{mod} = 200 \text{ нс}$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20 \text{ МГц}$, $f_{mod} = 35 \text{ МГц}$.

При ступенчатой модуляции частоты сигнала форма модуляции модуля амплитуды и частоты излучения также близка к ступенчатой, но после каждого скачка частоты и амплитуды сигнала происходит установление постоянного значения модуля амплитуды и частоты излучения, в отличие от гармонической модуляции (**рис. 3.1.6**).

Дальнейшее увеличение амплитуды модуляции частоты приводит к появлению более продолжительных интенсивных биений и (или) к возбуждению паразитных мод. Заметим, что в соответствии с результатами, полученными в п. 2.1.3, возникновение биений при изменении частоты внешнего монохроматического сигнала характерно для области параметров гиротрона с теми значениями циклотронной расстройки, для которых существует автономная генерация на рабочей моде (**рис. 2.1.10(в)**). При этом возбуждение паразитных мод может происходить после нескольких периодов чередования захвата и биений на рабочей моде (**рис. 3.1.7**).

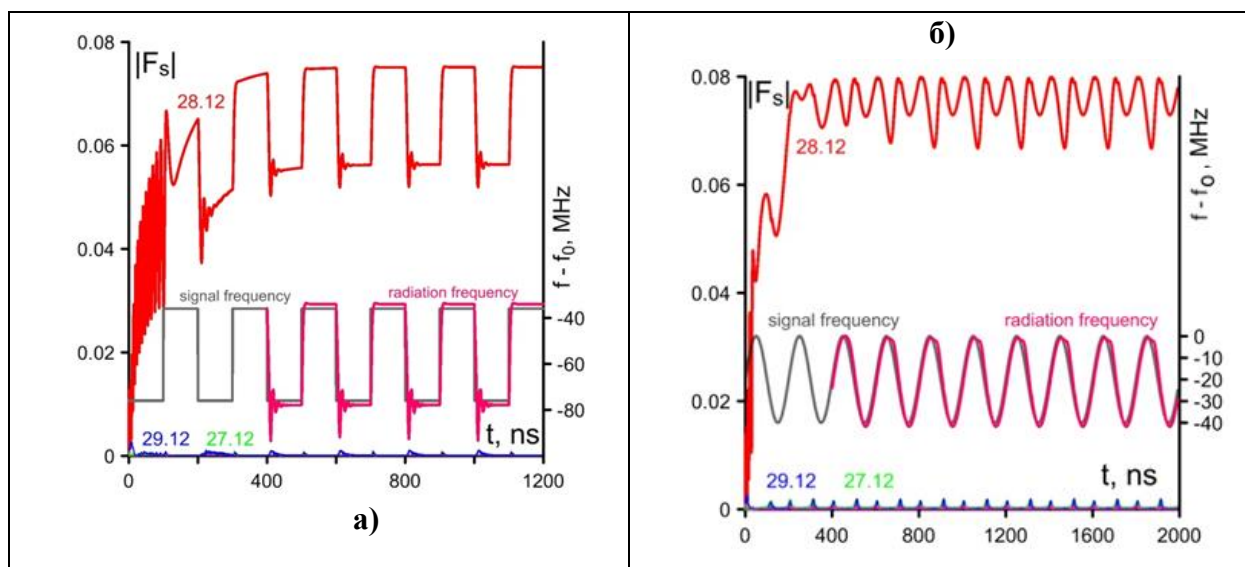


Рис.3.1.6. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (цветные кривые), частот сигнала и рабочей моды при ступенчатой ($f_{mod} = 20 \text{ МГц}$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -56 \text{ МГц}$, панель (а)) и гармонической ($f_{mod} = 30 \text{ МГц}$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20 \text{ МГц}$ панель (б)) модуляции частоты; $I = 40 \text{ А}$, $\Delta = 0.5$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $T_{mod} = 200 \text{ нс}$.

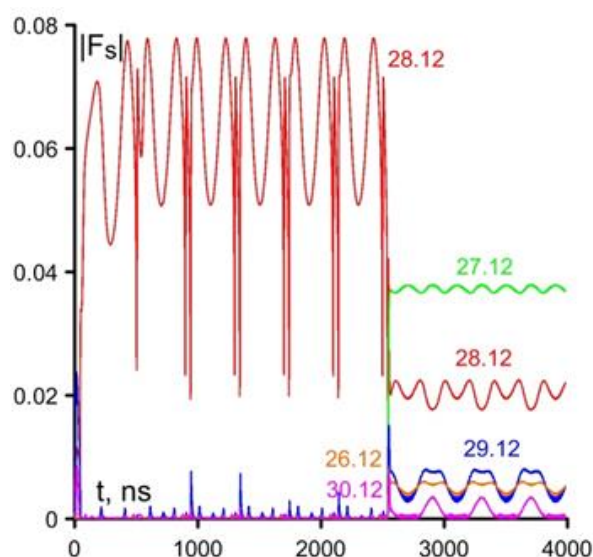


Рис. 3.1.7. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (цветные кривые), при гармонической модуляции частоты сигнала; $I=40\text{A}$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\Delta=0.46$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20\text{ МГц}$, $f_{mod} = 40\text{ МГц}$, $T_{mod} = 400\text{ нс}$.

Как видно из сравнения ступенчатой и гармонической модуляции частоты сигнала (рис.3.1.6(б), 3.1.7), при одинаковых значениях параметров сигнала – амплитуды f_{mod} и периода модуляции T_{mod} частоты сигнала – режимы генерации могут быть различными: при гармонической модуляции может наблюдаться захват частоты рабочей моды (рис.3.1.6(б)), при ступенчатой – возбуждение паразитных мод (рис.3.1.8(а)). Это объясняется тем, что при гармонической модуляции частота сигнала оказывается на краю полосы захвата или выходит из этой полосы в течение коротких промежутков времени, малых по сравнению с периодом модуляции. В результате гиротрон не успевает выйти из режима захвата. При ступенчатой модуляции частота сигнала принимает крайние значения $\pm f_{mod}$ в течение более длительного времени – половины периода модуляции. За это время, сравнимое или превышающее время захвата, гиротрон успевает выйти из режима захвата. Можно также объяснить различное поведение гиротрона при ступенчатой и гармонической модуляции частоты сигнала, анализируя спектры сигнала в обоих случаях. При гармонической модуляции наиболее интенсивная часть спектра сигнала сосредоточена вблизи центральной частоты, то есть лежит внутри ширины полосы захвата. При ступенчатой модуляции наиболее интенсивными являются гармоники на краю спектра, лежащие близко к краю полосы захвата на рис. 3.1.1, при этом ширина спектров при гармонической и ступенчатой модуляции одинакова (рис.

3.1.8 (б)). Следует отметить, что нормировка спектров сигнала при построении **рис. 3.1.8(б)**

$$S_f [t_1, t_2] = \frac{1}{(t_2 - t_1)\sqrt{2\pi}} \left| \int_{t_1}^{t_2} \begin{Bmatrix} B(t) e^{i\varphi(t)} \\ F(t) \end{Bmatrix} \exp(-i2\pi f t) dt \right| \quad (3.1.8)$$

отличается от (3.1.7).

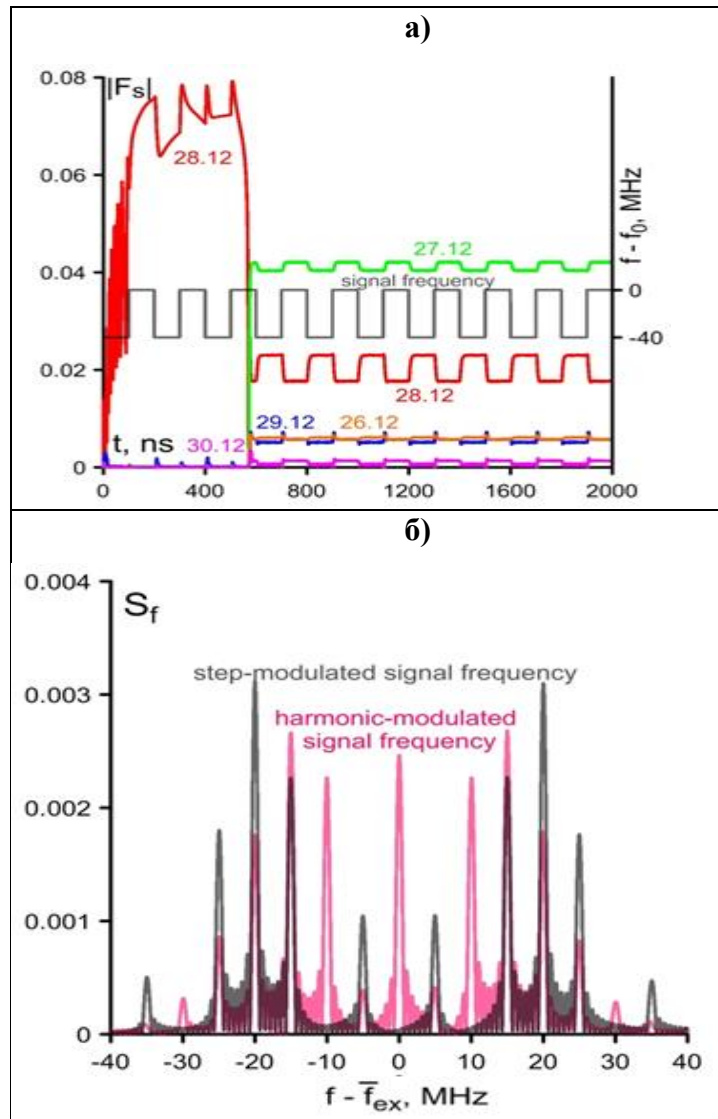


Рис. 3.1.8. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (цветные кривые), частот сигнала и рабочей моды при ступенчатой модуляции частоты (а) и спектры сигнала (б) при ступенчатой (черная кривая) и гармонической (розовая кривая) модуляции частоты; $I=40$ А, $\Delta=0.5$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20$ МГц, $f_{mod} = 20$ МГц, $T_{mod} = 200$ нс.

Если центральная частота сигнала лежит в полосе захвата, а период модуляции T_{mod} мал по сравнению с временем захвата (**рис. 3.1.9**), то даже при выходе мгновенной частоты сигнала из полосы захвата паразитные моды возбуждаться не будут (ср. **рис. 3.1.9** и **3.1.8**). В этом случае, хотя спектр сигнала очень сложный (число боковых гармоник с достаточно высокой интенсивностью более 20), как и в описанном выше случае простого спектра сигнала (**рис. 3.1.2 (б)**), мгновенная частота излучения не успевает отслеживать изменения частоты сигнала и колеблется в меньшем интервале. Амплитуда излучения на рабочей моде также будет колебаться в меньшем интервале значений, чем интервал, соответствующий ее изменениям в соответствии с АЧХ, и при ступенчатой модуляции частоты сигнала форма модуляции амплитуды и частоты поля излучения уже не будет являться ступенчатой (**рис. 3.1.9**).

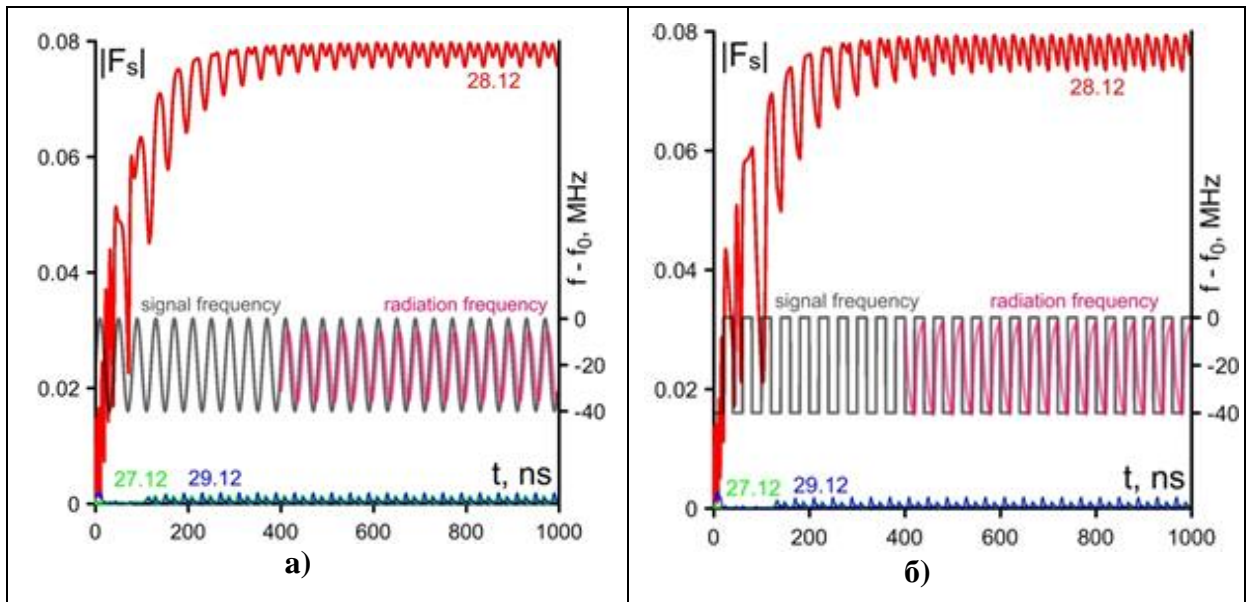
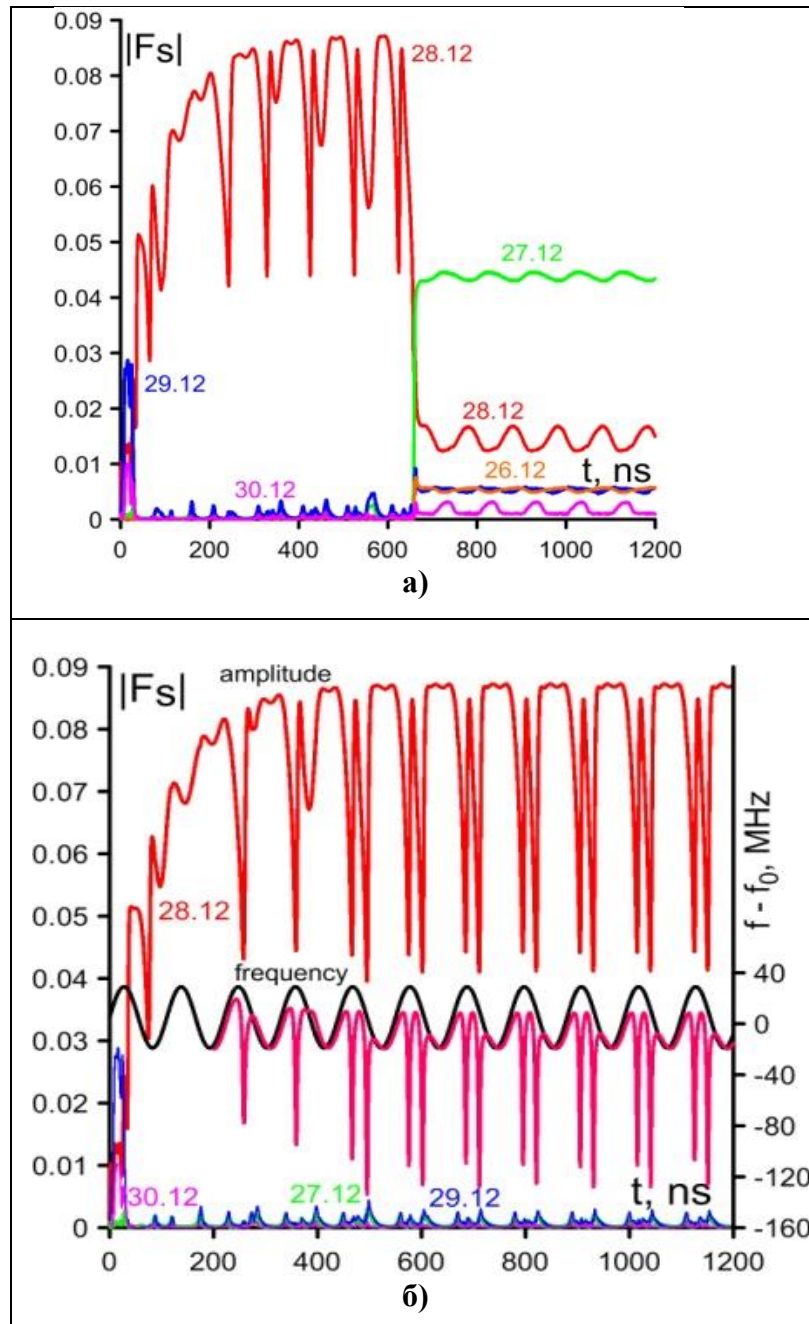


Рис. 3.1.9. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод, частот сигнала (серые кривые) и излучения на рабочей моде (розовые кривые) при воздействии сигнала с частотой, промодулированной (а) по синусоидальному, (б) по ступенчатому закону; $I=40\text{A}$, $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\Delta = 0.5$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20\text{ МГц}$, $f_{mod} = 20\text{ МГц}$, $T_{mod} = 40\text{ns}$.

При гармонической модуляции частоты сигнала с периодом, близким к времени установления колебаний, для некоторых конкретных значений параметров сигнала, например, при $\varphi_{mod} = 2.405$ центральная компонента спектра сигнала (1.3.5) может оказаться равной нулю ($J_0(\varphi_{mod}) = 0$), что способствует возбуждению паразитных мод (**рис. 3.1.10 (а)**), особенно если есть интенсивные составляющие спектра сигнала, близкие к краю полосы захвата (**рис. 3.1.10 (в)**). Однако даже при небольшом изменении

параметров сигнала появляется центральная компонента в спектре, обеспечивающая захват частоты рабочей моды, и паразитные моды не возбуждаются (рис.3.1.10 (б)).



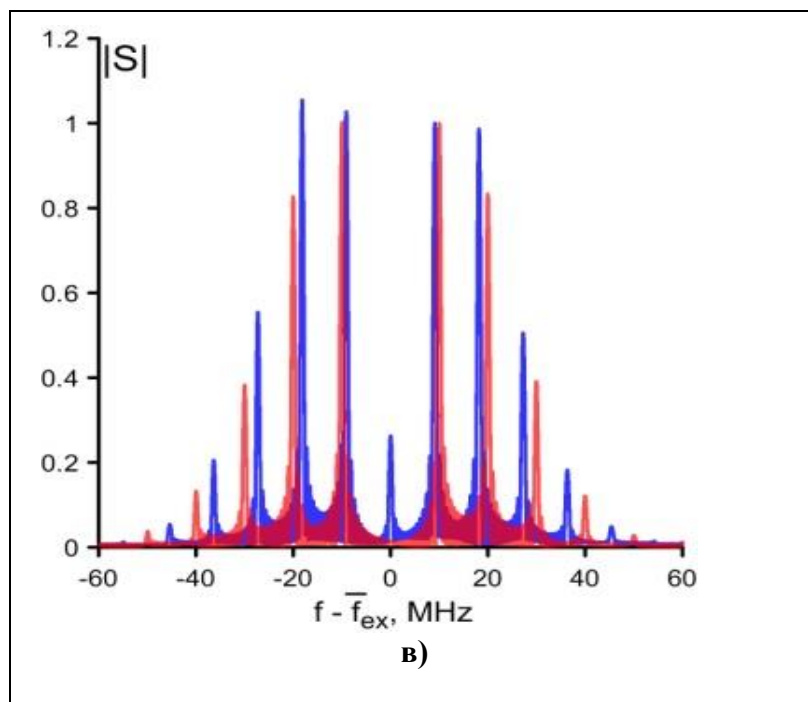


Рис. 3.1.10. Осциллограммы модулей амплитуд мод, частот сигнала и излучения на рабочей моде (а,б); спектры комплексной амплитуды сигнала (в) при $I = 50 \text{ A}$, $\Delta = 0.48$, $P_{ex} / P_{0rad} = 3.4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = 5 \text{ МГц}$, $\Delta f_{mod} = 24.05 \text{ МГц}$, а) $T_{mod} = 100 \text{ нс}$, б) $T_{mod} = 110 \text{ нс}$, спектр красного цвета на панели (в) соответствует панели (а), синий – панели (б). Спектры сигнала на рис. (3.1.9) нормированы таким образом, что интенсивности первых гармоник равны единице.

3.2. Воздействие сигнала с периодически промодулированной амплитудой и двух монохроматических сигналов

Сигнал с постоянной фазой комплексной амплитуды и гармонически меняющимся модулем этой амплитуды

$$B(t) = B_0 (1 + \varepsilon \sin(2\pi t / T_{mod})), \quad \varphi = \varphi_0 \quad (3.2.1)$$

можно рассматривать как сумму трех монохроматических сигналов: центрального с амплитудой B_0 и двух симметрично отстоящих по частоте сателлитов с амплитудой $\varepsilon B_0 / 2$:

$$B(t) = B_0 + \varepsilon B_0 e^{i2\pi\nu t} / 2i - \varepsilon B_0 e^{-i2\pi\nu t} / 2i . \quad (3.2.2)$$

При ступенчатом изменении амплитуды сигнала

$$B_{in}(t) = B_0 + \tilde{B}(t), \quad \tilde{B}(t) = \begin{cases} \varepsilon B_0, & kT_{\text{mod}} \leq t < (k+0.5)T_{\text{mod}}, \\ -\varepsilon B_0, & (k+0.5)T_{\text{mod}} \leq t < (k+1)T_{\text{mod}}, \end{cases} \quad \varphi = \varphi_0 \quad (3.2.3)$$

спектр переменной части амплитуды представляет собой сумму бесконечного числа гармоник

$$\tilde{B}(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \tilde{B}_l e^{i2\pi\nu l t}, \quad \tilde{B}_l = \begin{cases} 0, & \text{для четных } l, \\ -i2\varepsilon B_0 / \pi l, & \text{для нечетных } l \end{cases} \quad (3.2.4)$$

Для объяснения эффектов, возникающих под воздействием амплитудно-модулированного сигнала, как и при рассмотрении частотно-модулированного сигнала, рассмотрим амплитудно-частотные характеристики и спектр сигнала. Представим биения амплитуды внешнего сигнала (3.2.1), (3.2.3) как периодическое вертикальное движение (для гармонической модуляции) или как вертикальные скачки (для ступенчатой модуляции) поперек амплитудно-частотных характеристик, соответствующих разным значениям мощности внешнего сигнала (**рис. 3.2.1**). При этом происходят периодические изменения фазы поля излучения, поэтому частота излучения также периодически меняется (**рис. 3.2.2**).

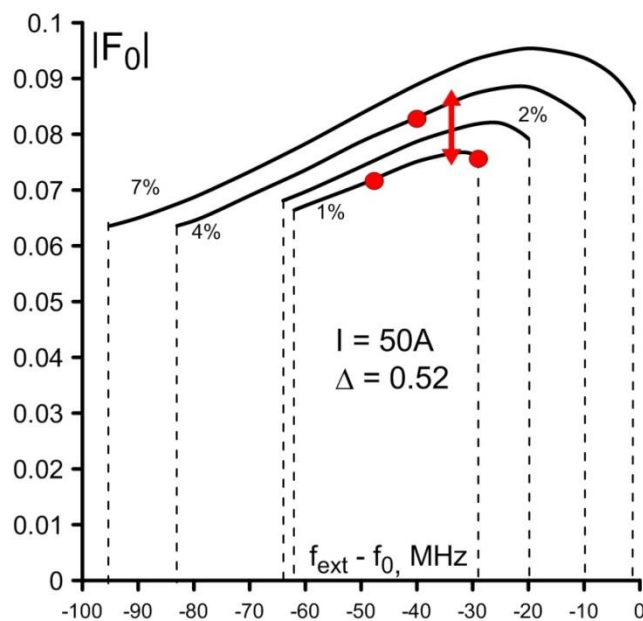
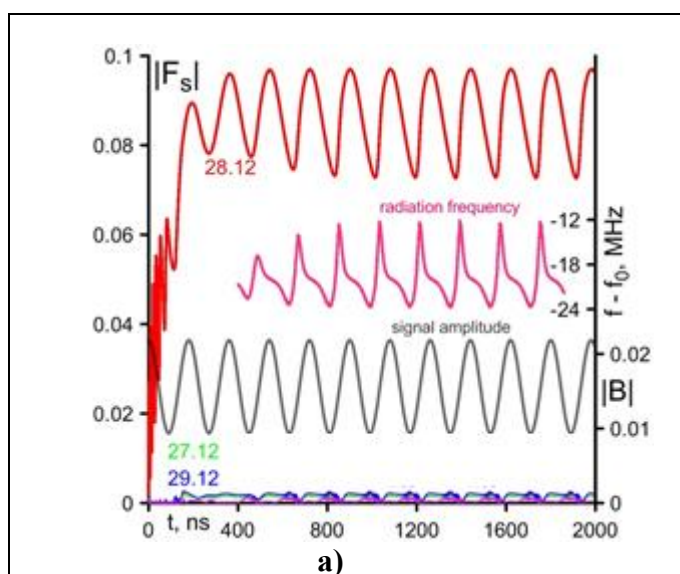
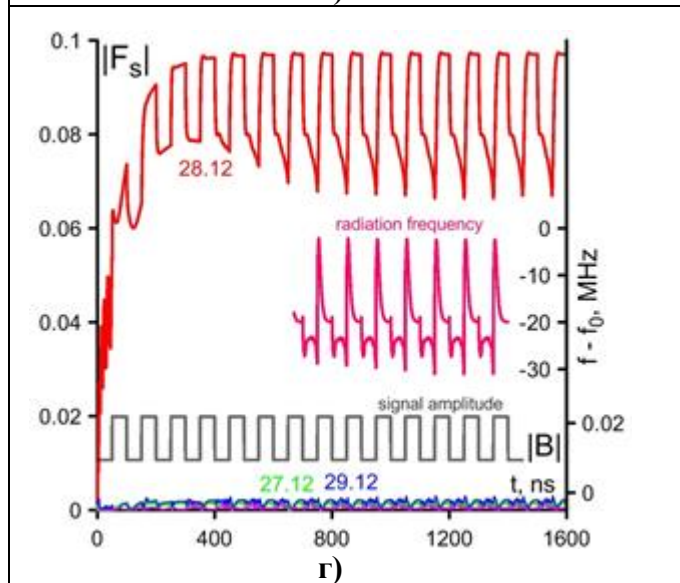
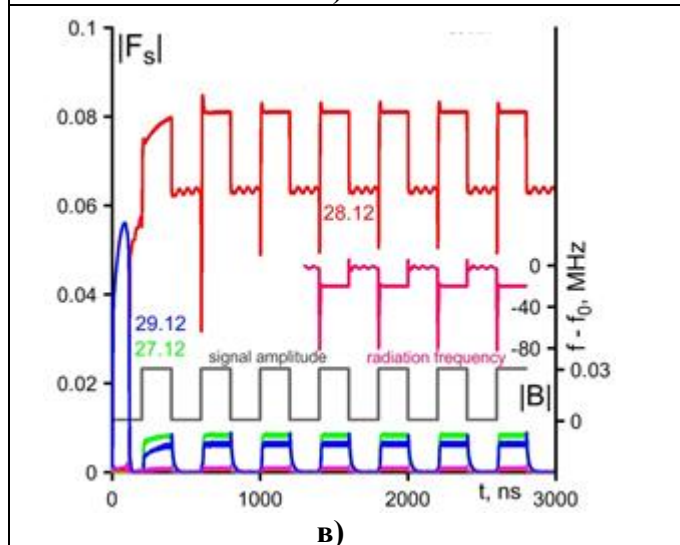
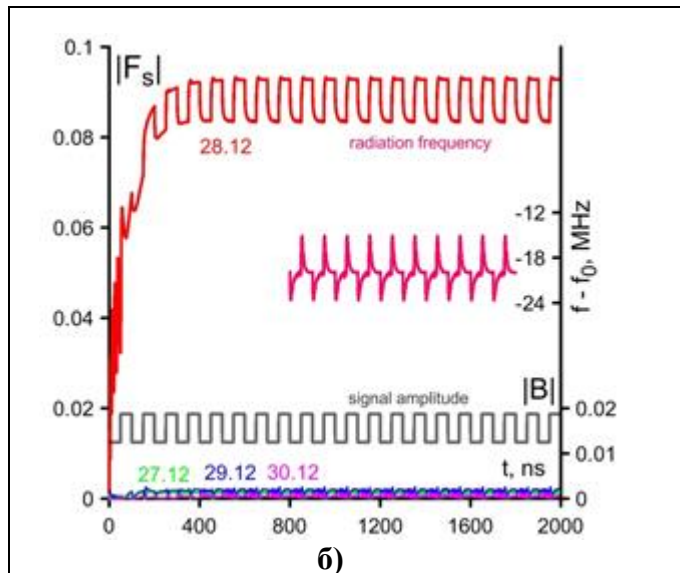


Рис.3.2.1. Интерпретация гармонической амплитудной модуляции сигнала: периодическое движение поперек АЧХ, соответствующих разным уровням мощности сигнала (красная стрелка) или одновременно действующие на гиротрон три монохроматических сигнала (три красные точки) при $I = 50\text{A}$, $\Delta = 0.52$.

Если величина модуляции амплитуды сигнала мала: $\varepsilon/2 \ll 1$, а период модуляции сравним или превосходит характерное время фазового захвата, то при каждом мгновенном значении амплитуды сигнала происходит захват частоты рабочей моды (рис. 3.2.2, а,б).

С ростом амплитуды ε биения амплитуды сигнала становятся более глубокими. Если при этом период T_{mod} сравним с временем фазового захвата, то биения достаточно медленные, так что амплитуда сигнала на дне биений остается малой в течение достаточно длительного времени, сравнимого или превышающего время захвата. Малая амплитуда сигнала не позволяет захватить частоту рабочей моды, и происходит возбуждение паразитных мод или возникновение биений частоты рабочей моды, при этом характер режима зависит от параметров гиротрона. Если ток I и расстройка циклотронного резонанса Δ лежат внутри зоны одномодовой автономной генерации (рис. 2.1.4), то происходят биения частоты и амплитуды рабочей моды, а паразитные моды не возникают или их амплитуда очень мала даже при глубокой модуляции амплитуды сигнала (рис. 3.2.2, в).





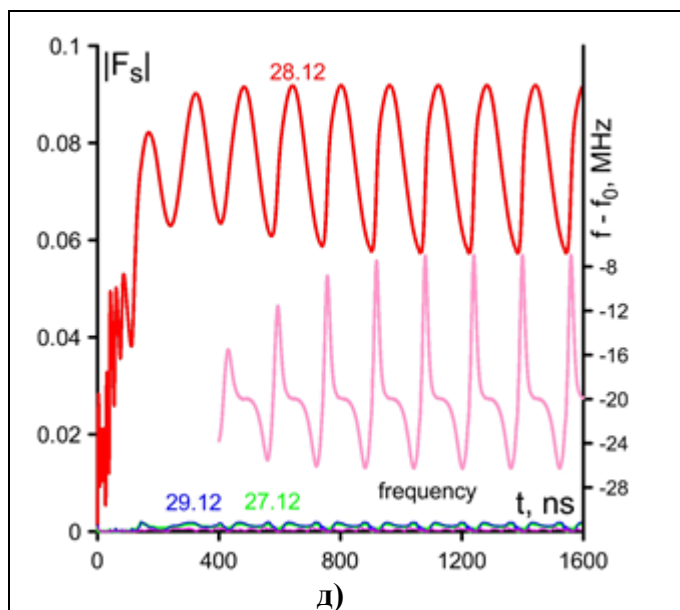
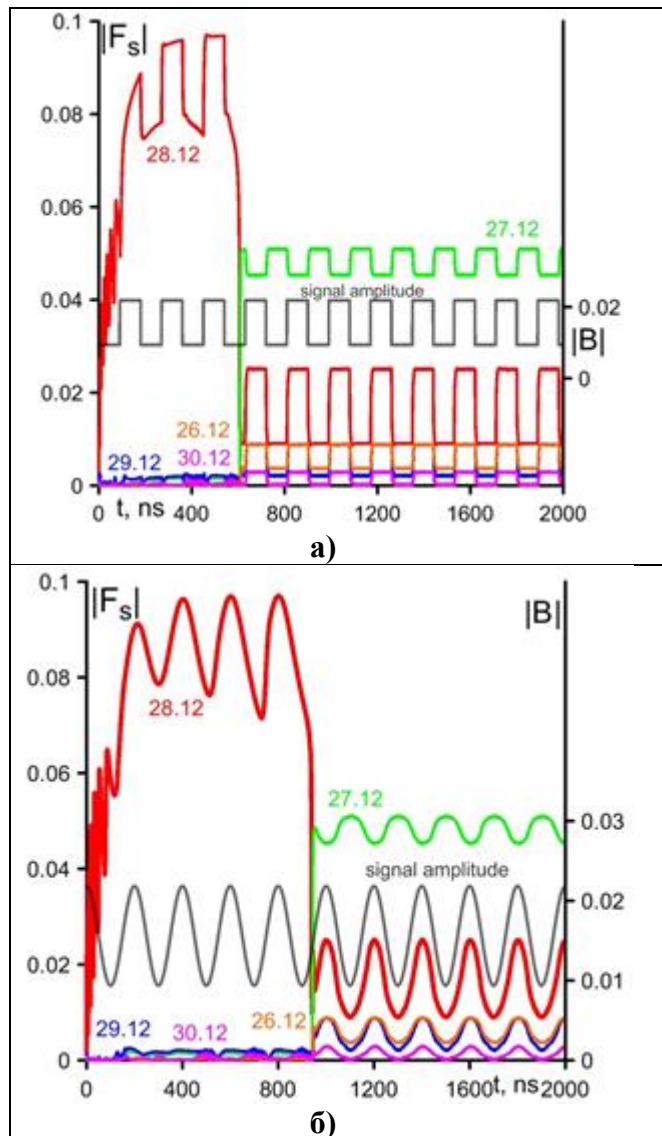


Рис.3.2.2. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (цветные кривые), сигнала (серые кривые, (а-г)) и частоты рабочей моды (розовые кривые, (а-г)) при гармонической (а,д) и ступенчатой (б-г) модуляции амплитуды сигнала; $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20$ МГц, а) $I = 50$ А, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.4$, $T_{mod} = 180$ нс; б) $I = 50$ А, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.2$, $T_{mod} = 100$ нс; в) $I = 50$ А, $\Delta = 0.42$, $\varepsilon = 0.96$, $T_{mod} = 400$ нс; г) $I = 50$ А, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.4$, $T_{mod} = 100$ нс; д) $I = 40$ А, $\Delta = 0.5$, $\varepsilon = 0.6$, $T_{mod} = 160$ нс .

Если же параметры гиротрона лежат в зоне захвата, но не в зоне автономных одномодовых колебаний на **рис. 2.1.4** (при достаточно больших значениях расстройки Δ), то режимы могут быть различными в зависимости от глубины и периода модуляции амплитуды (**рис. 3.2.2 (г),(д) и рис. 3.2.3**). При сравнительно небольшой глубине или периоде модуляции амплитуды сигнала паразитные моды не возбуждаются, и возникают периодические изменения частоты и амплитуды рабочей моды, при этом форма модуляции амплитуды поля рабочей моды может не повторять форму модуляции амплитуды сигнала (**рис. 3.2.2(г),(д)**). Если модуляция амплитуды сигнала достаточно глубокая и медленная, то возбуждаются паразитные моды (**рис. 3.2.3**). Возбуждение паразитных мод в случае ступенчатой модуляции амплитуды происходит при меньших значениях параметров ε и T_{mod} , чем в случае гармонической модуляции, поэтому для одинаковых значений ε и T_{mod} возможна одномодовая генерация на рабочей моде при гармонической модуляции амплитуды сигнала и возбуждение паразитных мод при ступенчатой модуляции (см. **рис. 3.2.2 (а) и 3.2.3(а)**). Как и при модуляции частоты, это можно объяснить большей длительностью отрезков времени, в течение которых амплитуда сигнала принимает крайние значения при ступенчатой модуляции.

Уменьшение периода модуляции приводит к тому, что при каждом значении амплитуды сигнала не успевает произойти установление амплитуды поля рабочей моды, как и при частотной модуляции сигнала. При этом паразитные моды также не успевают возбудиться за период модуляции, тогда как при большем периоде и при тех же остальных параметрах одномодовая генерация невозможна (ср.рис.3.2.2(г) и рис. 3.2.3(а), рис. 3.2.2(д) и рис 3.2.3(в)).



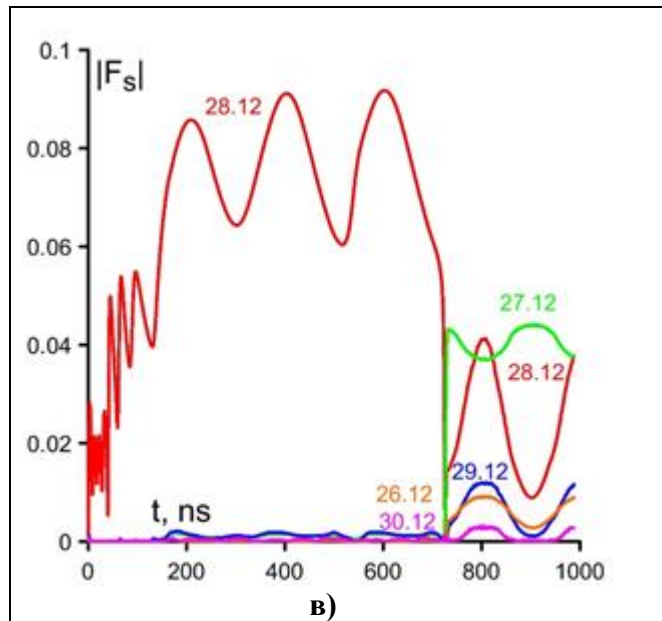


Рис.3.2.3. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (цветные кривые), сигнала (серые кривые, (а,б)) при ступенчатой (а) и гармонической (б,в) модуляции амплитуды сигнала; $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20\text{МГц}$; а) $I = 50\text{А}$, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.4$, $T_{mod} = 180\text{ нс}$; б) $I = 50\text{А}$, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.2$, $T_{mod} = 200\text{ нс}$; в) $I = 40\text{ А}$, $\Delta = 0.5$, $\varepsilon = 0.6$, $T_{mod} = 200\text{ нс}$.

Анализ спектра сигнала подтверждает приведенные рассуждения. Спектры сигнала при гармонической и ступенчатой модуляции его амплитуды, рассчитанные по формуле (3.1.8), приведены на **рис. 3.2.4**. При малой величине $\varepsilon/2 \ll 1$ и достаточно малом периоде модуляции интенсивность боковых составляющих спектра мала, и они могут выйти из полосы захвата (при T_{mod} , не превышающем 100 нс). Поэтому при достаточно малых значениях ε и (или) T_{mod} боковые составляющие спектра существенно не влияют на режим захвата и не приводят к возбуждению паразитных мод (**рис.3.2.2 (а),(б)**). Если же амплитуда боковых составляющих спектра сигнала возрастает, и (или) они приближаются к границе полосы захвата, и при этом период модуляции сравним с характерным временем захвата, то влияние боковых составляющих спектра на режим генерации становится сильнее. Это может привести к выходу из режима захвата и возникновению биений или возбуждению паразитных мод (**рис.3.2.2 (в)-(д)**, **рис. 3.2.3**). Поскольку ширина спектра сигнала в случае ступенчатой модуляции больше, чем в случае гармонической модуляции за счет большего числа спектральных компонент (см формулы (3.2.2), (3.2.4) и **рис.3.2.4**), возбуждение паразитных мод происходит при

ступенчатой модуляции для меньших значений ε и T_{mod} , чем при гармонической модуляции (рис. 3.2.2,а и 3.2.3,а).

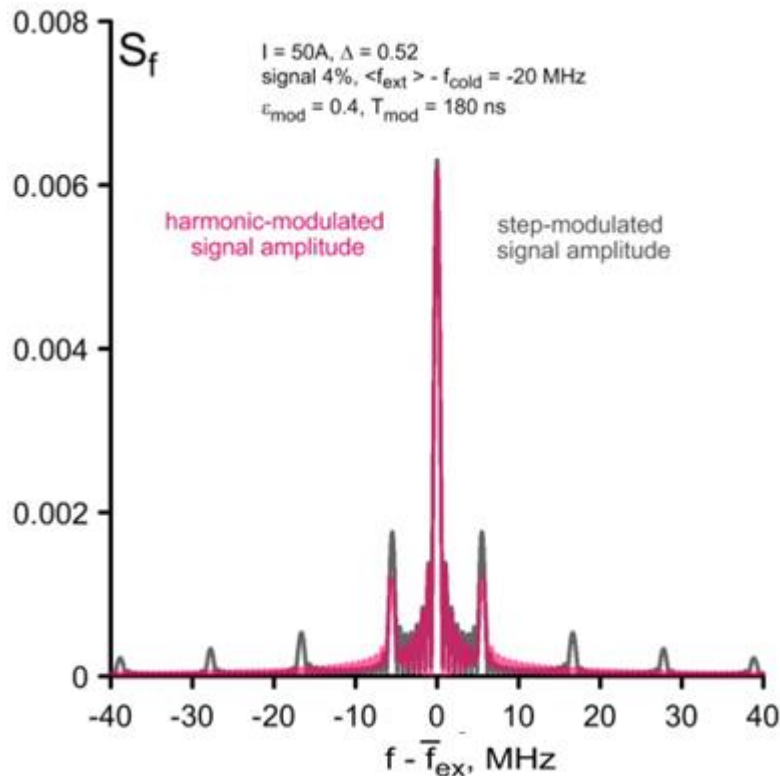


Рис.3.2.4. Спектры сигнала для гармонической (розовая кривая) и ступенчатой (черная кривая) модуляции амплитуды при $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -20$ МГц, $I = 50$ А, $\Delta = 0.52$, $\varepsilon = 0.4$, $T_{mod} = 180$ нс.

При воздействии на гиротрон двух монохроматических сигналов

$$B(t)e^{i\varphi(t)} = B_0 (1 + 0.5\varepsilon \exp(i2\pi t / T_{mod})) e^{i\varphi_0} \quad (3.2.5)$$

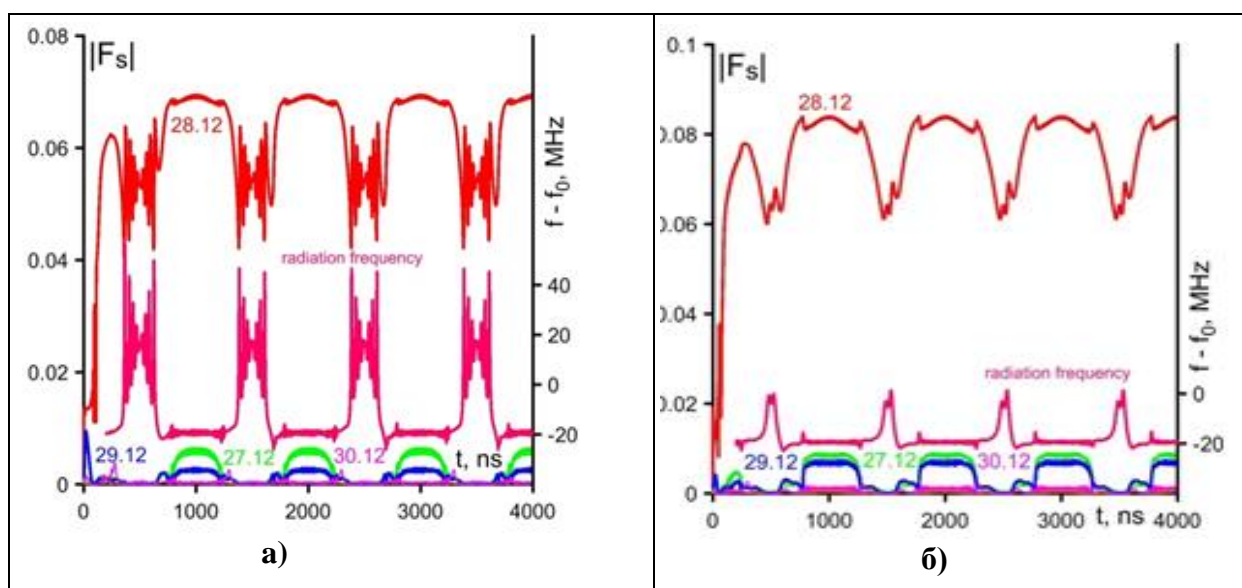
происходят процессы, аналогичные воздействию трех монохроматических сигналов, но менее выраженные при тех же значениях ε и T_{mod} . Если амплитуды обоих сигналов одинаковы (при $\varepsilon = 2$), то происходят глубокие, до нуля, биения суммарной амплитуды внешнего сигнала. При достаточно большом периоде этих биений по сравнению со временем захвата, т.е. при малой расстройке частот сигналов в масштабе ширины полосы захвата, в каждый момент времени успевает установиться соответствующий режим генерации. В моменты времени, когда амплитуда внешнего сигнала мала, режим гиротрона определяется параметрами гиротрона: циклотронной расстройкой Δ и током I .

Как и в случае воздействия трех монохроматических сигналов, при достаточно малых значениях расстройки Δ паразитные моды практически не возбуждаются, и

наблюдаются биения частоты и амплитуды рабочей моды (**рис.3.2.5 (а),(б)**). Хотя для обоих рисунков (**рис.3.2.5 (а),(б)**) параметры гиротрона лежат в области автономной генерации рабочей моды (см **рис. 2.1.8**), однако при параметрах тока и циклотронной расстройки Δ , соответствующих **рис. 3.2.5 (а)**, захват невозможен даже при средней амплитуде сигнала. Поэтому биения частоты и амплитуды рабочей моды на **рис. 3.2.5(а)** являются более выраженными, чем на **рис. 3.2.5(б)**, поскольку при параметрах тока и расстройки Δ , соответствующих **рис. 3.2.5(б)**, происходит захват частоты в течение большей части периода модуляции амплитуды.

В области больших расстроек Δ происходит возбуждение паразитных мод (**рис. 3.2.5(в)**).

Если один из сигналов слабее основного сигнала и (или) сильно отстроен от него по частоте (т.е. биения суммарной амплитуды внешнего сигнала достаточно быстрые), то происходит захват частоты гиротрона более сильным сигналом, а слабый сигнал приводит лишь к периодическим изменениям частоты и амплитуды поля излучения на рабочей моде (**рис. 3.2.5 (г)**).



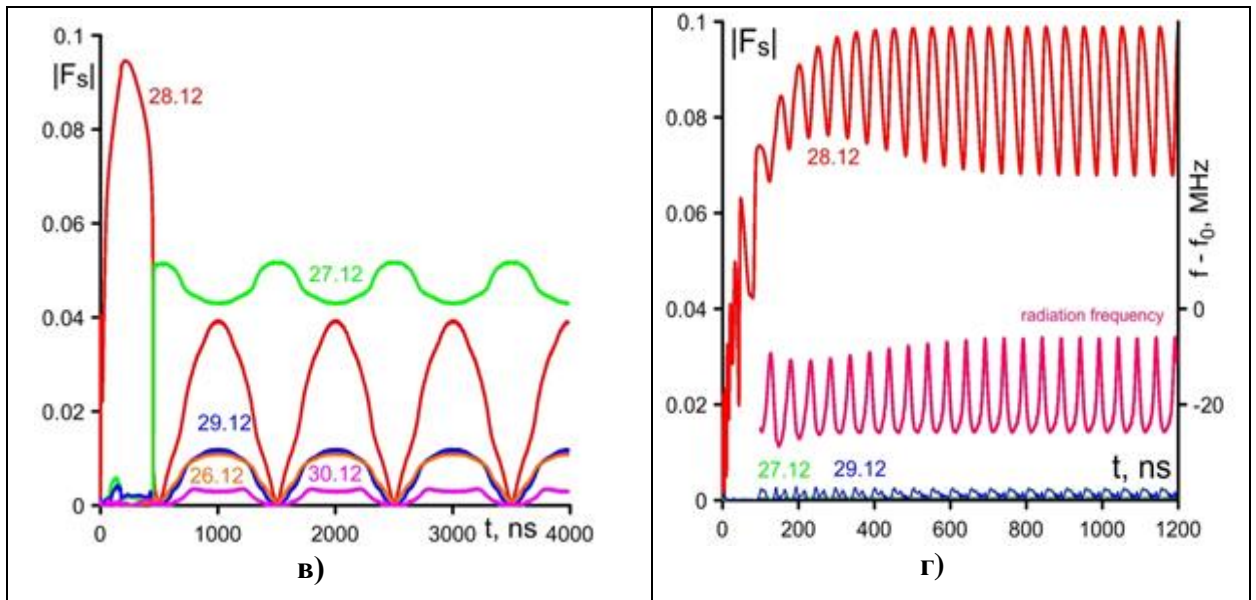


Рис. 3.2.5. Временные зависимости модулей комплексных амплитуд мод (а)-(г) и частоты рабочей моды (розовые кривые, (а),(б),(г)) при воздействии двух монохроматических сигналов; отстройка частоты основного сигнала от собственной частоты рабочей моды $f_{ex1} - f_0 = -20$ МГц, уровень мощности основного сигнала $P_{ext1} / P_{0rad} = 4\%$; (а)-(в) мощность сигналов одинакова $P_{ext1,2} / P_{0rad} = 4\%$ ($\varepsilon=2$); (а) $I = 45$ А, $\Delta=0.36$, отстройка частоты второго сигнала $f_{ex2} - f_0 = -19$ МГц, (б) $I=50$ А, $\Delta=0.43$, $f_{ex2} - f_0 = -19$ МГц, (в) $I=50$ А, $\Delta=0.52$, $f_{ex2} - f_0 = -21$ МГц, (г) $I=50$ А, $\Delta=0.52$, $f_{ex2} - f_0 = -40$ МГц, $P_{ext2} / P_{0rad} = 1\%$ ($\varepsilon = 1$).

Приведенные выше рассуждения подтверждаются разбиением плоскости двух параметров – глубины модуляции амплитуды ε и периода колебаний внешнего сигнала T_{mod} (рис.3.2.6) – на области одномодовой генерации рабочей моды и возбуждения паразитных мод. Разбиение выполнено для двух внешних гармонических сигналов и для амплитудной гармонической модуляции (т.е. для трех внешних сигналов) при параметрах гиротрона I и Δ , лежащих в правой части зоны захвата (области жесткого возбуждения с высокими значениями КПД), где не существует автономных одномодовых колебаний. Граница областей для двух сигналов проходит выше, чем для трех сигналов (амплитудной модуляции), поскольку воздействие двух боковых сателлитов основного сигнала приводит к возбуждению паразитных мод при меньших значениях ε и T_{mod} , чем воздействие одного бокового сателлита. Следует отметить, что граница области одномодовой генерации лежит при $\varepsilon > 0$, поскольку даже при больших

периодах модуляции очень малые амплитуды боковых сателлитов основного сигнала ($\varepsilon \sim 0.3$) практически не влияют на процесс фазового захвата основным сигналом.

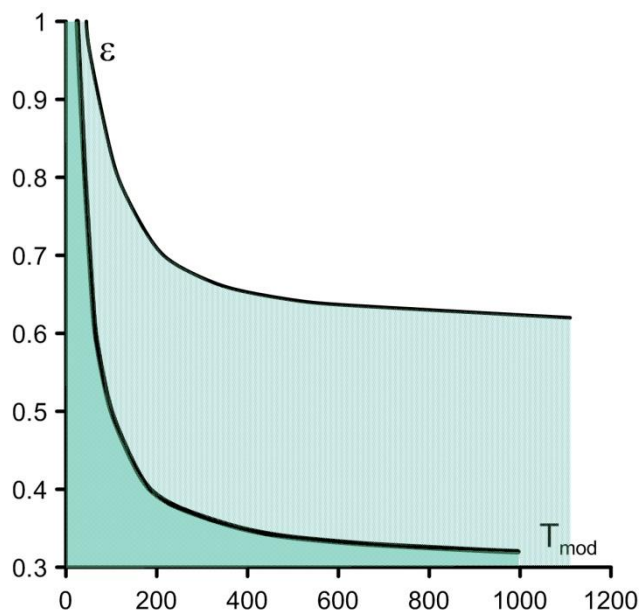


Рис.3.2.6. Границы зон одномодовой генерации (под кривыми) и возбуждения паразитных мод (над кривыми) на плоскости параметров ε и T_{mod} при $P_{ex} / P_{0rad} = 4\%$, отстройка частоты основного сигнала от собственной частоты рабочей моды $f_{ex1} - f_0 = -20$ МГц, $I=50$ А, $\Delta=0.52$. Нижняя кривая соответствует амплитудной гармонической модуляции сигнала, верхняя – двум монохроматическим сигналам.

3.3. Общие закономерности захвата частоты мощного гиротрона при воздействии квазимонохроматического сигнала

При воздействии на гиротрон внешнего сигнала с периодически меняющейся частотой, близкой к частоте рабочей моды, может происходить захват частоты колебаний этой моды, когда мгновенная частота излучения отслеживает изменения частоты внешнего сигнала, а амплитуда излучения оказывается промодулированной во времени с периодом модуляции частоты внешнего сигнала. Захват и управление частотой возможны, если изменения частоты внешнего сигнала достаточно медленные по сравнению с временем захвата, и мгновенная частота внешнего сигнала лежит внутри полосы захвата во все моменты времени.

Если размах колебаний мгновенной частоты сигнала очень мал по сравнению с шириной полосы захвата, а период колебаний частоты превышает характерное время установления захваченных колебаний, в спектре сигнала заметными являются только центральная составляющая и две симметричные боковые компоненты с малой

интенсивностью, лежащие внутри полосы захвата. Интенсивность остальных компонент спектра очень мала. В этом случае форма колебаний амплитуды поля излучения близка к синусоидальной в случае гармонической модуляции частоты, к ступенчатой – в случае ступенчатой модуляции частоты.

При увеличении глубины модуляции частоты сигнала до величин, сравнимых с шириной полосы захвата, возрастает интенсивность высоких гармоник в спектре сигнала. Однако если мгновенная частота сигнала не выходит из полосы захвата и период колебаний превышает характерное время захвата (т.е. основная часть спектра сигнала лежит в полосе захвата), происходит захват фазы и частоты рабочей моды. При этом в случае гармонической модуляции частоты форма модуляции амплитуды поля излучения может быть как достаточно простой, близкой к синусоидальной, так и более сложной в зависимости от средней частоты сигнала. В случае ступенчатой модуляции частоты сигнала после каждого скачка частоты сигнала происходят колебания частоты и амплитуды поля излучения при установлении их значений на данном скачке, так что форма модуляции частоты и амплитуды поля излучения не является строго ступенчатой.

Если частота внешнего сигнала выходит из полосы захвата, могут возникать биения рабочей моды или возбуждение паразитных мод. В случае ступенчатой модуляции частоты сигнала возбуждение паразитных мод возникает при меньших значениях амплитуды и периода модуляции, чем в случае гармонической модуляции. При параметрах гиротрона (токе и расстройке циклотронного резонанса), лежащих внутри области автономной генерации, т.е. в области относительно небольших расстроек (области мягкого самовозбуждения) происходят биения частоты и амплитуды рабочей моды. В случае, когда параметры гиротрона лежат в зоне захвата, но вне зоны автономной генерации (т.е. в области больших расстроек, высоких КПД и жесткого самовозбуждения) при выходе из режима захвата происходит возбуждение паразитных низкочастотных мод.

При модуляции частоты сигнала с периодом, близким к времени установления колебаний, для некоторых конкретных значений параметров сигнала центральная компонента спектра сигнала может оказаться равной нулю, что способствует возбуждению паразитных мод, особенно если есть интенсивные составляющие спектра сигнала, близкие к краю полосы захвата. Однако даже при небольшом изменении параметров сигнала появляется центральная компонента в его спектре, обеспечивающая захват частоты рабочей моды, и возбуждение паразитных мод пропадает.

При воздействии амплитудно-модулированного сигнала с периодически меняющейся амплитудой или двух монохроматических внешних сигналов происходят периодические изменения частоты и амплитуды рабочей моды. При этом амплитуда

излучения может повторять форму модуляции амплитуды сигнала, если биения амплитуды внешнего сигнала не слишком глубокие или достаточно быстрые. Если же биения амплитуды внешнего сигнала достаточно глубокие (так что в некоторые моменты времени амплитуда сигнала много меньше своего среднего значения) и медленные в масштабе времени захвата, то происходят глубокие биения частоты и амплитуды поля излучения на рабочей моде или возбуждаются паразитные моды. При ступенчатой модуляции амплитуды сигнала, как и в случае ступенчатой модуляции частоты сигнала, возбуждение паразитных мод происходит при меньших значениях глубины и периода модуляции, чем при гармонической модуляции.

Если амплитуда модуляции параметров внешнего сигнала достаточно велика, но период модуляции мал в масштабе времени захвата, то паразитные моды не возбуждаются, поскольку амплитуда и частота излучения не успевают отслеживать изменения параметров внешнего сигнала и колеблются в меньшем интервале значений, чем при более медленной модуляции.

ГЛАВА 4. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ УДАЛЕННОЙ НЕРЕЗОНАНСНОЙ НАГРУЗКИ

В данной главе исследована возможность управления режимами работы гиротрона с удаленным нерезонансным отражателем – стабилизации частоты и переключение между модами при изменении параметров отражателя. Предполагается, что для каждой из взаимодействующих мод коэффициент отражения не зависит от частоты или зависит от нее достаточно слабо, так, что его можно считать постоянным в пределах ширины линии данной моды:

$$|R/R'_\omega| \gg \frac{\omega_s}{Q_s}. \quad (4.0.1)$$

Также предполагается, что резонатор гиротрона достаточно высокодобротный, так что справедливо приближение фиксированной продольной структуры поля (1.0.1).

В **Разделе 4.1** аналитически показана возможность стабилизации частоты излучения одномодового гиротрона. В случае стабилизации частоты излучения ее изменения при вариации любого параметра гиротрона или линии запаздывания происходят в меньшем интервале, чем в отсутствие отражений [4*,20*-24*,26*].

В приближении малой амплитуды поля функцию электронной восприимчивости в гиротроне с мягким возбуждением можно считать квадратично зависящей от амплитуды поля [28,33*-36*,155] и описывать автономный (без отражений) одномодовый гиротрон укороченным уравнением Ван-дер-Поля [93,33*-36*]. В области реальных значений параметров (малое отражение, оптимальная мощность излучения) такой подход позволяет аналитически исследовать устойчивость стабилизированных по частоте стационарных состояний (**Раздел 4.2, п.4.2.1-4.2.3**, [33*,34*]). При малых превышениях параметров над стартовыми значениями устойчивость стационарных состояний исследована численно (**Раздел 4.2, п.4.2.4**, [35*]).

Экспериментальное исследование возможности стабилизации частоты гиротрона на частоте 28ГГц с отражателем в виде нерегулярности выходного волновода показало полное совпадение с теоретическими результатами (**Раздел 4.3**, [10*,11*]).

Для мощных гиротронов с высокой плотностью спектра поперечных мод рассмотрено воздействие запаздывающего отражения на частоте рабочей моды (**Раздел 4.4**). Показана возможность расширения зоны генерации рабочей моды, повышения КПД и мощности излучения, а также уменьшения флуктуаций частоты, вызванных шумами технических параметров.

Помимо стабилизации частоты, в данной главе исследована возможность возбуждения моды со встречным азимутальным вращением полей относительно рабочей

моды при воздействии отраженной волны в гиротроне с встроенным однонаправленным козырьковым преобразователем (Раздел 4.5, [36*]). Конкуренция мод с прямым и встречным вращением полей позволяет объяснить результаты экспериментов, в которых наблюдались периодические изменения структуры поля на периферии излученного волнового пучка в гиротроне с колеблющимся отражателем [69,36*-39*].

Подобные явления переключения между двумя модами были исследованы также в ряде других работ диссертанта: теоретически для гиротрона с отраженной волной, воздействующей на одну из мод [25*] и экспериментально для гиротрона/гироклистрона на частоте 35 ГГц при введении селективной запаздывающей обратной связи, обеспечивавшей предварительную модуляцию электронного пучка на частоте одной из мод [27*]. Воздействие запаздывающей обратной связи при этом можно рассматривать как аналог влияния отраженной волны.

4.1. Стационарные состояния. Возможность стабилизации частоты гиротрона с удаленным нерезонансным отражателем

Гиротрон описывается уравнением возбуждения поля (1.2.5), (1.3.4) с начальными и граничными условиями (1.3.5). Предполагаем, что амплитуды всех поперечных мод, кроме рабочей с нулевым индексом, равны нулю. Такое предположение справедливо в середине полосы генерации рабочей моды, а также при достаточно большом расстоянии по частоте между взаимодействующими модами, как, например, в гиротроне на частоте 28 ГГц.

В системе, состоящей из гиротрона, линии задержки и отражателя, существуют *стационарные состояния*, или *продольные моды*, в каждой из которых амплитуда поля имеет один максимум в резонаторе гиротрона и много продольных вариаций в линии задержки. Модуль амплитуды поля и сдвиг частоты излучения Ω относительно опорной частоты $\bar{\omega}_0$ в стационарных состояниях не зависят от времени:

$$|F_0| = const, \dot{\phi}_0 = \Omega = const \quad (4.1.1)$$

и определяются уравнением:

$$i\Omega + \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} + i(\bar{\omega}_0 - \omega_0) + \frac{\bar{\omega}_0}{Q_{0dif}} \sum_{k=1}^n R^k \exp(-i\bar{\omega}_0 k \tau_{ph} - i\Omega k \tau_{gr}) = i \frac{\bar{\omega}_0}{2Q_0} I_0 \chi_0 \quad (4.1.2)$$

При этом частота генерации равна $\omega = \bar{\omega}_0 + \Omega$.

Считая омические потери малыми, положим $Q_{0dif} = Q_0$. Представляя коэффициент отражения и восприимчивость в виде $R = |R|e^{i\phi}$ и $\chi_0 = \chi_0^{(1)} + i\chi_0^{(2)}$

соответственно и пренебрегая в (4.1.1) слагаемыми, малыми по сравнению с $|R|^2$, получим из (4.1.2) два действительных уравнения:

$$(1 + I_0 \chi_0^{(2)}) / 2 + |R| \cos \theta + |R|^2 \cos 2\theta = 0, \quad (4.1.3)$$

$$\Omega = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 \chi_0^{(1)}}{2Q_0} + \omega_0 - \bar{\omega}_0 + \frac{|R| \bar{\omega}_0 \sin \theta}{Q_0} + \frac{|R|^2 \bar{\omega}_0 \sin 2\theta}{Q_0} \quad (4.1.4)$$

где $\theta = \bar{\omega}_0 \tau_{ph} + \Omega \tau_{gr} - \phi$.

Обозначим чертой сверху величины, соответствующие стационарному режиму без отражений. Тогда в гиротроне с отражениями $|F_0| = |\bar{F}_0| + a$, $|a| \ll |\bar{F}_0|$, где \bar{F}_0 - значение амплитуды в автономном (без отражений) гиротроне. Пренебрежем также дисперсией в линии запаздывания: $\tau_{ph} \approx \tau_{gr} = \tau = 2L/c$, $\theta = (\bar{\omega}_0 + \Omega)\tau - \phi = \omega\tau - \phi$ (см. **Раздел 1.2**) и используем разложение восприимчивости в ряд по малым приращениям амплитуды (1.3.11). Из (4.1.3) можно выразить амплитуду поля a : $a = -2|R|(\cos \theta + |R| \cos 2\theta) / (I_0 \mu_2)$ и записать выражение (4.1.4) в виде

$$\omega = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 \bar{\chi}_0^{(1)}}{2Q_0} + \omega_0 + \frac{|R| \bar{\omega}_0 r \sin(\omega\tau - \phi - \alpha)}{Q_0} + \frac{|R|^2 \bar{\omega}_0 r \sin(2\omega\tau - 2\phi - \alpha)}{Q_0}, \quad (4.1.5)$$

где $\omega = \bar{\omega}_0 + \Omega$ - частота излучения в стационарном состоянии, которая зависит от длины линии запаздывания и от коэффициента отражения, $r = \sqrt{1+q^2}$, $q = \mu_1/\mu_2$, $\alpha = \arctg q$ (см. обозначения после (2.2.4)).

Далее для нахождения стационарных состояний предположим, что коэффициент отражения достаточно мал, так что сдвиг амплитуды и частоты относительно автономных значений существенно меньше самих этих значений, а слагаемыми, пропорциональными $|R|^2$, можно пренебречь. Решение уравнения (4.1.5) удобно представить графически как пересечение прямой

$$y_1 = \omega\tau \quad (4.1.6)$$

и синусоиды (**рис.4.1.1**)

$$y_2(y_1) = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 \bar{\chi}_0^{(1)}}{2Q_0} \tau + \omega_0 \tau + \frac{|R| \bar{\omega}_0 \tau r \sin(y_1 - \phi - \alpha)}{Q_0}. \quad (4.1.7)$$

Следует отметить, что опорная и холодная частоты $\bar{\omega}_0, \omega_0$ не зависят от параметров отражателя и линии запаздывания, поэтому два первых слагаемых в (4.1.7) не зависят от y_1 .

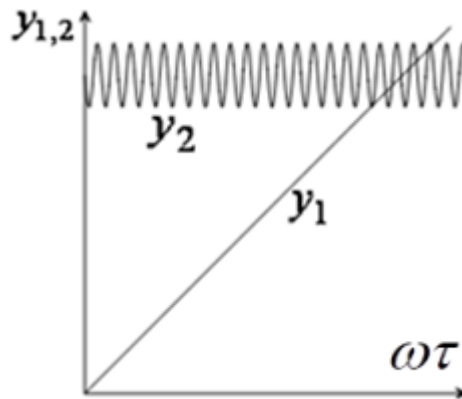


Рис. 4.1.1. Графическое решение уравнения (4.1.5); фазы запаздывания продольных мод $\omega\tau$ соответствуют пересечениям графиков y_1 и y_2 .

Как следует из выражений (4.1.5)-(4.1.7) и **рис.4.1.1**, в зависимости от длины линии и модуля коэффициента отражения стационарных состояний (продольных мод) может быть одно или несколько. В отсутствие отражения ($|R|=0$) существует единственная продольная мода, соответствующая свободным колебаниям генератора, при этом «горячая» частота отличается от собственной («холодной») частоты на величину, определяемую

действительной частью восприимчивости: $\omega - \omega_0 = \frac{\bar{\omega}_0 I_0 \bar{\chi}_0^{(1)}}{2Q_0}$, а амплитуда поля

удовлетворяет уравнению $\chi_0^{(2)}(|F_0|) = -1/I_0$. При ненулевом отражении продольных мод может быть несколько, но их число конечно (**рис. 4.1.1**), и это число определяется произведением коэффициента отражения на длину линии. При возрастании коэффициента отражения мода является единственной до тех пор, пока прямая (4.1.6) не коснется синусоиды (4.1.7) при условии:

$$\frac{|R|\bar{\omega}_0 \tau r \cos(\omega\tau - \phi + \alpha)}{Q_0} = 1. \quad (4.1.8)$$

Каждая новая мода является вырожденной: при дальнейшем росте указанной величины она расщепляется на две (**рис. 4.1.2**).

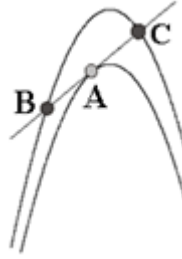


Рис. 4.1.2. Фрагмент рис.4.1.1: рождение новой моды А, которая при увеличении значения $|R|\bar{\omega}_0 r \tau / Q_0$ распадается на моды В и С.

Условие единственности продольной моды

$$|R|\bar{\omega}_0 r \tau / Q_0 < 1, \quad (4.1.9)$$

можно интерпретировать, исходя из аналогии с теорией захвата частоты генератора заданным внешним сигналом (см. введение, [73,108,111,42*, 43*]). В качестве внешнего сигнала в данной задаче выступает отраженная волна с амплитудой $|RF_0|$, которая может навязать генератору свою частоту, если только эта частота лежит в полосе синхронизации шириной $2|R|\bar{\omega}_0 r / Q_0$ (см. (1.3.13), 43*). Если в полосе синхронизации оказывается только одна мода линии задержки, то выполнено условие:

$$2|R|\bar{\omega}_0 r / Q_0 < \pi / \tau, \quad (4.1.10)$$

поскольку расстояние по частоте между модами длинной линии равно π / τ . Условия (4.1.10) и (4.1.9) эквивалентны (с точностью до коэффициента $\pi/2$).

Если предположить, что изменения параметров системы невелики, то функцию χ_0 можно линеаризовать по малым изменениям этих параметров. В этом случае из выражений (4.1.3), (4.1.4) можно найти аналитически, как меняется частота излучения $\omega = \bar{\omega}_0 + \Omega$ при изменении различных параметров и показать, что возможна стабилизация частоты.

Рассмотрим изменение частоты излучения при вариации какого-либо параметра гиротрона, например, собственной частоты резонатора ω_0 или расстройки по напряжению и магнитному полю Δ . Чаще всего в экспериментах меняется расстройка (при вариации напряжения или ведущего магнитного поля) или собственная частота (в процессе нагрева резонатора при включении). В некотором стационарном устойчивом состоянии обозначим значения этого параметра w , а также значения модуля амплитуды, частоты и фазы запаздывания на этой частоте как $\hat{w}, |\hat{F}_0|, \hat{\Omega}, \hat{\theta}$. При этом частота излучения равна $\hat{\omega} = \bar{\omega}_0 + \hat{\Omega}$. Малое изменение параметра приводит к переходу системы в соседнее

стационарное состояние, в котором $w = \hat{w} + \tilde{w}$, $|F_0| = |\hat{F}_0| + \tilde{a}$, $\Omega = \hat{\Omega} + \tilde{\Omega}$, $\theta = \hat{\theta} + \tilde{\Omega}\tau$.

Если эти изменения малы: $|\tilde{w}| \ll |w|$, $|\tilde{a}| \ll |F_0|$, $|\tilde{\Omega}| \ll |\Omega|$, то можно линеаризовать по ним восприимчивость и выражения (4.1.3), (4.1.4):

$$\chi_0^{(1,2)}(|F_0|) \approx \chi_{01}^{(1,2)} + \tilde{a}\mu_{1,2} + \tilde{w}v_{1,2}, \quad (4.1.11)$$

$$\tilde{a}I_0\mu_2/2 + \tilde{w}I_0v_2/2 - \tilde{\Omega}|R|\tau(\sin\hat{\theta} + 2|R|\sin 2\hat{\theta}) = 0, \quad (4.1.12)$$

$$\tilde{\Omega} = (\mu_1\tilde{a} + v_1\tilde{w})\bar{\omega}_0I_0/(2Q_0) + (\omega_0)'_w\tilde{w} + \tilde{\Omega}|R|\tau\bar{\omega}_0(\cos\hat{\theta} + 2|R|\cos 2\hat{\theta})/Q_0$$

где $\chi_{01}^{(1,2)} = \chi_0^{(1,2)}(|F_{01}|, w_1)$, $\mu_{1,2} = \left. \frac{d\chi_0^{(1,2)}}{d|F_0|} \right|_{a_1=0, \tilde{w}=0}$ (см.1.1.17), $v_{1,2} = \left. \frac{d\chi_0^{(1,2)}}{dw} \right|_{a_1=0, \tilde{w}=0}$.

Заметим, что при изменении собственной частоты резонатора $(\omega_0)'_w = 1$, $v_{1,2} = 0$, а при изменении расстройки Δ производная $(\omega_0)'_w$ равна нулю. Исключая \tilde{a} из (4.1.12), найдем производную от частоты излучения по параметру w :

$$\left. \frac{d\omega}{dw} \right|_{\tilde{w}=0} = \left. \frac{d\Omega}{dw} \right|_{\tilde{w}=0} = \frac{\tilde{\Omega}}{\tilde{w}} = \frac{\bar{\omega}_0I_0(v_1 - qv_2)/(2Q_0) + (\omega_0)'_w}{1 - |R|\tau\bar{\omega}_0r(\cos(\hat{\theta} - \alpha) + 2|R|\cos(2\hat{\theta} - \alpha)) / Q_0} \quad (4.1.13)$$

Если отражений нет, эта производная равна

$$\left. \frac{d\omega}{dw} \right|_{\tilde{w}=0} = \left. \frac{d\Omega}{dw} \right|_{\tilde{w}=0} = \bar{\omega}_0I_0(v_1 - qv_2)/(2Q_0) + (\omega_0)'_w. \quad (4.1.14)$$

При наличии отражений производная (4.1.13) может быть существенно меньше ее значения в отсутствие отражений (4.1.14), т.е. частота стабилизируется. Это возможно при выполнении условия

$$|R|\tau\bar{\omega}_0r/Q_0 \gg 1, \quad (4.1.15)$$

которое является также условием существования большого числа продольных мод в системе. В этом случае каждая продольная мода является узкополосной в масштабе ширины полосы захвата отраженной волной, и навязывает свою частоту гиротрону – так можно интерпретировать явление стабилизации частоты при большой длине линии. Если предположить, что $\mu_{1,2}$, $v_{1,2}$ не зависят от w в некотором интервале изменения этого параметра, выражение (4.1.13) можно проинтегрировать и найти зависимость $w(\omega)$:

$$w(\omega) = \hat{w} + \frac{\left(\omega - \hat{\omega} - \bar{\omega}_0 r \left(|R| \sin(\omega\tau - \phi - \alpha) + |R|^2 \sin(2\omega\tau - 2\phi - \alpha) \right) / Q_0 - S \right)}{\bar{\omega}_0 I_0 (v_1 - qv_2) / (2Q_0) + (\omega_0)'_w} \quad (4.1.16)$$

где $S = \bar{\omega}_0 r \left(|R| \sin(\hat{\theta} - \alpha) + |R|^2 \sin(2\hat{\theta} - \alpha) \right) / Q_0$. Численное моделирование и аналогия с работами [101,4*,33*,34*,42*,43*] показывают, что устойчивыми являются только те участки кривой, где знак производной по параметру (4.1.13) такой же, как в отсутствие отражений. При медленном изменении параметра w частота излучения меняется плавно до тех пор, пока соответствующая продольная мода не потеряет устойчивость и не произойдет скачок в соседнее устойчивое стационарное состояние. При обратном изменении параметра наблюдается гистерезис: скачки частоты излучения происходят при других его значениях. Следует отметить, что учет в (4.1.16) слагаемого, пропорционального $|R|^2$, приводит к появлению дополнительных экстремумов функции $w(\omega)$ (рис.4.1.3).

Рассмотрим, как меняется частота излучения гиротрона при изменении расстройки Δ . Как следует из (4.1.16), зависимость Δ от частоты имеет вид:

$$\Delta(\omega) = \hat{\Delta} + \frac{(\omega - \hat{\omega}) + \bar{\omega}_0 r |R| \left(\sin(\omega\tau - \phi - \alpha) + |R| \cos(2\omega\tau - 2\phi - \alpha) \right) / Q_0 - S}{\omega'_\Delta \Big|_{R=0}}, \quad (4.1.17)$$

где $\hat{\Delta}$ – начальное значение расстройки. Как показывают расчеты для гиротрона на частоте 170 ГГц с током 50А, на достаточно большом интервале значений расстройки $\Delta \in (0.3; 0.47)$ производная (4.1.13) в отсутствие отражений постоянна, отрицательна и равна $-\pi \cdot 1.3 \cdot 10^9 \text{с}^{-1}$ (рис. 4.1.4). На рис. 4.1.3 изображена зависимость $f(\Delta) = \omega(\Delta) / 2\pi$ при значениях модуля коэффициента отражения $|R| = 0.3$ и 0.5 , что соответствует отражению 9% и 25% мощности излучения. Участки кривой с отрицательной производной $f'(\Delta)$ устойчивы, с положительной – неустойчивы.

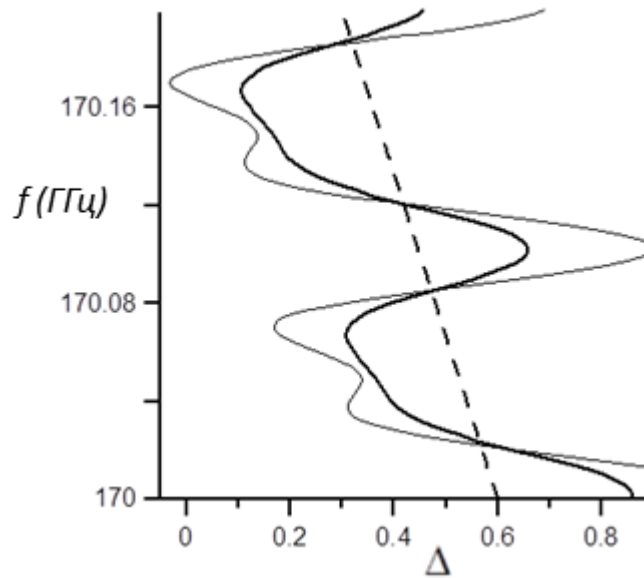


Рис.4.1.3. Аналитическая зависимость частоты излучения f гиротрона с нерезонансным отражателем от расстройки Δ , рассчитанная по формуле (4.1.17) для гиротрона на частоте 170 ГГц, с рабочей модой $TE_{28,12}$, добротностью $Q_0 = 1370$, $U = 90-100$ кэВ, $I_A = 50$ А, $R_b = 8.27$ мм, $R_r = 20.77$ мм; жирная сплошная линия соответствует $|R| = 0.3$, тонкая сплошная линия – $|R| = 0.5$, пунктир – $|R| = 0$.

Рассмотрим, как меняется частота излучения при изменении собственной частоты резонатора гиротрона, например, при нагреве в процессе включения гиротрона [35,36]. Поскольку в отсутствие отражений производная $\omega_0'(\omega)$ близка к единице, первое слагаемое в знаменателе (4.1.16) мало по сравнению с единицей, и можно представить это выражение в виде ($\hat{\omega}_0$ – начальное значение собственной частоты):

$$\omega_0(\omega) = \hat{\omega}_0 + \omega - \hat{\omega} - \bar{\omega}_0 r \left\{ \left(|R| \sin(\omega\tau - \phi - \alpha) + |R|^2 \sin(2\omega\tau - 2\phi - \alpha) \right) / Q_0 - S \right\}. \quad (4.1.18)$$

Поскольку в приближении фиксированной структуры поля ширина линии излучения мала по сравнению шириной полосы циклотронного резонанса, функция восприимчивости $\bar{\chi}_0^{(1)}$, а также сдвиг частоты генерации относительно собственной частоты резонатора, не зависят от частоты генерации, так что выражения (4.1.18) и (4.1.5) совпадают.

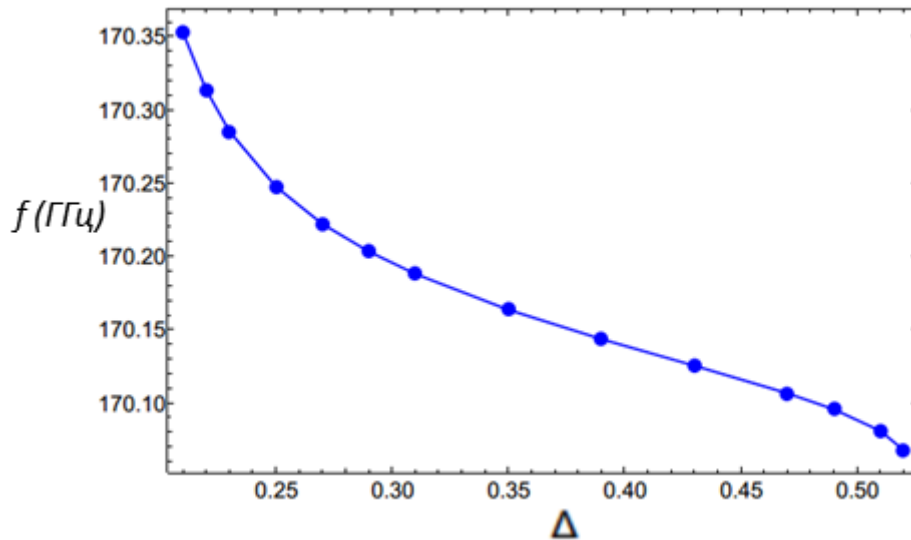


Рис.4.1.4. Зависимость частоты излучения f от расстройки Δ в гиротроне на частоте 170 ГГц без отражений, параметры гиротрона указаны в подписи к **рис. 4.1.3**.

Численное моделирование уравнений (1.2.5), (1.3.4) в предположении малого коэффициента отражения (при учете только слагаемых порядка $|R|$) показывает полное соответствие с приведенными выше аналитическими рассуждениями (**рис. 4.1.5**). При численном моделировании для некоторого значения собственной частоты определялось стационарное решение уравнений (1.2.5), (1.3.4) для 170 ГГц/1 МВт гиротрона с рабочей модой $TE_{25,10}$. Затем собственная частота изменялась последовательно на одинаковые малые величины. Для каждого ее нового значения уравнения решались с «унаследованными» начальными условиями, т.е. начальными условиями, соответствующими стационарному состоянию с предыдущим значением холодной частоты. Такой подход соответствовал решению уравнений с собственной частотой, линейно зависящей от времени:

$$\omega_0 = \hat{\omega}_0 \pm \eta t \quad (4.1.19)$$

в предположении, что скорость изменения холодной частоты η настолько мала, чтобы частота ω_0 изменялась мало по сравнению с самым малым частотным масштабом задачи (разностью частот соседних мод длинной линии) за время самого длительного переходного процесса (за время запаздывания).

Как видно из **рисунка 4.1.5**, при изменении «холодной» частоты, как и при изменении расстройки Δ , происходит генерация на одной из продольных мод, а затем скачок на соседнюю продольную моду. Если собственная частота меняется в обратном направлении, имеет место гистерезис. Участки кривой, где производная $f'(f_0)$ положительна, устойчивы

и наоборот. При указанных параметрах гиротрона на частоте 170 ГГц на каждом пологом участке графика на рис.4.1.5 изменение частоты излучения примерно в 5 раз меньше изменения «холодной» частоты, т.е. частота излучения стабилизирована.

На рис. 4.1.6 показан переходный процесс, соответствующий скачку с одной продольной моды на другую. Установление нового стационарного состояния сопровождается биениями с периодом порядка времени запаздывания [33*,34*].

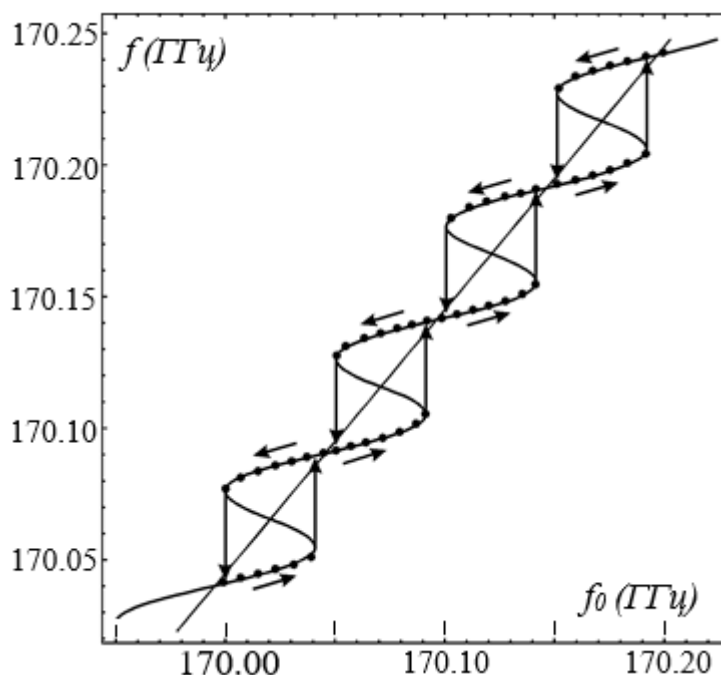
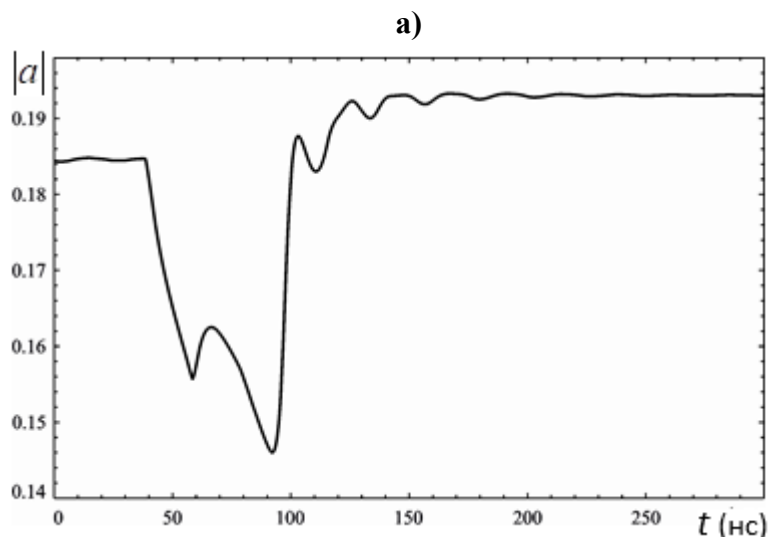


Рис. 4.1.5. Зависимость частоты излучения гиротрона с отражателем от собственной частоты $f_0 = \omega_0 / 2\pi$ при $|R| = 0.2$, $f_0 \tau = 3000,5$. Параметры гиротрона: $I_A = 45$ А, $U = 73$ кВ, $R_r = 17.77$ мм, $R_b = 7.39$ мм, длина однородного участка резонатора 7λ , питч-фактор 1.3, магнитное поле 6.7 Тл, $\Delta = 0.5$. Полученные численные результаты отмечены точками. Сплошная кривая построена по формуле (4.1.18).



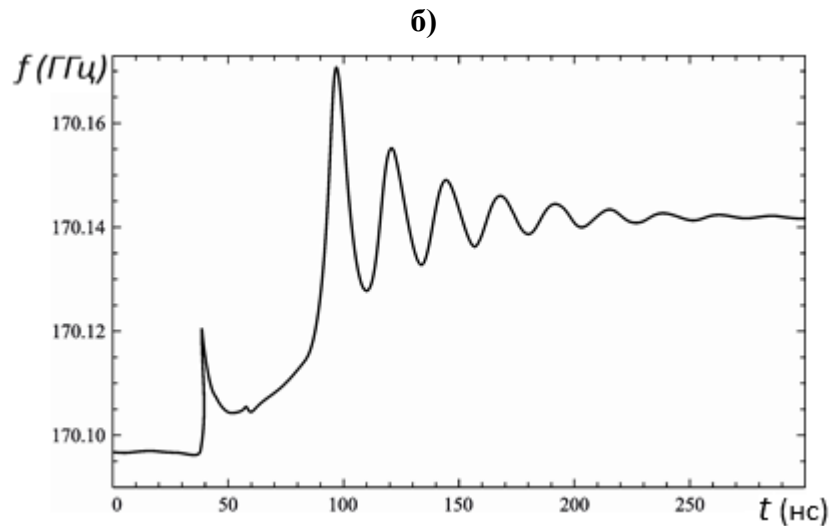


Рис.4.1.6. Временные зависимости амплитуды поля (а) и частоты излучения (б) для переходного процесса, соответствующего скачку с одной продольной моды на другую в гиротроне, параметры которого указаны в подписи к рис. 4.1.5.

4.2. Исследование устойчивости состояний равновесия в генераторе с запаздывающим отражением от нерезонансной нагрузки.

4.2.1. Характеристическое уравнение

Устойчивость стационарных состояний (продольных мод) исследована для *упрощенной модели генератора типа Ван-дер-Поля*. Такая модель была бы справедлива для гиротрона с мягким возбуждением в пренебрежении сдвигом частоты генерации относительно собственной «холодной» частоты: $\chi_0^{(1)} = 0$ и квадратичной функцией мнимой (активной) восприимчивости $\chi_0^{(2)} = \bar{\beta}|F_0^2| - \bar{\alpha}$ [33*-36*,155] (подобное предположение справедливо при достаточно малых амплитудах поля и используется при построении так называемой «квазилинейной теории» в работах [28,112]). Предположим также без потери общности, что фаза коэффициента отражения $\phi = \pi$, а опорная частота совпадает с собственной частотой резонатора автогенератора (гиротрона): $\bar{\omega}_0 = \omega_0$. Исследование устойчивости стационарных состояний в такой модели, несмотря на значительное ее упрощение по сравнению с исследованной в **Разделе 4.1**, полностью подтверждаются численным моделированием динамики гиротрона на основе уравнений (1.2.5), (1.3.4) (**рис. 4.1.5**, [20*,21*, 23*,83]). Указанные предположения, а также замена переменных и параметров

$$t' = \omega_0 t, \tau' = \omega_0 \tau, F = 2F_0 \sqrt{\bar{\beta}/\bar{\alpha}}, \mu = \bar{\alpha} I_0 / Q_0, \rho = 2|R|/Q_0, \eta = Q_0^{-1} \quad (4.2.1)$$

приводят уравнение (1.2.5) к виду:

$$2\frac{dF}{dt'} - \mu\left(1 - |F|^2/4\right)F = -\eta F + \rho e^{-i\tau'} F(t' - \tau') = 0. \quad (4.2.2)$$

Следует отметить, что абсолютные значения параметров μ , η , ρ малы по сравнению с единицей.

Подобное уравнение можно получить путем усреднения уравнения Ван-дер-Поля с запаздывающим отражением, исследованного в работах [93,94], где было показано, что с ростом параметра отражения и (или) длины линии происходит переход от стационарной генерации к периодической автомодуляции и хаотическим колебаниям. Стабилизация частоты излучения возможна в такой области параметров, соответствующих стационарной генерации, где выполнено условие (4.1.15), то есть длина линии запаздывания велика, а отражение мало. Уравнение вида (4.2.2) исследовалось в [93,33*,34*].

Стартующие моды. При малой амплитуде колебания, $|F| \ll 1$, как следует из (4.2.2), комплексная частота $\Omega' = \omega / \omega_0 - 1$ (штрих далее опустим) отличается от собственной частоты резонатора гиротрона на величину

$$\Omega = \frac{i}{2}(\eta - \mu - \rho e^{-i\tau - i\Omega\tau}), \quad (4.2.3)$$

Моды самовозбуждаются ($\text{Im}\Omega < 0$), когда излучаемая мощность превышает мощность потерь. Предположим, что выполнено условие малости коэффициента отражения по сравнению с относительным превышением плотности активного вещества над ее стартовым значением⁵:

$$(\mu - \eta) \gg |\rho|. \quad (4.2.4)$$

Тогда стартовое условие: $\mu > \eta$, и инкременты всех стартующих мод $\text{Im}\Omega \approx (\eta - \mu) / 2 < 0$ имеют такой же вид, как в свободном автогенераторе.

Моды на нелинейной стадии. Уравнение (4.2.2) допускает конечное число решений с действительной частотой:

$$2\hat{\Omega} = -\rho \sin \hat{\vartheta}, \quad (4.2.5)$$

совпадающих в принятых обозначениях (4.2.1) с (4.1.5), и постоянной амплитудой

⁵ Как следует из обозначений (4.2.1), в свободном, без отражений, генераторе величина $(\mu - \eta) / \eta$ равна относительному превышению плотности активного вещества над пороговым (стартовым) значением. Для электронных генераторов величина $(\mu - \eta) / \eta$ – это относительное превышение тока над стартовым значением $(I - I_{st}) / I_{st}$.

$$|\hat{F}|^2/4 = (\mu - \eta + \rho \cos \hat{\vartheta}) / \mu, \quad (4.2.6)$$

где $\hat{\vartheta} = \tau(1 + \hat{\Omega})$ – фаза запаздывания на частоте стационарного состояния. При этом решения уравнения (4.2.5) можно найти графически как пересечения кривых, совпадающих с (4.1.6), (4.1.7) в обозначениях (4.2.1) и $\phi = \pi$ (см. **рис. 4.1.1**)

$$y_1 = \hat{\vartheta}, \quad y_2(y_1) = \tau - \rho \tau (\sin \hat{\vartheta}) / 2, \quad (4.2.7)$$

или как пересечения кривых $z_1 = 2\hat{\Omega}/\rho$ и $z_2 = -\sin \hat{\vartheta}$, показанные на **рис. 4.2.1**. На **рис. 4.2.1** цифрами обозначены номера мод, 0-я (центральная) мода ближе всего по частоте к собственной частоте генератора. Условие (4.1.8) касания кривых y_1 и y_2 примет вид:

$$\rho \tau \cos \hat{\vartheta} = -2. \quad (4.2.8)$$

Как следует из (1.2.5), (4.2.1), (4.2.7), при малых отражениях (4.2.4) мощность, излученная из гиротрона, пропорциональна $|\hat{F}|^2 \eta$, и максимальна, когда

$$\eta = \mu / 2, \quad (4.2.9)$$

т.е. когда относительное превышение тока над стартовым $(I - I_{st})/I_{st} = 1/2$. Следует отметить, что при малой надпороговости: $\mu - \eta \sim |\rho|$ отражение может, в зависимости от фазы $\tau + \hat{\Omega}\tau$, привести к срыву генерации (при $\mu - \eta > 0$, $\rho \cos \hat{\vartheta} < 0$), или наоборот, к возникновению генерации (при $\mu - \eta < 0$, $\rho \cos \hat{\vartheta} > 0$).

В соответствии с (4.1.5), частоты продольных мод (следовательно, и фазы запаздывания $\tau + \hat{\Omega}\tau$ на этих частотах) не зависят от амплитуды колебаний. Это связано с тем, что в модели генератора Ван-дер-Поля не учитывается мнимая часть отрицательной проводимости (в отличие от (4.1.5)).

Уравнения возмущений продольных мод. Допустим, что возникло малое возмущение продольной моды (4.2.5), (4.2.6):

$$F = \bar{F} + F_+ e^{i\Omega_+ t}, \quad |F_+| \ll |\bar{F}|. \quad (4.2.10)$$

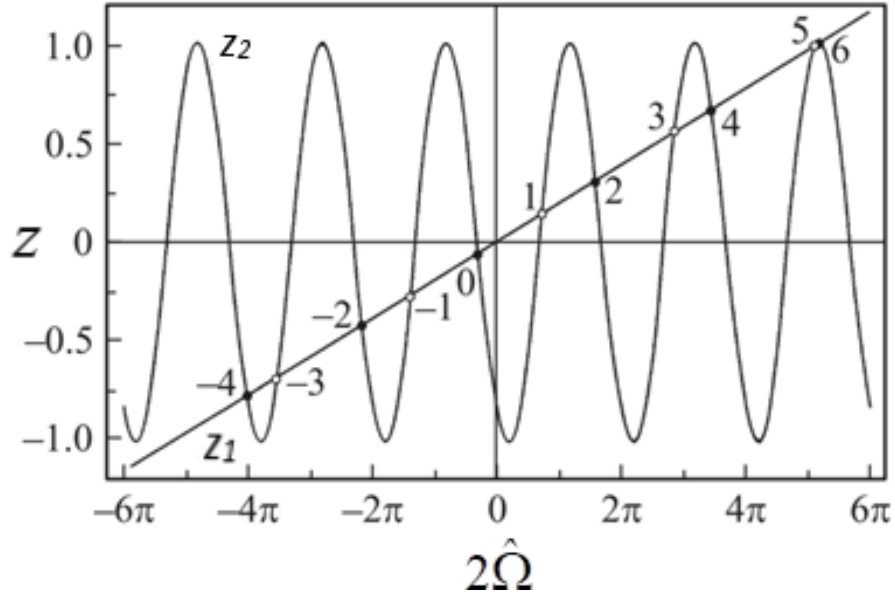


Рис. 4.2.1. Пример графического решения уравнения (4.2.5) при $\rho = 0.0328$, $\tau = 318.309\pi$. Прямая $z_1 = 2\hat{\Omega}/\rho$, синусоида $z_2 = -\sin \hat{\vartheta}$. „Собственно“-устойчивые моды (см. п.4.2.2) показаны черными кружками, „собственно“-неустойчивые — светлыми.

Квадратичная зависимость восприимчивости от амплитуды поля приводит к появлению малых возмущений на частоте Ω_- , симметрично отстоящей от частоты основной моды:

$$2\hat{\Omega} = \Omega_+ + \Omega_-^*, \quad \Omega_+ = \hat{\Omega} + \xi, \quad \Omega_- = \hat{\Omega} - \xi^*. \quad (4.2.11)$$

Следовательно, колебания генератора представляют собой сумму трех колебаний на частотах основной моды и сателлитов. Поле представим в виде суммы этих колебаний:

$$F = \hat{F}e^{i\hat{\Omega}t} + F_+e^{i\Omega_+t} + F_-e^{i\Omega_-t}, \quad F_{\pm} = |F_{\pm}|e^{i\varphi_{\pm}}, \quad \varphi_{\pm} = const, \quad |F_{\pm}| \ll |\hat{F}|, \quad (4.2.12)$$

Как следует из (4.2.11), оба возмущения либо нарастают, либо убывают: $\text{Im}\Omega_+ = \text{Im}\Omega_-$. Линеаризуя (4.2.2) по амплитуде возмущений, получим соотношения для амплитуд и частот возмущений:

$$\left[2\Omega_+ + i\mu \left(1 - |\hat{F}|^2 / 2 \right) - i\eta + i\rho e^{-i\vartheta_+} \right] F_+ = i\mu \hat{F}^2 F_-^* / 4, \quad (4.2.13)$$

$$\left[2\Omega_- + i\mu \left(1 - |\hat{F}|^2 / 2 \right) - i\eta + i\rho e^{-i\vartheta_-} \right] F_- = i\mu \hat{F}^2 F_+^* / 4. \quad (4.2.14)$$

Здесь $\vartheta_+ = \hat{\vartheta} + \xi\tau$, $\vartheta_- = \hat{\vartheta} - \xi^*\tau$ — фазы запаздывания на частотах возмущений.

Как следует из системы уравнений (4.2.13), (4.2.14), возмущения связаны через основную моду, играющую роль накачки, а соотношение (4.2.11) можно интерпретировать как параметрическую неустойчивость исходной основной моды: распад двух квантов исходной моды на кванты боковых сателлитов. При этом сильная основная мода играет роль накачки. Однако следует отметить, что (4.2.11) допускает случай, когда действительные частоты сателлитов равны частоте основной моды. Это амплитудные возмущения на частоте исходной моды. Будем классифицировать такие возмущения как «собственные», а их рост как «собственную» неустойчивость. Неустойчивость, к которой приводит рост возмущений в виде боковых сателлитов, будем называть сателлитной.

Перемножим уравнение (4.2.13) и уравнение, комплексно сопряженное с (4.2.14). В результате получим *характеристическое уравнение*:

$$\begin{aligned} & \left[2(\hat{\Omega} + \xi) + i\mu \left(1 - \frac{|\hat{F}|^2}{2} \right) - i\eta + i\rho e^{-i\hat{\theta}_+} \right] \times \\ & \left[2(\hat{\Omega} - \xi) - i\mu \left(1 - \frac{|\hat{F}|^2}{2} \right) + i\eta - i\rho e^{i\hat{\theta}_+^*} \right] = \mu^2 \frac{|\hat{F}|^4}{16} . \end{aligned} \quad (4.2.15)$$

Вводя обозначения

$$\Gamma = \mu |\hat{F}|^2 / 4, \quad \sigma = \rho (1 - e^{-i\xi\tau}) , \quad (4.2.16)$$

и используя уравнения (4.2.5), (4.2.6) для частоты и амплитуды исходной моды, представим (4.2.15) в виде:

$$\xi^2 - i\xi\Gamma - i\sigma\xi \cos \hat{\theta} - \Gamma\sigma \cos \hat{\theta} / 2 - \sigma^2 / 4 = 0 . \quad (4.2.17)$$

Заметим, что один из корней уравнения (4.2.17), $\xi = 0$, соответствует возмущению в виде сдвига начальной фазы автогенератора, или начала отсчета времени.

Анализ выражений (4.2.5), (4.2.6), (4.2.17) показывает, что поведение системы (амплитуда, частота продольных мод и их устойчивость) определяется тремя параметрами:

1. Параметром ρ , равным отношению удвоенного коэффициента отражения к добротности контура, (см. (4.2.1));
2. Временем запаздывания τ ;
3. положительной величиной Γ (см. (4.2.16)), пропорциональной квадрату амплитуды поля. Если относительное превышение тока над стартовым существенно больше коэффициента отражения (4.2.4), то Γ равна прочности предельного цикла $\mu - \eta$.

4.2.2. Исследование устойчивости относительно амплитудных возмущений

Для возмущений на собственной частоте исходной моды (амплитудных возмущений) можно отклонение частоты возмущения от частоты исходной моды представить в виде

$$\xi = i\Lambda, \quad (4.2.18)$$

где Λ - действительно. Если возмущение неустойчиво, $\Lambda < 0$. Уравнение (4.2.17) преобразуем к виду

$$\sigma^2 + 2\Gamma\sigma \cos \hat{\vartheta} - 4\Lambda\sigma \cos \hat{\vartheta} - 4\Gamma\Lambda + 4\Lambda^2 = 0, \quad (4.2.19)$$

где $\sigma = \rho(1 - e^{\Lambda\tau})$ (см. (4.2.16)). Разрешая (4.2.19) для σ , получим

$$\sigma = -(\Gamma - 2\Lambda) \cos \hat{\vartheta} \pm \sqrt{((\Gamma - 2\Lambda) \cos \hat{\vartheta})^2 + 4\Lambda\Gamma - 4\Lambda^2}. \quad (4.2.20)$$

Поиск решений Λ , удовлетворяющих уравнению (4.2.20), удобно пояснить графически (рис. 4.2.2). Эти решения лежат на пересечениях графика функции

$$g_1(\Lambda\tau) = 1 - e^{\Lambda\tau} \quad (4.2.21)$$

и наклоненного эллипса⁶

$$g_2(\Lambda\tau) = \frac{2(\Lambda\tau)/\tau - \Gamma}{\rho} \cos \hat{\vartheta} \pm \frac{\sqrt{-((2(\Lambda\tau)/\tau - \Gamma) \sin \hat{\vartheta})^2 + \Gamma^2}}{\rho}. \quad (4.2.22)$$

При $\cos \hat{\vartheta} > 0$ графики функций $g_1(\Lambda\tau)$ и $g_2(\Lambda\tau)$ не имеют пересечений при $\Lambda < 0$. При $\cos \hat{\vartheta} < 0$ существует единственное пересечение графиков области $\Lambda < 0$, если

$$|g_1'(\Lambda\tau)|_{\Lambda=0} > |g_2'(\Lambda\tau)|_{\Lambda=0}. \quad (4.2.23)$$

Производные равны $|g_1'|_{\Lambda=0} = |g_2'|_{\Lambda=0}$ при условии (4.2.8).

Таким образом, если в системе существует единственная продольная мода (при $\rho\tau < 2$), то она устойчива относительно роста возмущений на собственной частоте, т.к. неравенство (4.2.23) не может быть выполнено. Если с ростом $\rho\tau$ появляется вырожденная

⁶ Заметим, что для стационарного состояния $\sin \hat{\vartheta} = 0$ эллипс вырождается в две параллельные друг другу прямые.

мода при условии (4.2.8), то эта мода нейтральна ($\Lambda=0$). При дальнейшем росте $\rho\tau$ происходит расщепление вырожденной моды на две (рис. 4.1.2). В соответствии с (4.2.23), одна из этих мод (стационарное состояние В на рис. 4.1.2) неустойчива, а вторая – мода С на рис. 4.1.2 – устойчива. Если число продольных мод больше двух, то устойчивые и неустойчивые относительно амплитудных, или «собственных», возмущений моды чередуются по частоте (рис.4.2.1, [101]). Моды, для которых $\cos \hat{\vartheta} < 0$, неустойчивы; и наоборот.

Следует отметить аналогию с теорией захвата частоты генератора внешним сигналом [108,111,2*,43*], в качестве которого в данном случае выступает отраженная волна. Если фаза отраженной волны имеет такую величину, что ее воздействие приводит к увеличению амплитуды колебаний на основной моде (см. (4.2.6) при $\cos \hat{\vartheta} > 0$), то эта мода устойчива. И наоборот, если отражение приводит к уменьшению амплитуды колебаний (при $\cos \hat{\vartheta} < 0$), то такая мода неустойчива.

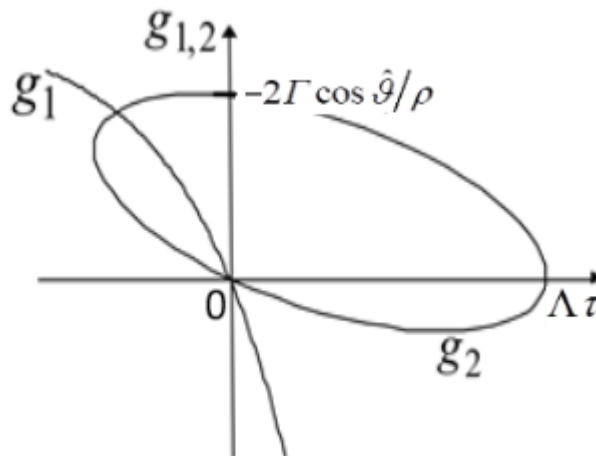


Рис.4.2.2. Графическое решение уравнения (4.2.20): графики функций (4.2.21) и (4.2.22) при $\cos \hat{\vartheta} < 0$.

4.2.3. Исследование устойчивости относительно распада на боковые сателлиты при оптимальном превышении тока над стартовым значением

При исследовании параметрического распада исходного стационарного состояния на боковые сателлиты важно отметить, что частота возмущений-сателлитов в общем случае не совпадает с частотой соседних стационарных состояний, поскольку стационарные состояния не образуют эквидистантный спектр (рис. 4.2.1). Поэтому параметрический распад может наблюдаться только на начальной стадии ухода системы из неустойчивого стационарного состояния. Затем устанавливается одно из соседних стационарных

состояний. Возбуждение сателлитов (параметрический распад) определяет сценарий выхода из состояния равновесия через нарастающие биения, **рис.4.2.11а**. Соседние стационарные состояния могут оказаться симметричными по частоте только в случае $\hat{\vartheta} = \tau = \pi n$ когда на удвоенной линии запаздывания укладывается целое число полуволн. Если n нечетное, то исходное состояние может быть неустойчиво, и могут возбудиться соседние боковые моды. Если же на длине линии укладывается целое число полуволн (n четное), то боковые сателлиты центрального состояния не возбуждаются, это состояние устойчиво [34*].

Задачу об устойчивости продольных мод относительно распада на боковые сателлиты удается решить аналитически только при условии достаточно большого превышения тока над стартовым (4.2.4) [34*]. При произвольном соотношении параметров уравнение (4.2.17) решалось численно в п.4.2.4,[35*].

Условие (4.2.4) равносильно неравенству (см. (4.2.16)):

$$\Gamma \gg \rho . \quad (4.2.24)$$

Следует отметить, что при оптимальной передаче мощности в нагрузку (4.2.9) условие (4.2.24) выполнено.

С помощью метода D-разбиения [156] найдем, при каких параметрах частотная отстройка сателлитов ξ действительна и не равна нулю. Очевидно, что при малом изменении параметров вблизи этих значений устойчивые сателлиты становятся неустойчивыми. Для действительных частот ξ величины σ и ρ одного порядка, и условие (4.2.24) означает, что $\Gamma \gg |\sigma|$. При этом корни уравнения (4.2.17) примерно равны

$$\xi_1 \approx i\Gamma , \quad (4.2.25)$$

$$\xi_2 \approx i(\sigma^2 + 2\Gamma\sigma \cos \hat{\vartheta}) / (4\Gamma) . \quad (4.2.26)$$

Корень (4.2.25) мнимый, причем если коэффициент отражения стремится к нулю, то этот корень равен прочности предельного цикла свободного автогенератора [108].

Уравнение (4.2.26) имеет бесконечно много решений. При действительных значениях ξ (4.2.26) сводится к двум уравнениям:

$$\Gamma \cos \hat{\vartheta} = \rho \cos(\xi\tau) , \quad (4.2.27)$$

$$\xi = -\rho^2 \sin(\xi\tau) / (2\Gamma) . \quad (4.2.28)$$

Фаза запаздывания $\hat{\vartheta}$, входящая в (4.2.27), определяется из уравнения $y_1(\hat{\vartheta}) = y_2(\hat{\vartheta})$ (см. (4.2.7)). Уравнения (4.2.27), (4.2.28) могут иметь решения не при любых параметрах системы. Решения уравнения (4.2.28) удобно проиллюстрировать графически как пересечения прямой

$$y_3(\xi\tau) = \xi\tau \quad (4.2.29)$$

и синусоиды

$$y_4(\xi\tau) = -\rho^2\tau \sin(\xi\tau)/(2\Gamma). \quad (4.2.30)$$

Такие решения существуют, только если множитель $\rho^2\tau/(2\Gamma)$ превышает минимальное значение, примерно равное 4.6 (рис. 4.2.2):

$$\rho^2\tau/(2\Gamma) \geq 4.6. \quad (4.2.31)$$

На **рис.4.2.3** каждое пересечение прямой y_3 и синусоиды y_4 определяет отстройку частоты ξ для пары спутников (4.2.11). Пунктиром показана синусоида y_4 , касающаяся прямой y_3 (при $\rho^2\tau/(2\Gamma) = 4.6$). Пара спутников, соответствующих пересечению «1», является вырожденной. С ростом $\rho^2\tau/(2\Gamma)$ эта пара спутников распадается на две пары спутников, частотам которых соответствуют пересечения «2» и «3».

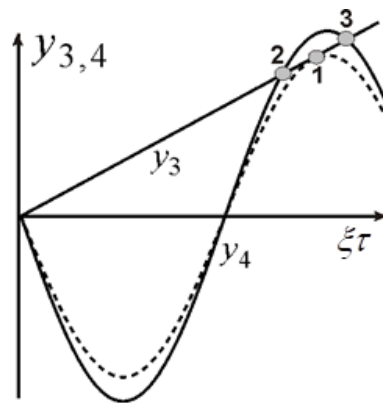


Рис. 4.2.3. Графическое решение уравнения (4.2.30) для нахождения спутников на действительной частоте.

При выполнении условия (4.2.31) число продольных мод велико (см. (4.1.8), 4.2.8)):

$$\rho\tau \gg 2. \quad (4.2.32)$$

Из (4.2.24), (4.2.27) следует, что

$$|\cos \hat{\vartheta}| \ll 1. \quad (4.2.33)$$

Неравенства (4.2.31), (4.2.33) означают, что частоты тех мод, которые могут иметь сателлиты на действительной частоте, находятся на краю частотного набора всех мод. Так, у мод с номерами -4, -3 и 5, 6 на **рис.4.2.1** могут возникать сателлиты на действительной частоте при условии достаточно большой надпороговости (4.2.32).

Если для какой-нибудь продольной моды есть сателлиты на действительной частоте, то, как следует из (4.2.7), (4.2.27), (4.2.30), производные функций y_2 и y_4 равны: $y_4'(\xi\tau) = y_2'(\hat{\vartheta})$. В частности, если сателлиты на действительной частоте вырожденные, то выполнено условие касания (4.2.8), т.е. это сателлиты вырожденной исходной моды А (**рис.4.1.2**).

Рассмотрим переход от устойчивости к неустойчивости при изменении параметров относительно их граничных значений для случая, когда исходная мода вырожденная (для нее справедливо соотношение (4.2.8), и при этом выполнено условие появления пары вырожденных сателлитов на действительной частоте: $\rho^2\tau / (2\Gamma) = 4.6$. Предположим, что параметр отражения ρ меняется, а остальные параметры – длина линии (τ), добротность и превышение тока над стартовым (параметры μ, η , см. (4.2.1)) – остаются неизменными. При уменьшении ρ исходная мода исчезает. Если же ρ растет, то исходная мода распадается на две моды (см. **рис. 4.1.2**), каждая из которых имеет свои боковые сателлиты.

Исследуем эти сателлиты на устойчивость, т.е. найдем знак мнимой части $\text{Im}\xi$ (как следует из (4.2.11), $\text{Im}\xi$ одинакова для правого и левого сателлитов). При изменении ρ возникают следующие добавки к частоте исходной моды, фазе запаздывания и параметру надпороговости основной моды:

$$\Delta\hat{\Omega} = \pm \frac{1}{\tau} \sqrt{\frac{2\Delta\rho}{\rho}}, \quad \Delta\hat{\vartheta} = \pm \sqrt{\frac{2\Delta\rho}{\rho}}, \quad \Delta\Gamma = \mp \sqrt{2\rho\Delta\rho} \sin\hat{\vartheta}. \quad (4.2.34)$$

Верхний знак соответствует более высокочастотной моде, нижний – низкочастотной. Дифференцируя (4.2.26) с учетом (4.2.34), пренебрегая при этом $|\cos(\xi\tau)|$ по сравнению с $|\sin(\xi\tau)|$, найдем мнимую часть частоты сателлитов:

$$\text{Im}\xi \approx \mp \frac{\sqrt{\rho\Delta\rho} \sin\hat{\vartheta}}{\sqrt{2}\Gamma\tau}. \quad (4.2.35)$$

Для мод, расположенным подобно модам 5 и 6 на **рис. 4.2.3**, значение $\sin\hat{\vartheta} < 0$, поэтому мода 6 устойчива, мода 5 неустойчива. Если моды расположены подобно модам -3 и -4, то

мода -3 неустойчива, мода -4 устойчива. В общем случае неустойчивой относительно распада на сателлиты ($\text{Im} \xi < 0$) окажется та мода, для которой наклон синусоиды больше наклона прямой на **рис. 4.2.1** и наоборот.

Следует отметить, что если продольная мода единственная (при условии (4.1.9)), то она устойчива. Действительно, в отсутствие отражений, при $\rho=0$, неустойчивости нет. Корнями характеристического уравнения (4.2.17) являются $\xi = i\Gamma$, $\xi = 0$. Первый корень соответствует затуханию возмущений с декрементом, равным прочности предельного цикла Γ , второй означает независимость стационарного решения от сдвига начала отсчета времени. Согласно приведенным в данном разделе рассуждениям, при ненулевом отражении до тех пор, пока мода остается единственной, условие (4.2.31) не выполнено, так что нет перехода через границу устойчивости, при этом $\text{Im} \xi > 0$. Следовательно, единственная продольная мода устойчива, причем она устойчива и относительно «собственных» возмущений (п. 4.2.2). Устойчивость единственной моды при произвольном соотношении параметров ρ и Γ показана в **п.4.2.4** и в [35*].

Если найдена граница устойчивости какой-либо моды относительно распада на сателлиты $\Gamma_{bound}(\rho, \tau)$, то изменение величины Γ по сравнению с граничным значением приводит к появлению мнимой части частоты сателлитов. Как следует из (4.2.16), (4.2.26), изменение ξ и σ при изменении Γ равны:

$$\Delta\sigma = i\rho\tau e^{-i\xi\tau} \Delta\xi, \quad \Delta\xi = \frac{i\sigma\Delta\sigma}{2\Gamma} - \frac{i\sigma^2\Delta\Gamma}{4\Gamma^2} + \frac{i\sigma \cos \hat{\theta}\Delta\sigma}{2}, \quad (4.2.36)$$

Предполагается, что изменение параметра Γ происходит только в результате изменения величины μ , а величины τ , $\hat{\theta}$ и ρ неизменны. Тогда из (4.2.36), (4.2.27) получим:

$$\text{Im}(\Delta\xi) = \frac{\rho^2\Delta\Gamma}{2\Gamma^2} (1 - \cos(\xi\tau)) \left(\cos(\xi\tau) + \frac{\rho^2\tau}{2\Gamma} \right) \left| 1 + \frac{\rho\tau e^{-i\xi\tau}}{2\Gamma} (\sigma + \rho \cos(\xi\tau)) \right|^{-2} \quad (4.2.37)$$

Поскольку на границе сателлитной неустойчивости выполнено условие (4.2.31), мода устойчива ($\text{Im}(\Delta\xi) > 0$) при $\Gamma > \Gamma_{bound}$ и неустойчива ($\text{Im}(\Delta\xi) < 0$) при $\Gamma < \Gamma_{bound}$.

4.2.4. Построение границ областей устойчивости состояний равновесия относительно распада на сателлиты при произвольном превышении тока над стартовым значением

Как показывают результаты аналитического [34*], и численного решения характеристического уравнения (4.2.17), если продольная мода в гиротроне с удаленным отражателем единственная, то она устойчива. Фазы запаздывания на частоте этой моды $\hat{\vartheta}$ и на собственной частоте резонатора автогенератора τ лежат в одном и том же интервале. Для определенности предположим, что это интервал $\{(2n-1)\pi; 2n\pi\}$. С ростом коэффициента отражения при $\rho\tau \geq 2$ появляются новые продольные моды, у которых фазы запаздывания лежат в других интервалах: $\hat{\vartheta} < (2n-1)\pi$ или $\hat{\vartheta} > 2n\pi$ (см. **рис.4.1.1**). Относительно распада на сателлиты новые моды могут оказаться неустойчивыми, но «исходная» мода останется устойчивой.

Для того, чтобы в рассматриваемом интервале фаз запаздывания $(2n-1)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 2n\pi$ могли возникнуть моды, неустойчивые относительно распада на сателлиты, фаза запаздывания на собственной частоте резонатора гиротрона τ должна лежать вне указанного интервала.

На **рис. 4.2.4** при достаточно большой надпороговости $\Gamma \gg \rho$ построен фрагмент сечения границы неустойчивости плоскостью $\tau = const$ для вырожденной моды и двух возникших из нее мод. Этот фрагмент вблизи точки А соответствует случаю, исследованному аналитически в **п. 4.2.3**, и иллюстрирует совпадение численных и аналитических результатов. При некотором значении параметров, когда $\hat{\rho}^2 \tau / (2\hat{\Gamma}) = 4.6$, появляется новая вырожденная мода А, нейтральная относительно «собственной» неустойчивости. У этой моды возникают две пары вырожденных сателлитов на действительной частоте, т.е. мода нейтральна и относительно сателлитной неустойчивости. При $\Gamma > \hat{\Gamma}$, $\rho = \hat{\rho}$ мода А устойчива относительно роста сателлитов, при $\Gamma < \hat{\Gamma}$, $\rho = \hat{\rho}$ – неустойчива. При малом увеличении коэффициента отражения и неизменной длине линии и превышении над порогом ($\Gamma = \hat{\Gamma}$, $\tau = const$, этот случай рассмотрен в **п. 4.2.3**, см. (4.2.35)), вырожденная нейтральная мода распадается на две моды: В и С (**рис.4.1.2**), подобные модам 5 и 6 на **рис. 4.2.1**, а на плоскости $\Gamma(\rho)$ происходит горизонтальное смещение из точки А в область 2, где высокочастотная мода С устойчива, а низкочастотная мода В

неустойчива относительно распада на сателлиты. Относительно роста «собственных» возмущений мода В неустойчива, мода С устойчива во всех областях (п. 4.2.2, рис. 4.2.1).

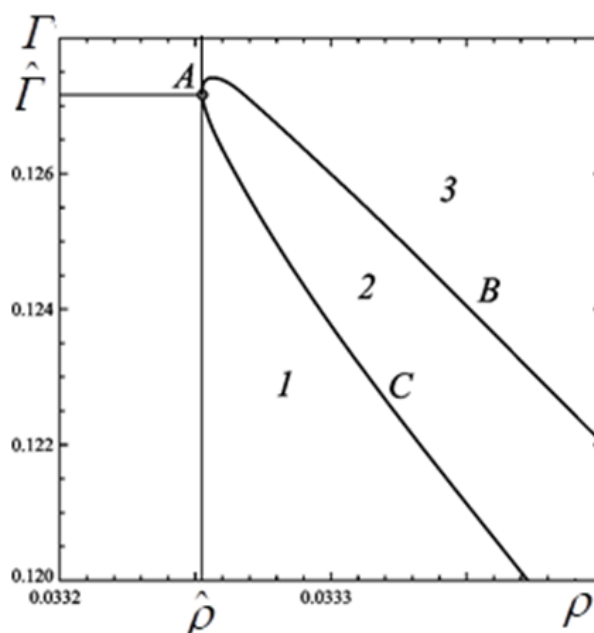


Рис. 4.2.4. Границы областей устойчивости относительно распада на сателлиты на плоскости (ρ, τ) при $\tau = 318.2\pi$ для мод А, В, С, фазы запаздывания которых лежат в интервале $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$. В области 1 моды В и С неустойчивы; в области 2 мода В неустойчива, мода С устойчива; в области 3 обе моды устойчивы.

При произвольном соотношении параметров Γ, ρ сечения границ областей устойчивости плоскостями $\tau = const$ и $\rho = const$ показаны на **рис. 4.2.5, 4.2.6**. Нижние части кривых на **рис. 4.2.4** и в левой части **рис. 4.2.5** соответствуют более высокочастотным модам типа С (или 6 на **рис. 4.2.1**), верхние – низкочастотным модам типа В (или 5 на **рис.4.2.1**). **Рис. 4.2.5** и кривые в левой части **рис. 4.2.6** построены для мод с такими же фазами запаздывания $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$, как и на **рис. 4.2.4**. В правой части **рис.4.2.6** показаны сечения границ областей устойчивости для мод, фазы которых лежат в соседнем интервале $322\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 323\pi$. В областях, где величина Γ выше граничных значений: $\Gamma > \Gamma_{bound}$ для какой-либо моды, соответствующая мода устойчива, в областях $\Gamma < \Gamma_{bound}$ – неустойчива. Расчеты проводились для $\rho \leq 0.034$. При достаточно большой надпороговости $\Gamma \gg \rho$ численные результаты совпадают с аналитическими: **рис. 4.2.5** является фрагментом **рис. 4.2.6**.

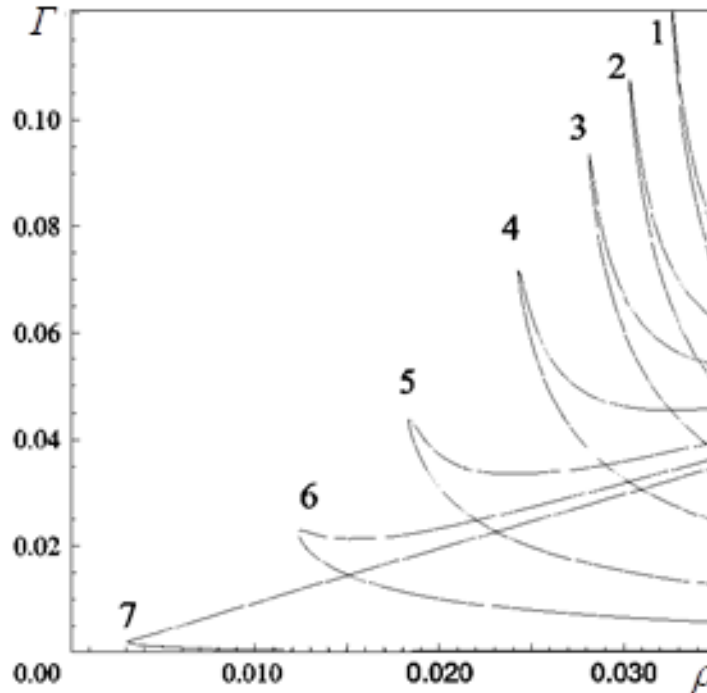


Рис. 4.2.5. Сечения границ областей устойчивости плоскостями $\tau = const$ для мод, фазы запаздывания которых лежат в интервале $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$. Нижние части кривых соответствуют моде типа С, верхние части - моде типа В (см. рис. 4.1.2), 1 – $\tau=318.3\pi$, 2 – $\tau=318.6\pi$, 3 – $\tau=319\pi$, 4 – $\tau=319.6\pi$, 5 – $\tau=320.54\pi$, 6 – $\tau=321.49\pi$, 7 – $\tau=322.95\pi$.

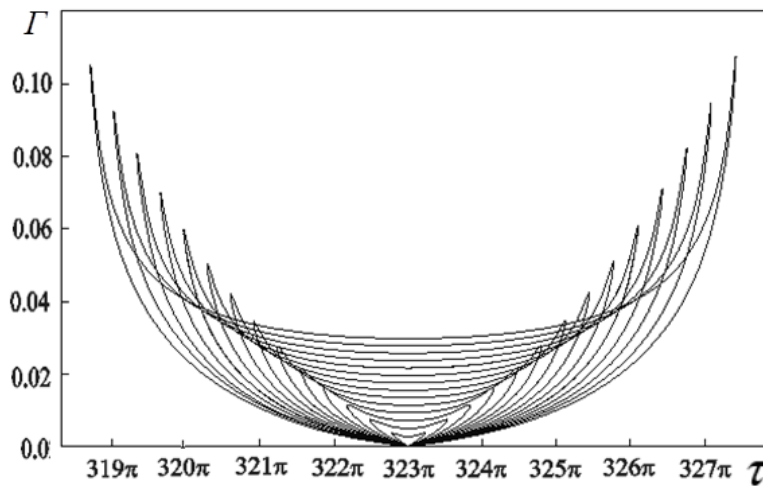


Рис. 4.2.6. Сечения границ областей устойчивости плоскостями $\rho = const$. Левые части кривых соответствуют модам $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$, правые части – модам $322\pi < \hat{\vartheta} < 323\pi$. В левой части нижние кривые соответствуют моде типа С на рис.4.1.2 (или 6 на рис. 4.2.1), верхние – моде типа В на рис.4.1.2 (или 5 на рис. 4.2.1). В правой части рисунка нижние кривые соответствуют моде типа -4, верхние части – моде типа -3 на рис. 4.2.1. Значение параметра ρ , соответствующее разным кривым, меняется от 0.002 (для кривой

с минимальным разбросом значений τ) до 0.028 (для кривой с максимальным разбросом значений τ) с шагом 0.002.

При тех значениях ρ, τ , для которых построены границы на рис. 4.2.4, исследуемые моды являются крайними по частоте в частотном наборе всех мод. Если при этих значениях ρ увеличивается длина линии τ , то моды $(2n-1)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 2n\pi$ перестают быть крайними по частоте: безразмерные частоты этих мод $1 + \hat{\Omega}$ сверху приближаются к единице ($\hat{\Omega}$ уменьшается, см. (4.2.5), рис.4.2.3). При этом граница устойчивости сдвигается в область $\Gamma \sim \rho$ (рис. 4.2.5). Неустойчивость исследуемых мод возможна до тех пор, пока $\tau < (2n-1)\pi$ (в показанном на рис. 4.2.5 случае $\tau < 323\pi$).

При дальнейшем росте длины $\tau > (2n-1)\pi$ рассматриваемые продольные моды с фазами запаздывания $(2n-1)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 2n\pi$ становятся устойчивыми (так как их частоты приближаются к собственной частоте генератора), а неустойчивыми могут быть моды с фазами запаздывания в интервале $(2n-2)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq (2n-1)\pi$, расположенные в нижней части синусоиды (4.2.7) (подобно модам -3, -4 на рис.4.2.1). Для этих мод сечения границ областей устойчивости плоскостями $\rho = const$ (правые части кривых на рис. 4.2.6) выглядят почти симметричными относительно прямой $\tau = (2n-1)\pi$, однако точной симметрии нет. Отсутствие симметрии объясняется тем, что при изменении τ и неизменном ρ меняется произведение $\rho\tau$ (хотя и незначительно, поскольку τ велико), а это произведение определяет фазу запаздывания $\hat{\vartheta}$ (см. (4.2.7)). Заметим, что для нижних кривых на рис. 4.2.6 при $\tau = (2n-1)\pi$ находится излом. Это связано с тем, что левая и правая части нижних кривых вблизи $\tau = (2n-1)\pi$ построены для разных продольных мод. Нижние кривые в левой части рис. 4.2.6 (при $\tau < (2n-1)\pi$) построены для моды, подобной моде 1 на рис. 4.2.1, а в правой части рис. 4.2.6 (при $\tau > (2n-1)\pi$) – для моды, подобной -1-й моде на рис.4.2.1. Действительно, если фаза запаздывания на собственной частоте контура начинает превышать $\tau = (2n-1)\pi$, то центральная мода (0-я) смещается в область меньших фаз запаздывания: $(2n-2)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq (2n-1)\pi$, т.е. в правую часть рис.4.2.6. При этом соседняя продольная мода (1-я) с фазой запаздывания $(2n-1)\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 2n\pi$ становится устойчивой, т.к. при $\tau = (2n-1)\pi$ для нее $\Gamma_{bound} = 0$ [35*], а неустойчивой может быть -1-я мода.

На рис. 4.2.7 показаны поверхности, являющиеся границами областей устойчивости относительно роста сателлитов в пространстве параметров (ρ, τ, Γ) для тех

же двух продольных мод с фазами запаздывания, лежащими в интервале $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$, для которых построены проекции этих границ на **рис. 4.2.4, 4.2.5** и в левой части **рис. 4.2.6**. Граничные поверхности расположены в области $\rho\tau \geq 2$, при этом исследуемые моды – не единственные в системе. При $\rho\tau < 2$ граничных поверхностей нет, т.к. в исследуемом интервале существует только одна мода, и она устойчива. Общая линия поверхностей (сгиб) на **рис. 4.2.7** соответствует появлению вырожденной моды (см. также **рис. 4.2.4 - 4.2.6**). Вблизи точки $\rho = 2/323\pi, \tau = 323\pi, \Gamma = 0$, из которой расходятся листы поверхности, производная $\rho'(\tau)$ равна бесконечности [35*]. В этой точке вырожденной становится продольная мода $\hat{\vartheta} = 323\pi$, для нее выполнены одновременно равенства (4.2.5), (4.2.8). При возрастании $\rho\tau$ вырожденная мода распадается на две моды, подобные модам В и С на **рис.4.1.2**. Моде В соответствует верхняя поверхность, моде С – нижняя. Над каждой поверхностью, при $\Gamma > \Gamma_{bound}$, находится область устойчивости соответствующей моды, при $\Gamma < \Gamma_{bound}$ – область неустойчивости. Края поверхностей лежат в плоскости $\tau = 323\pi$.

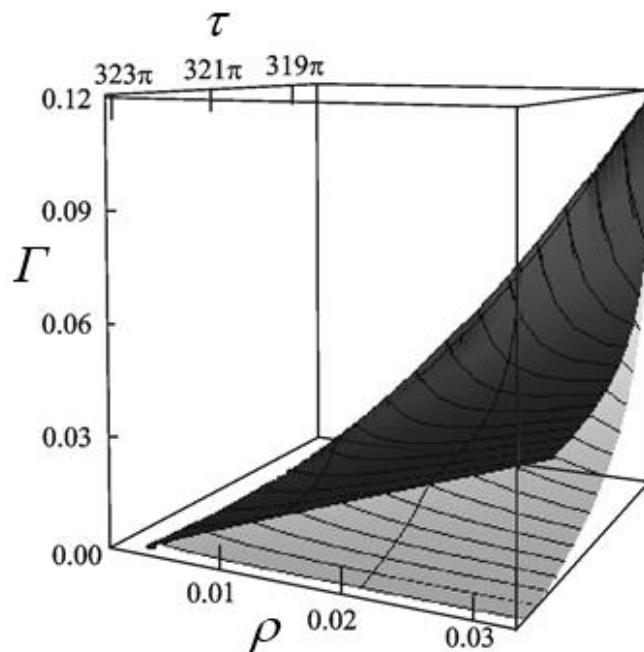


Рис. 4.2.7. Двухлистная поверхность – граница областей устойчивости относительно роста сателлитов в пространстве параметров ρ, τ, Γ при $\tau < 323\pi$ для мод, фаза запаздывания которых находится в интервале $323\pi < \hat{\vartheta} < 324\pi$. Верхний лист поверхности (темный) соответствует более низкочастотной моде В, нижний (светлый) – моде С (см. **рис. 4.1.2**). Появлению вырожденной моды А соответствует сгиб поверхности. Между листами поверхности мода В неустойчива, мода С устойчива. Сверху над обоими листами поверхности (при $\Gamma > \Gamma_{bound}$) обе моды устойчивы, снизу под обоими листами (при $\Gamma < \Gamma_{bound}$) – обе неустойчивы.

Для продольных мод, фазы запаздывания которых лежат в интервале $322\pi \leq \hat{g} < 323\pi$, двулистные поверхности должны быть почти симметричны изображенным на **рис. 4.2.7**. Эти близкие к симметричным поверхности показаны на **рис. 4.2.8**, а сечения их плоскостями $\rho = const$ – в правой части **рис. 4.2.6**.

Для продольных мод, фазы запаздывания которых лежат в других интервалах, граничные поверхности подобны изображенным на **рис. 4.2.5-4.2.7**, но расходятся они из других точек с координатами: $\tau = (2n-1)\pi$, $\rho = 2/((2n-1)\pi)$, $\Gamma = 0$. Сечения нескольких таких поверхностей плоскостью $\rho = const$ показаны на **рис. 4.2.9**.

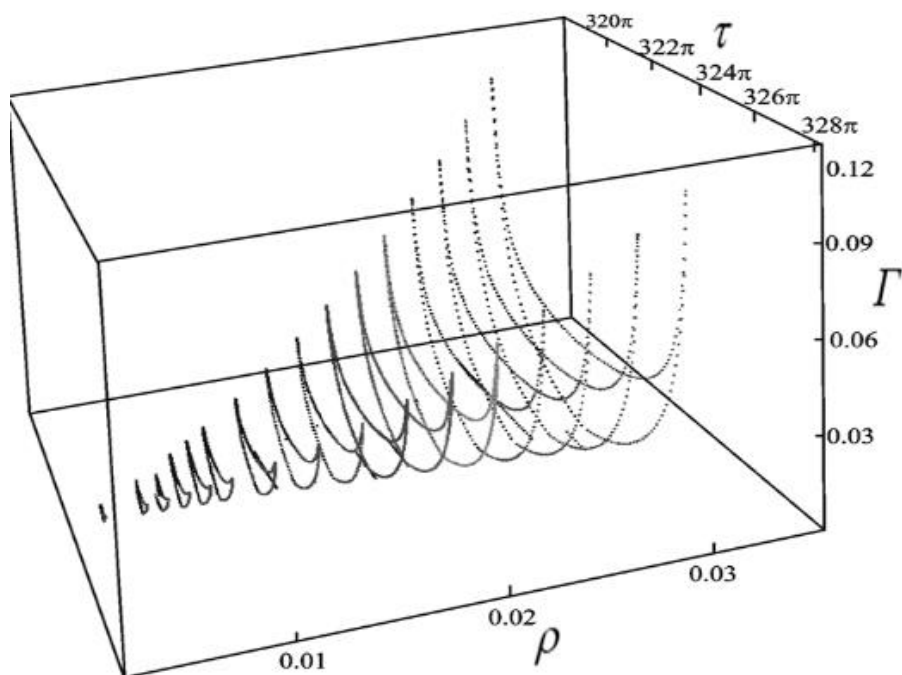


Рис.4.2.8. Точки на двулистной поверхности - границе областей устойчивости относительно роста сателлитов в пространстве параметров ρ, τ, Γ для мод, фазы запаздывания которых находятся в интервале $322\pi \leq \hat{g} < 324\pi$. Верхний лист поверхности при $\tau \leq 323\pi$ соответствует моде В, нижний – моде С (см. **рис.4.1.2, 4.2.4**); при $\tau \geq 323\pi$ верхний лист соответствует моде типа -3, нижний – моде типа -4 на **рис. 4.2.1**. Появлению вырожденных мод соответствуют сгибы поверхности. Между листами поверхности мода, которой соответствует верхний лист, неустойчива, мода, которой соответствует нижний лист, устойчива. Сверху над обоими листами поверхности обе моды устойчивы, снизу под обоими листами – неустойчивы.

На всех рассмотренных рисунках (рис.4.2.4 - 4.2.9) найдены границы областей устойчивости продольных мод относительно роста сателлитов, ближайших по частоте к частоте исходной моды. Для более дальних сателлитов границы устойчивости представляют собой двулистные поверхности, расходящиеся из тех же точек с координатами: $\tau = (2n-1)\pi$, $\rho = 2 / ((2n-1)\pi)$, $\Gamma = 0$, как и поверхности, показанные на рис. 4.2.7, 4.2.8, но расположены они при меньших значениях Γ .

Рассмотрим форму краев граничной поверхности, изображенной на рис. 4.2.7. Верхний край соответствует центральной моде «0» на рис. 4.2.10, нижний край – моде «1» на том же рисунке. Края находятся в плоскости $\tau = 323\pi$. При этом на удвоенной длине линии укладывается нечетное число полуволн на собственной частоте колебательного контура генератора, частоты продольных мод симметричны относительно частоты центральной моды (см. (4.2.5)), и для любого соотношения параметров ρ , Γ удается аналитически методом D-разбиения исследовать устойчивость центрального состояния $\hat{\mathcal{G}} = \tau = \pi n$ [35*]. Если число продольных мод в системе больше единицы ($\rho\tau > 2$, см.(4.2.8)), то центральная мода $\hat{\mathcal{G}} = \tau = \pi(2n-1)$ неустойчива относительно «собственных» возмущений. При условии достаточно малой надпороговости, когда

$$\Gamma < \Gamma_{bound} = \rho(1 - \cos(\xi\tau)) / 2, \quad (4.2.38)$$

эта мода неустойчива также относительно распада на сателлиты [35*]. На границе неустойчивости $\Gamma = \Gamma_{bound}$ отстройка частоты сателлитов действительна и равна

$$\xi = \rho \sin(\xi\tau) / 2, \quad (4.2.39)$$

т.е. сателлитами центральной моды являются соседние продольные моды (см. (4.2.5), где нужно положить $\hat{\mathcal{G}} = \tau = \pi(2n-1)$).

Таким образом, при условии $\Gamma < \Gamma_{bound}$ происходит распад центральной моды на соседние устойчивые моды. Если $\rho\tau \gg 1$, то число мод велико. При этом $\cos(\xi\tau) \approx -1$ (см.(4.2.39)), и зависимость (4.2.38) близка к линейной: $\Gamma_{bound}(\rho) \approx \rho$. Эта зависимость соответствует верхнему краю поверхности при $\tau = 323\pi$ на рис. 4.2.7. Граница устойчивости для соседней моды (моды «1» на рис. 4.2.10) при $\tau = 323\pi$ – это прямая $\Gamma_{bound} = 0$, которая является нижним краем поверхности на рис. 4.2.7. При любых $\Gamma > 0$ мода устойчива.

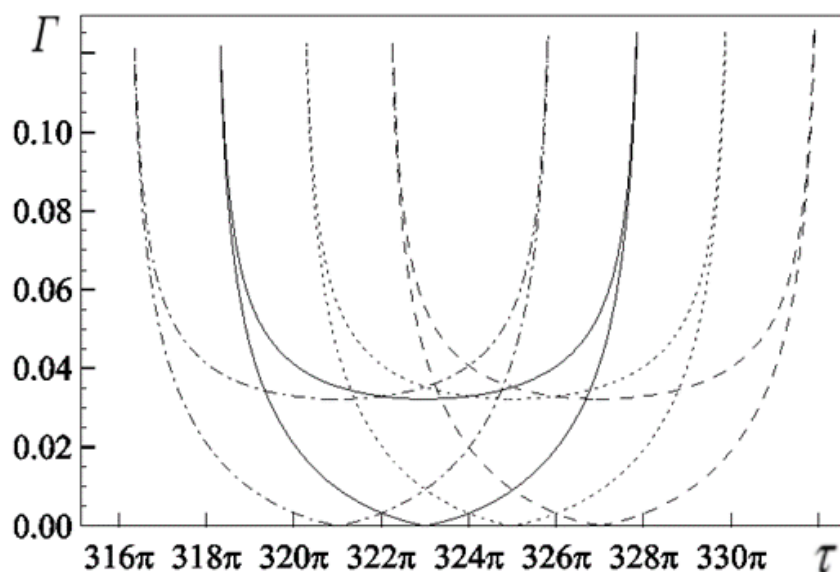


Рис. 4.2.9. Сечения границ областей устойчивости плоскостью $\rho = 0.03255$ для широкого набора продольных мод. Для штрих-пунктирной линии левые части кривых соответствуют модам $321\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 322\pi$, правые – модам $320\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 321\pi$; для сплошной линии левые части - модам $323\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 324\pi$, правые части – модам $322\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 323\pi$; для линии, показанной точками, левые части – модам $325\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 326\pi$, правые – модам $324\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 325\pi$; для пунктирной линии левые части – модам $327\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 328\pi$, правые – модам $326\pi \leq \hat{\vartheta} \leq 327\pi$.

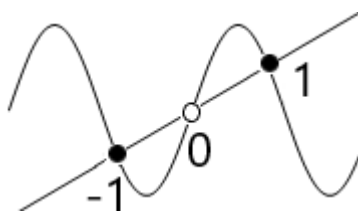


Рис. 4.2.10. Фрагмент рис. 4.2.1 при условии $\tau = \pi(2n - 1)$.

В случае, когда на длине линии укладывается целое число полувольт, центральная мода устойчива относительно всех типов возмущений [35*].

Если какая-либо продольная мода неустойчива, и первоначально колебания происходят на этой моде, то можно ожидать, что с течением времени система перейдет в соседнее, устойчивое состояние. При неустойчивости относительно распада на сателлиты выход из неустойчивого состояния должен происходить в виде нарастающих биений, а при неустойчивости относительно амплитудных возмущений на собственной частоте

переходный процесс должен носить экспоненциальный характер. Если мода неустойчива относительно обоих типов возмущений, преобладающим должен быть тот процесс, которому соответствует больший инкремент.

Переходные процессы, исследованные на основе численного решения исходного уравнения с запаздыванием [33*], происходят в точном соответствии с приведенными выше результатами исследования устойчивости относительно обоих типов возмущений. Начальные условия задавались в виде той или иной неустойчивой моды, на которую накладывалось малое возмущение. Когда неустойчивость возникает в результате распада на сателлиты (**рис. 4.2.11 а**) наблюдается длительная стадия нарастающих осцилляций амплитуды (биений). Частота биений хорошо согласуется с найденной из решения характеристического уравнения. При $t \approx 180000$ система переходит в окрестность устойчивой 4-й моды. Среднее значение амплитуды скачком увеличивается, после чего переходный процесс носит характер затухающих биений. Если же начальное состояние соответствует моде, неустойчивой относительно амплитудных „собственных“ возмущений (**рис. 4.2.11, б**), на начальной стадии возмущение нарастает экспоненциально, как и должно быть при аperiодической неустойчивости. Установление стационарного режима вновь происходит в виде затухающих биений, однако их амплитуда и длительность переходного процесса много меньше, чем в предыдущем случае.

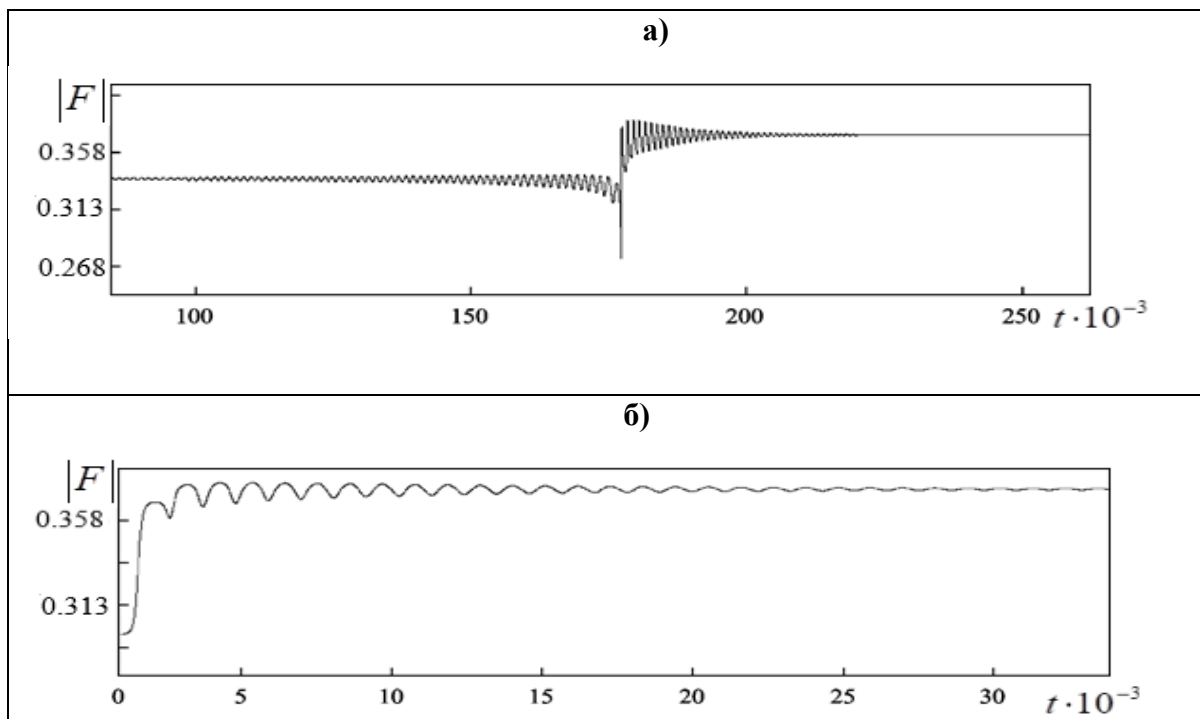


Рис. 4.2.11. Зависимости амплитуды колебаний от времени в ходе переходных процессов при тех же параметрах, как и на **рис.4.2.1**: $\rho=0.0328$, $\tau=318.309\pi$, $\mu-\eta=0.114$: а) переход от 6-й моды, неустойчивой относительно распада на сателлиты, к 4-й; б) переход от 3-й моды, неустойчивой относительно возмущений на собственной частоте, к 4-й моде.

Таким образом, если в системе существует единственная продольная мода, то она устойчива. С увеличением расстояния генератор-нагрузка и коэффициента отражения волны от нагрузки число допустимых одночастотных состояний – продольных мод системы – растет. Такого рода мода в определенной области параметров может оказаться неустойчивой.

Исследование продольных мод относительно возмущений на их собственной частоте показывает, что «собственно-устойчивые» и «собственно-неустойчивые» моды чередуются по частоте. Наряду с этим, мода может быть неустойчива относительно возмущений в виде двух спутников с частотами, симметрично отстоящими от ее частоты. Рост таких возмущений можно трактовать как параметрическую неустойчивость, или 4-х фотонный распад двух квантов сильной исходной моды на два кванта спутников. В случае, когда относительное превышение тока над стартовым велико по сравнению с коэффициентом отражения (в частности, при таких параметрах, когда передача мощности в нагрузку оптимальная), неустойчивыми относительно распада на спутники могут быть только моды, частоты которых лежат на краю частотного набора всех мод.

4.3. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов исследования влияния отражений от нерезонансной нагрузки на режимы генерации 28 ГГц гиротрона

В данном параграфе представлены результаты эксперимента по исследованию влияния сигнала, отраженного от нерезонансной нагрузки, на режимы генерации технологического гиротрона.

В качестве экспериментальной установки использовался технологический гиротронный комплекс с частотой генерации 28 ГГц и мощностью до 15 кВт, работающий на второй гармонике циклотронной частоты на симметричной моде TE_{02} [157].

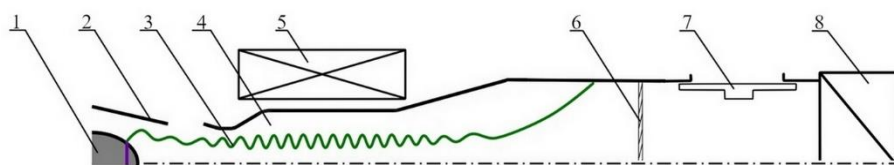


Рис. 4.3.1. Схема эксперимента: 1- катод, 2 – анод, 3 – электронный пучок, 4 – резонатор, 5 - магнит, 6 – выходное окно, 7 – подвижный отражатель, 8 – калориметр

Нерезонансный отражатель представлял собой участок волновода меньшего диаметра (28.6 мм) с неподвижной диафрагмой, расположенный на расстоянии 60 см от выходного сечения резонатора гиротрона в разрыве выходного волноводного тракта диаметром

32.6 мм (рис. 4.3.1). Диафрагма была выполнена в виде кольца с внутренним проходным диаметром 25 мм и толщиной 10 мм, что обеспечивало отражение около 10% мощности излучения в диапазоне перестройки частоты излучения гиротрона. На рис.4.3.2 показаны расчетный и измеренный коэффициенты отражения моды TE_{02} в заданном диапазоне частот.

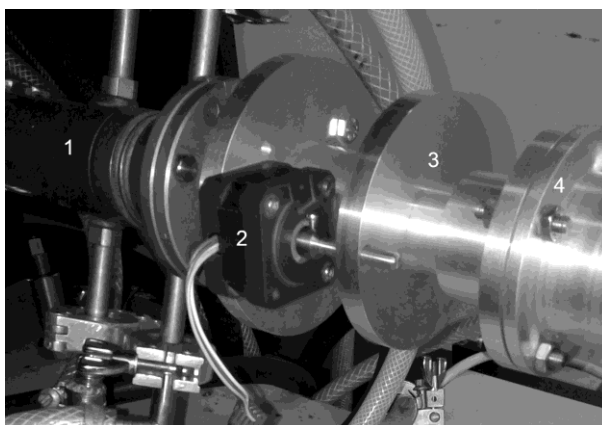
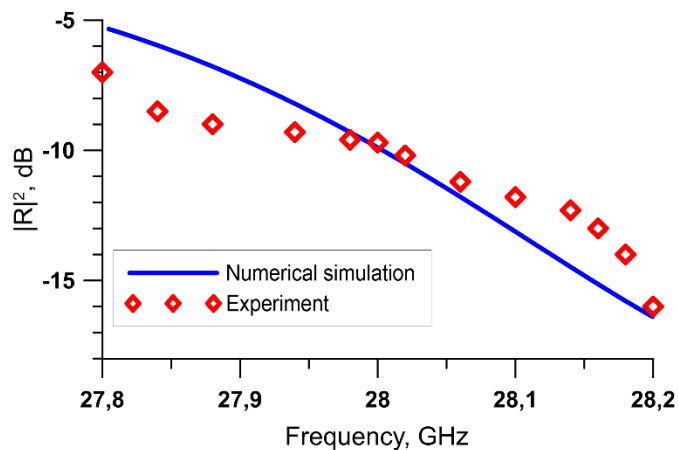


Рис. 4.3.2. Вверху – измеренный и расчетный коэффициент отражения моды TE_{02} от диафрагмы в зависимости от частоты падающего излучения. Внизу – гиротрон с подвижным отражателем: 1 – гиротрон, 2 – шаговый двигатель, 3 – подвижный отражатель, 4 – калориметрическая нагрузка.

Для изменения положения диафрагмы участок волновода перемещался в продольном направлении при помощи шагового электродвигателя, обеспечивающей сдвиг отражателя на 0.5 мм за 1 оборот вала (рис.4.3.2). Такая конструкция позволила исследовать влияние длины линии задержки (фазы отраженного сигнала) без выключения гиротрона в процессе изменения положения нерезонансного отражателя.

Для измерения спектральных характеристик часть излучения перед калориметрической нагрузкой ответвлялась при помощи диэлектрического волновода, и направлялась в спектроанализатор Keysight N9010A, измерения мощности выходного

сигнала производились при помощи калиброванного водяного калориметра. Ток электронного пучка и выходная мощность гиротрона в эксперименте были выбраны существенно меньше максимально достижимых значений для уменьшения тепловых нагрузок на элементы электродинамической системы и обеспечения стабильности режима генерации: ускоряющее напряжение составляло 16 кВ, ток электронного пучка – 0.5 А, питч-фактор электронов был равен $g = 1.3$, что соответствовало максимальной выходной мощности без отражений порядка 1.85 кВт и КПД 19 %.

В ходе эксперимента исследовались зависимости частоты и мощности генерации от величины ведущего магнитного поля и от положения отражателя при фиксированных параметрах электронного пучка. Характерные зависимости частоты и мощности от магнитного поля без отражений и при фиксированных положениях отражателя приведены на **рис. 4.3.3**.

Для положений отражателя, при которых фаза отраженного сигнала оптимальна, происходит стабилизация частоты и возрастание мощности. Максимальное уменьшение чувствительности частоты к изменениям магнитного поля, полученное в эксперименте, составляет 1,5 раза (красная кривая на **рис.4.3.3(а)**). При неоптимальной фазе отраженного сигнала наблюдается падение выходной мощности, сужение зоны генерации гиротрона и увеличение диапазона перестройки частоты по сравнению с безотражательной конфигурацией (черные кривые на **рис. 4.3.3**).

При фиксированных параметрах магнитного поля и электронного пучка частота и мощность излучения периодически меняются в зависимости от положения отражателя (**рис. 4.3.4**), период равен половине длины волны излучения в выходном волноводе $\lambda_{guide} / 2 = 7.5$ мм. Характерная величина перестройки частоты излучения при изменении положения нерезонансного отражателя в волноводном тракте составляла порядка 5 МГц, изменения мощности выходного излучения около 25%.

Наблюдавшиеся в эксперименте эффекты можно объяснить вариациями полной добротности электродинамической системы, состоящей из резонатора гиротрона, линии задержки и отражателя, при изменении длины линии задержки. Значение добротности может быть получено в рамках теории, развитой для гиротрона с малыми отражениями от удаленной нагрузки в приближении фиксированной продольной структуры поля (**Раздел 4.1**), а также при численном решении задачи по отысканию комплексной частоты и продольной структуры ВЧ-поля в электродинамической системе с заданным профилем, показанным на **рис.4.3.1**.

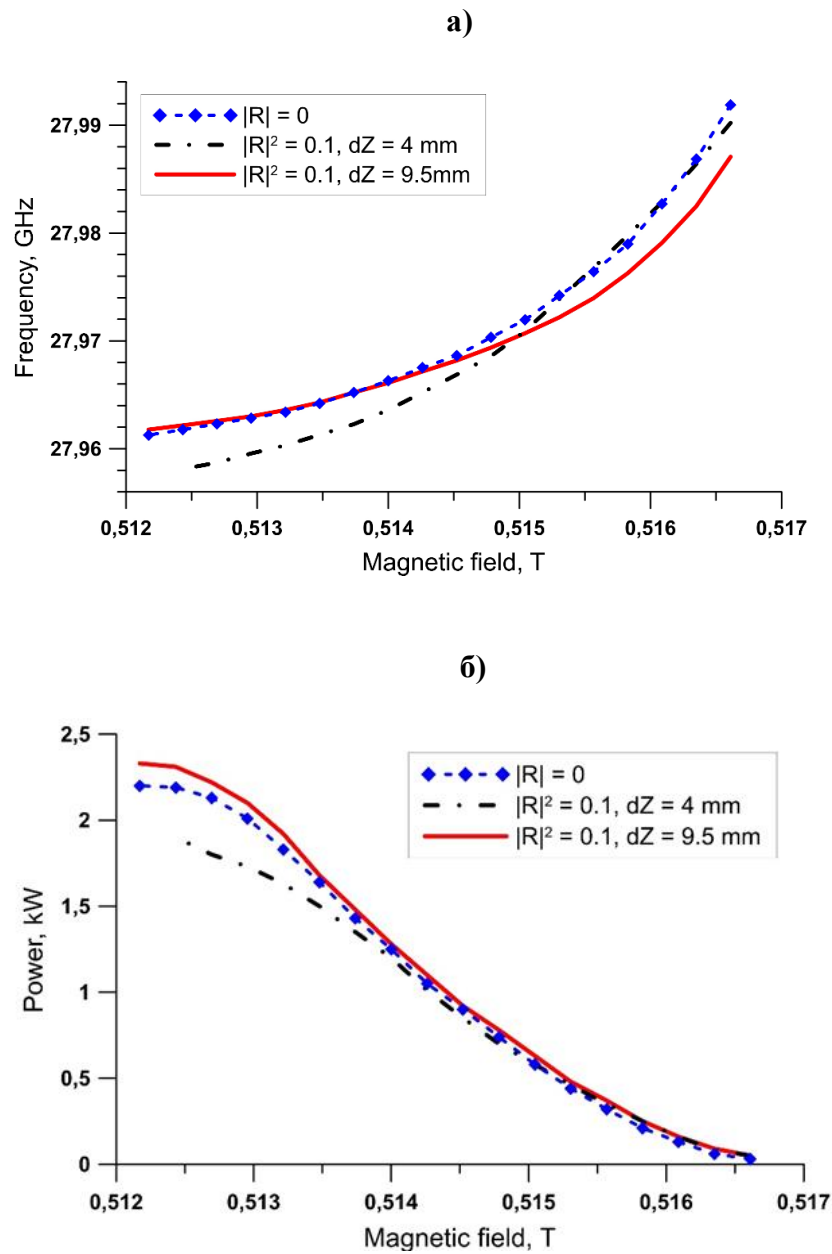


Рис. 4.3.3. Экспериментальные зависимости частоты (а) и мощности (б) выходного излучения от магнитного поля без отражателя (синие кривые) и для положений диафрагмы, соответствующих возвращению отраженного сигнала в фазе с полем в резонаторе гиротрона (красные кривые) и в противофазе (черные кривые).

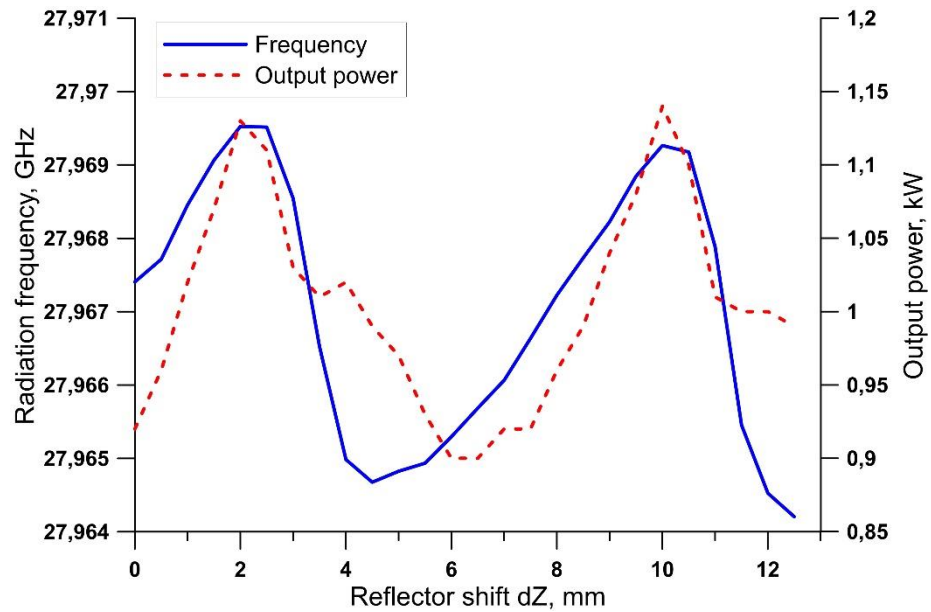


Рис. 4.3.4. Зависимость частоты и мощности излучения от позиции отражателя при магнитном поле $B_0 = 0.514$ Тл

Как следует из уравнения (1.2.5) для рабочей моды, в приближении малого отражения и пренебрежении дисперсией электрическое поле и частота генерации в стационарном режиме могут быть найдены из соотношения

$$i \frac{d\varphi_0}{dt} + \frac{\omega_0}{2Q_0} - \frac{\omega_0 R}{Q_{dif}} e^{-i\omega\tau} = \frac{i\omega_0}{2Q_0} I_0 \chi_0, \quad (4.3.1)$$

где восприимчивость, вносимая электронным пучком в резонатор, есть функция модуля амплитуды поля $\chi_0(|F_0|)$, ω_0 – собственная частота рабочей моды резонатора гиротрона, $\omega = \omega_0 + d\varphi_0/dt$ – частота генерации, R – коэффициент отражения поля по амплитуде, $\tau = 2l/c$ – время запаздывания, l – длина линии задержки, Q_0 , Q_{dif} – соответственно полная и дифракционная добротности резонатора гиротрона на рабочей моде в отсутствие отражений. Действительную часть уравнения (4.3.1) можно записать в виде:

$$\frac{1}{Q} = -\frac{1}{Q_0} I_0 \operatorname{Im}(\chi_0(|F_0|)), \quad (4.3.2)$$

1. где Q – эффективная добротность системы с отражателем и линией задержки:

$$Q = Q_0 \left(1 - 2|R| \frac{Q_0}{Q_{dif}} \cos(\omega\tau + \phi) \right), \quad (4.3.3)$$

ϕ – фаза коэффициента отражения. Сделанные при помощи выражения (4.3.3) оценки хорошо совпадают с рассчитанной методом связанных волн зависимостью добротности

от фазы отраженной волны при параметрах, соответствующих эксперименту: $|R|=0.32$, $Q_0 = 3400$, $Q_{dif} = 5150$ (рис. 4.3.5).

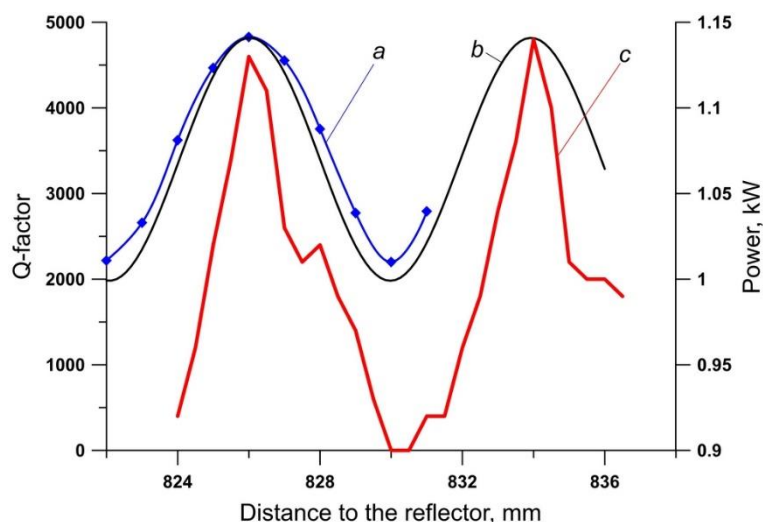


Рис.4.3.5. Зависимость полной добротности сложной электродинамической системы от расстояния до отражателя, рассчитанная а) численно; б) аналитически по формуле (4.3.3); в) измеренная зависимость выходной мощности от положения отражателя.

Можно интерпретировать стабилизацию частоты как сужение спектра излучения при возрастании эффективной добротности. Изменениями добротности системы при вариации фазы отраженной волны также можно объяснить колебания стартового тока и мощности в зависимости от положения отражателя (рис. 4.3.5). Однако следует отметить, что такое объяснение справедливо только при не слишком больших временах запаздывания, при выполнении условия (4.1.9), когда изменение частоты в фазовом множителе (4.3.3) несущественно. В данном эксперименте условие (4.1.9) выполнено. В противоположном случае следует учитывать влияние длинной линии на частоту излучения, рассмотренное в Разделе 4.1.

Расчетные результаты для данного гиротрона с отражениями, полученные на основе PIC-кода КАРАТ, также подтверждают результаты проведенного эксперимента [65].

4.4. Стабилизация частоты излучения гиротрона с удаленным отражателем в условиях взаимодействия мод эквидистантного спектра

В предыдущих разделах Главы 4 рассматривалось воздействие отраженной от нерезонансной нагрузки волны на гиротрон с одной поперечной модой. Такой подход справедлив для гиротронов с достаточно разреженным частотным спектром мод. Однако в мощных гиротронах, работающих на модах высокого порядка, конкуренция мод,

различающихся поперечной структурой, может существенно повлиять на режим генерации [28,29,95,158]. Хотя воздействие отражения на гиротрон с несколькими поперечными модами ранее изучалось в ряде работ других авторов [90-92], стабилизация частоты при этом не рассматривалась. В данном разделе исследована возможность стабилизации частоты гиротрона при воздействии волны, отраженной от удаленного выходного окна, в условиях конкуренции рабочей моды с двумя соседними модами, симметрично отстоящими по частоте. Предполагается, что окно отражает излучение на частоте рабочей моды, а для соседних мод оно прозрачно. Расчеты выполнены на примере разработанного в ИПФ РАН гиротрона мегаваттного уровня мощности с частотой 170 ГГц, рабочей модой $TE_{28.12}$ [1,5,56].

4.4.1. Параметры гиротрона и отраженной волны

Ограничение рассмотрения только модами эквидистантного спектра связано с тем, что влияние ближайших по частоте к рабочей моде мод со встречным вращением полей $TE_{-25.12}$ и $TE_{-26.13}$ для свободного гиротрона при умеренных токах практически не сужает зону генерации рабочей моды, особенно в области относительно небольших ведущих магнитных полей, оптимальных для достижения высоких значений коэффициента полезного действия (КПД). При введении отражений моды встречного вращения не вызывают качественных изменений картины стабилизации частоты рабочей моды. Следует также отметить, что отличие каустик для полей указанных мод встречного вращения от каустики рабочей моды более существенно, чем для мод эквидистантного спектра, так что вопрос о возвращении отраженных мод встречного вращения в резонатор требует более тщательного исследования.

Предполагается, что выходное окно частично отражает излучение только на частоте рабочей моды, для соседних мод отражение отсутствует. Коэффициент отражения по амплитуде равен 0.35. Поскольку частотная зависимость коэффициента отражения определяется толщиной отражающего окна, при достаточной толщине окна отражение на соседних модах эквидистантного спектра действительно может быть несущественным. Расчеты показывают, что толщина окна около 10-12 мм при показателе преломления 2.15 обеспечивает отсутствие отражений для мод эквидистантного спектра, соседних с рабочей модой в рассматриваемом гиротроне. Отраженная волна возвращается в пространство взаимодействия в виде рабочей моды, что может быть обеспечено при использовании синтезированного двухканального квазиоптического преобразователя [56], позволяющего

вводить отраженную волну в рабочее пространство гиротрона в виде рабочей моды с соответствующим направлением вращения полей.

Исследовано влияние отраженной волны и сдвига отражающего окна в пределах нескольких длин волн на модуляционные характеристики гиротрона (зависимости частоты излучения и коэффициента полезного действия - КПД - от ведущего магнитного поля и напряжения) и на величину флуктуаций частоты и фазы излучения при наличии слабых низкочастотных технических шумов напряжения и тока. Такие шумы с относительной амплитудой до 0.2% и характерным временем 1-1000мкс могут наблюдаться в источниках питания гиротронов даже после фильтрации высокочастотных составляющих шумов [30-34]. Поскольку эти шумы можно представить в виде набора гармоник с близкими частотами, ограничимся рассмотрением шума в виде гармонической модуляции напряжения и тока электронного пучка, как и в работе [5*], **Раздел 2.2**, где исследовалось снижение флуктуаций частоты и фазы излучения под воздействием внешнего монохроматического сигнала. Сужение спектра излучения под влиянием отраженной волны было показано ранее в ряде работ теоретически [66,72] и экспериментально [65]. В данной работе найдены значения амплитуд колебаний фазы и частоты излучения при воздействии отраженной волны, что позволяет определить допустимые параметры шумов при разработке гиротронов для конкретных приложений. Проведен сравнительный анализ снижения частотных и фазовых флуктуаций при воздействии отражения и внешнего сигнала.

Параметры гиротрона на частоте 170ГГц с рабочей модой $TE_{28,12}$ приведены в п. **2.1.1**. Расчеты проведены для питч-фактора $g = \beta_{\perp} / \beta_z = 1.3$. При этом предполагается, что время запаздывания τ составляет около 9 нс (расстояние от гиротрона до окна по ходу лучей около 135 см). Ускоряющее напряжение U после процесса включения может составлять от 80кВ до 100кВ, ток – от $I_A = 45A$ до $I_A = 60A$.

Рассмотрено взаимодействие рабочей моды с соседними модами эквидистантного спектра $TE_{29,12}$, $TE_{27,12}$, частоты и азимутальные индексы которых удовлетворяют условиям четырех-волнового взаимодействия [28,29]:

$$|\omega_1 + \omega_{-1} - 2\omega_0| \ll \omega_0 / Q_0, \quad (4.4.1)$$

$$m_1 + m_{-1} = 2m_0. \quad (4.4.2)$$

Номер рабочей моды равен 0, индексы низкочастотной $TE_{27,12}$ и высокочастотной $TE_{29,12}$ мод равны соответственно -1 и 1.

Условия (1.3.1) в рассматриваемом гиротроне выполнены, что позволяет пользоваться приближением фиксированной продольной структуры поля в резонаторе [110] и записать уравнения возбуждения мод, на которые не действует отраженная волна, в виде (1.3.3), уравнения движения электронов в виде (1.3.4), уравнение возбуждения рабочей моды в виде (1.2.6). При этом, считая коэффициент отражения достаточно малым, пренебрежем высшими степенями коэффициента отражения и оставим только первый член ряда в (1.2.6). Начальные и граничные условия имеют вид (1.3.6). Отличием полной и дифракционной добротности также можно пренебречь, поскольку омическая добротность в рассматриваемом гиротроне более 57000. Для всех рассматриваемых мод дифракционные добротности близки между собой, полагаем их равными $Q_0=1370$. Сценарий изменения параметров пучка в процессе включения, как и в **Главе 2**, близок к реальному, используемому для установления режима высокого КПД в гиротроне [122,123] и описывается выражением (2.1.2).

Во всех расчетах средние конечные значения напряжения и тока (без учета флуктуаций) были равны соответственно $U=100\text{кВ}$, $I_A=45\text{А}$. В отсутствие отражений при таких параметрах и выборе оптимальных значений ведущего магнитного поля достигается достаточно высокий поперечный КПД $\eta_{\perp} \approx 60\%$.

При исследовании влияния малых (порядка 0.2%) медленных гармонических вариаций напряжения, тока и расстройки циклотронного резонанса на флуктуации частоты и фазы излучения предполагаем, что на временную зависимость ускоряющего напряжения электронного пучка, соответствующую реалистичному сценарию включения, накладывается мелкая гармоническая модуляция [5*]:

$$\tilde{U}(t) = U_{start} + (U - U_{start}) (1 - \exp(-t/T_{st})) + \Delta U \sin(2\pi t/T_{mod}) \quad (4.4.3)$$

(ΔU - амплитуда модуляции напряжения, T_{mod} - период модуляции). Соответствующим образом при этом оказываются промодулированными ток и циклотронная расстройка Δ .

Для ускорения расчетов выбраны периоды модуляции параметров электронного пучка 300нс и 600нс, меньшие реальных характерных времен шумов 1-100мкс, но существенно большие всех времен переходных процессов в системе. Поэтому при моделировании в каждый момент времени успевает установиться частота, которая, как и в свободном гиротроне, не зависит от периода модуляции параметров пучка и соответствует мгновенным значениям этих параметров.

4.4.2. Результаты расчетов: стабилизация частоты, возрастание КПД, снижение флуктуаций частоты и фазы

Расчеты частоты и КПД проведены для двух положений отражающего выходного окна: при расстоянии от окна до выходного сечения резонатора гиротрона 135см, что соответствует времени запаздывания $9ns$, и при увеличении этого расстояния на $10.75\lambda \approx 1.892\text{см}$, когда фаза отраженной волны меняется на противоположную. Здесь $\lambda=1.76\text{мм}$ - длина волны в свободном пространстве, соответствующая частоте рабочей моды 170ГГц. Коэффициент отражения по амплитуде на частоте рабочей моды $R=0.35$.

На **рис.4.4.1** построены зависимости частоты излучения на каждой моде от расстройки циклотронного резонанса Δ , меняющейся при изменении ведущего магнитного поля или ускоряющего напряжения. В отсутствие отражения частотные зависимости всех мод (сплошная черная линия для рабочей моды, сплошные зеленая и синяя линии для мод $TE_{27.12}$ и $TE_{29.12}$ соответственно) подобны друг другу, но сдвинуты по расстройке Δ . В гиротроне с отражениями происходит последовательное возбуждение мод при изменении расстройки; процессы четырехволнового взаимодействия не наблюдаются, поскольку такие процессы возможны лишь при достаточно высоких токах [3*]. Отражения приводят к расширению зоны генерации рабочей моды вправо: в отсутствие отражений правая граница зоны находится при $\Delta=0.47$, для расстояния до отражающего окна 136.892см зона расширяется до $\Delta=0.49$, а при изменении фазы отраженной волны на π (расстояние до окна 135 см) правая граница зоны генерации рабочей моды сдвигается еще вправо до $\Delta=0.54$. Для низкочастотной соседней моды $TE_{27.12}$ графики частотных зависимостей от расстройки в отсутствие отражения и при разных положениях отражателя накладываются друг на друга, в отсутствие отражений зона генерации данной моды шире, чем при отражениях. Для моды $TE_{29.12}$ графики в отсутствие отражений и при отражениях совпадают.

Частота излучения $\omega = d\varphi_s/dt$ на рабочей моде $TE_{28.12}$ стабилизируется, на графиках зависимости частоты от расстройки Δ образуются пологие участки («плато»), на каждом таком плато частота меняется в интервале, примерно в 5-8 раз меньшем, чем в отсутствие отражения. Частота соседних мод при введении отражений на рабочей моде не меняется. Сравнение сплошных и пунктирных кривых на **рис. 4.4.1** показывает, что при изменении фазы отраженной волны на противоположную стабилизация частоты рабочей моды сохраняется: для каждого значения расстройки в зоне генерации есть стабилизированное значение частоты, однако это значение сдвигается примерно на 35-40 МГц. Меняется и число стабилизированных по частоте состояний в зоне генерации

рабочей моды: при расстоянии от выходного сечения резонатора гиротрона до отражателя 135см этих состояний два; при расстоянии 136.892см – одно.

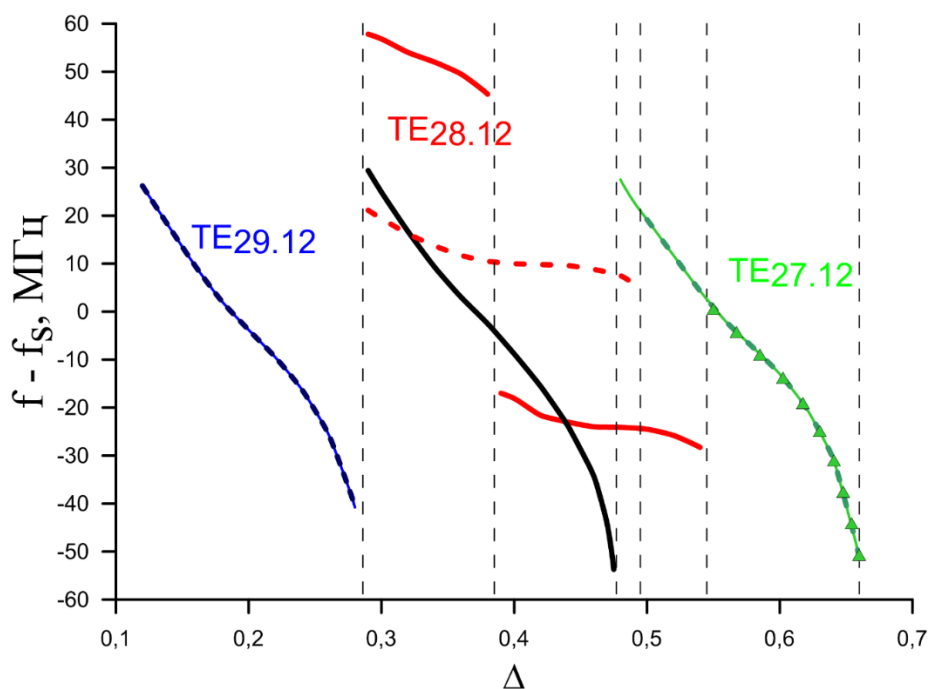


Рис. 4.4.1. Зависимости расстройки частот излучения на разных модах $f = \omega / 2\pi$ и собственных частот этих мод $f_s = \omega_s / 2\pi$ от циклотронной расстройки Δ в отсутствие отражения (черная линия для рабочей моды TE_{28.12}, сплошная синяя для моды TE_{29.12} и сплошная зеленая для моды TE_{27.12}) и с отражателем ($R=0.35$), расстояние до которого 135 см (пунктирная синяя линия для моды TE_{29.12}, сплошные красные линии для рабочей моды TE_{28.12}, помеченная треугольниками зеленая линия для моды TE_{27.12}) и 136.892 см (пунктирные цветные линии). Ток $I=45A$, напряжение $U=100кВ$.

Сохранение эффекта стабилизации на частоте, сдвинутой не более, чем на $(2\tau)^{-1}$, при изменении фазы отраженной волны на противоположную, находится в полном соответствии с развитой в [4*,20*,21*] приближенной одномодовой (учитывающей только одну поперечную моду) теорией (см. **Раздел 4.1**), в которой предполагается, что

- а) отклонения поля и расстройки Δ от стационарных значений малы, так что изменения восприимчивости могут быть линеаризованы по этим отклонениям,
- б) зависимость частоты излучения на данной моде от циклотронной расстройки Δ является линейной.

Согласно этой теории, зависимость расстройки Δ от частоты излучения на рабочей моде $\omega = d\varphi_0/dt$ описывается выражением (4.1.17). В дальнейшем при расчетах по формуле (4.1.17) в качестве начального выбрано значение собственной частоты рабочей

моды: $\hat{\omega} = \omega_0$. Как показано в п.4.1.1, при выполнении условия (4.1.15) абсолютное значение производной $|\omega'_\Delta|$ может быть существенно меньше, чем в отсутствие отражений. При этом продольная структура поля в гиротроне с отражателем имеет одну вариацию внутри резонатора и большое число вариаций в линии запаздывания. Частота каждой такой продольной моды при небольшом изменении параметров системы (в частности, циклотронной расстройке Δ) может варьироваться в узкой полосе, не превышающей π / τ , и навязать свою частоту гиротрону. При изменении расстройки в более широком интервале значений меняется число продольных вариаций поля в линии запаздывания, и происходит переход на соседнюю продольную моду, сопровождающийся скачком частоты излучения (рис.4.4.3(а)). На рис. 4.4.2(а) показана зависимость частоты генерации на рабочей моде от расстройки Δ в одномодовом приближении, рассчитанная по формуле (4.1.17), на рис.4.4.2(б) – найденная путем численного решения уравнений гиротрона (1.3.3), (1.3.4), (1.2.6). Полагаем $f'_\Delta = -0.625$ МГц, $r=1.2$, $\alpha = 0.37$, начальная частота $\hat{\omega} / 2\pi = 170$ ГГц, $\hat{\omega}\tau = 1531 \cdot 2\pi$ при расстоянии от гиротрона до отражателя 135 см и $\hat{\omega}\tau = 1552 \cdot 2\pi + \pi$ при увеличении этого расстояния до 136.892 см. При выбранных параметрах величина $\omega_0 r |R| \tau / Q_0 \approx 3$. Примерно в такое число раз уменьшается изменение частоты при изменении Δ в гиротроне с отражением по сравнению автономным гиротроном, согласно упрощенным аналитическим расчетам по формуле (4.1.17). Как видно из рис. 4.4.2, зависимость частоты от расстройки Δ неоднозначная. Поэтому при каждом заданном значении расстройки значение частоты на рис. 4.4.2 определяется «предысторией» - сценарием установления данных параметров, а увеличению или уменьшению расстройки могут соответствовать разные ветви кривых, то есть имеет место гистерезис. Участки кривых, на которых производная $(f - f_0)'_\Delta$ положительна, неустойчивы и не могут быть получены при численном решении уравнений (1.3.3), (1.3.4), (1.2.6). Кроме того, при численном моделировании сценарий включения параметров происходил одинаковым образом в соответствии с (2.1.2), поэтому неоднозначность на графике $\omega(\Delta)$ не наблюдалась. Расстояние по частоте между устойчивыми пологими участками кривых на обоих рисунках (4.4.2(а),(б)) составляет 100-110 МГц, что примерно совпадает с расчетным периодом функции $\sin(\omega\tau - \phi - \alpha)$ (см. (4.1.17)), равным $1/\tau$. Сравнение рис. 4.4.2, (а) и (б) показывает их качественное соответствие. Однако в численных расчетах стабилизация гораздо более выражена, что может быть связано с нелинейностью

зависимости частоты от расстройки Δ в отсутствие отражений и с изменением в пределах зоны генерации производных от восприимчивости $\mu_{1,2}$ и $V_{1,2}$.

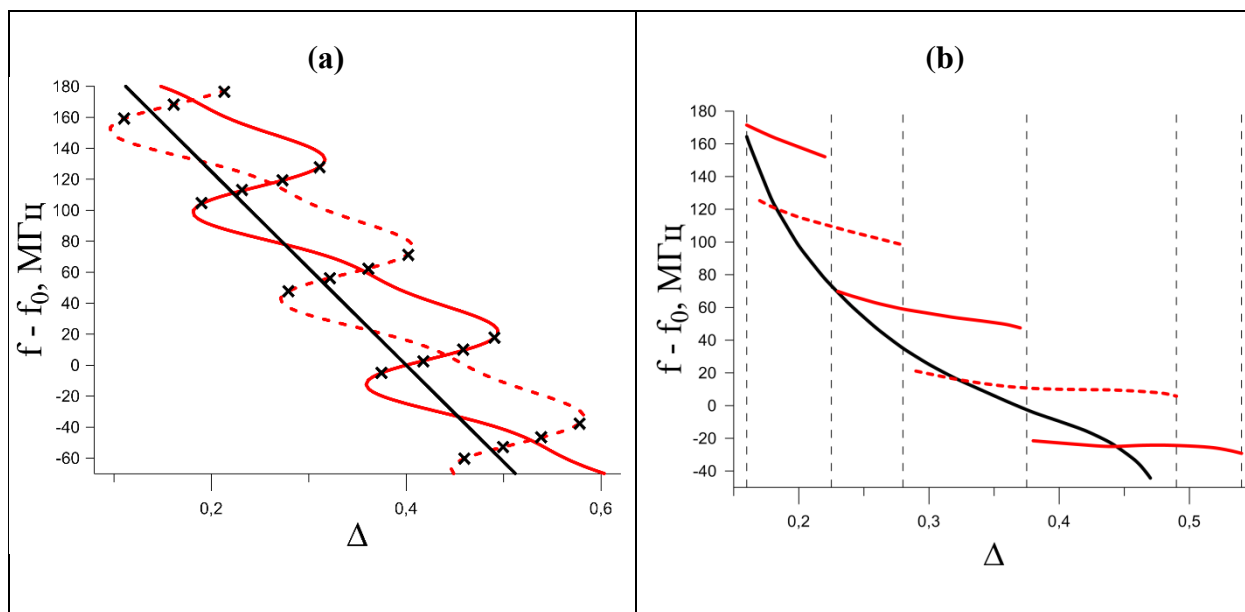


Рис. 4.4.2. Сдвиг частоты генерации рабочей моды относительно ее собственной частоты $f - f_0$ в зависимости от циклотронной расстройки Δ , для расстояния до отражателя 135 см (сплошная линия) и 136.892 см (пунктирная линия), (а) рассчитанный по формуле (4.1.17); (б) найденный при численном решении уравнений (1.2.6), (1.3.3), (1.3.4) при учете единственной рабочей моды. Черная кривая соответствует отсутствию отражения; $I=45A$, $U=100кВ$. Крестиками помечены ветви, соответствующие неустойчивым состояниям.

Следует отметить, что если неравенство (4.1.15) не выполняется, наблюдается небольшая стабилизация частоты лишь при некоторых, благоприятных фазах отраженной волны. Такой случай соответствует эксперименту [10*,11*,65], рассмотренному в **Разделе 4.3**. При неблагоприятных фазах отраженная волна может подавлять генерацию соответствующей моды [68,11*].

На **рис. 4.4.3** приведены временные зависимости частоты рабочей моды и амплитуды излучения в процессе включения ускоряющего напряжения и тока электронного пучка. По мере нарастания напряжения происходит скачкообразный переход с одной продольной моды системы на другую, сопровождающийся осцилляциями в процессе установления амплитуды и частоты (примерно в момент времени 300нс). Период осцилляций совпадает с временем запаздывания 9 нс, что согласуется с результатами исследования установления стационарных состояний в автогенераторе с запаздывающим отражением [33*]. Как видно из **рис. 4.4.3(б)**, на фронте импульса напряжения происходит

возбуждение паразитной высокочастотной моды $TE_{29.12}$, которая затем подавляется рабочей модой.

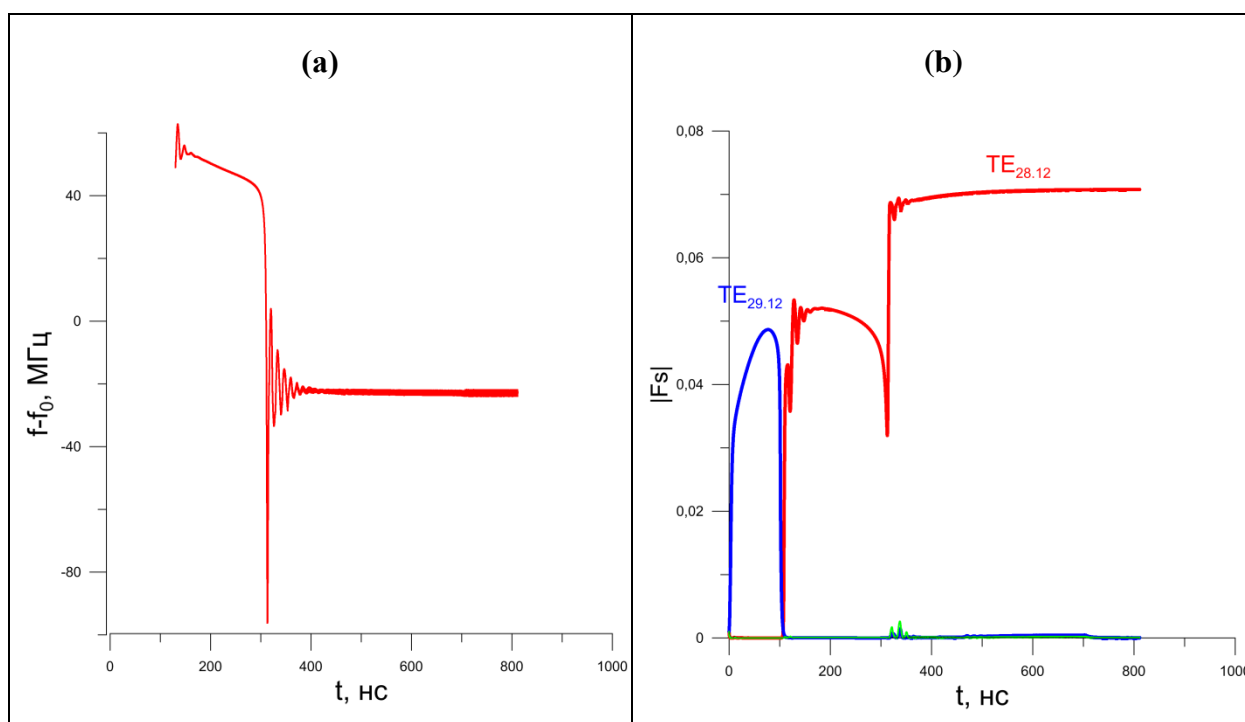


Рис. 4.4.3. Временные зависимости частоты (а) и амплитуды (б) рабочей моды; $I=45A$, $U=100кВ$, $\Delta=0.4$, $\tau=8.4084нс$, $R=0.35$.

На **рис. 4.4.4** показаны зависимости поперечных КПД в зоне генерации каждой из мод от циклотронной расстройки Δ . В отсутствие отражения зависимости КПД всех мод отличаются только сдвигом по расстройке Δ . При отражении в области высоких циклотронных расстроек КПД рабочей моды может возрасти по сравнению с автономным гиротроном на 10-17%, поскольку отражения приводят к увеличению эффективной добротности электродинамической системы и, как следствие, возрастанию амплитуды поля в резонаторе гиротрона до значений, соответствующих более высоким значениям КПД.

Результаты исследования снижения флуктуаций, вызванных шумами источника напряжения, в гиротроне с отражениями приведены на **рис. 4.4.5**. Как показывают расчеты, размах колебаний частоты меньше в 10 раз (**рис. 4.4.5а,в**), размах фазовых колебаний – в 20 раз (**рис. 4.4.5(б),(г)**) по сравнению с гиротроном без отражений. При этом, как и в гиротроне без отражений, размах фазовых колебаний пропорционален периоду модуляции параметров пучка.

Следует заметить, что в случае захвата внешним монохроматическим сигналом модуляция параметров электронного пучка определяет не частоту, как в свободном гиротроне и гиротроне с отраженной волной, а фазу излучения. При этом размах фазовых колебаний не зависит от периода модуляции параметров пучка, а размах колебаний частоты

обратно пропорционален этому периоду [5*]. Различие воздействия внешнего сигнала и отраженной волны на колебания частоты и фазы можно объяснить тем, что при отражении изменение параметров пучка приводит к изменению частоты отраженной волны. Поэтому, как и при захвате гиротрона внешним сигналом с переменной частотой [15*-17*], мгновенные частоты излучения и внешнего сигнала, в роли которого выступает отраженная волна, совпадают и не зависят от периода модуляции параметров пучка.

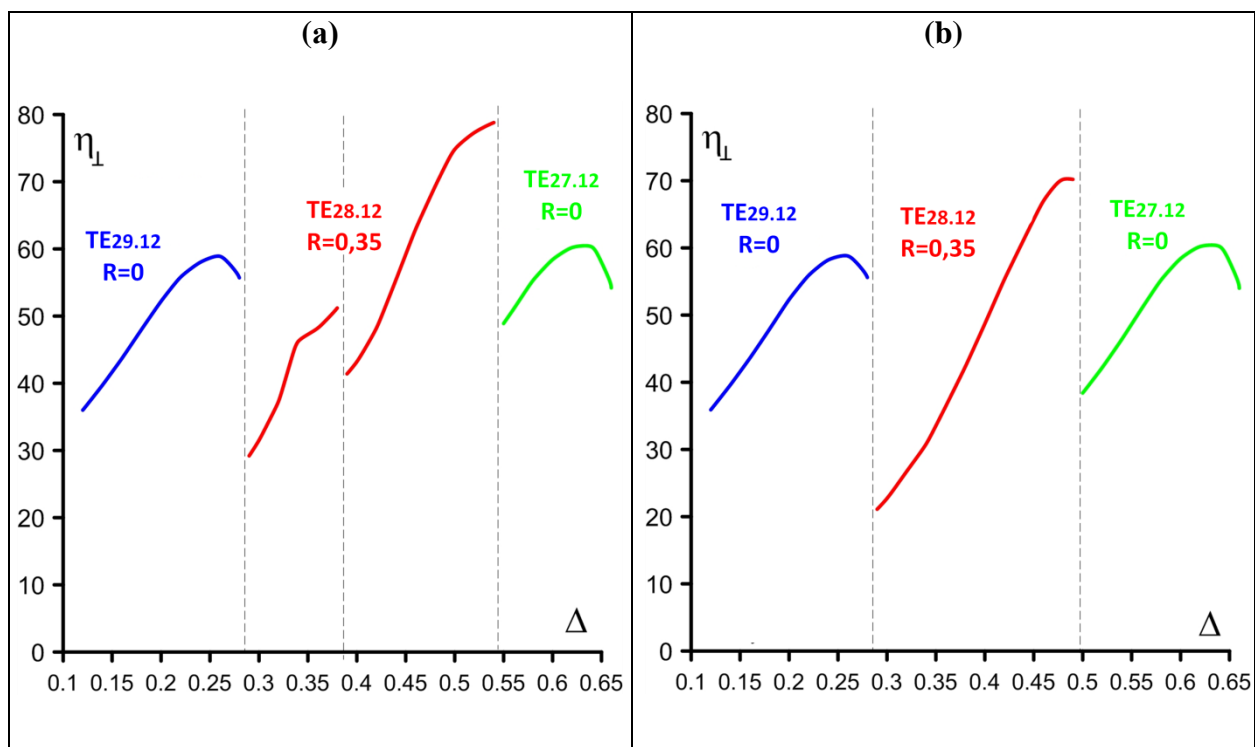


Рис. 4.4.4. Зависимость поперечного КПД в зонах генерации взаимодействующих мод от циклотронной расстройки Δ при расстоянии до отражателя 135 см (а) и при увеличении этого расстояния до 136.892 см (б); $I=45A$, $U=100кВ$.

Как следует из приведенных выше рассуждений и результатов расчетов, если в гиротроне с отражением характерное время модуляции параметров пучка увеличить до реальных значений, то амплитуда фазовых колебаний пропорционально возрастет (ср. **рис. 4.4.5(б)** и **рис. 4.4.5(г)**). Поэтому воздействие отражения может быть полезно для таких приложений, где требуется сигнал со стабильной частотой, например, при диагностике плазмы и в плазменных исследованиях. Что касается перспективы использования отражения для уменьшения фазовых флуктуаций, например, при создании комплекса когерентно излучающих гиротронов, то потребуется предварительно отфильтровать не только высокочастотные, но и слишком низкочастотные шумы, чтобы характерные времена шумов не превышали нескольких микросекунд. При этом фазовые отклонения уменьшаются до нескольких градусов. Для фильтрации низкочастотных шумов

предположительно можно было бы воспользоваться методами фазовой автоподстройки частоты [31,38-44].

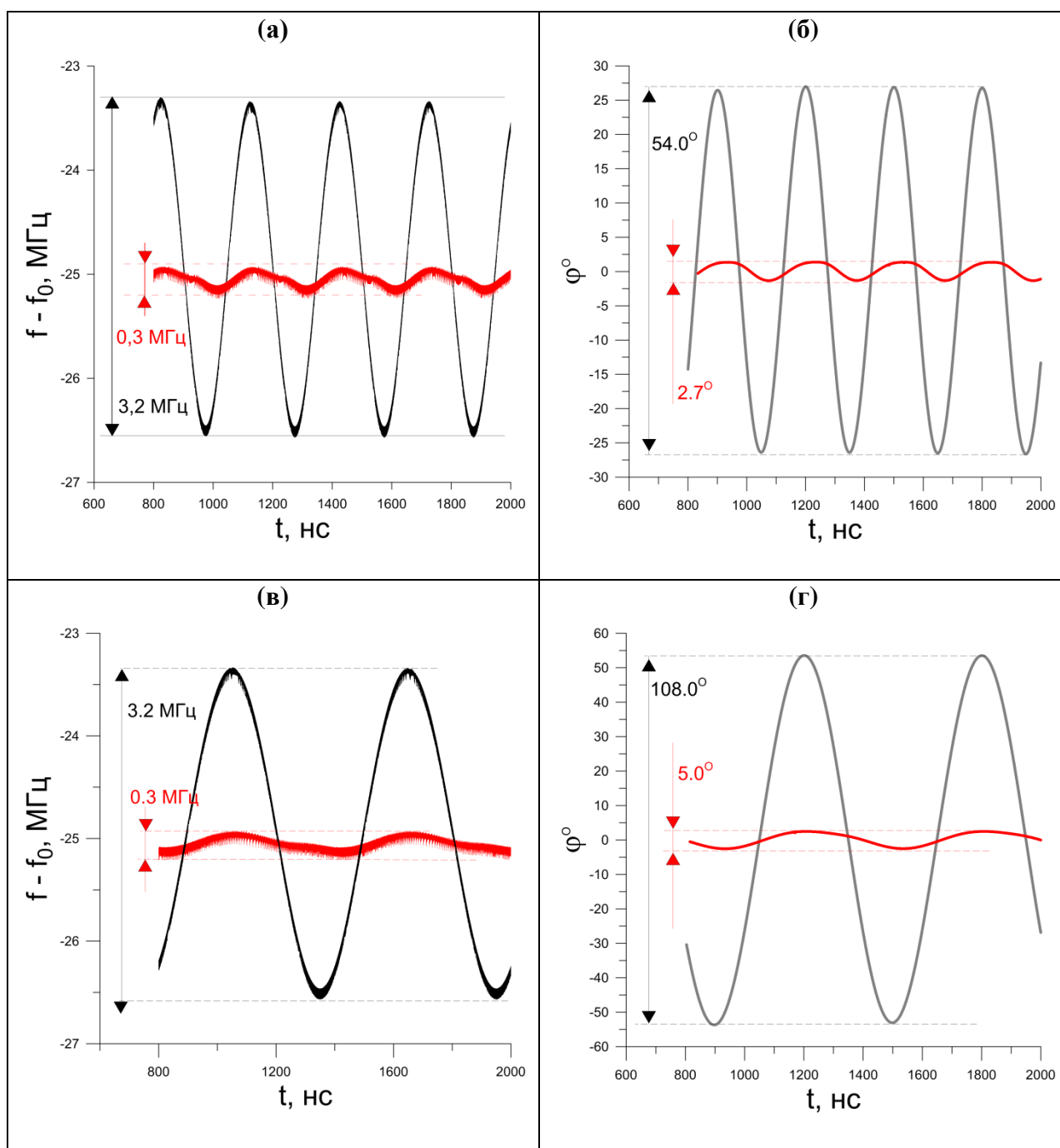


Рис. 4.4.5. Зависимости частоты (а,б) и фазы (в,г) излучения на рабочей моде от времени в автономном гиротроне (черные кривые) и в гиротроне с запаздывающей отраженной волной (красные кривые). Параметры электронного пучка промодулированы с периодом 300нс (верхняя панель (а,б)) и 600ns (нижняя панель (в,г)). Амплитуда модуляции напряжения $\Delta U=0.2кВ$, средние значения напряжения, тока и циклотронной расстройки соответственно $I=45А$, $U=100кВ$, $\Delta=0.444$. Время запаздывания 9 нс.

Таким образом, отражение части излучения гиротрона на частоте рабочей моды от выходного окна в условиях взаимодействия с двумя соседними боковыми модами эквидистантного спектра, для которых отражения отсутствуют, при средних значениях тока приводит к небольшому расширению зоны генерации на рабочей моде за счет подавления низкочастотной соседней моды. При этом возрастает амплитуда поля, что приводит в области высоких расстройек циклотронного резонанса к существенному повышению поперечного КПД генерации (на 10-17%). Частота излучения стабилизируется, и при изменении ведущего магнитного поля в достаточно широкой полосе значений, сравнимой с шириной зоны генерации, может меняться в интервале, в 5-8 раз меньшем по сравнению с гиротроном без отражений. Однако при достаточно больших изменениях ведущего магнитного поля или напряжения в пределах зоны генерации рабочей моды могут происходить переходы между продольными модами длинной линии и соответствующие им скачки частоты между стабильными состояниями. Смещение отражателя в пределах нескольких длин волн не влияет на стабильность частоты, а может приводить лишь к небольшому (менее обратного времени задержки) сдвигу частот стабильных состояний и значений циклотронной расстройки, при которых происходят переходы между этими состояниями.

Влияние шумов источника ускоряющего напряжения на колебания частоты и фазы при воздействии отраженной волны снижается, так что отклонения частоты от среднего значения уменьшаются в 10 раз, фазы - в 20 раз, что может быть актуальным для практических приложений. Анализ полученных результатов показывает, что воздействие отраженной волны может быть полезным для достижения стабильной частоты излучения, поскольку этот эффект не зависит от характерных времен низкочастотных шумов гиротрона. Вместе с тем использование отраженной волны для стабилизации фазы излучения представляется проблематичным, поскольку отклонения фазы возрастают пропорционально характерным временам шумов. Более предпочтительным в этом случае выглядит воздействие внешнего монохроматического сигнала, когда могут быть уменьшены как частотные, так и фазовые флуктуации [5*].

4.5. Возбуждение моды встречного вращения при воздействии отраженной волны на гиротрон с однонаправленным квазиоптическим выходным преобразователем

В данном разделе исследована возможность возбуждения моды, в которой поля вращаются по азимуту в направлении, противоположном направлению вращения полей

рабочей моды, в гиротроне с квазиоптическим выходным преобразователем под воздействием отраженной волны. Такой вывод излучения используется в мощных гиротронах, в частности, в гиротронах, предназначенных для ITER, тогда как в гиротронах с прямым выводом излучения отраженная волна возвращается в резонатор гиротрона в виде рабочей моды [53-55]. При прямом вводе и выводе излучения мода противоположного вращения не возникает.

Квазиоптический преобразователь гиротрона большую часть излучения на рабочей моде выводит в виде гауссова пучка. Если есть отраженная волна, то большая ее часть из-за геометрии преобразователя (**рис. 4.5.1**) имеет противоположное направление вращения поля относительно рабочей моды и может возбудить соответствующую моду [53-55]. На **рис. 4.5.1**, согласно концепции Бриллюэна [159,160], излученная и отраженная волны представлены набором лучей, отражающихся от поверхности выходного волноводного тракта.

Возбуждение моды встречного вращения позволяет объяснить эксперименты [69,38*,39*], в которых часть мощности гиротрона с квазиоптическим выходным преобразователем отражалась от удаленной мембраны, колеблющейся с заданной частотой и амплитудой. В экспериментах было обнаружено, что поперечная структура излученной из гиротрона волны периодически меняется во времени с частотой колебаний. Измерения проводились несколькими детекторами, расположенными на периферии излученного волнового пучка симметрично относительно его оси и принимавшими только излученную из гиротрона волну.

4.5.1. Конкуренция мод прямого и встречного вращения в гиротроне с отражением

Взаимодействие мод (рабочей и моды встречного вращения) исследовано для идеализированной модели, в которой козырьковый выходной преобразователь и выходной тракт выводят 100% мощности излучения на рабочей моде в виде гауссова пучка. В такой модели отраженная волна возвращается в гиротрон только в виде моды с противоположным направлением вращения поля. Подобная задача рассматривалась в работах [53,54,54], где численно моделировалось взаимодействие указанных мод в мегаваттном гиротроне, предназначенном для проекта ITER. В данной работе взаимодействие мод исследовано аналитически на основе квазилинейных укороченных уравнений [28,155,33*-36*] для комплексных амплитуд мод внутри резонатора. Такие уравнения хорошо описывают достаточно широкий класс генераторов с фиксированной структурой поля и мягким

режимом самовозбуждения [163], в том числе, гиротрон [28,113]. Будем полагать коэффициент отражения достаточно малым (в (1.2.5) учитываем только первый член ряда по степеням коэффициента отражения) и аппроксимируем комплексную восприимчивость электронного пучка для мод прямого и встречного вращения с точностью до квадратичных по амплитуде поля слагаемых аналогично [28,113,161]:

$$\chi_0 = -2iQ_0 \left(\alpha - \beta J_{m-1}^2 |F_0|^2 - 2\beta J_{m+1}^2 |F_1|^2 \right), \quad (4.5.1)$$

$$\chi_1 = -2iQ_0 \left(\alpha - \beta J_{m-1}^2 |F_1|^2 - 2\beta J_{m+1}^2 |F_0|^2 \right), \quad (4.5.2)$$

(индекс «0» соответствует рабочей моде, индекс «1» – моде встречного вращения). При этом уравнения конкуренции мод (1.2.5), (1.3.3) примут вид

$$\dot{F}_0 + \frac{\omega_0}{2Q_0} F_0 = \omega_0 I_0 \left(\alpha - \beta J_{m-1}^2 |F_0|^2 - 2\beta J_{m+1}^2 |F_1|^2 \right) F_0, \quad (4.5.3)$$

$$\dot{F}_1 + \frac{\omega_0}{2Q_0} F_1 = \omega_0 q I_0 \left(\alpha - \beta J_{m+1}^2 |F_1|^2 - 2\beta J_{m-1}^2 |F_0|^2 \right) F_1 + \frac{R\omega_0}{Q_0} e^{-i\theta} F_0(t - \tau). \quad (4.5.4)$$

Здесь F_s ($s=0,1$) – медленно меняющиеся амплитуды мод, ω_0 – собственная частота рабочей моды «холодного» резонатора, Q_0 – его добротность на этой моде (отличием дифракционной и полной добротностей в (4.5.4) пренебрегаем), I_0 – безразмерный параметр тока, $q = J_{m+1}^2 / J_{m-1}^2$, $J_{m\pm 1} = J_{m\pm 1}(\xi)$ – функции Бесселя, m – радиальный индекс рабочей моды, $\xi = \omega_0 R_b / c$ – нормированный радиус пучка.

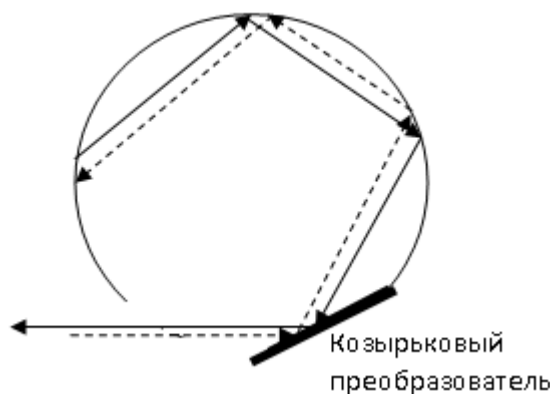


Рис. 4.5.1. Поперечный разрез выходного сечения гиротрона с козырьковым преобразователем. Сплошные линии – лучи, соответствующие излученной волне, распространяющиеся в направлении вращения поля рабочей моды. Пунктирные линии соответствуют отраженной волне, распространяющейся во встречном направлении.

Комплексные функции $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ и $\beta = \beta' + i\beta''$ определяют линейную и нелинейную части электронной восприимчивости соответственно. Конкретные выражения для I_s , α , β приведены в [28,113]. Последнее слагаемое в (4.5.4) описывает воздействие сигнала, отраженного от нагрузки, в приближении малого коэффициента отражения: R – коэффициент отражения, τ – время запаздывания (дисперсией в линии запаздывания пренебрегаем). Поскольку преобразования отраженной волны в рабочую моду нет, слагаемое, описывающее отраженную волну, есть только в уравнении для моды встречного вращения (4.5.4) (ср. [53]).

Если ввести безразмерное время $\hat{t} = \omega_0 I_0 t$ и переписать уравнения (4.5.3), (4.5.4) относительно вещественных амплитуд и фаз $F_s = (A_s / J_{m\mp 1} \sqrt{\beta'}) \exp(i\varphi_s)$, получим

$$\dot{A}_0 = (\sigma_0 - A_0^2 - 2A_1^2) A_0, \quad (4.5.5)$$

$$\dot{A}_1 = q(-\sigma_1 - A_1^2 - 2A_0^2) A_1 + \rho A_{0\tau} \cos(\varphi_{0\tau} - \varphi_1 + \phi - \omega_0 \tau), \quad (4.5.6)$$

$$\dot{\varphi}_0 = \alpha'' - \gamma(A_0^2 + 2A_1^2), \quad (4.5.7)$$

$$\dot{\varphi}_1 = q(\alpha'' - \gamma(A_1^2 + 2A_0^2)) + \rho(A_{0\tau}/A_1) \sin(\varphi_{0\tau} - \varphi_1 + \phi - \omega_0 \tau). \quad (4.5.8)$$

Здесь $\sigma_0 = \alpha' - (2I_0 Q_0)^{-1}$, $\sigma_1 = |\alpha' - (2qI_0 Q_0)^{-1}|$ — параметры, характеризующие превышение порога самовозбуждения, $\gamma = \beta''/\beta'$, $\rho = |R| \sqrt{q}/(Q_0 I_0)$, ϕ – фаза коэффициента отражения. Знаки перед σ_0 и σ_1 в (4.5.5) и (4.5.6) различные, так как предполагается, что мода встречного вращения не самовозбуждается⁷; для удобства преобразований оба эти параметра определяются как положительные величины. Нижний индекс « τ » обозначает величины, взятые в предшествующий момент времени $t - \tau$ (здесь и далее мы для краткости опускаем знак « \wedge » у безразмерных величин \hat{t} , $\hat{\tau}$).

Обсудим стационарные решения системы (4.5.5)-(4.5.8), для которых

$$A_s = \bar{A}_s = \text{const}, \quad \varphi_s = \Omega_s t + \bar{\varphi}_s, \quad \Omega_s = \text{const}.$$

В отсутствие отражений ($R=0$) существует два стационарных состояния: неустойчивое нулевое состояние $\bar{A}_s = 0$ и устойчивое состояние, соответствующее генерации рабочей моды (рис. 4.4.2а)

$$\bar{A}_1 = 0, \quad \bar{A}_0 = \sqrt{\sigma_0}, \quad \Omega_0 = \alpha'' - \gamma\sigma_0 \quad . \quad (4.5.9)$$

⁷ В гиротроне, как правило, стартовый ток превышен только для рабочей моды.

При появлении небольших отражений

$$\rho \ll \sigma_s$$

состояние (4.4.9) смещается на плоскости (A_0, A_1) и становится двухмодовым (рис. 4.4.2б).

С точностью до членов первого порядка малости по ρ имеем

$$\bar{A}_0 \approx \sqrt{\sigma_0}, \quad \bar{A}_1 \approx \frac{\rho \sqrt{\sigma_0} \cos \bar{\vartheta}}{q(\sigma_1 + 2\sigma_0)}, \quad \Omega_0 = \Omega_1 \approx \alpha'' - \gamma\sigma_0. \quad (4.5.10)$$

Сдвиг частоты обеих мод должен быть в стационарном состоянии одинаковым: $\Omega_0 = \Omega_1 = \Omega$, иначе, как следует из уравнений (4.4.5), (4.4.6), амплитуды волн не были бы неизменными. В уравнениях (4.4.10)

$$\bar{\vartheta} = \bar{\varphi}_0 - \bar{\varphi}_1 + \phi - \omega_0\tau - \Omega\tau \quad (4.5.11)$$

– разностная фаза с задержкой. Ее величину можно найти из (4.4.5)-(4.4.8), (4.4.10):

$$\text{tg } \bar{\vartheta} = \frac{\alpha''(1-q) - \gamma\sigma_0(1-2q)}{q(\sigma_1 + 2\sigma_0)}. \quad (4.5.12)$$

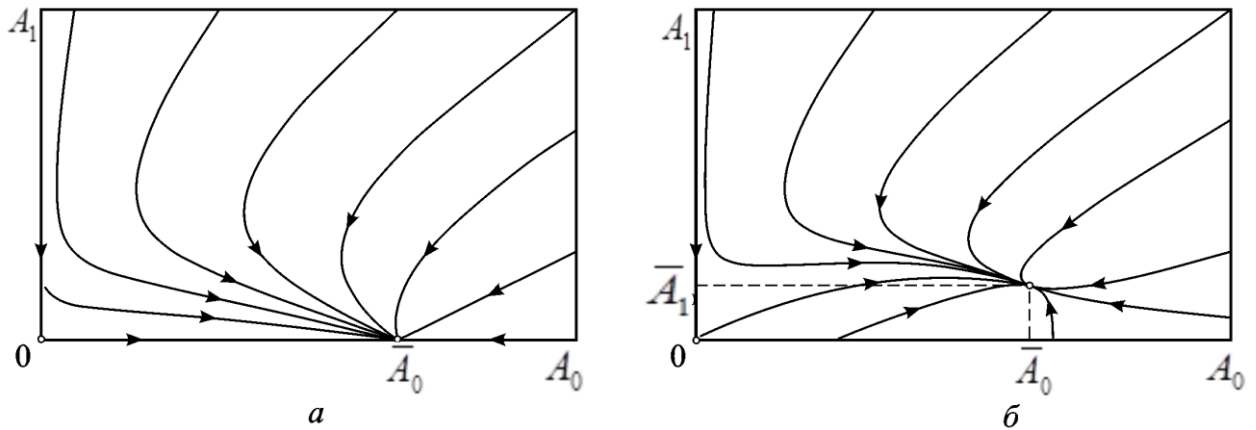


Рис. 4.5.2. Проекция фазовых на плоскость (A_0, A_1) при $\rho = 0$ (а) и при $\rho \neq 0$ (б).

Покажем, что нулевое состояние (4.5.9) неустойчиво, а двухмодовое состояние (4.5.10) устойчиво. Представим амплитуды и фазы в виде

$$A_s = \bar{A}_s + a_s, \quad \varphi_s = \Omega t + \bar{\varphi}_s + \tilde{\varphi}_s, \quad (4.5.13)$$

где a_s и $\tilde{\varphi}_s$ – малые возмущения, подставим в (4.5.5)-(4.5.8) и линеаризуем. Для нулевого стационарного состояния линеаризованные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{a}_0 &= \sigma_0 a_0, \quad \dot{\tilde{\varphi}}_0 = 0, \\ \dot{a}_1 &= -q\sigma_1 a_1 + \rho a_{0\tau} \cos \bar{\vartheta}. \end{aligned} \quad (4.5.14)$$

Отсюда очевидно, что нулевое состояние неустойчиво: возмущения рабочей моды растут, возмущения моды встречного вращения убывают, возмущения фазы нейтрально устойчивы.

Исследуем устойчивость двухмодового стационарного состояния (4.5.10). Линеаризованные уравнения (4.5.5)-(4.5.8) для этого состояния имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{a}_0 &= -2\sigma_0 a_0 - 4\sqrt{\sigma_0} \bar{A}_1 a_1, & \dot{\tilde{\varphi}}_0 &= -2\gamma (\sqrt{\sigma_0} a_0 + 2\bar{A}_1 a_1), \\ \dot{a}_1 &= -q(\sigma_1 + 2\sigma_0) a_1 - 4q\sqrt{\sigma_1} \bar{A}_1 a_1 + \rho a_{0\tau} \cos \bar{\vartheta} - \rho\sqrt{\sigma_0} \sin \bar{\vartheta} (\tilde{\varphi}_{0\tau} - \tilde{\varphi}_1), \\ \dot{\tilde{\varphi}}_1 \bar{A}_1 + \Omega a_1 &= q(\alpha'' - 2\gamma\sigma_0) a_1 - 4q\gamma\sqrt{\sigma_0} \bar{A}_1 a_0 + \rho a_{0\tau} \sin \bar{\vartheta} + \rho\sqrt{\sigma_0} \cos \bar{\vartheta} (\tilde{\varphi}_{0\tau} - \tilde{\varphi}_1). \end{aligned} \quad (4.5.15)$$

Здесь не учитываются малые слагаемые порядка ρ^2 . С учетом определения Ω , $\bar{\vartheta}$ и \bar{A}_1 последнее уравнение системы (4.5.15) можно переписать в виде

$$\dot{\tilde{\varphi}}_1 \approx -\frac{q^2 (\sigma_1 + 2\sigma_0)^2 \operatorname{tg} \bar{\vartheta}}{\rho\sqrt{\sigma_0} \cos \bar{\vartheta}} \cdot a_1 - 4q\gamma\sqrt{\sigma_0} a_0 + q(\sigma_1 + 2\sigma_0) \left(\tilde{\varphi}_{0\tau} - \tilde{\varphi}_1 + \frac{a_{0\tau} \operatorname{tg} \bar{\vartheta}}{\sqrt{\sigma_0}} \right).$$

Представляя решения этих уравнений зависящими от времени как $\exp(\lambda t)$, приближенно найдем корни характеристического уравнения с точностью до членов первого порядка малости по ρ :

$$\lambda_1 \approx -2\sigma_0, \quad \lambda_2 = 0, \quad \lambda_{3,4} \approx -q(\sigma_1 + 2\sigma_0)(1 \pm i \operatorname{tg} \bar{\vartheta}). \quad (4.5.16)$$

Отметим, что корень характеристического уравнения λ_2 равен нулю не приближенно, а в точности. Этот факт отражает инвариантность исходных уравнений (4.5.3), (4.5.4) относительно одинакового фазового сдвига амплитуд мод на некоторую величину ε , не зависящую от времени: $F_s \rightarrow F_s \exp(i\varepsilon)$. Наличие нулевого корня соответствует возмущениям стационарного состояния $a_1 = a_2 = 0$, $\tilde{\varphi}_0 - \tilde{\varphi}_1 = 0$. Корень λ_1 отвечает за эволюцию амплитуды рабочей моды, корни $\lambda_{3,4}$ описывают эволюцию возмущений амплитуды и фазы моды встречного вращения. Как следует из (4.5.16), корней с положительной действительной частью нет, так что состояние устойчиво.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что даже при сколь угодно малых отражениях наряду с рабочей модой в резонаторе гиротрона возникают устойчивые вынужденные колебания на моде встречного вращения.

4.5.2. Интерпретация экспериментального исследования 53 ГГц гиротрона с колеблющимся отражателем

Изложенная выше теория может быть использована для интерпретации экспериментальных исследований воздействия отражения от удаленной колеблющейся мембраны на излучение гиротрона [69,39*]. В экспериментах использовался гиротрон «Буран–83» с рабочей модой TE₈₃. Частота излучения составляла 53.2 ГГц. Направление вращения поля в рабочей моде совпадало с направлением вращения электронов. Радиус резонатора $R_r = 15.95$ мм, радиус встрела электронного пучка в резонатор $R_b = 7$ мм. Ускоряющее напряжение $U = 65$ кВ, отношение осцилляторной энергии электронов к полной энергии составляло 0.65–0.7 в зависимости от тока, магнитное поле $B_0 = 2.061–2.075$ Тл. Профиль резонатора представлял собой цилиндрический участок длиной $\bar{l} = 24$ мм, участок закритического сужения и участок дифракционного вывода. Добротность рабочей моды и моды встречного вращения равнялась $Q = 620$. Коэффициент отражения от нагрузки составлял 6% по амплитуде.

На основании расчетных формул для электронной восприимчивости [28,162] вычислим коэффициенты в уравнениях (4.5.5)-(4.5.8) и найдем отношение амплитуд полей моды встречного вращения и рабочей моды и сдвиг частоты генерации относительно «холодной» частоты. При этом структуру поля в резонаторе аппроксимируем функцией $u(z) = \sin(\pi z/L)$. В результате находим, что отношение стартовых токов рабочей и паразитной мод $q \approx 0.13$. При выбранных значениях магнитного поля и напряжения относительный угол пролета электронов и волны

$$\Theta = \left(1 - \frac{\omega_H}{\omega}\right) \frac{\omega \bar{l}}{c\beta_{||}} \approx 1.165\pi.$$

Тогда комплексные коэффициенты в разложении электронной восприимчивости по степеням амплитуд мод равны $\alpha \approx 7.59 + 8.27i$, $\beta \approx 217.44 + 58.40i$. Из экспериментальных данных известно, что стартовый ток для рабочей моды составляет примерно 5 А, а рабочий ток равен 15 А. Это позволяет найти параметры $\sigma_0 = \alpha'(1 - I_{st}/I) \approx 5.057$ для рабочей моды и $\sigma_1 = \alpha'(I_{st}/(qI) - 1) \approx 11.985$ — для паразитной. Выражение для параметра отражений также удобно выразить через отношение рабочего тока к стартовому: $\rho = 2|R|\alpha'\sqrt{q}(I_{st}/I)$, откуда находим $\rho \approx 0.11$. Таким образом, условие малости этого параметра по сравнению с $\sigma_{0,1}$ выполняется.

По формулам п. 4.5.1 можем найти отношение амплитуд полей рабочей моды и моды встречного вращения, которое составляет 1.6 %. Относительный сдвиг частоты $(\omega - \omega_s)/\omega_s = 0.22\%$, при этом «горячая» частота равна 53.28 ГГц. Погрешности расчетов связаны с рядом факторов, которые не учитывались в модели, в первую очередь, с разбросом электронов по скоростям и с отличием продольного распределения поля собственной моды от синусоидального.

Сделанные выше теоретические оценки хорошо согласуются с результатами численного моделирования исходных уравнений (4.5.3), (4.5.4). На рис. 4.5.3 приведены зависимости амплитуд мод от времени в отсутствие отражений (а) и при $\rho = 0.11$ (б). Видно, что в первом случае мода встречного вращения затухает. Во втором случае вначале происходит установление основной моды, затем, при $t > \tau = 1.53$, начинается возбуждение паразитной моды, обусловленное возвращением отраженного сигнала в резонатор гиротрона. Для наглядности масштаб для амплитуды A_1 был увеличен в 20 раз, см. правую шкалу на графиках.

В экспериментальных работах [69,39*] в качестве отражателя использовалась колеблющаяся мембрана. Колебания мембраны происходили с частотой 1-2 кГц, то есть период этих колебаний гораздо больше, чем все характерные времена переходных процессов в гиротроне. Поэтому можно считать, что в уравнении, (4.5.4) набег фазы меняется по закону $\vartheta = \bar{\vartheta}_0 + (\pi/2)\sin \omega_r t$, где ω_r – частота колебаний отражателя. Амплитуда колебаний отражателя составляла четверть длины волны

Как показывает моделирование, амплитуда моды встречного вращения промодулирована во времени с периодом колебаний отражателя (рис. 4.5.3(в)). Также присутствует модуляция основной моды, поскольку в уравнении (4.5.3) имеется нелинейное слагаемое, описывающее обратное влияние второй моды на первую, причем осцилляции амплитуд двух мод происходят в противофазе. Однако на рис. 4.5.3(в) модуляция основной моды не видна, т.к. размах этой модуляции еще на порядок меньше, чем у моды встречного вращения.

Таким образом, на выходе гиротрона излучение может представлять собой суперпозицию двух волн: основной и малой примеси вторичной (соответствующей моде встречного вращения), причем на периферийной части гауссова пучка амплитуды этих волн могут оказаться соизмеримыми. Поскольку колебания удаленного отражателя приводят к изменению разности фаз этих волн, меняется структура поля на периферии волнового пучка, что и наблюдалось экспериментально.

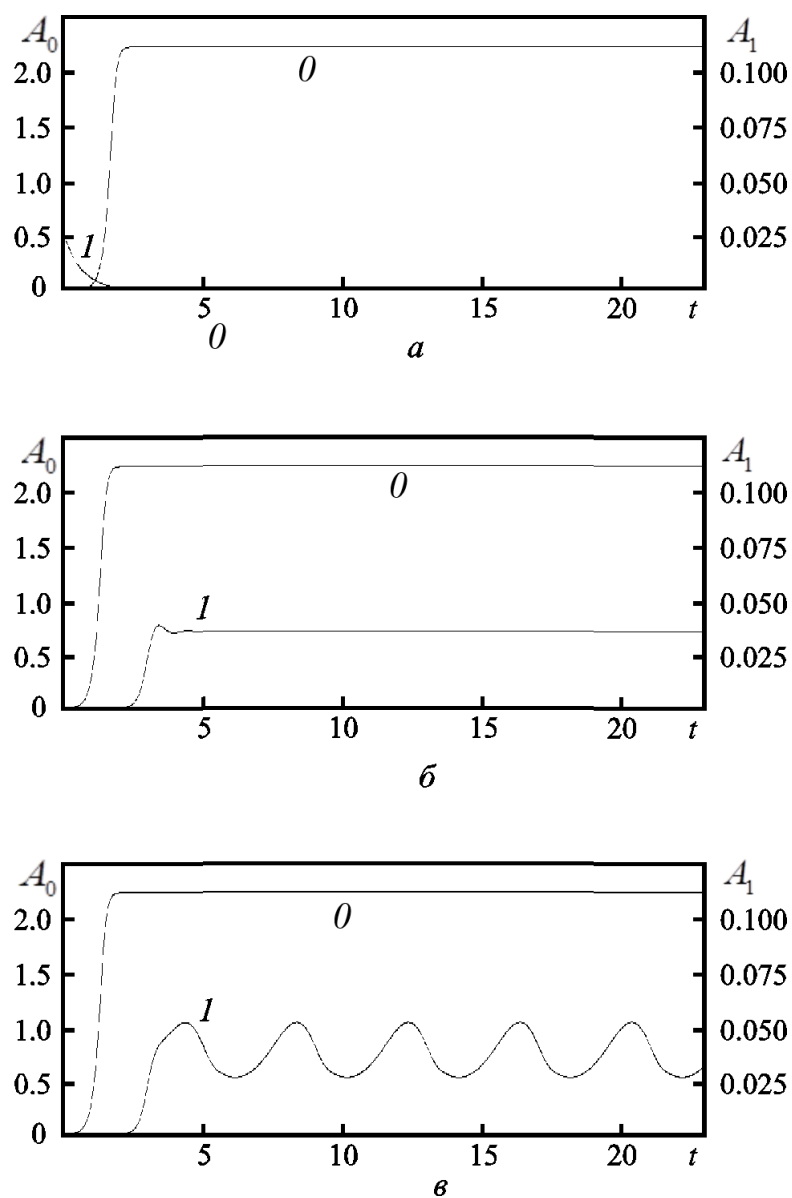


Рис. 4.5.3. Зависимости амплитуд рабочей моды (кривые 0) и моды встречного вращения (кривые 1) в следующих случаях: а — отражения отсутствуют; б — отражения от неподвижной нагрузки, $\rho = 0.11$; в — отражения от колеблющейся нагрузки.

ГЛАВА 5. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СЛАБОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ ВЫСОКОДОБОРНОГО РЕЗОНАТОРА

Явление стабилизации частоты волной, отраженной от внешней высокорезонансной нагрузки, давно известно и широко применяется в микроволновой электронике для магнетронов и клистронов [101-104,163] и в оптике [96-99]. Недавно впервые наблюдалась стабилизация частоты внешним высокодобротным отражателем в гиротроне [12*]. Теория стабилизации частоты автогенератора с высокодобротным отражателем была построена достаточно давно, однако лишь для конкретных устройств, в частности, радиотехнических схем, эквивалентных СВЧ-генераторам [101], и для лазеров [96,99].

Более общий подход к исследованию связанных колебаний высокодобротного контура и автогенератора применялся в работах [105-107] для ограниченного класса задач, в которых отсутствовало запаздывание отраженной волны, что не позволило получить эффективную стабилизацию частоты.

Как показано в работах [96-104,4*,12*,20*,21*], для стабилизации частоты излучения автогенератора внешним высокодобротным резонатором необходимо возвращение отраженной волны в генератор в определенной фазе. Кроме того, для стабилизации необходима достаточно высокая добротность внешнего резонатора Q_{ex} , так чтобы выполнялось условие

$$Q / Q_{ex} \ll |R| \ll 1, \quad (5.0)$$

а также собственные частоты внешнего резонатора и резонансного контура автогенератора должны быть достаточно близки между собой.

Исследование влияния высокорезонансного отражателя на гиротрон в данной главе, как и во всей диссертации, проведено в предположении о фиксированной продольной структуре поля в пространстве взаимодействия гиротрона. Задача рассмотрена в рамках одномодовой модели. Влияние отраженной волны можно описать частотно-зависимым коэффициентом отражения в уравнении возбуждения поля (1.2.5).

Такой подход используется в работах [4*,20*,21*] и **Разделе 5.1**. Подобным образом рассмотрено влияние резонансного отражателя на режим работы гиротрона в [72], где решены более точные уравнения гиротрона (учитывающие изменение продольной структуры поля в пространстве взаимодействия) с граничным условием, содержащим частотно-зависимый коэффициент отражения. Однако при таком описании игнорируются процессы установления колебаний во внешнем отражающем резонаторе. Для исследования динамики и условий устойчивости равновесных состояний системы более корректным

представляется решение уравнений связанных колебаний автогенератора-гиротрона и внешнего резонатора [31*,32*,42*,43*], **Раздел 5.2.** В **Разделе 5.3** расчеты сопоставлены с результатами проведенного в ИПФ РАН эксперимента по наблюдению стабилизации частоты гиротрона при отражении части его мощности от внешнего резонатора.

В связи с проблемой создания комплекса когерентно излучающих электронов для различных приложений (см. **Введение**) представляет интерес исследование стабилизации частоты и фазы нескольких гиротронов волной, отраженной от общего внешнего высокочастотного резонатора. Для двух гиротронов путем решения уравнений связанных колебаний полей в этих гиротронах и внешнем резонаторе было показано, что частота обоих гиротронов может быть стабилизирована. При этом в процессе взаимодействия разность фаз полей гиротронов становится оптимальной при любых их начальных фазах [31*, 32*]. Следует отметить, что взаимное влияние двух гиротронов через общую отражающую нагрузку ранее рассматривалось в работах [165-168], однако для нерезонансной нагрузки.

5.1. Возможность стабилизации частоты гиротрона с высокорезонансным отражателем

Для анализа стабилизации частоты считаем выполненными несколько предположений:

- 1) коэффициент отражения от внешнего резонатора достаточно мал, так что в уравнении возбуждения рабочей моды (1.2.5) можно ограничиться первым членом ряда;
- 2) в линии запаздывания отсутствует дисперсия, так что время запаздывания $\tau_{ph} \approx \tau_{gr} = \tau = 2L/c$ (L – расстояние от гиротрона до отражателя);
- 3) омические потери малы по сравнению с дифракционными.

В качестве опорной частоты в (1.2.5) удобно выбрать собственную частоту внешнего резонатора ω_{ex} . Тогда (1.2.5) преобразуется к виду

$$\frac{dF}{dt} + \left(\frac{\omega_{ex}}{2Q} + i(\omega_{ex} - \omega_0) \right) F + \frac{\omega_{ex}}{Q} R(\omega) e^{-i\omega_{ex}\tau} F(t-\tau) = i \frac{\omega_{ex}}{2Q} IF \chi, \quad (5.1.1)$$

где $F = Ae^{i\varphi}$ – комплексная амплитуда поля в гиротроне на рабочей моде, ω_0 и Q – собственная частота и добротность рабочей моды в резонаторе гиротрона, I – параметр тока на этой моде (см. **Раздел 1.1**).

Уравнение движения (1.3.4) и электронную восприимчивость для рабочей моды (1.3.7) для одномодовой модели можно записать как

$$\frac{dp}{d\zeta} + i(\Delta + |p|^2 - 1)p = iFu(\zeta), \quad (5.1.2)$$

$$\chi = \frac{1}{F} \int_0^{\zeta_{ex}} u^*(\zeta) \langle p \rangle_{\varphi_0} d\zeta. \quad (5.1.3)$$

Поскольку в одномодовой модели в конце процесса включения устанавливается рабочая мода, а в дальнейших рассуждениях важно значение функции χ в стационарном режиме, уравнения (5.1.1)-(5.1.3) можно исследовать без учета сценария включения.

Коэффициент отражения от внешнего резонатора, возбуждаемого излучением гиротрона, в зависимости от частоты излучения образует резонансную кривую [164]:

$$R(\xi) = \frac{R_0}{1 + i\xi}, \quad \xi = \frac{2Q_{ex}(\omega - \omega_{ex})}{\omega_{ex}} \quad (5.1.4)$$

Здесь R_0 – максимальное значение модуля коэффициента отражения, ω – частота излучения.

В стационарных состояниях $A = const$, $d\varphi/dt = \Omega = const$. При этом, как следует из (5.1.1),

$$i\Omega + \frac{\omega_{ex}}{2Q} + i(\omega_{ex} - \omega_0) = i\frac{\omega_{ex}I}{2Q} (\chi^{(1)} + i\chi^{(2)}) - \frac{R\omega_{ex}}{Q} e^{-i\omega_{ex}\tau - i\Omega\tau}. \quad (5.1.5)$$

Здесь функция восприимчивости представлена как сумма действительной и мнимой частей:

$$\chi = \chi^{(1)} + i\chi^{(2)}.$$

5.1.1. Стабилизация частоты при вариациях циклотронной расстройки.

Вариации циклотронной расстройки Δ могут быть вызваны изменениями ведущего магнитного поля или ускоряющего напряжения. Для исследования возможности стабилизации частоты излучения при таких вариациях, как и в Разделе 4.1, сравним изменения частоты излучения в двух соседних стационарных состояниях в автономном режиме генерации (без отражений) и при воздействии отражения от резонансной нагрузки. Пусть в первом стационарном состоянии при некотором значении циклотронной

расстройки $\Delta = \bar{\Delta}$ амплитуда поля и отстройка частоты излучения ω от опорной равны $|F| = F_0$, $d\varphi/dt = \bar{\Omega}$. Действительную и мнимую части восприимчивости в этом состоянии обозначим как $\chi^{(1)} = \chi_{10}$, $\chi^{(2)} = \chi_{20}$, коэффициент отражения равен \bar{R} . В соседнем, близком стационарном состоянии, где циклотронная расстройка немного изменилась: $\Delta = \bar{\Delta} + \tilde{\Delta}$, модуль амплитуды, частота и коэффициент отражения получают малые приращения: $|F| = \bar{A} + a$, $\Omega = \bar{\Omega} + \varepsilon$, $R = \bar{R} + \varepsilon R'_{\omega}|_{\Omega=\bar{\Omega}}$, где $a \ll A$, $|\varepsilon| \ll |\omega_{ex} - \omega_0|$, $|\tilde{\Delta}| \ll |\bar{\Delta}|$.

Восприимчивость в этом соседнем стационарном состоянии можно представить как

$$\chi^{(1,2)} = \chi_{1,20} + \mu_{1,2}a + \nu_{1,2}\tilde{\Delta}. \text{ Здесь } \mu_{1,2} = \left. \frac{d\chi^{(1,2)}}{dA} \right|_{A=\bar{A}, \Delta=\bar{\Delta}}, \nu_{1,2} = \left. \frac{d\chi^{(1,2)}}{d\Delta} \right|_{A=\bar{A}, \Delta=\bar{\Delta}}, \text{ поскольку}$$

восприимчивость зависит от модуля комплексной амплитуды поля $|F|$ и от циклотронной расстройки Δ , но не зависит от частоты излучения. Тогда из (5.1.5) получим

$$i\varepsilon = i \frac{\omega_{ex} I}{2Q} (a\mu_1 + \tilde{\Delta}\nu_1 + ia\mu_2 + i\tilde{\Delta}\nu_2) - \varepsilon \frac{\omega_{ex}}{Q} e^{-i\omega_{ex}\tau} \left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega} \Big|_{\Omega=\bar{\Omega}}. \quad (5.1.6)$$

Из уравнений для действительной и мнимой частей равенства (5.1.6) с учетом того, что

$$\Omega = \omega - \omega_{ex}, \quad \frac{d}{d\omega} = \frac{d}{d\Omega}, \text{ получим}$$

$$\varepsilon = \frac{\omega_{ex} I}{2Q} \tilde{\Delta} \left(\nu_1 - \frac{\mu_1}{\mu_2} \nu_2 \right) - \frac{\omega_{ex}}{Q} \varepsilon \left[\frac{\mu_1}{\mu_2} \operatorname{Re} \left(\left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega} e^{-i\omega_{ex}\tau} \right) + \operatorname{Im} \left(\left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega} e^{-i\omega_{ex}\tau} \right) \right], \quad (5.1.7)$$

где обозначено $\left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega} \Big|_{\Omega=\bar{\Omega}} = \left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega}$. Равенство (5.1.7) позволяет найти производную

циклотронной расстройки по частоте излучения:

$$\frac{\tilde{\Delta}}{\varepsilon} = \frac{d\Delta}{d\varepsilon} = \frac{d\Delta}{d\omega} = \Delta'_{\omega}|_{\varepsilon=0}^{free} \left\{ 1 + \frac{\omega_{ex} r}{Q} \operatorname{Re} \left[\left(e^{-i\Omega\tau} R \right)'_{\omega} e^{-i\psi} \right] \right\}. \quad (5.1.8)$$

Здесь $\Delta'_{\omega}|_{\varepsilon=0}^{free} = \left(\frac{\omega_{ex} I}{2Q} \left(\nu_1 - \frac{\mu_1}{\mu_2} \nu_2 \right) \right)^{-1} < 0$ – производная циклотронной расстройки по

частоте излучения в автономном режиме (см. **Раздел 4.1**, [4*]), $r = \sqrt{1 + (\mu_1/\mu_2)^2}$,

$$\psi = \omega_{ex}\tau + \operatorname{arctg} \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

Дифференцируя зависимость (5.1.4) коэффициента отражения от частоты, из (5.1.8)

получим

$$\frac{d\Delta}{d\omega} = \Delta'_{\omega}|_{\xi=0}^{free} \left\{ 1 - \frac{\omega_{ex} r R_0}{Q} \operatorname{Re} \left[\frac{ie^{-i\Omega\tau}}{1+i\xi} \left(\frac{2Q_{ex}}{\omega_{ex}(1+i\xi)} + \tau \right) e^{-i\psi} \right] \right\} \quad (5.1.9)$$

Эффект стабилизации частоты возникает, когда производная (5.1.9) существенно выше, чем в автономном гиротроне: $\left| \frac{\omega_{ex} r R_0}{Q} \operatorname{Re} \left[\frac{ie^{-i\Omega\tau}}{1+i\xi} \left(\frac{2Q_{ex}}{\omega_{ex}(1+i\xi)} + \tau \right) e^{-i\psi} \right] \right| \gg 1$. При этом изменения расстройки Δ приводят к существенно меньшим изменениям частоты излучения, чем в свободном гиротроне,.

Будем предполагать, что запаздывание достаточно мало, так что, во-первых, влияние запаздывания гораздо слабее, чем влияние резонансных свойств отражателя: $\tau \ll 2Q_{ex}/\omega_{ex}$ (второе слагаемое в скобке в (5.1.9) мало по сравнению с первым); во-вторых, изменение фазы запаздывания при изменениях частоты, вызванных влиянием отражения⁸, несущественно: $e^{-i\Omega\tau} \simeq 1$. Второе требование более жесткое, чем первое, для его выполнения, как следует из (5.1.5), должно быть выполнено неравенство

$$\tau \ll \frac{Q}{\omega_{ex} R_0}. \quad (5.1.10)$$

Важно подчеркнуть, что при этом фаза запаздывания $\omega_{ex}\tau$, оказывающая значительное влияние на эффект стабилизации частоты, может быть порядка нескольких π .

Оптимальной для стабилизации частоты является фаза запаздывания с максимальной по модулю производной (5.1.9) в таком стационарном состоянии, для которого частота излучения равна собственной частоте внешнего резонатора: $\bar{\Omega}=0$ ($\omega = \omega_{ex}$). При этом $\xi=0$ (см. (5.1.4)), и как следует из (5.1.9),

$$\frac{d\Delta}{d\omega} = \Delta'_{\omega}|_{\omega=\omega_{ex}}^{free} \left\{ 1 - \frac{2rQ_{ex}R_0}{Q} \sin\psi \right\}. \quad (5.1.11)$$

Поскольку знак производной в устойчивых состояниях должен быть таким же, как в отсутствие отражений (см. Раздел 5.2, [101,42*,43*]), а частота генерации в свободном гиротроне убывает с ростом циклотронной расстройки, оптимальная фаза равна $\psi = -\pi/2$. Стабилизация частоты отраженной волной возможна при условии, совпадающем с (5.0), т.к. параметр r порядка единицы:

⁸ Такие изменения фазы под влиянием удаленного отражателя рассмотрены в **Главе 4**.

$$\frac{2rQ_{ex}R_0}{Q} \gg 1. \quad (5.1.12)$$

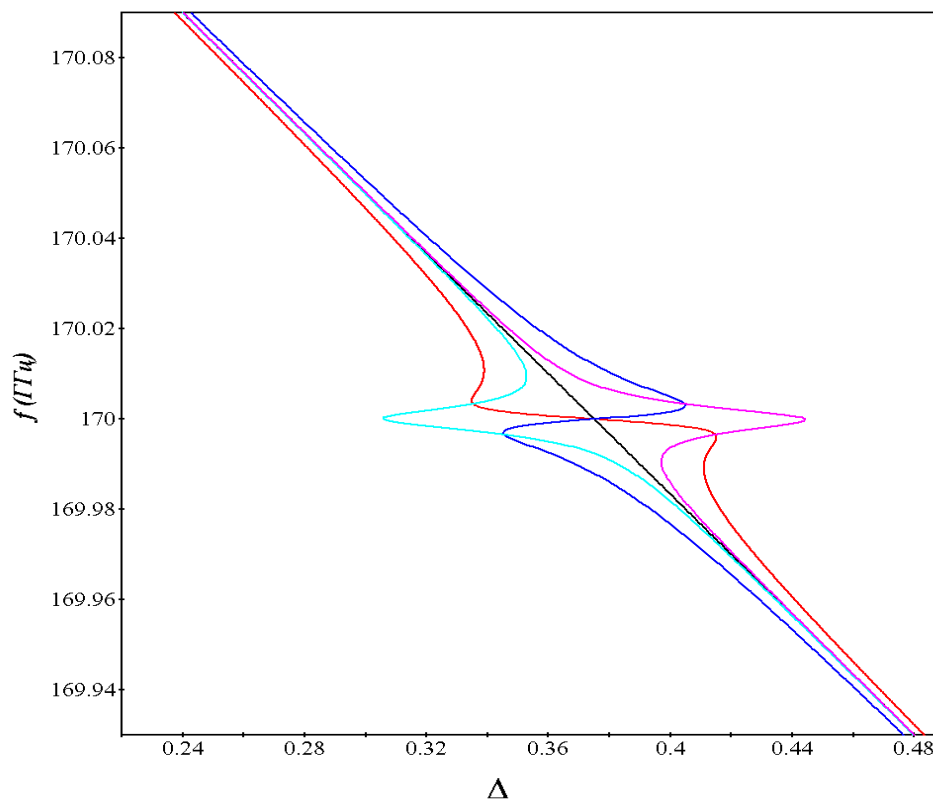
Проинтегрируем выражение (5.1.8), считая производную $\Delta'_\omega|^{aut}$ в автономном режиме, а также коэффициент r постоянными на всем рассматриваемом интервале циклотронных расстройк (см. **рис. 4.1.4**). В результате получим зависимость циклотронной расстройки от частоты излучения $f = \omega/2\pi$ в виде:

$$\Delta(f) = \Delta_0 + \Delta'_f|^{free} \left\{ f - f_{ex} + \frac{f_{ex}rR_0 (\cos \psi - [(f - f_{ex})2Q_{ex}/f_{ex}] \sin \psi)}{Q(1 + ((f - f_{ex})2Q_{ex}/f_{ex})^2)} \right\}. \quad (5.1.13)$$

где $f_{ex} = \omega_{ex}/2\pi$, $\Delta'_\omega|^{free} = \Delta'_f|^{free}/2\pi$, Δ_0 – значение циклотронной расстройки в автономном режиме при $f = f_{ex}$.

На **рис. 5.1** построены модуляционные характеристики – графики функции, обратной (5.1.13), при разных фазах запаздывания. При оптимальной фазе запаздывания на модуляционной характеристике (красная кривая) образуется пологий участок – плато, на котором частота излучения стабилизируется и меняется в существенно меньшем интервале, чем в отсутствие отражений. Следует отметить, что участки графика $f(\Delta)$, на которых производная $f'(\Delta) > 0$, неустойчивы и не могут быть реализованы. Если фаза запаздывания ψ неоптимальная, ветви модуляционной характеристики с наименьшими по модулю значениями производной $f'(\Delta)$ могут оказаться неустойчивыми (**рис. 5.1**, синяя, голубая, сиреневая кривые). При построении модуляционных характеристик производная в гиротроне без отражений принята равной $\Delta'_f|^{free} = -1.5$ (1/ГГц), как было получено при расчете гиротрона на частоте 170ГГц с рабочей модой TE_{28,12} [1,5,56] в **Разделах 4.1, 4.4** и работе [26*].

Рис. 5.1. Модуляционные характеристики (зависимости частоты излучения от



циклотронной расстройки) в гиротроне на частоте 170ГГц, рассчитанные по формуле (5.1.13) при разных фазах запаздывания: $\psi = -\pi/2$ – красная кривая, $\psi = \pi/2$ – синяя кривая, $\psi = 0$ – голубая кривая, $\psi = \pi$ – сиреневая кривая; $R_0 = 0.25$; $Q = 1380$; $Q_{ex} = 25000$; $r = 1.5$. Прямая черного цвета соответствует отсутствию отражений.

5.1.2. Стабилизация частоты при вариациях собственной частоты резонатора гиротрона

Помимо изменения циклотронной расстройки гиротрона, в гиротроне может меняться собственная частота резонатора ω_0 , например, в процессе нагрева [35-37,20*,21*]. Следуя предположениям, сделанным в п.5.1.1, считаем, что при небольших отражениях значения производных от восприимчивости по модулю поля $\mu_{1,2}$ и, следовательно, коэффициент r не меняются в рассматриваемом интервале собственных частот резонатора гиротрона $f_0 = \omega_0/2\pi$. Кроме того, полагаем, что время запаздывания не слишком велико, так что выполнено условие (5.1.10). Проводя рассуждения, аналогичные

представленным в п.5.1.1, можно найти зависимость собственной частоты резонатора гиротрона от частоты излучения:

$$f_0(f) = f - \frac{f_{ex}}{2Q} \bar{\chi}_{10} + \frac{f_{ex} r R_0 (\cos \psi - [(f - f_{ex}) 2Q_{ex} / f_{ex}] \sin \psi)}{Q (1 + ((f - f_{ex}) 2Q_{ex} / f_{ex})^2)}. \quad (5.1.14)$$

Здесь $\bar{\chi}_{10}$ – значение реальной части восприимчивости в автономном режиме при заданной циклотронной расстройке,

$$f - f_0 = \frac{f_{ex}}{2Q} \bar{\chi}_{10} \quad (5.1.15)$$

– смещение частоты генерации («горячей частоты») относительно собственной частоты резонатора гиротрона («холодной частоты») в автономном режиме.

Проанализируем полученную зависимость (5.1.14) при оптимальной фазе $\psi = -\pi/2$:

$$f_0(f) = f - \frac{f_{ex}}{2Q} \bar{\chi}_{10} + \frac{f_{ex} r R_0 \xi}{Q (1 + \xi^2)} \quad (5.1.16)$$

и учтем, что $\xi'_f = 2Q_{ex} / f_{ex}$. Функция $f_0(f)$ имеет экстремумы при

$\xi_{1,2} = \pm \sqrt{2rR_0 Q_{ex} / Q}$, $\xi_{3,4} = \pm 1$, значения собственной частоты и частоты излучения в

экстремумах равны

$$\begin{aligned} f_{1,2} &= f_{ex} \pm f_{ex} \sqrt{rR_0 / (2Q_{ex} Q)}, & (f_0)_{1,2} &= f_{ex} - f_{ex} \bar{\chi}_{10} / (2Q) \pm f_{ex} \sqrt{2rR_0 / (Q_{ex} Q)} \\ f_{3,4} &= f_{ex} \pm f_{ex} / 2Q_{ex}, & (f_0)_{3,4} &= f_{ex} - f_{ex} \bar{\chi}_{10} / (2Q) \pm f_{ex} / 2Q_{ex} \pm f_{ex} r R_0 / 2Q \end{aligned} \quad (5.1.17)$$

Обратная зависимость частоты излучения от собственной частоты $f(f_0)$ является

неоднозначной, имеет место гистерезис (рис 5.2). Стабилизация частоты излучения

происходит, если собственная частота лежит в интервале $\{(f_0)_3, (f_0)_4\}$, ширина этого

интервала (пологого плато) порядка ширины полосы захвата гиротрона отраженным

сигналом $f_{ex} R_0 / Q$ (ср. с 1.1.19) и существенно превышает интервал изменения частоты

излучения f_{ex} / Q_{ex} . На этом участке производная $df / df_0 \ll 1$ и положительна, поэтому все

решения на плато устойчивы. Однако из-за гистерезисного характера зависимости $f(f_0)$ при монотонном изменении собственной частоты интервал изменения холодной частоты, для которого частота излучения удерживается в пределах ширины линии внешнего высокодобротного резонатора f_{ex}/Q_{ex} , несколько уже, чем $(f_0)_3 - (f_0)_4$, и равен

$$\Delta f = (f_0)_1 - (f_0)_4 = f_{ex} \left(rR_0Q_{ex}/Q + 1 + \sqrt{8rR_0Q_{ex}/Q} \right) / (2Q_{ex}). \quad (5.1.18)$$

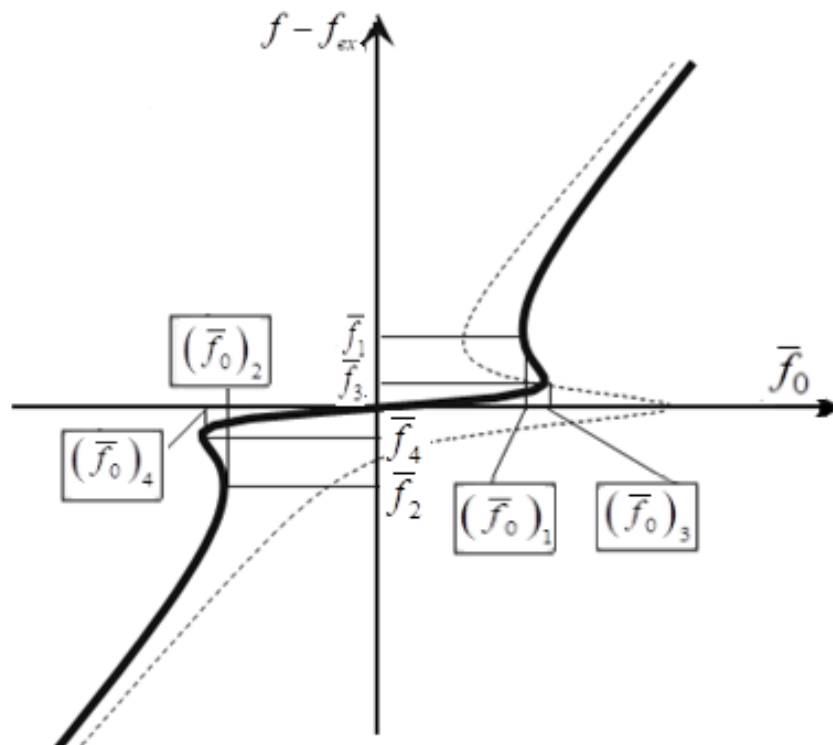


Рис. 5.2. Разность частоты излучения и собственной частоты отражателя $f - f_{ex}$ в зависимости от смещенной частоты автономных колебаний $\bar{f}_0 = f_0 - f_{ex} + f_{ex}\bar{\chi}_{10}/2Q$ в гиротроне с резонансным отражателем; в соответствии с (5.1.17) $(\bar{f}_0)_{1-4} = (f_0)_{1-4} - f_{ex} + \bar{\chi}_{01}f_{ex}/(2Q)$; $\bar{f}_{1-4} = f_{1-4} - f_{ex}$. $R_0 = 0.25$. Сплошная кривая соответствует оптимальной фазе запаздывания $\psi = -\pi/2$, пунктирная кривая – фазе $\psi = 0$.

Как и при исследовании воздействия отражения от нерезонансной нагрузки на модуляционные характеристики гиротрона, численное моделирование уравнений (5.1.1), (5.1.2) проводилось для гиротрона на частоте 170 ГГц с мощностью порядка 1 МВт, рабочей модой $TE_{25,10}$, питч-фактором 1.3, магнитным полем 6.7 Т (при этом $\Delta = 0.5$), добротностью

электродинамической системы $Q = 1060$, током $I_A = 45$ А, ускоряющим напряжением $U = 73$ кВ, радиусом однородного участка резонатора $R_r = 17.77$ мм, радиусом электронного пучка $R_b = 7.39$ мм, длиной однородного участка резонатора 7λ .

Результаты численного моделирования модуляционных характеристик гиротрона с меняющейся собственной частотой резонатора, представленные на **рис. 5.3-5.6**, находятся в полном соответствии с приведенными выше аналитическими выводами. Форма зависимости частоты излучения от холодной частоты определялась фазой запаздывания (**рис. 5.3**). Следует отметить, что при численном моделировании уравнений (5.1.1), (5.1.2) время запаздывания выбиралось достаточно большим, как и в случае нерезонансной нагрузки (см. **Раздел 4.1**), и условие (5.1.10) не выполнялось. Это приводило к тому, что на зависимости $f(f_0)$ появлялись малые затухающие при удалении от резонанса осцилляции около прямой $f = \bar{\chi}_{10} f_{ex} / 2Q_{ex} + f_0$, однако форма гистерезисной петли не менялась. Если отражатель сдвигался на половину длины волны (фаза запаздывания сдвигается на 2π), форма гистерезисной петли не менялась, а при сдвиге отражателя на меньшее расстояние форма петли и длина пологого «стабилизированного» участка менялись существенно (**рис. 5.3**). Модуляционные характеристики при оптимальной фазе запаздывания и разных коэффициентах отражения R_0 и добротностях Q_{ex} представлены на **рис. 5.4**. Производная $f'(f_0)$ в центре стабилизированного плато, как следует из (5.1.16), равна $(1 + 2rR_0Q_{ex}/Q)^{-1}$ и при большой добротности внешнего резонатора обратно пропорциональна этой добротности (**рис. 5.5**). Длина плато Δf при оптимальной фазе запаздывания, согласно (5.1.12), (5.1.18), при не слишком больших добротностях внешнего резонатора убывает с ростом этой добротности по гиперболическому закону и пропорциональна коэффициенту отражения; при достаточно больших Q_{ex} – слабее зависит от этой добротности и растет как $\sqrt{R_0}$ (**рис. 5.6**).

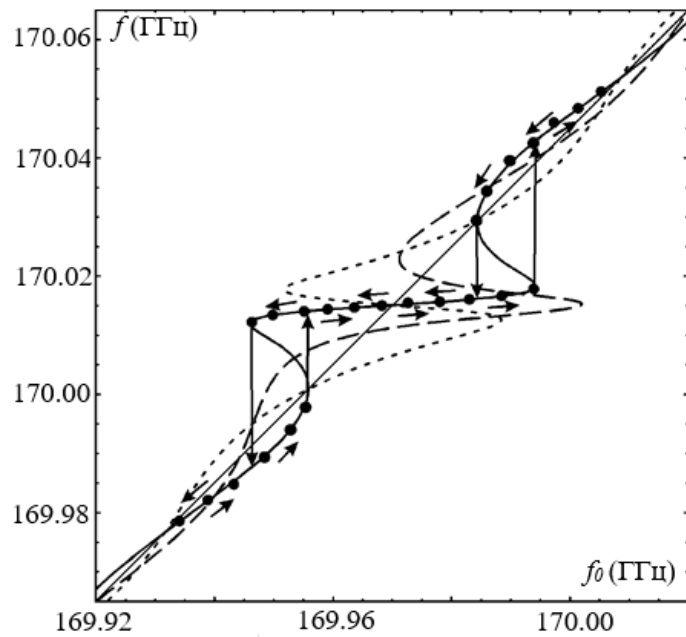
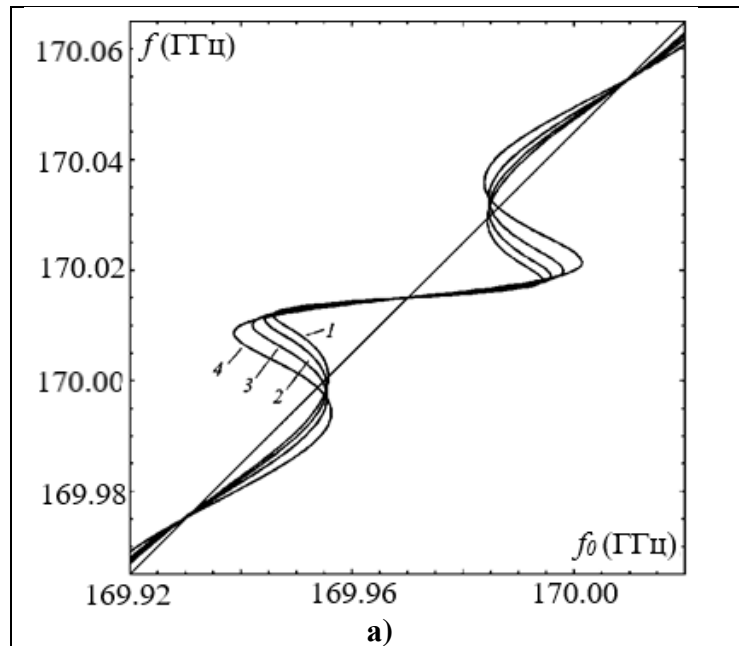


Рис. 5.3. Аналитическая зависимость частоты излучения гиротрона с резонансным отражателем от холодной частоты, рассчитанная по формуле (5.1.14) при $R_0 = 0.2$, $Q_{ex} = 25000$, $f_0 \tau = 3000$ (сплошная линия), 3000.25 (штриховая линия), 3000.5 (пунктирная линия). Стационарные состояния, полученные при численном моделировании уравнений (5.1.1), (5.1.2), показаны черными точками.



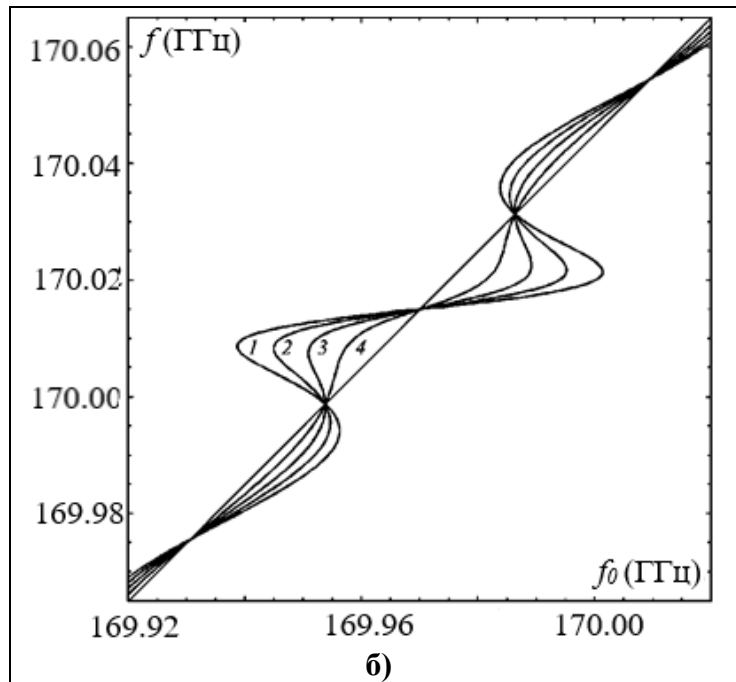


Рис. 5.4. Аналитическая зависимость частоты генерации от холодной частоты, рассчитанная по формуле (5.1.14) гиротроне с резонансной нагрузкой, $f_0\tau = 3000$ а) при $R_0 = 0.2$, $Q_{ex}/Q = 25$ (кривая 1), 20 (2), 15 (3), 10 (4); б) при $Q_{ex}/Q = 25$, $R_0 = 0.2$ (кривая 1), 0.15 (2), 0.10 (3), 0.05 (4).

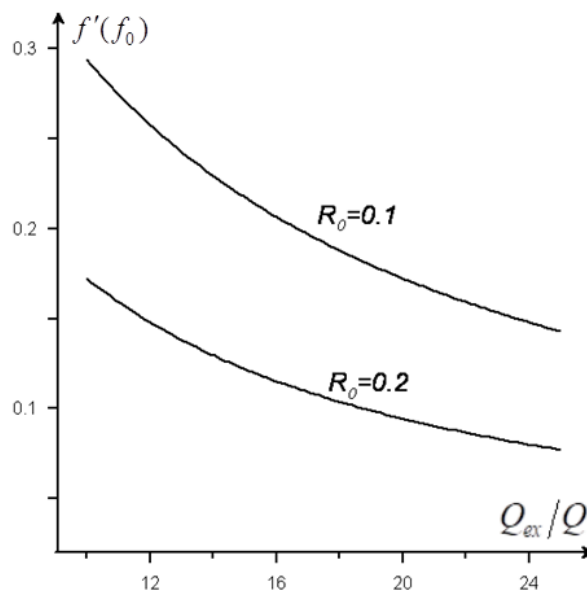


Рис. 5.5. Аналитическая зависимость производной модуляционной характеристики $f'(f_0)$ в центре стабилизированного участка от добротности внешнего резонатора.

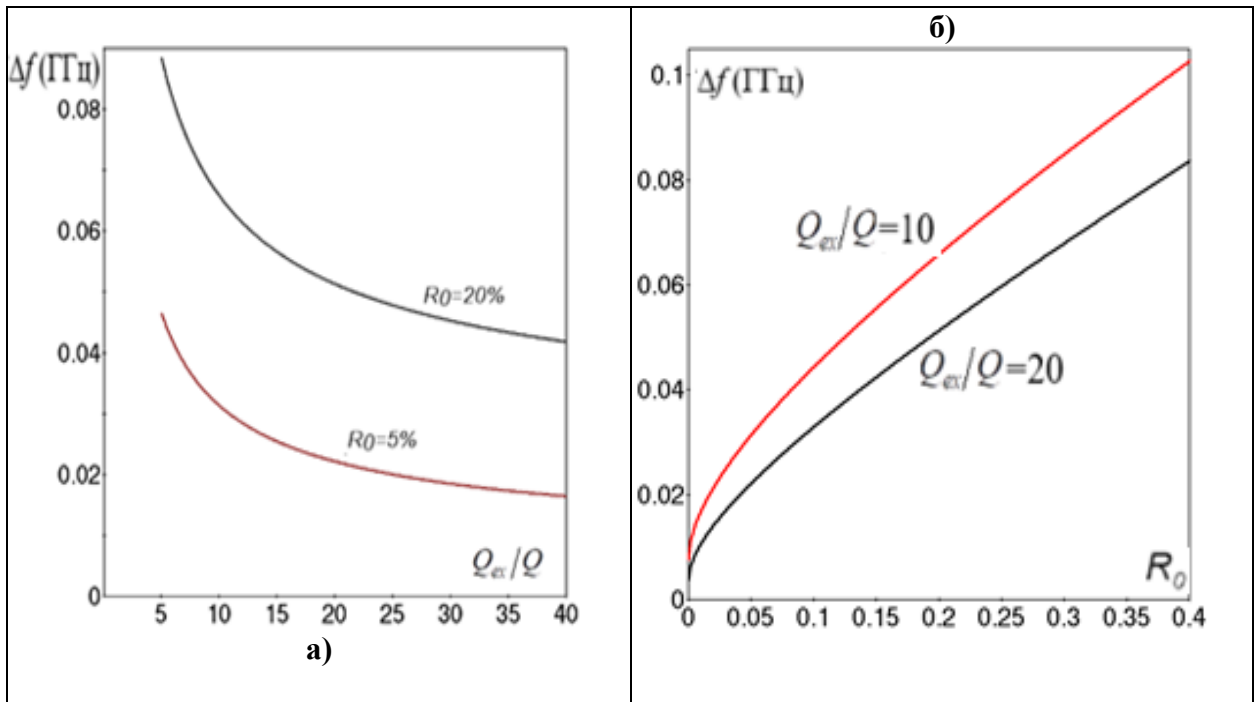


Рис. 5.6. Зависимость ширины стабилизированного участка Δf от добротности внешнего резонатора (а) и коэффициента отражения (б).

5.2. Исследование переходных процессов и устойчивости стационарных состояний в гиротроне с высокорезонансным отражателем

5.2.1. Уравнения связанных колебаний гиротрона и внешнего резонатора. Стабилизация частоты

Как уже отмечалось во введении к данной главе, для исследования переходных процессов в гиротроне и резонансном отражателе следует описывать данную систему уравнениями связанных колебаний, подобно тому, как это сделано в ранних работах для генератора Ван-дер-Поля и связанного с ним без запаздывания колебательного контура [105-108]. Представим электрическое поле в гиротроне и внешнем резонаторе соответственно, как (см. (1.1.2))

$$\vec{E} = \text{Re}\left(F\hat{E}(\vec{r})\exp(i\omega_{ex}t)\right), \quad \vec{E}_{ex} = \text{Re}\left(F_{ex}\hat{E}_{ex}(\vec{r})\exp(i\omega_{ex}t)\right). \quad (5.2.1)$$

В (5.2.1) F и F_{ex} – комплексные амплитуды полей, медленно зависящие от времени.

Предполагаем, что пространственная структура полей, описываемая функциями $\hat{E}(\vec{r})$ и $\hat{E}_{ex}(\vec{r})$ для гиротрона и резонансного отражателя, фиксирована. Взаимодействие гиротрона и отражателя предполагается слабым (коэффициент отражения мал по

сравнению с единицей). Следует отметить, что это предположение отличается от случая, изученного Ван дер Полем [105,108], рассматривавшего сильно связанные осцилляторы, т.е. случая, когда в нулевом приближении можно пренебречь наличием активных элементов и найти нормальные моды консервативной системы, а затем методом возмущений описать эволюцию нормальных режимов под воздействием активных элементов. Поэтому в (5.2.1) удобно использовать одинаковую для обоих резонаторов (внешнего и резонатора гиротрона) опорную частоту, равную собственной частоте внешнего резонатора. Уравнения для медленно изменяющихся комплексных амплитуд поля генератора и нагрузки запишем в виде:

$$\dot{F} + \kappa F = m F_{ex} e^{-i\vartheta} \quad (5.2.2)$$

$$\dot{F}_{ex} + F_{ex} = F \quad (5.2.3)$$

Здесь точкой обозначены производные по безразмерному времени $\bar{t} = \omega_{ex} t / (2Q_{ex})$, κ – это нелинейная функция частоты и амплитуды колебаний гиротрона. Сопоставляя (5.2.2) и (5.1.1), представим эту функцию как

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_a, \quad (5.2.4)$$

где первое слагаемое соответствует пустому («холодному», без электронного пучка) резонатору гиротрона и не зависит от амплитуды поля в нем:

$$\kappa_e = \frac{Q_{ex}}{Q} + i2 \frac{Q_{ex}}{\omega_{ex}} (\omega_{ex} - \omega_0) \quad (5.2.5)$$

а второе слагаемое пропорционально комплексной восприимчивости, вносимой электронным пучком в резонатор гиротрона:

$$\kappa_a = -i\chi I Q_{ex} / Q. \quad (5.2.6)$$

Коэффициент связи в (5.2.2), как следует из сопоставления с (5.1.1), равен по модулю $|m| = 2R_0 Q_{ex} / Q$. Если выполнено необходимое для стабилизации частоты условие (5.1.12), то коэффициент связи $m \gg 1$ даже при малом коэффициенте отражения. Предполагаем, что фаза запаздывания не меняется при изменении частоты генерации: $\vartheta = \omega_{ex} \tau$, что справедливо при выполнении условия (5.1.10).

Представив функцию κ как сумму реальной и мнимой частей $\kappa = \kappa_1 + i\kappa_2$, а комплексные амплитуды в виде

$$F = Ae^{i\varphi} , F_{ex} = A_{ex}e^{i\varphi_{ex}} , \quad (5.2.7)$$

запишем систему уравнений (5.2.2), (5.2.3) как

$$\dot{A} + \kappa_1 A = mA_{ex} \cos(\Delta\varphi - \vartheta) , \quad (5.2.8)$$

$$\dot{\varphi} A + \kappa_2 A = mA_{ex} \sin(\Delta\varphi - \vartheta) , \quad (5.2.9)$$

$$\dot{A}_{ex} + A_{ex} = A \cos(\Delta\varphi) , \quad (5.2.10)$$

$$\dot{\varphi}_{ex} A_{ex} = -A \sin(\Delta\varphi) . \quad (5.2.11)$$

Как следует из сопоставления (5.2.1) и выражения для безразмерного времени, частота генерации $\dot{\varphi} = \xi$ (см. (5.1.4)). Уравнения для фаз (5.2.9) и (5.2.10) могут быть объединены в одно уравнение для разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_{ex} - \varphi$, и уравнения (5.2.8)-(5.2.11) сведены к трем уравнениям.

В случае, когда отражения нет, уравнение (5.2.3) с нулевой правой частью описывает затухающие колебания внешнего резонатора. Соответственно, уравнение (5.2.2) с нулевой правой частью и нулевой производной модуля амплитуды по времени описывает *стационарную автономную генерацию гиротрона*. При этом стационарная амплитуда генерации A_{aut} из решения уравнения

$$\kappa_1(A_{aut}) = 0 . \quad (5.2.12)$$

Как следует из (5.2.8), эти колебания устойчивы, если

$$\left. \frac{d\kappa_1}{dA} \right|_{A=A_{aut}} > 0 \quad (5.2.13)$$

Сдвиг частоты стационарной генерации относительно опорной частоты (сдвиг «горячей» частоты относительно «холодной»), как следует из (5.2.9), равен

$$\xi_{aut} \equiv \dot{\varphi}_{aut} = -\kappa_2(A_{aut}) . \quad (5.2.14)$$

Это соотношение с учетом (5.2.5), (5.2.6) совпадает с (5.1.15).

Уравнения (5.2.2), (5.2.3) имеют решения в виде *связанных колебаний в обоих резонаторах (гиротрона и отражателя) на одинаковой частоте с постоянными амплитудами*:

$$\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_{ex} = \xi , \quad \dot{A} = \dot{A}_{ex} = 0 \quad (5.2.15)$$

В таких стационарных состояниях

$$\bar{A}^2 / \bar{A}_{ex}^2 = \xi^2 + 1 , \quad \sin \Delta\bar{\varphi} = -\bar{A}_{ex}\xi / \bar{A} , \quad \cos \Delta\bar{\varphi} = \bar{A}_{ex} / \bar{A} , \quad (5.2.16)$$

где $\Delta\bar{\phi} = \bar{\phi}_{ex} - \bar{\phi}$,

$$\kappa_1 - \xi(\xi + \kappa_2) = m \cos \mathcal{G}, \quad (5.2.17)$$

$$\xi\kappa_1 + \xi + \kappa_2 = -m \sin \mathcal{G}. \quad (5.2.18)$$

Соотношения (5.2.16), (5.2.17) совпадают с (5.1.5), если коэффициент связи равен $m = -2R_0Q_{ex} / Q$. Считаем, что связь мала, так что функции $\kappa_{1,2}$ близки к их значениям в автономном режиме:

$$\kappa_1 \approx (d\kappa_1/dA)a, \quad \kappa_2 \approx -\xi_{aut} + a(d\kappa_2/dA), \quad (5.2.19)$$

а производные этих функций по амплитуде одинаковы для всех связанных колебаний. Здесь $a = A - A_{aut}$. Поскольку функция κ_e в пустом резонаторе гиротрона не зависит от амплитуды колебаний, из (5.2.6) следует, что отношение производных равно $\kappa'_{2A} / \kappa'_{1A} = -\mu_1 / \mu_2$. Из (5.2.16)-(5.2.18) найдем зависимость частоты свободных колебаний от частоты связанных колебаний (**рис. 5.2**):

$$\xi_{aut} = \xi + \frac{m \cos \mathcal{G}(\xi - \mu_1 / \mu_2) + m \sin \mathcal{G}(1 + \mu_1 \xi / \mu_2)}{1 + \xi^2}, \quad (5.2.20)$$

или

$$\xi_{aut} = \xi + mr \frac{\xi \sin \psi - \cos \psi}{1 + \xi^2} \quad (5.2.21)$$

что совпадает с (5.1.15). Заметим, что при получении (5.2.20), как и при получении (5.1.15), изменения производных от восприимчивости в рассматриваемом интервале частот не учитывались, а также не рассматривались изменения циклотронной расстройки.

Как следует из (5.2.21), при

$$r|m| \gg 1$$

возможна стабилизация частоты. С другой стороны, поскольку изменения амплитуды колебаний в гиротроне предполагаются малыми: $a \ll A$, то, как следует из (5.2.12) и (5.2.16) при $\xi=0$

$$|m \cos \mathcal{G}| \ll \kappa'_1 \bar{A}$$

Поскольку $r \sim 1$, последние два условия можно скомбинировать при оптимальной фазе $\psi = -\pi/2$:

$$1 \ll |m| \ll \kappa'_1 \bar{A} \quad (5.2.22)$$

5.2.2. Устойчивость состояний со стабилизированной частотой.

Сценарий установления устойчивых состояний.

Для исследования устойчивости сведем уравнения (5.2.8)-(5.2.11) к трем уравнениям: для амплитуд (5.2.8), (5.2.10) и разности фаз:

$$\Delta\dot{\varphi} = -(A/A_{ex})\sin(\Delta\varphi) + \kappa_2 - (mA_{ex}/A)\sin(\Delta\varphi - \vartheta). \quad (5.2.23)$$

Предполагаем условие (5.2.22) выполненным и считаем фазу запаздывания оптимальной: $\psi = \omega_{ex}\tau + \arctg \frac{\mu_2}{\mu_1}$ $\psi = -\pi/2$. Предположим, что возникли малые возмущения

амплитуд и фаз около их стационарных связанных состояний: $A = \bar{A} + \alpha$, $A_{ex} = \bar{A}_{ex} + \alpha_{ex}$, $\Delta\varphi = \Delta\bar{\varphi} + \tilde{\varphi}$. Линеаризуем функцию κ вблизи стационарных связанных состояний (5.2.15), (5.2.16). Из уравнений (5.2.8), (5.2.10), (5.2.23) получим систему линейных дифференциальных уравнений для возмущений:

$$\dot{\alpha} + \kappa'_1 \bar{A} + m\alpha_{ex}(1 - \mu_1 \xi / \mu_2) / (gr) + m\bar{A}_{ex} \tilde{\varphi} (\xi + \mu_1 / \mu_2) / (gr) = 0, \quad (5.2.24)$$

$$\dot{\alpha}_{ex} + \alpha_{ex} - \alpha / g - \bar{A} \tilde{\varphi} \xi / g = 0, \quad (5.2.25)$$

$$\dot{\tilde{\varphi}} - \tilde{\varphi} m(1 - \mu_1 \xi / \mu_2) / (g^2 r) - \kappa'_2 \alpha + \alpha_{ex} m(\mu_1 / \mu_2 - \xi) / (\bar{A} gr) = 0, \quad (5.2.26)$$

где $g = \sqrt{1 + \xi^2}$. Предполагая, что возмущения зависят от времени как $\alpha, \alpha_{ex}, \tilde{\varphi} \propto e^{-\lambda t}$, из (5.2.24)-(5.2.26) получим характеристическое уравнение:

$$-\lambda^3 + \kappa'_1 \bar{A} (\lambda^2 + \lambda mr / g^2 - m(1 - \xi^2) r / g^2) = 0. \quad (5.2.27)$$

С учетом условия (5.2.22) корни характеристического уравнения примерно равны

$$\lambda_1 \approx \kappa'_1 \bar{A}, \quad (5.2.28)$$

$$\lambda_2 \approx -mr / g^2, \quad (5.2.29)$$

$$\lambda_3 \approx 1 - \xi^2. \quad (5.2.30)$$

Как следует из (5.2.22), декременты удовлетворяют неравенству

$$\lambda_1 \gg \lambda_2 \gg \lambda_3. \quad (5.2.31)$$

из которого следует, что при любых начальных возмущениях система возвращается в состояние равновесия в три этапа [42*, 43*]. На первом этапе быстрее всего, с декрементом, равным прочности предельного цикла свободного автонгенератора [108] убывают возмущения амплитуды гиротрона. Затем с меньшим декрементом λ_2 убывают возмущения фазы гиротрона и происходит подтягивание разности фаз гиротрона и отражателя к стационарному значению. Декремент λ_2 достигает максимального значения в середине стабилизированного плато и спадает к его краям. На последнем, самом

длительном этапе, происходит установление стационарного значения амплитуды колебаний в отражателе. Декремент λ_3 максимален в середине стабилизированного участка и спадает до нуля на его краях, когда внешний резонатор перестает возбуждаться (рис. 5.7).

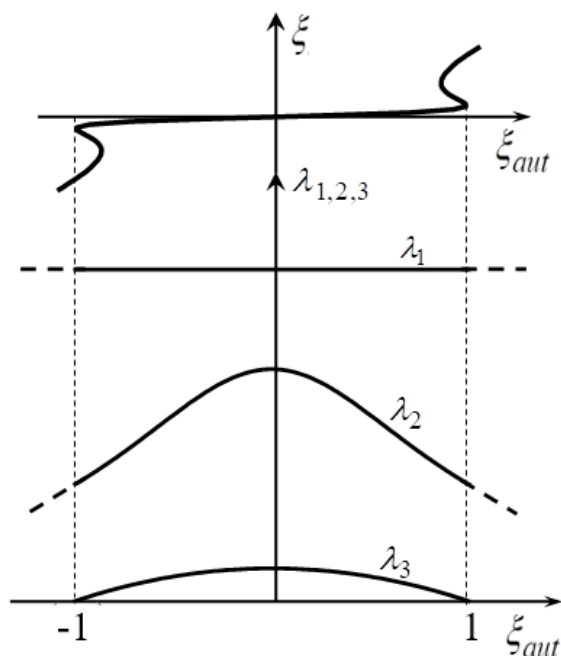


Рис.5.7. Декременты в зависимости от частоты автономных колебаний гиротрона.

5.3. Экспериментальное исследование стабилизации частоты в 28 ГГц гиротроне с внешним квазиоптическим высокочастотным резонатором.

Проведенные теоретические исследования позволили провести первый эксперимент по стабилизации частоты гиротрона внешним резонансным отражателем [12*]. Для экспериментальных испытаний использовался гиротрон с прямым вводом-выводом излучения, выходной частотой 28 ГГц, мощностью до 15 кВт, рабочей модой $TE_{0,2}$ на второй циклотронной гармонике [157]. Резонатор гиротрона представляет собой цилиндр с линейными входным и выходным конусами с общей добротностью ~ 3400 . Вывод излучения осуществляется на моде $TE_{0,2}$ в цилиндрический волновод диаметром 32 мм.

Резонансные отражения обеспечивал квазиоптический резонатор с двумя сферическими зеркалами. Диаметр зеркала составлял 120 мм, радиус кривизны – 390 мм, расстояние между зеркалами около 240 мм, оно подстраивалось микрометрическим регулировочным винтом. Поскольку гиротрон имеет прямой вывод излучения, после выходного окна был установлен набор волноводных преобразователей из $TE_{0,2}$ моды резонатора гиротрона в гауссов пучок ($TE_{0,2} - TE_{0,1} - TE_{1,1} - TEM_{0,0}$).

Связь гиротрона и резонатора осуществлялась с помощью пленки полиэтилентерефталата (ПЭТ) толщиной 180 мкм, установленной под углом 45 градусов к направлению распространения волны (рис. 5.8). Измеренная добротность квазиоптического резонатора составила около 30000, а коэффициент отражения мощности был равен 10% [13*]. Измеренный коэффициент отражения при различных расстояниях между зеркалами показан на рис. 5.9.

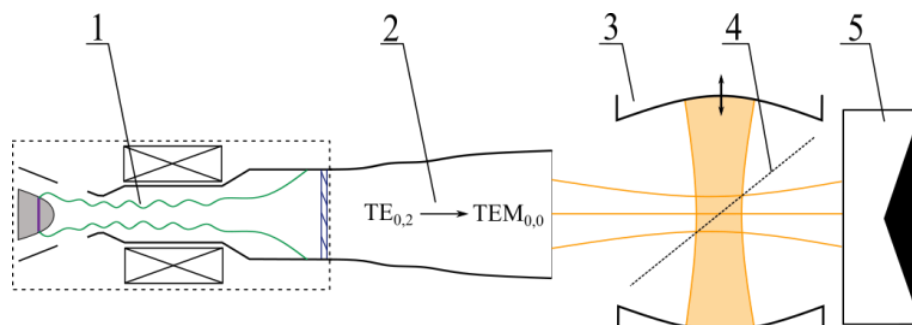


Рис.5.8. Схема эксперимента: 1 - гиротрон, 2 – волноводный преобразователь, 3 – квазиоптический резонатор. 4 – полупрозрачная ПЭТ-пленка, 5 – поглощающая нагрузка.

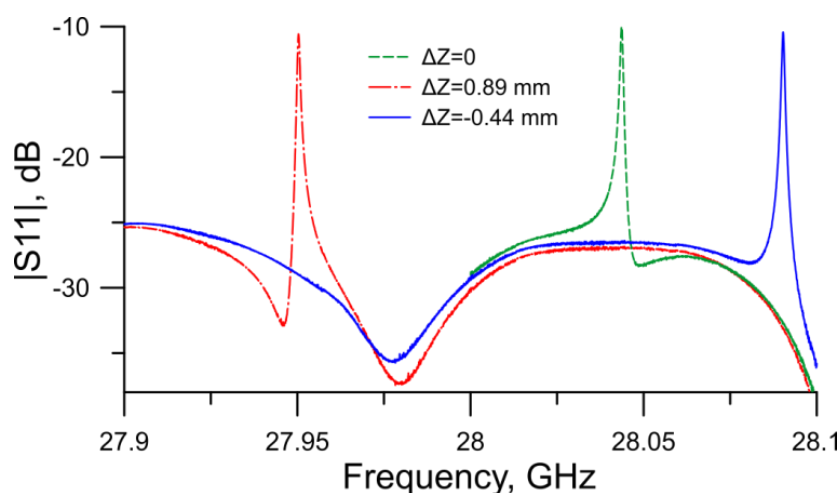


Рис. 5.9. Измеренный коэффициент отражения мощности от квазиоптического резонатора. При перестройке резонансной частоты квазиоптического резонатора в пределах ширины полосы генерации гиротрона (27.95-28.1 ГГц) максимальный коэффициент отражения не меняется.

Для ограничения нагрева ПЭТ-пленки в квазиоптическом резонаторе гиротрон работал в маломощном режиме с ускоряющим напряжением $U = 16$ кВ, током пучка 0.45 А и максимальной выходной мощностью 1,8 кВт. Частота внешнего резонатора подстраивалась под полосу перестройки частоты гиротрона путем регулировки расстояния между зеркалами, точная резонансная частота составляла $f_{ex} = 28.0501$ ГГц. Спектральные характеристики излучения гиротрона измерялись с помощью анализатора спектра Agilent

№9010А. Гиротрон начинал работать при сильном магнитном поле в области мягкого возбуждения моды $TE_{0,2}$, а затем магнитное поле уменьшалось небольшими шагами. Для каждого значения магнитного поля записывался спектр излучения гиротрона, а затем эти результаты использовались для получения комбинированной зависимости частоты излучения и ширины спектра от магнитного поля.

При изменении ведущего магнитного поля меняется линейно зависящая от него циклотронная расстройка. В соответствии с аналитическими результатами, полученным в **Разделе 5.1**, зависимость магнитного поля от частоты излучения можно представить в следующем виде:

$$B = \bar{B} + \frac{f - f_{aut}(\bar{B}) + f_{ex} K (\cos \psi - \xi \sin \psi) / G}{(f_{aut})'_B}, \quad (5.3.1)$$

где $f_{aut}(\bar{B})$ – частота свободных колебаний гиротрона, соответствующая некоторой величине магнитного поля \bar{B} ; $(f_{aut})'_B$ – производная частоты свободных колебаний по магнитному полю B , $G = Q_{ex} (1 + \xi^2)$, $K = rR_0 Q_{ex} / Q$ – коэффициент стабилизации. В некотором интервале значений магнитного поля, где частота свободных колебаний близка к частоте собственных колебаний внешнего резонатора f_{ex} , считаем r и K постоянными. Для рассматриваемого эксперимента расстояние между соседними модами достаточно велико, так что результаты, полученные в **Разделе 5.1** в рамках одномодового приближения, справедливы. Зависимость частоты излучения от ведущего магнитного поля при оптимальной фазе запаздывания для реальных параметров гиротрона и резонансного отражателя показана на **рис. 5.10**.

Экспериментальные результаты продемонстрировали эффективную стабилизацию частоты гиротрона при отражении части выходного излучения от высокодобротного резонатора. Если частота гиротрона лежит в некоторой полосе захвата отраженной волной, и фаза отраженной волны оптимальна, чувствительность частоты излучения к вариациям технических параметров существенно уменьшается. Производная df/dB уменьшалась примерно в 10 раз, от 7 ГГц/Т до 0,8 ГГц/Т (**рис.5.11**). Чувствительность к изменениям ускоряющего напряжения df/dU_0 снижалась с 3,5 МГц/кВ до 0,6 МГц/кВ, что продемонстрировано уменьшением ширины спектра (**рис.5.12**). Полученные экспериментально зависимости частоты от магнитного поля находятся в хорошем соответствии с теоретическими расчетами.

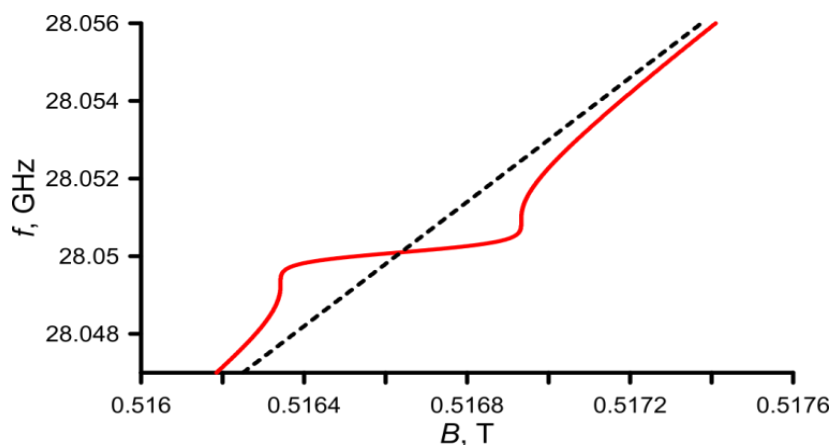


Рис.5.10. Теоретическая зависимость частоты излучения гиротрона от ведущего магнитного поля для фазы запаздывания $\psi = 3\pi/2$ и коэффициента стабилизации $K = 4$, что соответствует параметрам эксперимента (красная кривая). Пунктирной линией показана зависимость для автономного режима.

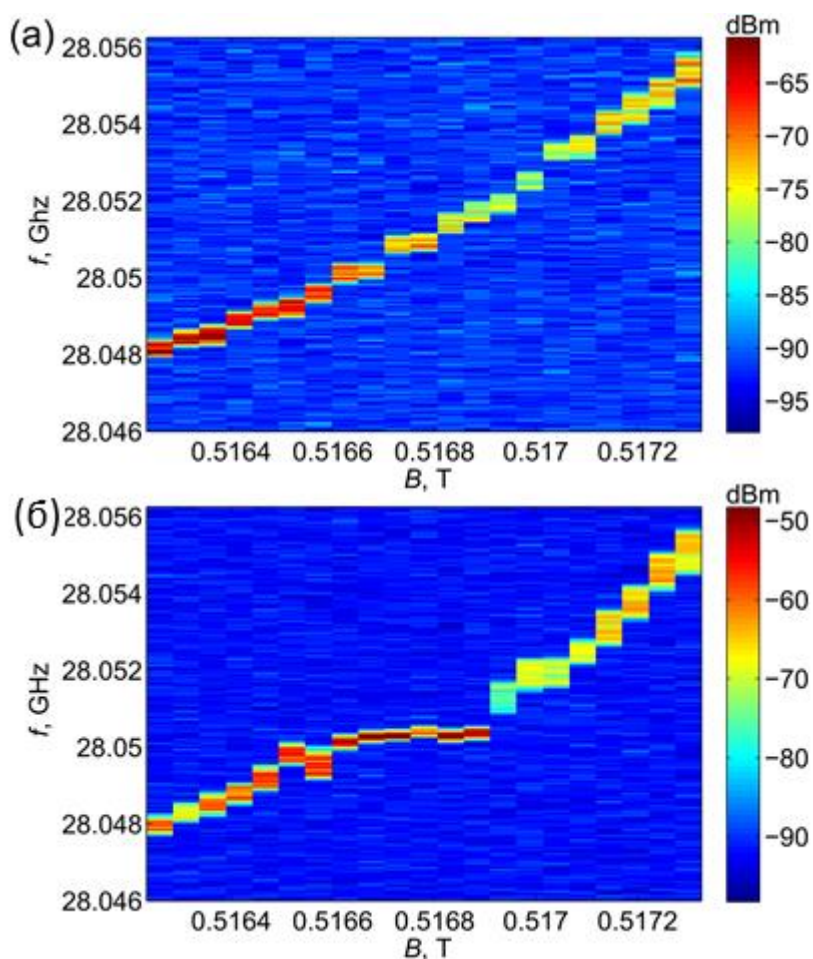


Рис.5.11. Комбинированные спектры излучения гиротрона для набора значений ведущего магнитного поля в автономном гиротроне (а) и гиротроне с резонансным отражателем (б).

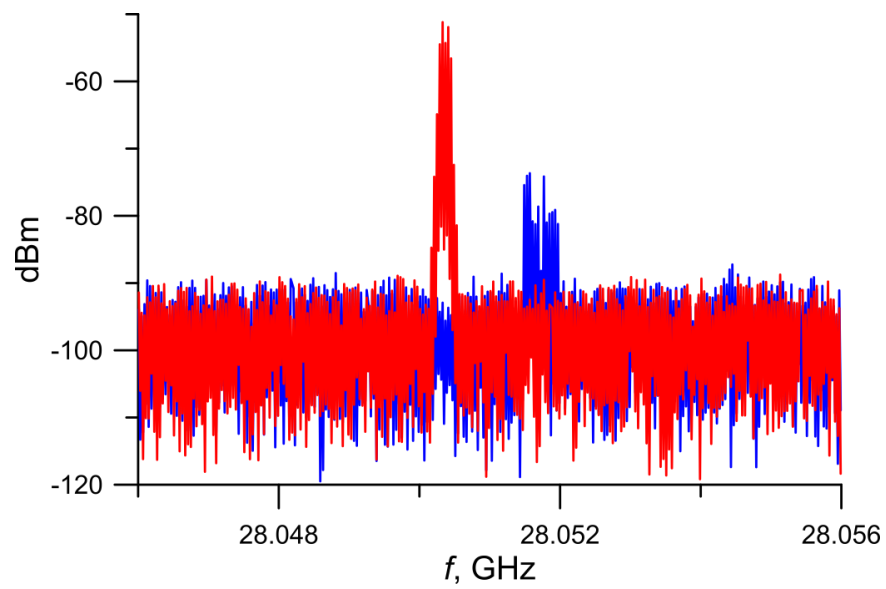


Рис.5.12. Спектры излучения автономного гиротрона (синий) и гиротрона с резонансным отражателем (красный) для случая генерации внутри эффективной полосы захвата ($B = 0.5167$ Т).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем **ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ** диссертации.

1. Выведены уравнения возбуждения полей гиротрона, в резонатор которого из сопряженного выходного волновода поступает внешний квазимонохроматический сигнал или отраженная от удаленной нагрузки волна. Уравнения получены методом возмущений в предположении о слабом влиянии электронного пучка, дифракционных и омических потерь, а также внешнего сигнала и отраженной волны на продольную структуру поля в резонаторе гиротрона.
2. Для мощных гиротронов с рабочими модами высокого порядка найдены области параметров, при которых происходит захват частоты и фазы рабочей моды монохроматическим внешним сигналом. Показано, что в результате подавления паразитных мод при фазовом захвате возможно существенное повышение мощности и КПД гиротрона, увеличение в несколько раз ширины полосы перестройки частоты излучения, уменьшение на порядок флуктуаций фазы при низкочастотных вариациях ускоряющего напряжения электронного пучка.
3. Показано, что вне зоны генерации рабочей моды воздействие внешнего сигнала существенно меняет характер взаимодействия мод. В области достаточно высоких токов в автономном гиротроне с частотой 170 ГГц и рабочей модой $TE_{28,12}$ выход из зоны одномодовой генерации происходит в результате возбуждения ближайшей по частоте паразитной низкочастотной моды $TE_{-25,13}$ со встречным вращением полей, тогда как при воздействии внешнего сигнала выход из зоны захвата сопровождается параметрическим 4-фотонным распадом рабочей моды на соседние боковые моды эквидистантного спектра. Токи, при которых возможен параметрический распад под воздействием внешнего сигнала, на 20% ниже, чем в автономном гиротроне.
4. Полученные теоретические результаты были использованы при планировании и проведении экспериментальных исследований захвата частоты гиротронов мегаваттного уровня мощности. Показано, что экспериментальные и теоретические результаты хорошо согласуются.
5. Теоретически исследовано воздействие внешнего сигнала с гармонически и ступенчато меняющимися параметрами на режим генерации многомодового гиротрона. Найдены параметры внешнего сигнала и гиротрона, соответствующие режиму захвата – генерации на мгновенной частоте сигнала с периодически меняющейся амплитудой. Показано, что

при достаточно больших значениях глубины и периода модуляции параметров внешнего сигнала режим захвата сменяется биениями рабочей моды или возбуждением паразитных мод.

6. Теоретически показано, что частота излучения гиротрона может быть стабилизирована под воздействием слабого отражения от удаленной нерезонансной нагрузки. При этом в системе, состоящей из гиротрона, отражателя и линии запаздывания, существует конечное число состояний равновесия (мод, различающихся продольной структурой поля в линии запаздывания). Если число состояний равновесия больше единицы, частота излучения стабилизируется. При увеличении времени запаздывания число состояний равновесия растет, и стабилизация частоты становится более эффективной. Определены условия устойчивости состояний равновесия относительно роста возмущений амплитуды и относительно параметрического распада исходного состояния на симметрично отстоящие по частоте боковые сателлиты. Показано, что состояния равновесия, устойчивые и неустойчивые относительно амплитудных возмущений, чередуются по частоте. Неустойчивыми относительно параметрического распада могут быть только крайние по частоте состояния равновесия.

7. Теоретически исследована возможность стабилизации частоты излучения гиротрона отражением от внешнего высокодобротного резонатора. Показано, что частота стабилизируется при оптимальной фазе отраженной волны и достаточно большой добротности внешнего резонатора. Стабилизированные по частоте состояния устойчивы относительно роста малых возмущений амплитуды и фазы в гиротроне и внешнем резонаторе.

8. Полученные теоретические результаты легли в основу экспериментов по стабилизации частоты технологического гиротрона с рабочей частотой 28 ГГц при отражении части излучения от удаленной неоднородности выходного волноводного тракта или от внешнего квазиоптического высокодобротного резонатора. Показано, что экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем соответствии друг с другом.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Стабилизация частоты и фазы многомодового гиротрона мегаваттного уровня мощности внешним сигналом // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 9 . С.41-47.
- 2*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Зоны захвата частоты многомодового гиротрона мегаваттного уровня мощности внешним сигналом. Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т.58, № 12. С. 999-1011.
- 3*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В. Новожилова, А.П.Фокин. Влияние конкуренции мод на режим захвата частоты многомодового гиротрона внешним монохроматическим сигналом // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т.59, № 8-9. С. 709-719.
- 4*. Ю.В.Новожилова, Г.Г.Денисов, М.Ю.Глявин, Н.М.Рыскин, В.Л.Бакунин, А.А.Богдашов, М.М.Мельникова, А.П.Фокин. Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: Обзор // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т.25, №1. С. 4-34
- 5*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Фазовый захват внешним монохроматическим сигналом гиротрона с низкочастотными флуктуациями напряжения и тока // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 5-6. С. 434-445.
- 6*. V.L.Bakunin, G.G.Denisov, Yu.V.Novozhilova. Principal enhancement of THz-range gyrotron parameters using injection locking // IEEE Electron Device Letters. 2020. V. 41, no. 5. P. 777-780. doi: 10.1109/LED.2020.2980218.
- 7*. G.G.Denisov, A.N.Kuftin, V.N.Manuilov, N.A.Zavolsky, A.V.Chirkov, E.A.Soluyanov, E.M.Tai, M.I.Bakulin, A.I.Tsvetkov, A.P.Fokin, Yu.V.Novozhilova, B.Z.Movshevich, M.Yu.Glyavin. Design of master oscillator for frequency locking of a complex of megawatt level microwave sources // Microwave and Optical Technology Letters. 2020. V. 62, no.6. P. 2137-2143. doi:10.1002/mop.32330
- 8*. В.Л.Бакунин, Ю.М.Гузнов, Г.Г.Денисов, Н.И.Зайцев, С.А.Запевалов, А.Н.Куфтин, Ю.В.Новожилова , А.П.Фокин, А.В.Чирков, А.С.Шевченко. Экспериментальное исследование влияния внешнего сигнала на режим генерации гиротрона мегаваттного уровня мощности // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 11. С. 38-45.
- 9*. В.Л.Бакунин, Ю.М.Гузнов, Г.Г.Денисов, Н.И.Зайцев, С.А.Запевалов, А.Н.Куфтин, Ю.В.Новожилова, А.П.Фокин, А.В.Чирков, А.С.Шевченко. Экспериментальное исследование влияния внешнего сигнала на режим генерации гиротрона

- мегаваттного уровня мощности // Известия вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62, № 7-8. С. 539-548.
- 10*. А.А.Богдашов, М.Ю.Глявин, Ю.В.Новожилова, А.С.Седов, А.П.Фокин. Экспериментальное исследование влияния отражений от нерезонансной нагрузки на режимы генерации гиротрона // Электромагнитные волны и электронные системы. 2019. Т.24, №2. С. 42-49.
- 11*. A.A.Bogdashov, A.P.Fokin, M.Yu.Glyavin, Yu.V.Novozhilova, A.S.Sedov. Experimental study of the influence of reflections from a non-resonant load on the gyrotron operation regime // J of Infrared, Millim and Terahertz Waves. 2020. V. 41, no. 2. P. 164-170. doi:10.1007/s10762-019-00655-4
- 12*. A.P.Fokin, A.A.Bogdashov, Yu.V.Novozhilova, V.L.Bakunin, V.V.Parshin, M.Yu.Glyavin. Experimental demonstration of gyrotron frequency stabilization by resonant reflection // IEEE Electr Device Lett. 2021. V. 42, no. 7. P. 1077-1080. doi: 10.1109/LED.2021.3083641
- 13*. А.А.Богдашов, Ю.В.Новожилова, А.П.Фокин, М.Ю.Глявин. Резонансные отражатели для экспериментального исследования влияния отраженного сигнала на режимы работы гиротронов // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 5-6. С. 411-421.
- 14*. V.L.Bakunin, M.Yu.Glyavin, G.G.Denisov, Yu.V.Novozhilova. Investigation of mode interaction for a gyrotron with dense mode spectrum // Journal of Electromagnetic Waves and Applications. 2020. doi:10.1080/09205071.2020.1821790.
- 15*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Захват частоты многомодового гиротрона квазимонохроматическим внешним сигналом // Известия вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62, №7-8. С. 549-565.
- 16*. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Нелинейная динамика многомодового гиротрона под воздействием внешнего квазимонохроматического сигнала. Журнал радиоэлектроники (электронный журнал) 2019. № 12. doi: 10.30898/1684-1719.2019.12.1
- 17*. V.L.Bakunin, G.G.Denisov, Y.V.Novozhilova. Influence of an external signal with harmonic or stepwise-modulated parameters on the high-power gyrotron operation // J Infrared Millim Terahz Waves. 2021. V. 42, no. 2. P. 117–129. doi:10.1007/s10762-020-00758-3
- 18*. М.Ю.Глявин, М.В.Морозкин, Н.М.Рыскин, Н.В.Григорьева, В.Л.Бакунин, Ю.В.Новожилова. Динамика многомодовых процессов на фронте импульса

- ускоряющего напряжения в гиротроне при воздействии внешнего сигнала // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т.63, № 5-6. С. 422-433.
- 19*.V.L.Bakunin, G.G.Denisov, M.Yu.Glyavin, Yu.V.Novozhilova. Effect of non-ideal electron beam characteristics on the performance of a megawatt-power gyrotron with an external monochromatic signal // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2023. V. 41, no. 9. P. 1131-1143. doi: 10.1007/s10762-023-00930-5
- 20*.М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, М.Л.Кулыгин, Ю.В.Новожилова. Стабилизация частоты гиротрона отражением от нерезонансной и резонансной нагрузки // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 13. С. 25-32.
- 21*.М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, М.Л.Кулыгин, М.М.Мельникова, Ю.В.Новожилова, Н.М.Рыскин. Стабилизация частоты гиротрона слабой отраженной волной // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т.58, №9. С.747-758 .
- 22*.Н.М.Рыскин, М.М.Мельникова, А.Г.Рожнёв, А.В.Тышкун, К.А.Якунина, М.Ю.Глявин, Ю.В.Новожилова. Исследование управления спектром генерации гиротрона путем захвата внешним сигналом и сигналом, отраженным от удаленной нагрузки // Проблемы СВЧ электроники. 2015. Т. 2, № 1. С. 68-71.
- 23*.М.М.Melnikova, A.G.Rozhnev, N.M.Ryskin, A.V.Tyshkun, M.Yu.Glyavin, Yu.V.Novozhilova. Frequency stabilization of a 0.67-THz gyrotron by self-injection locking // IEEE Trans. On Electron Devices. 2016. V. 63, no. 3. P. 1288-1293. doi: 10.1109/TED.2015.2512868
- 24*.А.П.Фокин, М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, А.И.Цветков, А.А.Богдашов, М.В.Морозкин, Ю.В.Новожилова, Б.З.Мовшевич, А.Г.Лучинин. Управление мощностью и частотой излучения гиротронов, предназначенных для микроволновой обработки материалов, спектроскопии и диагностики различных сред // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2016. Т. 1, № 1. С. 129-131.
- 25*.М.М.Chumakova, S.A.Usacheva, M.Yu.Glyavin, Yu.V.Novozhilova, N.M.Ryskin. Mode competition in a two-mode gyrotron with delayed reflections // IEEE Trans. On Plasma Sci. 2014. V. 42, no. 8. P. 2030-2036. doi: 10.1109/TPS.2014.2331235
- 26*.В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, А.Н.Куфтин, Ю.В.Новожилова, А.П.Фокин, А.С.Зуев, Е.С.Семенов. Стабилизация частоты излучения гиротрона с удалённым отражателем в условиях взаимодействия мод эквидистантного спектра // Известия вузов. Радиофизика. 2022. Т.65, №8. С. 621-633.
- 27*.Y.M.Guznov, Y.Y.Danilov, S.V.Kuzikov, Y.V.Novozhilova, A.S.Shevchenko, N.I.Zaitsev, N.M.Ryskin. Megawatt-power Ka-band gyrokystron oscillator with external feedback // Appl. Phys. Lett. 2013. V.103. doi: 10.1063/1.4826453

- 28*.S.A.Usacheva, M.M.Chumakova, M.YU. Glyavin, Yu .V. Novozhilova and N. M. Ryskin. Effect of reflection from the remote load on mode competition in multimode resonant electron oscillators // Applied Radio Electronics (Kharkiv). 2013. V. 12, no. 1. P. 54-57.
- 29*.С.А.Усачева, М.М.Чумакова, Е.Н.Перегородова, Н.М.Рыскин, М.Ю.Глявин, Ю.В.Новожилова. Исследование процессов синхронизации и конкуренции мод в многомодовых электронных лазерах // Проблемы СВЧ электроники. 2013. Т. 1, № 1. С. 117-121.
- 30*.E.N.Starodubova, S.A.Usacheva, N.M.Ryskin, Y.V.Novozhilova , G.S.Nusinovich. Injection locking of a two-mode electron oscillator with close frequencies // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, no. 3. Art. 033108 . doi:10.1063/1.4914155
- 31*.Ю.В.Новожилова, А.А.Богдашов, М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, А.П.Фокин, А.В.Назаровский, Р.М.Розенталь. Исследование возможности стабилизации частоты двух гиротронов при воздействии отражения от внешнего высокочастотного резонатора // Журнал радиоэлектроники. 2023. № 11. doi: 10.30898/1684-1719.2023.11.23
- 32*.Ю.В. Новожилова, А.А. Богдашов, А.В. Назаровский, А.П. Фокин, М.Ю. Глявин, Г.Г. Денисов. Моделирование режимов генерации двух гиротронов с общим резонансным отражателем // Журнал радиоэлектроники. 2023. № 11. doi: 10.30898/1684-1719.2023.11.22
- 33*.Ю.В. Новожилова, Н.М. Рыскин, С.А. Усачева. Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // Журнал технической физики. 2011. Т. 81, № 9. С. 16-22.
- 34*.Ю.В.Новожилова. Параметрическая неустойчивость в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки. I. Теория // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 2. .С. 112-127.
- 35*.Ю.В.Новожилова, А.С.Сергеев, С.А.Усачева. Параметрическая неустойчивость в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки. II. Численное исследование // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2011. Т. 19, № 2. С. 128-140.
- 36*.Ю. В. Новожилова, Н. М. Рыскин, М. М. Чумакова. Влияние отражения от удаленной нагрузки на конкуренцию мод в гиротроне с квазиоптическим выходным преобразователем // Изв. Вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 6. С. 136-147
- 37*.А.Фернандез, Н.К.Харчев, Ю.В.Новожилова, Г.М.Батанов, Ю.Ф.Бондарь, Л.В.Колик, К.А.Сарксян, А.Толкачёв. Реакция гиротрона на малое отражение от нестационарной нагрузки // Прикладная физика. 2009. № 6. С.158-165.

- 38*. Г. М. Батанов, Л. В. Колик, Е. М. Кончечков, Д. В. Малахов, Ю. В. Новожилова, М. И. Петелин, А. Е. Петров, А. А. Пшеничников, К. А. Сарксян, Н. Н. Скворцова, Н. К. Харчев. Спектры низкочастотной модуляции излучения гиротрона при электронно_циклотронном нагреве плазмы в стеллараторе Л_2М. // Физика плазмы. 2011. Т. 37, № 5. С. 414-424.
- 39*. Н.К.Харчев, М.И.Петелин, А.Каппа, Е.М.Кончечков, Г.М.Батанов, В.Д.Борзосексов, Л.В.Колик, Д.В.Малахов, Х.Мартинез, Ю.В.Новожилова, А.Е.Петров, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова, В.Д.Степахин, А.В.Толкачев. Взаимодействие гиротрона со слабо-отражающей нагрузкой // Проблемы СВЧ электроники. 2013. Т. 1, № 1. С. 122.
- 40*. A.V. Palitsin, Yu.V. Rodin, A.G. Luchinin, A.N. Panin, V.L. Bakunin, Yu.V. Novozhilova, A.V. Gromov, M.B. Goykhman, A.S. Zuev, M.Yu. Glyavin. Experimental study of multi-mode dynamics of THz-band pulsed magnetic field gyrotron // IEEE Electron Device Letters. 2020. V. 41, no. 10. P. 1576-1579. doi: 10.1109/LED.2020.3018551
- 41*. В.Л. Бакунин М.Ю. Глявин Ю.В. Новожилова А.С. Седов Теоретическое исследование нелинейного взаимодействия мод на фронте импульса ускоряющего напряжения в мощном гиротроне с рабочей частотой 250 ГГц // Электромагнитные волны и электронные системы. 2018. Т. 23, № 6. С. 36-45. doi: 10.18127/j15604128-201806-06
- 42*. А.С.Ищенко, Ю.В.Новожилова, М.И.Петелин. Теория захвата генератора Ван-дер-Поля запаздывающим отражением от резонансной нагрузки // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49. № 6. С. 537-551.
- 43*. Yu. V. Novozhilova, A.S. Ishenko. Analytical theory of an RF generator phase-locked by the resonant load with delayed reflection // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2011. V.32, no. 12. P. 1394-1406. doi: 10.1007/s10762-011-9828-z
- 44*. Н.Ф.Ковалев, Ю.В.Новожилова, М.И.Петелин. Диффузионная связь бочкообразного резонатора с соосным волноводом // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 10-11. С. 885-884.
- 45*. Г.М.Батанов, Л.В.Колик, А.Е.Петров, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова, Н.К.Харчев, Ю.В.Новожилова, М.И.Петелин. Реакция гиротрона на слабое отражение волн от плазмы, промодулированное низкочастотными колебаниями // Сб. материалов 13 Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». 2003. С. 612-613.
- 46*. Yu.V.Novozhilova, A.Fernandez, R.Martin, V.G.Pavelyev, M.I.Petelin. Theory of gyrotron phase locked by resonant load // Conference digest of the 2004 Joint 29-th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. Karlsruhe, Germany. 2004.

Tu4.2. P. 229-230.

- 47*. А.С.Ищенко, Ю.В.Новожилова, А.Fernandez, R.Martin. Захват фазы гиротрона резонансной нагрузкой // Сб. трудов 14-й Международной конференции "Микроволны и телекоммуникационные технологии". Севастополь. 2006. С. 889-890.
- 48*. Yu.V.Novozhilova, A.Fernandez, R.Martin, M.I.Petelin. Gyrotron phase locked by resonant load: theory //: Proc. of the International workshop "Strong microwaves in plasmas". Nizhny Novgorod. IAP RAS. 2006. V.1. P.173-178.
- 49*. Ю.В.Новожилова, М.И.Петелин. Диффузионная связь бочкообразного резонатора с соосным волноводом // Тезисы докладов Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород. 2007. С.14.
- 50*. Yu.V.Novozhilova, M.I.Petelin, A.S.Sergeev. Parametric instability in the autooscillator with the delayed load reflection // Proc. of the VII International Workshop "Strong microwaves: sources and applications". Nizhny Novgorod. 2008. V.1. P.128-133.
- 51*. A.Fernandez, N.Kharchev, G.Batanov, Yu.Bondar, L.Kolik, Yu.Novozhilova, M.Petelin, K.Sarksyian, A.Tolkachev. Control of gyrotron by modulated remote reflector // Proc. Of the VII Intern. Workshop "Strong microwaves: sources and applications". Nizhny Novgorod. 2008. V.1. P. 144-148.
- 52*. Ю. В. Новожилова, А. С. Сергеев. Параметрическая неустойчивость в генераторе с отражением от удаленной нагрузки. // Материалы 19-й Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2009. С. 675-676.
- 53*. Ю.В.Новожилова, М.И.Петелин, А.С.Сергеев. Исследование реакции гиротрона на отражение от удаленной нагрузки. // Материалы XIV Международной зимней школы-семинара по электронике и радиофизике сверхвысоких частот. Саратов. 2009. С. 81.
- 54*. Ю.В.Новожилова, Н.К.Харчев, А.Фернандез, Г.М.Батанов, Ю.Ф.Бондарь, Л.В.Коллик, М.И.Петелин, К.А.Сарксян, А.А.Толкачев. Реакция гиротрона на малое отражение от удаленной нестационарной нагрузки // Тезисы докладов Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород. 2009. С. 47.
- 55*. Ю. В. Новожилова. Влияние отражения от удаленной нагрузки на модуляционные характеристики генератора // Материалы 20-й Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2010. С.675-676.
- 56*. Новожилова Ю.В. Взаимодействие генератора с удаленной нагрузкой // Материалы IX Международной школы «Хаотические автоколебания и образование структур».

- Саратов. 2010. С. 19-20.
- 57*. Ю.В.Новожилова, Н.М.Рыскин, С.А.Усачева. Особенности переходных процессов в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // Материалы IX Международной школы «Хаотические автоколебания и образование структур». Саратов. 2010. С. 94-95.
- 58*. Yu.V.Novozhilova, N.M.Ryskin, S.A.Usacheva. Numerical simulation of non-stationary operation of oscillator with reflection from output remote load // Proc. of 8th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications". IAP RAS. Nizhny Novgorod. 2011. P. 109-110.
- 59*. N.K.Kharchev, G.M.Batanov, Yu.V.Bondar, L.V.Kolik, D.V.Malakhov, A.E.Petrov, K.A.Sarksyian, N.N.Skvortsova, M.I.Petelin, Yu.V.Novozhilova, A.Cappa, J.Martinez, A.Tolkachev. Gyrotron affected by modulated reflection: New Experiments // Proc. of 8th International Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications". IAP RAS. Nizhny Novgorod. 2011. P. 90.
- 60*. Н.К.Харчев, Г.М.Батанов, Ю.Ф.Бондарь, Л.В.Колик, Д.В.Малахов, А.Е.Петров, К.А.Сарксян, Н.Н.Скворцова, М.И.Петелин, Ю.В.Новожилова, А.Каппа, Ж.Мартинез, А.Толкачев, Н.М.Рыскин. Воздействие отражений от удаленной нагрузки на пространственную структуру излучения гиротрона. Материалы 22-й Международной Крымской конференции "СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии". Севастополь. 2012. Т.2. С. 783-784.
- 61*. Н.К. Харчев, Г.М. Батанов, Ю.Ф. Бондарь, Л.В. Колик, Д.В. Малахов, А.Е. Петров, К.А. Сарксян, Н.Н. Скворцова, М.И. Петелин, Ю.В. Новожилова, А. Каппа, Ж. Мартинез, А. Толкачев. Влияние отражений от удаленной нагрузки на пространственную структуру излучения гиротрона //Сб. Материалов XV Международной зимней школы-семинара по электронике сверхвысоких мощностей и радиофизике. Саратов. 2012. С. 80.
- 62*. V. L. Bakunin, G. G. Denisov and Y. V. Novozhilova. Zones of locked oscillations in a MW-power gyrotron driven by external microwave signal // Proc. 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Mainz, Germany. 2013. P. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665752
- 63*. M.Yu.Glyavin, G.G.Denisov, M.L.Kulygin and Yu.V.Novozhilova. Theoretical study of gyrotron frequency stabilization by the reflection from resonant or nonresonant load // Материалы 26-го объединенного российско-германского семинара по ЭЦР и гиротронам. Нижний Новгород. 2014.

- 64*.S.A.Usacheva, E.N.Starodubova, N.M.Ryskin, Y.V.Novozhilova, G.S.Nusinovich. Phase-locking of a two-mode electron oscillator with close frequencies. // Proc. of 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod. 2014. P. 148-149.
- 65*.N.K.Kharchev, A.Cappa, M.I.Petelin, G.M.Batanov, V.D.Borzosekov, L.V.Kolik, E.M.Konchekov, D.V.Malakhov, J.Matinez, Yu.V.Novozhilova, A.E.Petrov, K.A.Sarkysyan, N.N.Skvortsova, V.D.Stepakhin, A.V.Tolkachev. Influence of plasma on gyrotron radiation during electron cyclotron heating. // Proc. of 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod. 2014. P. 150-151.
- 66*.Y. M. Guznov, N. I. Zaitsev, Y. V. Novozhilova and N. M. Ryskin. Beat mode control in a power pulse millimeter waves gyrokystron // 24th International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology. Sevastopol. 2014. P. 847-848. doi: 10.1109/CRMICO.2014.6959660.
- 67*.Е.Н.Стародубова, С.А.Усачева, Н.М.Рыскин, Ю.В.Новожилова, Г.С.Нусинович. Фазовый захват внешним сигналом двухмодового электронного генератора с близкими частотами мод // Материалы 24-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь. 2014. С. 825-826.
- 68*.М.М.Melnikova, A.G.Rozhnev, N.M.Ryskin. A.V.Tyshkun, M.Yu.Glyavin, Yu.V.Novozhilova. Frequency stabilization of a 0.67 THz gyrotron by delayed reflection // Sixteenth International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2015) Beijing, China. 2015.
- 69*.М.М.Melnikova, A.V.Tyshkun, A.G.Rozhnev, N.M.Ryskin, Y.V.Novozhilova, M.Y.Glyavin. Improving frequency stability of a 0.67 THz gyrotron by delayed reflection // 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves,. Hong Kong, China. 2015
- 70*.Н.М.Рыскин, М.М.Мельникова, А.Г.Рожнев, А.В.Тышкун, К.А.Якунина, М.Ю.Глявин, Ю.В.Новожилова. Исследование управления спектром генерации гиротрона путем захвата внешним сигналом и сигналом, отраженным от удаленной нагрузки // Сб. трудов II Всероссийской объединенной научной конференции «Проблемы СВЧ электроники». Москва, МИЭМ НИУ ВШЭ. 2015. С. 68-72.
- 71*.М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, М.М.Мельникова, Ю.В.Новожилова, Н.М.Рыскин. Стабилизация частоты гиротрона слабой отраженной волной // 25-я Международная научная конференция КрыМиКо. Севастополь. 2015. С. 789-790.

- 72*. А.В.Тышкун, М.М.Мельникова, Н.М.Рыскин. Стабилизация частоты гиротрона запаздывающим отражением от нагрузки // Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика. Тезисы докладов X Всероссийской конференции молодых ученых. Саратов: Изд-во «Техно-Декор» 2015. С. 171-173.
- 73*. Yu.V. Novozhilova, V.L. Bakunin, A.V. Chirkov, Yu.M. Guznov, G.G. Denisov, A.P. Fokin, A.S. Shevchenko, N.I. Zaitsev, S.A. Zapevalov. Influence of mode competition and external wave frequency modulation on gyrotron frequency locking // Proc. 10th International Workshop 2017 "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications". P. 233-234. EPJ Web of Conferences. 2017. V.149. 04021. doi: 10.1051/epjconf/20171490,
- 74*. А.А. Bogdashov, G.G. Denisov, A.P. Fokin, M.Yu. Glyavin, Yu.V. Novozhilova, A.S. Sedov, A.I. Tsvetkov. Influence of weak reflection from a nonresonant load on the operation frequency of the 28 GHz technological gyrotron // Proc. 10th International Workshop 2017 "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications". P.264. EPJ Web of Conferences 2017. V.149. 04037. doi: 10.1051/epjconf/20171490.
- 75*. А.А. Bogdashov, G.G. Denisov, A.P. Fokin, M.Yu. Glyavin, Yu.V. Novozhilova, A.S. Sedov, A.I. Tsvetkov. Influence of weak reflection from a nonresonant load on the operation frequency of the 28 GHz technological gyrotron // EPJ Web of Conferences. 2017. V. 149. 04037. doi:10.1051/epjconf/201714904037
- 76*. Yu.V. Novozhilova, V.L. Bakunin, A.V. Chirkov, Yu.M. Guznov, G.G. Denisov, A.P. Fokin, A.S. Shevchenko, N.I. Zaitsev and S.A. Zapevalov. Influence of mode competition and external wave frequency modulation on gyrotron frequency locking // EPJ Web of Conferences . 2017. V. 149. 04021. doi:10.1051/epjconf/201714904021
- 77*. V.L.Bakunin, G.G.Denisov, Yu.M.Guznov, M.V.Morozkin, Yu.V.Novozhilova, A.S.Zuev. Possibilities of increase of gyrotron efficiency via frequency locking by external signal // ITM Web of Conferences. 2019. V. 30. 29th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2019) Sevastopol. 2019. doi:10.1051/itmconf/20193009004
- 78*. V.L.Bakunin, G.G.Denisov, Yu.V.Novozhilova . Improvement of power, efficiency and frequency stability of THz-range gyrotron at frequency locking regime // Proc. SPIE. V. 11582. Forth International Conference on Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection, and Applications, 115820U . 2020. doi: 10.1117/12.2580456
- 79*. Y. V. Novozhilova, G. G. Denisov and V. L. Bakunin . Dynamics of multimode gyrotron locked by quasi-monochromatic external signal // 44th International Conference on

- Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Paris, France. 2019. P. 1-3. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874580.
- 80*.A.P. Fokin, A. A. Bogdashov, Y. V. Novozhilova, V. L. Bakunin, V. V. Parshin and M. Y. Glyavin. Experiments on gyrotron frequency stabilization by resonant reflections // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Chengdu, China. 2021. P. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9566894.
- 81*.V. L. Bakunin, G. G. Denisov and Y. V. Novozhilova. Gyrotron spectrum control by an external quasi-monochromatic signal with harmonic or stepwise (regular or random) modulation of parameters //46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Chengdu, China. 2021. P. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9566844.
- 82*.В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Ю.В.Новожилова. Захват частоты многомодового гиротрона квазимонохроматическим внешним сигналом // Тезисы докладов 11 Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород. 2019. С. 56.
- 83*.Бакунин В.Л., Денисов Г.Г., Зуев А.С., Куфтин А.Н., Новожилова Ю.В., Семенов Е.С. Влияние конкуренции мод на режим генерации гиротрона мегаваттного уровня мощности с отраженной волной//. Тезисы докладов 12 Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Нижний Новгород. 2022. С. 42.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A.G. Litvak, G. G. Denisov, M. Y. Glyavin. Russian gyrotrons: achievements and trends //IEEE Journal of Microwaves. 2020. V. 1, no. 1. P. 260–268. doi: 10.1109/JMW.2020.3030917
2. G.S.Nusinovich, M.K.A.Thumm, M.I.Petelin. The Gyrotron at 50: Historical Overview. // J Infrared Milli Terahz Waves. 2014. V. 35, no. 4. P. 325–381. doi: 10.1007/s10762-014-0050-7
3. Г.Г. Денисов, В.Е.Запечалов, А.Г.Литвак, В.Е.Мясников. Гиротроны мегаваттного уровня мощности для систем электронно-циклотронного нагрева и генерации тока в установках УТС // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т.46, №10. С.845-858
4. M.K.A.Thumm, G.G.Denisov, K.Sakamoto, M.Q.Траню High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive // Nuclear Fusion. 2019. V. 59, no. 7. P. 073001. doi: 10.1088/1741-4326/ab2005
5. G.G. Denisov. New trends in gyrotron development // EPJ Web of Conf. 2017. V. 149, 01001. 10th International Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications” doi: 10.1051/epjconf/201714901001
6. E.V.Suvorov, E.Holzhauser, W.Kasperek, L.V.Lubyako, A.B.Burov, ... Y.A.Dryagin. Collective Thomson scattering at W7-AS // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1997. V. 39, no. 12B, P. B337–B351. doi:10.1088/0741-3335/39/12b/026
7. A.G.Shalashov, E.D.Gospodchikov, T.Khusainov, L.Lubyako, O.B.Smolyakova, A.L.Solomakhin. Collective Thomson scattering diagnostic for the GDT open magnetic trap // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. doi:10.1088/1361-6587/ab83cc
8. D.Moseev, M.Stejner, T.Stange, I.Abramovic, H.P.Laqua, S.Marsen, N.Schneider, H.Braune, U.Hoefel, W.Kasperek, S.B.Korsholm, C.Lechte, F.Leipold, S.K.Nielsen, M.Salewski, J.Rasmussen, M.Weißgerber, R.C.Wolf. Collective Thomson scattering diagnostic at Wendelstein 7-X // Review of Scientific Instruments. 2019. V.90, no.1., Article 013503. doi:10.1063/1.5050193
9. H.P.Laqua, D.Moseev, P.Helander, P.Aleynikov, S.Marsen, N.B.Maruschenko, T.Stange. Generation of electrostatic oscillations in the ion cyclotron frequency range by modulated ECRH // Nuclear Fusion. 2018. V. 58, no. 10. 104003. doi:10.1088/1741-4326/aad754
10. N.N.Skvortsova, D.K.Akulina, G.M.Batanov, N.K.Kharchev, L.V.Kolik, L.M.Kovrizhnykh, G.S.Voronov. Effect of ECRH regime on characteristics of short-wave turbulence in plasma of the L-2M stellarator // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2010. V.52, no 5. 055008. doi:10.1088/0741-3335/52/5/055008

11. F.Felici, T.P.Goodman, O.Sauter, G.Canal, S.Coda, ... B.P.Duval. Integrated real-time control of MHD instabilities using multi-beam ECRH/ECCD systems on TCV // *Nuclear Fusion*. 2012. V. 52, no.7. 074001. doi:10.1088/0029-5515/52/7/074001
12. D.Moseev, S.Ponomarenko, H.P.Laqua, T.Stange, S.K.Nielsen, H.Braune, G.Gantenbein, S.Illy, J.Jelonnek, W.Kasperek, A.Kuleshov, L.Krier, C.Lechte, S.Marsen, M.Nishiura, B.Plaum, R.Ragona, T.Ruess, M.Salewski, P.Stordiau, M.Thumm, R.C.Wolf, J.Zimmermann and the W7-X Team. Commissioning and first results of the 174 GHz collective Thomson scattering diagnostic at Wendelstein 7-X // *Journal of Instrumentation*. 2024. V.19. C03056. doi: 10.1088/1748-0221/19/03/C03056
13. D.Grasso, D.Borgogno, L.Comisso, E.Lazzaro. Magnetic island suppression by electron cyclotron current drive as converse of a forced reconnection problem // *Journal of Plasma Physics*. 2018. V. 84, no. 3. doi:10.1017/s0022377818000569
14. M.Thumm, J.Franck, P.C.Kalaria, K.A.Avramidis, G.Gantenbein, S.Illy, I.G.Pagonakis, M.Schmid, C.Wu, J.Zhang, J.Jelonnek. Towards a 0.24-THz, 1-to-2-MW-class gyrotron for DEMO // *Terahertz Science and Technology*. 2015. V. 8, no. 3. P. 85–100. doi: 10.11906/TST.085-100.2015.09.09
15. P.Kalaria, K.A.Avramidis, J.Franck, G.Gantenbein, S.Illy, I.G.Pagonakis, M.Thumm, J.Jelonnek. Interaction circuit design and RF behavior of a 236 GHz gyrotron for DEMO. // *German Microwave Conference, GeMiC*. 2015. P. 264-267. doi:10.1109/GEMIC.2015.7107804
16. P.C.Kalaria, K.A.Avramidis, J.Franck, G.Gantenbein, S.Illy, J.Jin, I.G.Pagonakis, M.Thumm, J.Jelonnek. RF Behavior and launcher design for a fast frequency step-tunable 236 GHz gyrotron for DEMO // *Frequenz*. 2017. V. 71, no. 3-4. P. 161-171. doi: 10.1515/freq-2016-0212
17. K.Avramidis, G.Aiello, S.Alberti, P.T.Brücker, A.Bruschi, I.Chelis, ... M.Q.Tran. Overview of recent gyrotron R&D towards DEMO within EUROfusion Work Package Heating and Current Drive // *Nuclear Fusion*. 2019. V. 59, no. 6. Art. 066014. doi:10.1088/1741-4326/ab12f9
18. D.Murakami, K.Parkin. An Overview of the NASA ames millimeter-wave thermal launch system. // *Procs. 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propuls. Conf. Exhibit*. 2012. P. 1–10. doi: 10.2514/6.2012-3741
19. K.Komurasaki, K.Tabata. Development of a novel launch system microwave rocket powered by millimeter-wave discharge // *International Journal of Aerospace Engineering*. 2018. V. 2018. P. 1–9. doi:10.1155/2018/9247429

20. J.F.Picard, S.C.Schaub, G.Rosenzweig, J.C.Stephens, M.A.Shapiro, R.J.Temkin. Laser-driven semiconductor switch for generating nanosecond pulses from a megawatt gyrotron // *Appl. Phys. Lett.* 2019. V. 114, no. 16. Art. 164102. doi: 10.1063/1.5093639
21. M. Dal Forno, V.Dolgashev, G.Bowden, C.Clarke, M.Hogan, D.McCormick, A.Novokhatski, B.Spataro, S.Weathersby, S.G.Tantawi. Rf breakdown tests of mm-wave metallic accelerating structures // *Phys. Rev. Accel. Beams.* 2016. V. 19, no. 1. Art. 011301. doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.011301
22. E.A. Nanni, W.R.Huang, K.-H.Hong, K.Ravi, A.Fallahi, G.Moriena, R.J.D.Miller, F.X.Kärtner. Terahertz-driven linear electron acceleration // *Nature Commun.* 2015. V. 6, no. 1. P. 1–8. doi: 10.1038/ncomms9486
23. C.Vicario, A.V.Ovchinnikov, S.I.Ashitkov, M.B.Agranat, V.E.Fortov, C.P.Hauri. Generation of mJ pulses in the 0.1-5 THz gap with electric field exceeding 80 MV/cm. *Opt. Lett.* 2014. V. 39, no. 23. P. 6632–6635. doi: 10.1364/OL.39.006632
24. S.M.Lewis, J.Merrick, M.A.K.Othman, A.Haase, S.Tantawi, E.A.Nanni. Design, fabrication, and tuning of a THz-driven electron gun // *Physical Review Accelerators and Beams.* 2022. V. 25, 121301. doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.121301
25. S.V.Kutsaev, B.Jacobson, A.Y.Smirnov, T.Campese, V.A.Dolgashev, V.Goncharik, ... S.C.Schaub. Nanosecond rf-Power Switch for Gyrotron-Driven Millimeter-Wave Accelerators // *Physical Review Applied.* 2019. V. 11, no. 3. doi:10.1103/physrevapplied.11.034052
26. M.A.K.Othman, J.Picard, S.Schaub, V.A.Dolgashev, S.M.Lewis, J.Neilson, ... E.A.Nanni. Experimental demonstration of externally driven millimeter-wave particle accelerator structure. // *Applied Physics Letters.* 2020. V. 117, no. 7, Art. no. 073502. doi:10.1063/5.0011397
27. O.V.Sinitsyn, G.S.Nusinovich, T.M.Antonsen. Stability of gyrotron operation in very high-order modes // *Physics of Plasmas.* 2012. V.19, no. 6. doi:10.1063/1.4729329
28. G.S. Nusinovich. Mode interaction in gyrotrons. // *Int. Journal of Electronics.* 1981. V. 51, no. 4. P. 457-474.
29. S. P. Sabchevski, M. Yu. Glyavin, G. S. Nusinovich. The progress in the studies of mode interaction in gyrotrons // *J Infrared Milli Terahz Waves.* 2022. V. 43, no. 1. P. 1-47. doi: 10.1007/s10762-022-00845-7
30. M.Glyavin, V.Zapevalov, T.Idehara, et al. Influence of voltage fluctuations on gyrotron efficiency and stability // *J Infrared Milli Terahz Waves.* 2003. V. 24, no. 4. P. 409–418. doi: 10.1023/A:1022403627410

31. A.Fokin, M.Glyavin, G.Golubiatnikov, M.Morozkin, B.Movshevich, A.Tsvetkov, G.Denisov. High-power sub-terahertz source with a record frequency stability at up to 1 Hz // *Scientific Reports*. 2018. V. 8, no. 1. P.1-5. doi: 10.1038/s41598-018-22772-1
32. G.Taddia, M.Pretelli, L.Rinaldi, V.Rossi, L.Sita, T.Bonicelli, P.L.Mondino, D.Fasel, R.Claesen, M.Santinelli. Main high voltage solid state gyrotron power supply 60kV/80A // *Proc.of FEL 2006*. BESSY, Berlin, Germany. P.633-636.
33. O.Dumbrajs and G.S.Nusinovich. Effect of technical noise on radiation linewidth in free-running gyrotron oscillators // *Physics of Plasmas*. 1997. V. 4. 1413. doi: 10.1063/1.872345.
34. G.S.Nusinovich, O.Dumbrajs. Technical noise in gyrokystrons and phase-locked gyrotron oscillators // *Phys. Plasmas*. 1997. V. 4, no. 5. P. 1424-1433. doi: 10.1063/1.872317
35. W.Kasperek, M.I.Petelin, D.Yu.Shchegolkov, V.Erckmann, B.Plaum, A.Bruschi, ECRH Groups at IPP Greifswald, FZK Karlsruhe and IPF Stuttgart. A fast switch, combiner and narrow-band filter for high-power millimetre wave beams // *Nucl. Fusion*. 2008. V. 48, no. 5. P. 054010. doi: 10.1088/0029-5515/48/5/054010
36. W. Kasperek, R. Van Den Braber, N. Doelman, E. Fritz, V. Erckmann, F. Hollmann, G. Michel, F. Noke, F. Purps, W. Bongers, B. Krijger, M. Petelin, L. Lubyako, A. Bruschi, ECRH Groups at IPP Greifswald & IPF Stuttgart. High-power performance of a resonant diplexer for advanced ECRH // *Fusion Science and Technology*. 2011. V. 59, no. 4. P. 729-741. doi: 10.13182/FST11-A11738
37. A.Schlaich, G.Gantenbein, S.Ily, J.Jelonnek, M.Thumm. Observation of discrete frequency hopping in MW-class gyrotrons during long-pulse operation // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2015. V. 62, no. 9. P. 3049-3055. doi:10.1109/TED.2015.2455023
38. V.S.Bajaj, M.K.Hornstein, K.E.Kreischer, J.R.Sirigiri, P.P.Woskov, M.L.Mak-Jurkauskas, R.G.Griffin, et.al. 250GHz CW gyrotron oscillator for dynamic nuclear polarization in biological solid state NMR // *Journal of Magnetic Resonance*. 2007. V. 189, no.2. P. 251–279. doi:10.1016/j.jmr.2007.09.013
39. F.J.Scott, E.P.Saliba, B.J.Albert, N.Alaniva, E.L.Sesti, C.Gao, A.B.Barnes, et.al. Frequency-agile gyrotron for electron decoupling and pulsed dynamic nuclear polarization // *Journal of Magnetic Resonance*. 2018. V. 289. P. 45–54. doi:10.1016/j.jmr.2018.02.010
40. E.M.Khutoryan, T.Idehara, A.N.Kuleshov, Y.Tatematsu, Y.Yamaguchi, Y.Matsuki, T.Fujiwara. Stabilization of gyrotron frequency by PID feedback control on the acceleration voltage // *J Infrared Milli Terahz Waves*. 2015. V. 36, no.12. P. 1157–1163. doi:10.1007/s10762-015-0212-2

41. S.Pan, C.-H.Du, Z.-C.Gao, H.-Q.Bian, P.-K.Liu. Electronic-tuning frequency stabilization of a terahertz gyrotron oscillator // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 2018. V. 65, no. 8. P. 3466–3473. doi:10.1109/ted.2018.2839907
42. T.Idehara, S.Mitsudo, I.Ogawa. Development of high-frequency, highly stable gyrotrons as millimeter to submillimeter wave radiation sources // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004. V. 32, no. 3. P. 910–916. doi:10.1109/tps.2004.827599
43. T.Idehara, S.Mitsudo, S.Saito, I.Ogawa, S.Okajima. Accurate frequency measurement of a submillimeter wave gyrotron output using a far-infrared laser as a reference // *Review of Scientific Instruments*. 2003. V. 74, no. 5. P. 2860–2862. doi:10.1063/1.1568549
44. L.Krier, K.A.Avramidis, H.Braune, G.Gantenbein, S.Illy, J.Jelonnek, H.P.Laqua, S.Marsen, D.Moseev, F.Noike, T.Ruess, T.Stange, M.Thumm, R.C.Wolf, W7-X Team. Short-pulse frequency stabilization of a MW-class ECRH gyrotron at W7-X for CTS diagnostic // *Fusion Engineering and Design*. 2023. V. 192. Art. 113828. doi: 10.1016/j.fusengdes.2023.113828
45. J.Franck, K.Avramidis, G.Gantenbein, S.Illy, J.Jin, M.Thumm, J.Jelonnek. A generic mode selection strategy for high-order mode gyrotrons operating at multiple frequencies // *Nucl. Fusion*. 2015. V. 55, no. 1. Art. 013005. doi: 10.1088/0029-5515/55/1/013005
46. G.S.Nusinovich, O.V.Sinitsyn, T.M.Antonsen, A.N.Vlasov, S.R.Cauffman, K.L.Felch. Slow processes in startup scenarios of long-pulse gyrotrons // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13, no. 8. P.083106-1–083106-5. doi: 10.1063/1.2337792
47. G.S.Nusinovich, A.N.Vlasov, T.M.Antonsen, J.Lohr, B.G. Danly, J.-P.Hogge. Excitation of parasitic modes in gyrotrons with fast voltage rise // *Phys. Plasmas*. 2008. V. 15, no. 10. Art. 103101. doi: 10.1063/1.2988336
48. K.Sakamoto, A.Kasugai, K.Takahashi, R.Minami, N.Kobayashi, K.Kajiwara. Achievement of robust high-efficiency 1 MW oscillation in the hard-self-excitation region by a 170 GHz continuous-wave gyrotron // *Nature Phys*. 2007. V. 3. P. 411–414. doi:10.1038/nphys599
49. G.S.Nusinovich, O.V.Sinitsyn, L.Velikovich, M.Yeddulla, T.M.Antonsen, A.N.Vlasov, S.R.Cauffman, K.Felch. Startup scenarios in high-power gyrotrons // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2004. V. 32, no. 3. P. 841–852. doi:10.1109/tps.2004.828854
50. X.Chen, G.S.Nusinovich, O.Dumbrajs, H.Xiao, X.Han, D.Xia, T.Peng. Mode excitation in gyrotrons with triode-type electron guns // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2022. V. 69, no. 2. P. 785-793. doi: 10.1109/TED.2021.3137760

51. С.Н.Власов, И.М.Орлова. Квазиоптический преобразователь волн волновода круглого сечения в узконаправленный волновой пучок // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 1. С. 148-154
52. M.I.Petelin. The first decade of the gyrotronics // // J Infrared Milli Terahz Waves. 2017. V. 38, no. 11. P. 1387-1396. doi: 10.1007/s10762-017-0423-9
53. O.Dumbrajs, G.S.Nusinovich, B.Piosczyk. Reflections in gyrotrons with radial output: Consequences for the ITER coaxial gyrotron // Phys. Plasmas. 2004. V. 11, no. 12. P. 5423. doi: 10.1109/ICIMW.2004.1422017
54. O.Dumbrajs. Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons // Int. J. Infrared, Millim. Terah. Waves. 2010. V. 31. P. 892. doi: 10.1007/s10762-010-9653-9
55. T.Saito, M.M.Melnikova, N.M.Ryskin, S.Tanaka, R.Shinbayashi, Y.Yamaguchi, ... Y.Tatematsu. Effect of Reflection on Mode Competition and Multi-Frequency Oscillation in a High-Power Sub-THz Gyrotron: Experimental Observation and Theoretical Analysis. J Infrared Milli Terahz Waves. 2020. V. 1, no. 6. P.697-710. doi:10.1007/s10762-020-00695-1
56. A.V. Chirkov, G.G. Denisov, A.N. Kuftin. Perspective gyrotron with mode converter for co- and counter-rotation operating modes // Applied Physics Letters. 2015. V. 106, no. 26. doi: 10.1063/1.4923269
57. И.В.Зотова, Н.С.Гинзбург, Г.Г.Денисов, Р.М.Розенталь, А.С.Сергеев. Режимы захвата и стабилизации частоты генерации в мощных гиротронах с низкодобротными резонаторами // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 759-769.
58. P.Brücker, K.A.Avrמידis, A.Marek, M.Thumm and J.Jelonnek. Theoretical investigation on injection locking of the EU 170 GHz 2 MW TE_{34,19}-mode coaxial-cavity gyrotron // 46th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), Chengdu, China. 2021. P. 1-2. doi: 10.1109/IRMMW-THz50926.2021.9567563.
59. М.Ю.Глявин, Г.Г.Денисов, И.В.Железнов, И.В.Зотова, А.М.Малкин, А.С.Сергеев. Гироумножители на пятой циклотронной гармонике на основе мощных гиротронов для плазменных приложений //Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, №7-8. С. 527-537.
60. G.G.Denisov, I.V.Zotova, I.V.Zheleznov, A.M.Malkin, N.S.Ginzburg, A.S.Sergeev, E.S.Semenov, M.Yu.Glyavin. Phase-locking of second-harmonic gyrotrons for providing MW-level output power // IEEE Trans. Electron Dev. 2022. V. 69, no. 2. P. 754-758. doi: 10.1109/TED.2021.3134187

61. Г.Г.Денисов, М.Ю.Глявин, И.В.Зотова, И.В.Железнов, А.М.Малкин, А.С.Сергеев, Н.С.Гинзбург, Е.С.Семёнов. Концепция гиротрона с мегаваттным уровнем мощности на первой и второй циклотронных гармониках для нагрева плазмы в сферических токамаках // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 5/6. С. 383-392.
62. A.N.Kuftin, G.G.Denisov, A.V.Chirkov, M.Yu.Shmelev, V.I.Belousov, A.A.Ananichev, B.Z.Movshevich, I.V.Zotova, M.Yu.Glyavin. First demonstration of frequency-locked operation of a 170 GHz/ 1 MW gyrotron // IEEE Electron Dev. Lett. 2023. V. 44, no. 9. P. 1563-1566. doi: 10.1109/LED.2023.3294755
63. К.А.Якунина, А.П.Кознетсов, Н.М.Рыскин. Injection locking of an electronic maser in the hard excitation mode // Physics of Plasmas. 2015. V. 22, no. 11. Art. 113107. doi:10.1063/1.4935847
64. Н.В.Григорьева, Н.М.Рыскин. Исследование синхронизации гиротрона в режиме жёсткого возбуждения на основе модифицированной квазилинейной модели // Изв. вузов, Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5/6. С. 406-419.
65. А.А.Богдашов, М.Ю.Глявин, Р.М.Розенталь, А.П.Фокин, В.П.Тараканов. Уменьшение ширины спектра излучения гиротрона при использовании внешних отражений // Письма в ЖТФ. 2018. Т.44, №5. С. 87-94. doi: 10.21883/PJTF.2018.05.45712.17032_
66. M.Yu.Glyavin, I.V.Zotova, A.P.Fokin, I.Ogawa, A.A.Bogdashov, N.S.Ginzburg, T.O.Krapivnitskaia, A.S.Sergeev, R.M.Rozental, T.Idehara. Frequency stabilization in a sub-terahertz gyrotron with delayed reflections of output radiation // IEEE Trans. Plasma Sci. 2018. V. 46, no. 7. P. 2465-2469. doi: 10.1109/TPS.2018.2797480
67. M.M.Melnikova, A.V.Tyshkun, N.M.Ryskin. Theoretical analysis of frequency stabilization and pulling effects in a gyrotron with delayed reflection. J Infrared Milli Terahz Waves. 2021. V. 42. P. 446–461. doi:10.1007/s10762-021-00768-9
68. M.M.Melnikova, N.M.Ryskin. Influence of reflections on mode-competition processes in a high-power multimode gyrotron // Physics of Plasmas . 2022. V. 29, no.1. 013104. doi:10.1063/5.0071210
69. N.Kharchev, A.Cappa, D.Malakhov, J.Martinez, E.Konchekov, A.Tolkachev, V.Borzosekov, K.Sarksyian, M.Petelin. Influence of controlled reflected power on gyrotron performance // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2015. V. 36. P. 1145– 1156.
70. E.M.Khutoryan, T.Idehara, M.M.Melnikova, N.M.Ryskin, O.Dumbrajs. Influence of reflections on frequency tunability and mode competition in the second-harmonic THz gyrotron // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2017. V. 37, no. 7. P. 824–837. doi: 10.1007/s10762-017- 0378-x

71. Р.М.Розенталь, И.В.Зотова, М.Ю.Глявин, А.Э.Федотов, Н.С.Гинзбург, А.С.Сергеев, В.П.Тараканов. Расширение полосы частотной перестройки в субтерагерцовом гиротроне с внешним отражателем брэгговского типа // Изв. вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, №5/6. С. 403-410
72. I.V.Zotova, G.G.Denisov, N.S.Ginzburg, A.S.Sergeev, R.M.Rozental. Time-domain theory of low-Q gyrotrons with frequency-dependent reflections of output radiation // *Physics of Plasmas*. 2018. V. 25, no. 1. 013104. doi:10.1063/1.5008666
73. В.С.Ергаков, М.А.Моисеев, В.И.Хижняк. К теории синхронизации МЦР-монотрона // *Радиотехника и электроника*. 1978.Т. 23, № 12. С. 2591-2599.
74. В.С.Ергаков, М.А.Моисеев. К теории синхронизации МЦР-монотрона внешним сигналом // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1975. Т. 18, № 1. С. 120-131.
75. В.С.Ергаков, М.А.Моисеев, Р.Э.Эрм. К вопросу об устойчивости синхронизованных внешним сигналом одномодовых колебаний в многомодовом МЦР-монотроне // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1976. Т. 19, № 3. С. 453-459.
76. Г.С.Нусинович. Об эффективности методов нелинейной селекции мод в МЦР-генераторах // *Радиотехника и электроника*.1977. Т. 22, № 10. С.2214-2216.
77. A.H.McCurdy, C.M.Armstrong. Mode selection by priming in an overmoded electron cyclotron maser // *Phys. Fluids B: Plasma Phys*. 1991. V. 3, no. 1. P. 212–227. doi: 10.1063/1.859939
78. J.Jelonk, K.Schuenemann. Study of gyrotron synchronization using an improved multi-mode time-domain analysis // in *Conf. Dig. 21st Int. Conf. Infr. Millim. Waves*. 1996. P. AM7–AM8.
79. A.W.Fliflet, W.M.Manheimer. Nonlinear theory of phase-locking gyrotron oscillators driven by an external signal // *Phys. Rev. A*. 1989. V. 39, no. 7. P. 3432-3443.
80. T.Changjian, Y.Zhonghai, L.Pukun. Phase-locking of high power gyrotron oscillator // *Journal of Electronics*. 1996. V.13, no 1. С. 89–96. doi:10.1007/bf02684720
81. M.E.Read, R.Seeley, W.M.Manheimer. Observations of phase locking in a single-cavity gyrotron oscillator// *IEEE Trans on Plasma Sci*. 1985. V.13, no. 6. P. 398-403.
82. H.Guo, D.J.Hoppe, J.Rodgers, R.M.Perez, J.P.Tate, B.L.Conroy, V.L.Granatstein, A.M.Bhanii, P.E.Latham, G.S.Nusinovich. Phase-locking of a second-harmonic gyrotron oscillator using a quasi-optical circulator to separate injection and output signals // *IEEE Trans on Plasma Sci*. 1995. V.23, no. 5. P. 822-832.
83. T.M.Antonsen, S.Y.Cai, G.S.Nusinovich. Effect of window reflection on gyrotron operation // *Phys. Fluids B, Plasma Phys*. 1992. V. 4, no. 12. P.4131–4139. doi: 10.1063/1.860320

84. A.Grudiev, J.Jelonnek, K.Schünemann. Time-domain analysis of reflections influence on gyrotron operation // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8, no. 6. P. 2963–2973. doi: 10.1063/1.1366330
85. М.Ю.Глявин, В.Е.Запечалов, М.Л.Кулыгин. Нестационарные процессы в гиротроне с отражением излучения от неоднородностей выходного тракта. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1998. Т. 41, № 12. С. 1616-1622.
86. Н.С.Гинзбург, М.Ю.Глявин, Н.А.Завольский, В.Е.Запечалов, М.А.Моисеев, Ю.В.Новожилова. Использование отражения с запаздыванием для получения автомодуляционных и стохастических режимов генерации в гиротронах миллиметрового диапазона // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24, № 11. С. 53-59.
87. М.Ю.Глявин, В.Е.Запечалов. Влияние отражений на устойчивость автоколебаний в гиротронах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1998. Т. 41, № 10. С. 1348-1357.
88. M.Y.Glyavin, V.E.Zapevalov, A.N.Kuftin, A.G.Luchinin. Experimental study of the output radiation spectrum of a gyrotron with partial reflection of the output signal // *Radiophys. Quantum Electron*. 2000. V. 43, no. 5. P. 396–399. doi: 10.1007/BF02677156
89. O.Dumbrajs, T.Idehara, S.Watanabe, A.Kimura, H.Sasagawa, L.Agusu, S.Mitsudo, B.Piosczyk. Reflections in gyrotrons with axial output // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2004. V. 32, no. 3. P. 899-902. doi:10.1109/TPS.2004.827596
90. O.Dumbrajs, M.Yu.Glyavin, V.E.Zapevalov, N.A.Zavolsky. Influence of reflections on mode competitions in gyrotrons // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2000. V. 28, no. 3. P. 588-596.
91. E.Borie, B.Jödicke. Rieke diagrams for gyrotrons // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. 1990. V. 11, no. 2. P. 243–250. doi: 10.1007/BF01010518
92. G.Gantenbein, E.Borie, G.Dammertz, M.Kuntze, H.-U.Nickel, B.Piosczyk, M.Thumm. Experimental results and numerical simulations of a high power 140 GHz gyrotron // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 1994. V. 22, no. 5, P. 861–870. doi: 10.1109/27.338301.
93. П.С. Ланда *Нелинейные колебания и волны*. М.: Наука. Физматлит. 1997. 496с.
94. М.И. Балакин, Н.М. Рыскин. Мультистабильность и сложные колебательные режимы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // *Письма в ЖТФ*. 2019. Т.45, № 6. С. 33-35.
95. В.Л.Бакунин, Г.Г.Денисов, Н.А.Завольский, М.А.Моисеев. Зоны устойчивой одномодовой генерации в гиротроне со сверхразмерным резонатором // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2012. Т.20, № 6. С. 67-81. doi: 10.18500/0869-6632-2012-20-6-67-81
96. H.Li, N.B.Abraham. Analysis of the noise spectra of laser diode with optical feedback from a high-finesse resonator // *IEEE J. Quant. Electron*. 1989. V. 25, no.8. P.1782-1793.

97. A.N.Oraevsky, A.V.Yarovitsky, V.L.Velichansky.(2001). Frequency stabilisation of a diode laser by a whispering-gallery mode // *Quantum Electronics*. 2001. V. 31, no. 10. P. 897-903. doi:10.1070/qe2001v031n10abeh002073
98. И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, А.А.Фотиади, К.Панайотов Захват частоты генерации полупроводникового лазера кольцевым волоконным резонатором // *Квантовая электроника*. 2017. Т. 476 № 10. С. 871–876.
99. N.M.Kondratiev, V.E.Lobanov, A.E.Shitikov, et al. Recent advances in laser self-injection locking to high- Q microresonators // *Front. Phys.* 2023. V. 18. 21305. doi:10.1007/s11467-022-1245-3
100. В.Я.Носков, К.А.Игнатков. Шумовые характеристики автодинов со стабилизацией частоты внешним высокодобротным резонатором // *Радиотехника и электроника*. 2016. Т. 61, № 9. С. 905–918.
101. И.П.Половков. Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объемным резонатором. / М., Сов. Радио, 1967. -192с.
102. Г.Г.Козорезов. Магнетроны с ферритовой развязкой для электронных ускорителей / сборник «Вакуумная СВЧ электроника», Нижний Новгород, 2002. С.67.
103. И.М.Иванов, Н.И.Скрипкин, А.В.Шмелев. Стабилизация частоты импульсных магнетронов W-диапазона. // *Электроника и микроэлектроника СВЧ*. 2018. Т. 1. С. 131-134.
104. G.M.Kazakevitch, Y.U.Jeong, V.M.Pavlov, B.C.Lee. Stabilization of the microtron-injector for a wide-band compact FIR FEL // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 2004. V. A528. P. 115.
105. П.С.Ланда. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. - М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ».2010. -360с.
106. Е.А.Ирисов, Р.В.Хохлов. Об автогенераторе, слабо связанном с высокодобротным контуром // *Вестник МГУ*. 1958. № 2. С.137.
107. Г.С.Нусинович. К теории стабилизации частоты электронных СВЧ генераторов при помощи дополнительного резонатора // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1987. Т.30, № 1. С.89
108. М.И.Рабинович, Д.И.Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. — НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. -560 с.
109. Л.А.Вайнштейн. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь. 1988. -440с.
110. В.Л.Братман, М.И.Петелин, М.А.Моисеев, Р.Э.Эрм. К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1973. Т. 16, № 4. С. 622-630.

111. А.П.Кузнецов, С.П.Кузнецов, Н.М.Рыскин. Нелинейные колебания. М.: Физматлит. 2005. -292с.
112. М.А.Моисеев, Г.С.Нусинович. К теории многомодовой генерации в гиromонотроне // Известия вузов. Радиофизика. 1974. Т.17, №11. С.1709-1717.
113. G.S.Nusinovich. Introduction to the Physics of Gyrotrons. Baltimore: The Johns Hopkins University Press. 2004. 335p.
114. Н.И.Зайцев, С.А.Запевалов, А.В.Малыгин, М.А.Моисеев, А.С.Шевченко. Исследование сценария включения мощного импульсного гиротрона с релятивистским электронным пучком // Изв. Вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 3. С. 196–199.
115. V.N.Manuilov, M.Yu.Glyavin. Synthesis of current–voltage characteristics of 670 GHz gyrotron magnetron injection gun and calculation of the helical electron beam parameters at the leading edge of a high-voltage pulse // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2013. V. 34. P. 119-126.
116. Ш.Е.Цимринг. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Н.Новгород: ИПФ РАН - 576 с.
117. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. – Изв. ВУЗов. Радиофизика. Т.12, N 8, с.1236. 1969
118. С.Н.Власов, И.М.Орлова, М.И.Петелин. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод. В сборнике научных трудов «Гиротрон», 1981, г.Горький, с. 62-85
119. G.S.Nusinovich, O.Dumbrajs. Field formation in the interaction space of gyrotrons. J Infrared Millim Terahertz Waves. 2015. V. 37, no. 1. P. 111–122. doi:10.1007/s10762-015-0192-2
120. Б.З.Каценеленбаум. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР. 1961. -216с.
121. Н.А.Завольский, В.Е.Запевалов, М.А.Моисеев, Л.Л.Немировская. Возможности оптимизации резонатора мощного непрерывного гиротрона // Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, №8. С. 675-687.
122. М.Ю.Глявин, Н.А.Завольский, В.Е.Запевалов, М.А.Моисеев, А.С.Седов. Численное моделирование мощных непрерывных гиротронов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, №5-6. С. 408-416.

123. Н.А.Завольский, В.Е.Запечалов, М.А.Моисеев. Численное моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в резонаторах мощных гиротронов с частотой 300 ГГц // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 3. С. 192-205.
124. В.И.Гапонов. Электроника. Т.1,2. М.: Физматлит, 1960.
125. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова. Эмиссионная электроника. М.:Наука, - 564с.
126. Л.Г.Бляхман, Г.С.Нусинович. Динамика многомодовых электронных мазеров // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 5. С. 996-1003.
127. Г.С.Нусинович. Взаимодействие мод в лазерах на свободных электронах // Письма в ЖТФ. 1980. Т.6, № 14. С. 848-852.
128. В.Е.Запечалов, Г.С.Нусинович. К теории амплитудно-фазового взаимодействия мод в электронных мазерах // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 3. С. 347-355.
129. М.Ю.Глявин, Г.С.Нусинович. Устойчивость одномодовых автоколебаний в гиротроне с синхронным взаимодействием мод // Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36, № 3. С. 512-520.
130. А.Б.Адилова, Н.В.Григорьева, А.Г.Рожнев, Н.М.Рыскин. Теоретический анализ устойчивости одномодового режима генерации в гиротроне // Известия вузов. Радиофизика. 2023. Т. 66, № 2/3. С. 161-175.
131. А.Пиковский, М.Розенблюм, Ю.Куртс. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление. М. : Техносфера, 2003. -493с.
132. А.Н.Малахов. Флуктуации в автоколебательных системах. М., Наука. 1968. -660с.
133. В.С.Анищенко, В.В.Астахов, Т.Е.Вадивасова. Регулярные и хаотические колебания. Синхронизация и влияние флуктуаций. Издательский Дом «Интеллект», 2009. -312 с.
134. G.S.Nusinovich, O.V.Sinitsyn, V.L.Granatstein, A.N.Vlasov. Phase sensitivity of relativistic gyrotrons to voltage deviation // AIP Conference Proceedings. 2006. doi:10.1063/1.2409156
135. Sh.E.Tsimring. Gyrotron electron beams: velocity and energy spread and beam instabilities. International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2001. V. 22, no. 10. P. 1433-1468. doi:10.1023/A:1015034506088
136. P.V.Krivosheev, V.K.Lygin, V.N.Manuilov, Sh.E.Tsimring. Numerical simulation models of forming systems of intense gyrotron helical electron beams // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 2001. V. 22, no. 8. P. 1119-1145. doi: 10.1023/A:1015006230396

137. M.K.A.Thumm, G.G.Denisov, K.Sakamoto, M.Q.Tran. High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 073001. doi: 10.1088/1741-4326/ab2005
138. O.Dumbrajs, T.Saito, Y.Tatematsu, Y.Yamaguchi. Influence of the electron velocity spread and the beam width on the efficiency and mode competition in the high-power pulsed gyrotron for 300 GHz band collective Thomson scattering diagnostics in the large helical device // Phys. Plasmas. 2016. V. 23, no. 9. 093109. doi: 10.1063/1.4962575
139. M.I.Airila. Degradation of operation mode purity in a gyrotron with an off-axis electron beam // Phys. Plasmas. 2003.V. 10. 296. doi: 10.1063/1.1528938
140. O.Dumbrajs, L.Shenggang. Kinetic theory of electron-cyclotron resonance masers with asymmetry of the electron beam in a cavity // IEEE Transactions on Plasma Science. 1992. V. 20, no.3. P. 126–132. doi:10.1109/27.142811
141. O.Dumbrajs, G.S.Nusinovich. Effect of electron beam misalignments on the gyrotron efficiency // Phys. Plasmas. 2013. V. 20, no.7. Art.073105. doi: 10.1063/1.4813257
142. E.M.Khutoryan, O.Dumbrajs, G.S.Nusinovich, T.Idehara. Theoretical study of the effect of electron beam misalignment on operation of the gyrotron FU IV A // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2014. V. 42, no. 6. P. 1586–1593. doi:10.1109/tps.2014.2322674
143. G.S.Nusinovich, O.Dumbrajs, and B.Levush. Wave interaction in gyrotrons with offaxis electron beams // Physics of Plasmas. 1995. V. 2, no.12. P.4621-4630. doi: 10.1063/1.870952
144. В.С.Ергаков, М.А.Моисеев, Р.Э.Эрм. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1980. №3. С. 20-27.
145. O.Dumbrajs, G.S.Nusinovich. On optimization of sub-THz gyrotron parameters // Phys. Plasmas. 2012. V. 19, no.10. Art.103112. doi: 10.1063/1.4764073
146. G.S.Nusinovich, O.V.Sinitsyn, M.Yeddulla, L.Velikovich, T.M.Antonsen Jr., A.N.Vlasov, S.Cauffman, K.Felch. Effect of the radial thickness of electron beams on mode coupling and stability in gyrotrons // Physics of Plasmas.2003. V. 10, no. 8, P. 3335-3343. doi: 10.1063/1.1590668
147. R.Pu, G.S.Nusinovich, O.V.Sinitsyn, T.M.Antonsen. Effect of the thickness of electron beams on the gyrotron efficiency // Phys. Plasmas. 2010. V. 17,no.8. Art. 083105. doi: 10.1063/1.3467036
148. M.Yeddulla, G.S.Nusinovich, T.M.Antonsen. Start currents in an overmoded gyrotron // Phys. Plasmas. 2003. V. 10, no.11. P. 4513-4520. doi: 10.1063/1.1618777

149. O.Dumbrajs, K.A.Avramidis, J.Franck, J.Jelonnek. On the dependence of the efficiency of a 240 GHz high-power gyrotron on the displacement of the electron beam and on the azimuthal index // *Physics of Plasmas*. 2014. V. 21, no. 1. Art. 013104. doi:10.1063/1.4862446
150. N.S.Ginzburg, A.S.Sergeev, I.V.Zotova. Time-domain self-consistent theory of frequency-locking regimes in gyrotrons with low-Q resonators // *Physics of Plasmas*. 2015. V. 22. P.033101-1-5.
151. Г.С.Нусинович, Р.Э.Эрм. К.П.Д. МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля // *Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ*. 1972. №8. С.55-60.
152. Э.С.Воронин. О синхронизации автогенератора модулированной внешней силой // *Радиотехника*. 1959. Т14, №2. С.48-56.
153. Д.П.Мартыненко, Р.В.Хохлов. О захватывании автогенератора амплитудно-модулированной внешней силой // *Радиотехника и электроника*. 1957. №8. С.1001-1011.
154. В.П.Яковлев. Синхронизация автогенератора слабомодулированной внешней силой // *Радиотехника и электроника*. 1961. №10. С.1609-1616.
155. W.L.Pritchard. Long line effect and pulsed magnetrons // *IRE Trans. on Microwave Theory & Techniques*. 1956. V. 4, no. 2. P.97-110. doi: 10.1109/TMTT.1956.1125026
156. Р.А.Грановская, Л.И.Телятников. Магнетронные генераторы и импульсные модуляторы: Учебное пособие. – М., МАИ, 1985, -52с.
157. Е.Н.Перегородова, С.А.Усачева, Н.М.Рыскин. К теории вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний // *Нелинейная динамика*. 2012. Т. 8, № 5. С. 913–929
158. Ю.И.Неймарк. D-разбиение пространства квазиполиномов. (К устойчивости линеаризованных распределенных систем) // *Прикладная математика и механика*. 1949. Т. 3, № 4. С. 349.
159. Y. Bykov, et al. 24–84-GHz gyrotron systems for technological microwave applications // *IEEE Trans. Plasma Sci*. 2004. V. 32, no. 1. P. 67–72.
160. B.Levush, T.M.Antonsen. Mode competition and control in higher-power gyrotron oscillators // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1990. V. 18, no. 3. P. 260–272. doi:10.1109/27.55895
161. Л.А.Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966.-475 с.

162. В.М.Бабич, В.С.Булдырев. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. М.: Наука, 1972. -456 с.
163. Л.А.Пищик, Д.И.Трубецков, А.П.Четвериков. Нестационарные процессы в резонансных релятивистских генераторах типа О // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 1. Саратов: Изд-во Саратовского университета. 1981. С. 42.
164. Г.С.Нусинович. Теория многомодового гиротрона // В сб. «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146.
165. H.R.Jory. Network for pulling a microwave generator to the frequency of its resonant load. US3714592A, 1973.
166. Y.Y.Danilov, G.G.Denisov, M.A.Khozin, A.Panin, Y.Rodin. Millimeter-wave tunable notch filter based on waveguide extension for plasma diagnostics // IEEE Transactions on Plasma Science. 2014. V. 42, no. 6. P. 1685–1689. doi:10.1109/tps.2014.2318352
167. A.B.Adilova, N.M.Ryskin. Theory of peer-to-peer locking of high-power gyrotron oscillators coupled with delay // Electronics. 2022, V.11, 811. <https://doi.org/10.3390/electronics11050811>.
168. А.Б.Адилова, Н.М.Рыскин. Исследование синхронизации в системе двух гиротронов с запаздыванием в канале связи на основе модифицированной квазилинейной модели // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, № 6. С. 69-81.
169. А.Б.Адилова, Н.М.Рыскин. Влияние запаздывания на взаимную синхронизацию двух связанных гиротронов // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, № 9/10. С. 781-795.
170. R.M.Rozental, N.S.Ginzburg, M.Yu.Glyavin, A.S.Sergeev, I.V.Zotova. Mutual synchronization of weakly coupled gyrotrons // Phys. Plasmas. 2015. V. 22, no. 9. Art. 093118.