

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ  
ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи  
УДК 621.385, 537.533

ПЕГЕЛЬ Игорь Валериевич

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ  
ГЕНЕРАЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ И МОЩНЫХ  
ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.04 — физическая электроника

*ДИССЕРТАЦИЯ*  
*на соискание ученой степени*  
*доктора физико-математических наук*

Научный консультант  
академик РАН, д.ф.-м.н. С. Д. КОРОВИН

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	5
<b>Общая характеристика диссертационной работы</b> .....	5
<i>Актуальность тематики исследований</i> .....	5
<i>Цели диссертационной работы</i> .....	13
<i>Научная ценность и новизна результатов</i> .....	13
<i>Достоверность результатов диссертационной работы</i> .....	14
<i>Личный вклад автора</i> .....	15
<i>Практическая ценность работы</i> .....	15
<i>Публикация и апробация результатов</i> .....	17
<i>Структура и объем диссертации</i> .....	17
<b>Защищаемые научные положения</b> .....	18
<b>Краткий обзор методов численных моделирования и программных средств, использованных в диссертационной работе</b> .....	19
<i>Методы численного моделирования в сильноточной релятивистской электронике</i> .....	19
<i>Код KARAT</i> .....	21
<i>Комплекс программ SuperSAM</i> .....	23
<i>Комплекс программ SAM</i> .....	23
<i>Код HP HFSS</i> .....	24
<i>Одномерная потенциальная PIC-модель с ВЧ полем фиксированной структуры</i> .....	25
<i>Трехмерная потенциальная PIC-модель в цилиндрической системе координат</i> .....	25
<i>Одномерная электродинамическая PIC-модель на основе уравнения возбуждения волновода</i> .....	26
<b>ГЛАВА 1. ТОК В СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИОДАХ С ДИСКРЕТНОЙ ЭМИССИОННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ</b> .....	28
<b>1.1. Введение</b> .....	28
<b>1.2. Экспериментальное наблюдение тока одиночного эмиссионного центра</b> ...	30
<b>1.3. Моделирование методом макрочастиц</b> .....	32
<b>1.4. Расчет тока одиночного полусферического эмиттера</b> .....	35
<b>1.5. Ток периодической системы эмиттеров</b> .....	38
<b>1.6. Конфигурация катодной поверхности, обеспечивающая постоянство импеданса вакуумного диода во времени</b> .....	41
<b>1.7. Заключение</b> .....	45
<b>ГЛАВА 2. МЕХАНИЗМ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛОВ ГИГАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ</b> .....	47
<b>2.1. Введение</b> .....	47
<b>2.2. Стартовый ток ЛОВ с диссипацией (затуханием рабочей волны)</b> .....	49
<b>2.3. Влияние затухания волны на работу ЛОВ</b> .....	53

<b>2.4. Особенности поглощения электромагнитной волны электронной нагрузкой .....</b>	<b>54</b>
<b>2.5. Роль положительно заряженных ионов.....</b>	<b>57</b>
<b>2.6. Оценка максимальной величины декремента затухания .....</b>	<b>60</b>
<b>2.7. Результаты численного эксперимента.....</b>	<b>62</b>
<b>2.8. Заключение.....</b>	<b>67</b>

<b>ГЛАВА 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ .....</b>	<b>69</b>
<b>3.1. Введение .....</b>	<b>69</b>
<b>3.2. Виртуальный катод в плоском эквипотенциальном зазоре.....</b>	<b>73</b>
3.2.1. Стационарное состояние .....	73
3.2.2. Релаксационные колебания объемного заряда в системе с виртуальным катодом.....	75
3.2.3. Роль виртуального катода в СВЧ-генераторе. Виртуальный катод как модулятор электронного тока .....	80
<b>3.3. Численное моделирование взаимодействия электронного потока с виртуальным катодом с ВЧ полем в одномерной модели .....</b>	<b>86</b>
3.3.1. Однозазорная система с малой надкритичностью тока .....	87
3.3.2. Генератор на отраженном токе с высокой надкритичностью тока .....	88
3.3.3. Двухзазорная система с малой надкритичностью тока .....	90
<b>3.4. Трехмерный численный расчет двухсекционного виркатора.....</b>	<b>102</b>
3.4.1. Оптимальные параметры генератора .....	102
3.4.2. Моделирование виркатора в режиме инжекции электронного пучка.....	105
3.4.3. Моделирование виркатора с электронным диодом .....	108
3.4.4. Управление частотой генерации виркатора .....	112
3.4.5. Расчет формирования электронного пучка.....	113
<b>3.5. Экспериментальная реализация виркатора.....</b>	<b>115</b>
<b>3.6. Механизм ограничения длительности импульса виркатора .....</b>	<b>116</b>
<b>3.7. Заключение.....</b>	<b>121</b>

<b>ГЛАВА 4. ГЕНЕРИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ .....</b>	<b>123</b>
<b>4.1. Введение.....</b>	<b>123</b>
<b>4.2. Элементы теории .....</b>	<b>125</b>
4.2.1. Условия реализации режима пространственного накопления энергии в коротком СВЧ-импульсе в системе с обратной волной .....	126
4.2.2. Линейное решение, удовлетворяющее условию синфазности ВЧ тока и ВЧ поля .....	129
4.2.3. Длительность импульса излучения .....	131
<b>4.3. Численное моделирование в одномерной модели .....</b>	<b>133</b>
4.3.1. Нелинейные решения, удовлетворяющие условию синфазности ВЧ тока и ВЧ поля.....	133
4.3.2. Расчет формирования импульса в самосогласованной модели .....	138

<b>4.3. Расчеты в осесимметричной электромагнитной модели (код KARAT) .....</b>	<b>141</b>
4.4.1. <i>Оптимальные параметры однопроходного генератора. Условия эффективной работы двухпроходной системы .....</i>	<i>141</i>
4.4.2. <i>Возможность генерирования последовательности коротких СВЧ-импульсов в однопроходной системе .....</i>	<i>144</i>
<b>4.5. Факторы, ограничивающие энергию и мощность СВЧ-импульса .....</b>	<b>145</b>
<b>4.6. Экспериментальная реализация источника коротких СВЧ-импульсов .....</b>	<b>146</b>
<b>4.7. Заключение .....</b>	<b>151</b>
<b>ГЛАВА 5. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ ФОРМИРОВАНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ .....</b>	<b>152</b>
<b>5.1. Моделирование формирования высоковольтных импульсов в генераторах на основе коаксиальных формирующих линий .....</b>	<b>152</b>
5.1.1. <i>Расчет дисперсионной характеристики спиральной линии .....</i>	<i>154</i>
5.1.2. <i>Импульс, формируемый при разряде комбинированной линии .....</i>	<i>157</i>
5.1.3. <i>Расчет высоковольтного генератора .....</i>	<i>159</i>
<b>5.2. Моделирование излучения электромагнитных импульсов в свободное пространство с помощью коаксиального ТЕМ-рупора .....</b>	<b>162</b>
5.2.1. <i>Расчет антенны .....</i>	<i>163</i>
5.2.2. <i>Экспериментальная реализация излучателя .....</i>	<i>170</i>
<b>5.3. Заключение .....</b>	<b>171</b>
<b>ОБЩЕЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....</b>	<b>173</b>
<b>ПРИЛОЖЕНИЯ .....</b>	<b>180</b>
<b>Приложение 1. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ .....</b>	<b>180</b>
<b>Приложение 2. ОДНОМЕРНАЯ РС-МОДЕЛЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ .....</b>	<b>181</b>
<i>Постановка задачи .....</i>	<i>181</i>
<i>Описание возбуждения электромагнитной волны .....</i>	<i>182</i>
<i>Описание электронного пучка .....</i>	<i>184</i>
<i>Учет объемного заряда .....</i>	<i>185</i>
<i>Программная реализация модели .....</i>	<i>189</i>
<b>Приложение 3. СООТНОШЕНИЯ ПОДОБИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО ДИОДА И ТОК ОДИНОЧНОГО ЭМИТТЕРА .....</b>	<b>191</b>
<i>Соотношения подобия для электронного тока в диоде .....</i>	<i>191</i>
<i>Ток диода с малым одиночным эмиттером .....</i>	<i>192</i>
<b>Приложение 4. О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИБЛИЖЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ УСЛОВИЯ СИНФАЗНОСТИ ВЧ ТОКА И ВЧ ПОЛЯ В ОДНОРОДНОЙ ВЧ-СИСТЕМЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ОТВОДОМ МОЩНОСТИ .....</b>	<b>194</b>
<b>ЛИТЕРАТУРНЫЕ ИСТОЧНИКИ .....</b>	<b>197</b>



## ВВЕДЕНИЕ

### Общая характеристика диссертационной работы

#### *Актуальность тематики исследований*

Основные цели и задачи диссертационной работы лежат в русле фундаментальных исследований релятивистской сильноточной электроники. Направления этих исследований диктуются необходимостью решения практических задач, главными из которых на сегодняшний день являются:

- Повышение пиковой мощности и энергии СВЧ-импульсов. Увеличение эффективности использования запасенной энергии в релятивистских СВЧ-генераторах.
- Разработка широкополосных источников излучения и приборов с возможностью оперативного управления частотой генерации.
- Повышение средней мощности излучения. Увеличение ресурса работы импульсно-периодических СВЧ-генераторов.
- Снижение массогабаритных характеристик импульсных СВЧ-источников.

Повышение мощности и энергии СВЧ-импульсов традиционно является центральной практической задачей релятивистской высокочастотной электроники [19, 24, 29, 45, 70, 99, 114, 129, 130]. Одной из проблем, затрудняющих движение в этом направлении, является ограничение длительности СВЧ-импульсов, возникающее в мощных генераторах. В гигаваттном диапазоне мощности эта проблема приобретает особую остроту. Как показали многочисленные независимые исследования, в релятивистских генераторах на основе сильноточных релятивистских электронных пучков длительность импульсов излучения обычно ограничена величинами  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  с при величине электрических полей на поверхности электродинамической системы  $10^5$ — $10^6$  В/см [5, 37а, 50, 55]. Длительность импульса уменьшается с ростом его мощности. В настоящее время максимальная величина энергии СВЧ-импульсов релятивистских генераторов не превышает нескольких сотен джоулей.

Рассматриваемые в литературе механизмы ограничения длительности импульса излучения достаточно многообразны и специфичны для различных типов СВЧ-приборов [113, 138, 141, 144].

Одним из генераторов мощных СВЧ-импульсов, наиболее хорошо исследованным в теории и эксперименте, является релятивистская лампа обратной волны (ЛОВ) [61, 118]. Максимальные уровни пиковой мощности излучения, достигнутые с использованием релятивистской ЛОВ, составили  $\sim 3$  ГВт в 3-см диапазоне длин волн [7а, 37а] и более 5 ГВт в 8-см диапазоне [14а, 15а]. Именно в этом генераторе было зарегистрировано ярко выраженное ограничение длительности СВЧ-импульса: около 6 нс при пиковой мощности излучения 3 ГВт и длительности импульса тока электронного пучка 50 нс [37а]. В отличие от длинноимпульсных, субмикросекундных систем [73, 141] при наносекундной длительности электронного пучка укорочение импульса не может быть объяснено движением катодной и коллекторной плазмы. До последнего времени физическая картина явления оставалась невыясненной. Итак, актуальным являлось исследование механизмов прекращения генерации в релятивистской ЛОВ гигаваттного уровня мощности с наносекундным электронным пучком (Глава 2 диссертации).

Задача повышения пиковой мощности излучения тесно стыкуется с проблемой получения СВЧ-импульсов минимальной длительности. Хорошо известно, что с уменьшением длительности импульса существенно возрастает электрическая прочность электродинамических и антенных систем генераторов, и это открывает дополнительные возможности для увеличения мощности излучения. Минимизация длительности СВЧ-импульсов важна в радиолокации. Исследования показали, что наряду с методами временной и пространственной компрессии электромагнитной энергии большие возможности для получения коротких импульсов излучения с высокой пиковой мощностью открываются при использовании нестационарных эффектов. Так, например, было обнаружено, что для релятивистской лампы обратной волны при высокой надкритичности тока характерен начальный всплеск мощности, заметно превышающий ее последующий квазистационарный уровень [38]. По-видимому, этот факт сыграл важную роль в появлении идеи использовать для генерирования коротких СВЧ-импульсов электронные пучки минимальной длительности. Впервые такая возможность была продемонстрирована 1996 г. в

миллиметровом диапазоне длин волн [34]. Был использован пучок длительностью в несколько сотен пикосекунд и циклотронный механизм генерации; пиковая мощность СВЧ-импульса составила  $\sim 10^5$  Вт. В дальнейшем при использовании черенковского механизма взаимодействия пиковая мощность импульсов была увеличена до десятков и сотен мегаватт [126, 157, 64], а также реализован режим с высокой частотой следования импульсов [41]. В 2002 г. А. А. Ельчаниновым и В. В. Ростовым была впервые продемонстрирована возможность получения импульсов сантиметрового диапазона с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного пучка [27a].

В рамках данного направления исследований актуальной на момент выполнения работы являлась задача формулировки физических условий, необходимых для генерирования коротких СВЧ-импульсов с максимальной величиной конверсии мощности электронного пучка в мощность излучения. В частности, важным представлялся ответ на вопрос о том, возможна ли эффективная генерация коротких мощных СВЧ-импульсов при использовании электронных пучков сравнительно большой длительности (много большей, чем у генерируемого импульса излучения). Результаты соответствующих исследований представлены в Главе 4 диссертации.

Потребительские свойства мощных СВЧ-источников во многом определяются их массогабаритными характеристиками, а также возможностью работы с высокой частотой повторения импульсов. Значительное сокращение размеров и вес СВЧ-генераторов, а также реализация импульсно-периодического режима генерации могут быть достигнуты за счет уменьшения величины магнитного поля, используемого для проводки сильноточного электронного пучка, или полного отказа от его использования. Последнее возможно, если протяженность транспортировки пучка в приборе невелика, а его конфигурация позволяет рассчитывать на фокусирующие свойства собственного магнитного поля пучка. К приборам, обладающим такими свойствами, относятся виркаторы [43, 91, 92, 27, 134, 129], в которых, благодаря свойствам виртуального катода, фазовая сепарация электронов в ВЧ поле может развиваться на расстояниях, сравнимых с длиной волны излучения. Компактность виркаторов делает их привлекательными для генерации излучения в длинноволновой части СВЧ-диапазона, что в настоящее время представляет значительный практический интерес.

Нельзя не упомянуть, что именно с использованием виркатора была получена рекордная мощность излучения в дециметровом диапазоне длин волн [133]. Вместе с тем, в большинстве известных экспериментов с виркаторами эффективность генерации была невелика (~1%), частота излучения нестабильна, а спектр излучения имел многомодовый состав. Большая величина мощности излучения достигалась в основном за счет колоссальной мощности электронного пучка. Имевшиеся представления о процессах генерации микроволновых колебаний в системах с виртуальным катодом не позволяли дать рекомендаций по повышению эффективности таких устройств. В связи с этим, актуальным являлось исследование нелинейных процессов взаимодействия электромагнитных полей с электронными пучками при наличии виртуального катода и разработка методов повышения эффективности генерации виркаторов без магнитного поля. Большой практический интерес представляет исследование возможности оперативного управления частотой генерации виркатора, а также исследование механизмов, вызывающих ограничение длительности и энергии генерируемого микроволнового импульса — такие явления наблюдались в ряде экспериментов с виркаторами, использующими электронные пучки субмикросекундной длительности. Исследованиям этих вопросов посвящена Глава 3 диссертации.

Основу любого генератора мощных СВЧ-импульсов составляет источник сильноточного электронного пучка. Применяются в основном ускорители прямого действия, построенные на базе импульсных высоковольтных генераторов. Среди них рядом достоинств с точки зрения возможности генерирования импульсов с высокой частотой повторения выделяются генераторы с трансформаторной зарядкой формирующих линий. В ИСЭ СО РАН с середины 70-х годов ведется разработка импульсно-периодических сильноточных электронных ускорителей прямого действия семейства СИНУС с длительностью импульса в единицы и десятки наносекунд [51, 67, 145]. Формирование высоковольтного импульса в этих устройствах происходит при разряде длинной коаксиальной формирующей линии, заряжаемой с помощью встроенного в нее трансформатора Тесла с высоким коэффициентом связи. В качестве высоковольтного коммутатора используется искровой газовый разрядник высокого давления.

Численное моделирование импульсных генераторов такого типа, с возможно более полным учетом геометрических и физических параметров их высоковольтной части, с использованием полностью электромагнитных кодов, представляется важной задачей с точки зрения возможности генерирования импульсов правильной формы, с коротким фронтом, что часто является критическим требованием при запитке мощных СВЧ-генераторов. Особый интерес представляет моделирование разрабатываемых в последнее время генераторов с комбинированными формирующими линиями, содержащими секции с центральным проводником спирального типа. Разработка таких импульсных источников имеет целью увеличение длительности формируемого высоковольтного импульса при сохранении габаритов устройства; также этим достигается повышение величины выходного импеданса. Последнее требование часто является важным для эффективной передачи энергии из высоковольтного источника в СВЧ-генератор, импеданс вакуумного диода которого, как правило, сравнительно высок. Актуальным является детальное моделирование подобных устройств (в частности, с учетом влияния локальных неоднородностей в местах сопряжения секций на форму генерируемого импульса), предполагающее решение нестационарной задачи с детальным описанием геометрии линии и решением уравнений электромагнитного поля — Глава 5 диссертации.

Одной из важных практических задач, решаемых современной радиотехникой, является разработка мощных источников сверхширокополосных электромагнитных импульсов. Радиолокационные системы, использующие такие — не имеющие высокочастотного заполнения — импульсы наносекундной и пикосекундной длительности, обладают рядом преимуществ по сравнению с радаром с квазинепрерывным сигналом [11, 57, 102, 155]. Малая длительность импульсов обеспечивает высокое пространственное разрешение и контраст локации, а широкий непрерывный спектр сигнала дает возможность обнаружения объектов, защищенных от лоцирования в отдельных спектральных диапазонах. Фазовый анализ отраженного сигнала дает возможность для высокоинформативной диагностики объектов. Важным преимуществом таких устройств по сравнению с СВЧ-генераторами является их более простое устройство. Если в СВЧ-генераторе для преобразования энергии высоковольтного импульса в энергию электромагнитной волны применяется электронный пучок, то генератор сверхширокополосных импульсов может быть

построен без использования этой промежуточной стадии преобразования энергии. При применении подходящей антенной системы короткий импульс напряжения, сформированный высоковольтным источником, может быть прямо преобразован в импульс излучения в открытом пространстве.

Актуальным для сверхширокополосной радиолокации является создание источников, у которых высокая импульсная мощность сочеталась бы с большой частотой повторения импульсов. Это предъявляет определенные требования к основным составным частям излучателя — формирователю высоковольтного импульса (стабильность параметров импульса и большой ресурс) и антенной системе (электрическая прочность при гигаваттном уровне мощности). В связи с этим является актуальным исследование возможности генерирования сверхширокополосных импульсов в помощью антенн, обладающих симметрией вращения (как наиболее электропрочных), запитываемых от высоковольтных генераторов на основе коаксиальных линий с трансформаторной зарядкой (в ИСЭ СО РАН — генераторы семейства СИНУС с минимальной, в единицы наносекунд, длительностью импульса). Результаты численных исследований, выполненных автором в этой области, представлены в Главе 5 диссертации.

В большинстве электронных ускорителей, лежащих в основе мощных СВЧ-генераторов, формирование электронного пучка происходит в вакуумных диодах с холодным взрывоэмиссионным катодом. В зависимости от типа СВЧ-генератора, могут использоваться коаксиальные диоды с магнитной изоляцией (в приборах с длительной инерционной группировкой электронов), родственные им диоды магнетронного типа (в релятивистском магнетроне и гиротронах), а также — например, в виркаторах — планарные диоды без магнитного поля. Важным требованием к вакуумному диоду является стабильность тока пучка и энергии электронов в течение импульса. Если для коаксиальных диодов с магнитным полем это требование в основном удовлетворяется, то для планарных диодов без магнитного поля характерно существенное снижение импеданса уже в течение первых десятков наносекунд.

Известно, что при наносекундной длительности импульса напряжения эмиссионная поверхность холодного катода не является сплошной, а представляет собой дискретную структуру образований из плотной плазмы — эмиссионных

центров. Очевидно, что на величину импеданса вакуумного диода влияет не только крупномасштабное расширение катодной плазмы, приводящее к уменьшению эффективной величины диодного зазора, но и — в более ранние моменты времени — микроскопические процессы, связанные с расширением плазмы отдельных эмиссионных центров. Попытки исследования данной проблемы с использованием идеализированных моделей катода с полусферическими эмиттерами, предпринимавшиеся до настоящего времени, давали противоречивые результаты [107, 123]. Таким образом, актуальным является исследование токовых характеристик сильноточных диодов с дискретной поверхностью эмиссии а также разработка методов, позволяющих минимизировать зависимость импеданса диода от разлета катодной плазмы. Результаты исследований, выполненных автором в данной области, изложены в Главе 1 диссертации.

Значительная часть результатов, представленных в диссертационной работе, получена методами компьютерного моделирования. Процессы генерации СВЧ-излучения потоками заряженных частиц нелинейны; это затрудняет их аналитическое рассмотрение. Корректный количественный анализ таких процессов требует учета влияния собственных квазистатических и ВЧ полей объемного заряда электронного пучка. Наконец, важной особенностью процесса генерации мощного СВЧ-импульса является его нестационарность. Она связана, во-первых, с нестационарностью процесса формирования наносекундного сильноточного электронного пучка — как на макроскопическом уровне (пролетные эффекты, связанные с объемным зарядом), так и на микроскопическом уровне (динамика эмиссионной поверхности на катоде). Во-вторых, при использовании электронных пучков наносекундной длительности время переходных процессов в СВЧ-генераторах может быть соизмеримо с длительностью импульса тока. Наконец, при определенных условиях генерация ВЧ колебаний может происходить в автомодуляционном и стохастическом режимах, когда максимальная мощность излучения достигается в узких пиках. Наиболее выраженным случаем нестационарного процесса излучения является генерация СВЧ-импульсов предельно малой длительности — в несколько ВЧ периодов.

Перечисленные обстоятельства делают необходимой разработку и совершенствование методов и программных средств для численного моделирования нестационарных процессов формирования сильноточных пучков электронных

потоков и их взаимодействия с интенсивными электромагнитными полями. Наибольшие возможности для исследования сложных нестационарных «кинетических» систем предоставляет метод макрочастиц или PIC-метод (Particle-In-Cell) [22, 131]. На его основе созданы многочисленные универсальные двух- и трехмерные полностью электромагнитные коды, позволяющие производить численное моделирование электродинамических устройств с весьма подробным учетом их геометрических и физических параметров. Однако при всем обилии возможностей, предоставляемых этими кодами, достоверность и практическая ценность информации, получаемой в численном эксперименте, в первую очередь определяется корректной постановкой физической задачи. Задача исследователя состоит в формулировке корректных физических условий, не противоречащих модельным ограничениям, и соотнесении получаемых результатов с фундаментальными теоретическими представлениями и результатами реального эксперимента.

Наряду с использованием универсальных электромагнитных кодов, неизменную актуальность сохраняет разработка упрощенных специализированных моделей, и здесь PIC-метод предоставляет большие возможности. Будучи легко совместим, в качестве метода описания потоков заряженных частиц, с различными упрощенными методами описания электромагнитного поля, он может быть применен не только к проблеме формирования и динамики электронных потоков, но и к задачам об их взаимодействии с излучением в приборах различных типов.

Численный эксперимент все больше принимает на себя функции оптимизации при подготовке реальных экспериментов и разработке конструкций устройств сильноточной релятивистской электроники. С другой стороны, он доставляет возможность «заглянуть» внутрь системы, не внося возмущений в ее поведение, помогает выявить наиболее весомые физические факторы, а в дальнейшем и формализовать их в аналитической модели.

Итак, актуальным является развитие методов численного моделирования применительно к задачам релятивистской сильноточной электроники, позволяющих анализировать физические процессы в генераторах мощных импульсов электромагнитного излучения, а также выполнять проектирование экспериментальных конструкций таких устройств и их компонентов.



*Цели диссертационной работы*

1. Развитие методов численного моделирования применительно к задачам релятивистской сильноточной электроники.
2. Численное и экспериментальное исследование токовых характеристик сильноточных вакуумных диодов с дискретной поверхностью эмиссии.
3. Численное и теоретическое исследование механизма ограничения длительности импульса излучения релятивистской ЛОВ гигаваттного уровня мощности.
4. Численное моделирование процессов генерации мощных импульсов СВЧ-излучения в системах с виртуальным катодом. Разработка средствами численного эксперимента конструкции двухсекционного виркатора с обратной связью, без магнитного поля, с возможностью управления частотой излучения при постоянных параметрах электронного пучка.
5. Теоретическое, численное и экспериментальное исследование возможности эффективного преобразования мощности сильноточного электронного пучка в мощность сверхкороткого импульса СВЧ-излучения в системе с обратной электромагнитной волной.
6. Решение методами численного эксперимента прикладных задач о формировании наносекундных высоковольтных импульсов генераторах на основе коаксиальных линий и излучения наносекундных электромагнитных импульсов в открытое пространство.

*Научная ценность и новизна результатов*

Следующие научные результаты были впервые получены в ходе выполнения настоящей диссертационной работы:

1. В численном расчете определен закон зависимости тока планарного диода с одиночным полусферическим чайлд-лэнгмюровским эмиттером и с периодической структурой таких эмиттеров от радиуса эмиттера. Экспериментально зарегистрирована форма тока в релятивистском вакуумном диоде с одиночным эмиссионным центром при квазипостоянном уровне напряжения.
2. Численно и теоретически исследован механизм прекращения генерации микроволнового излучения в мощной релятивистской ЛОВ на основе наносекундного электронного пучка, связанный с поглощением энергии рабочей волны заряженными

частиц, эмитированными из плотной (взрывоэмиссионной) плазмы на поверхности замедляющей системы.

3. С использованием численного моделирования исследованы процессы взаимодействия сильноточного электронного пучка с электромагнитным полем в двухсекционной планарной системе с виртуальным катодом. В численном эксперименте выполнено определение рабочих параметров экспериментальной конструкции гигаваттного двухсекционного виркатора с электродинамической обратной связью.

4. Предложен, теоретически и численно исследован и реализован в эксперименте механизм генерирования сверхкоротких импульсов СВЧ-излучения в режиме пространственного накопления энергии в протяженных существенно неоднородных системах с обратной волной и длительным по сравнению с генерируемым импульсом сильноточным электронным пучком, позволяющий получать импульсы излучения с пиковой мощностью, значительно превосходящей мощность электронного пучка.

5. Выполнено полностью электромагнитное численное моделирование процесса генерации наносекундных высоковольтных импульсов в длинных коаксиальных линиях, в том числе со спиральным внутренним проводником.

6. Выполнено полностью электромагнитное численное моделирование процесса излучения наносекундных импульсов ТЕМ-антенной коаксиального типа.

Научная ценность перечисленных результатов обусловлена тем, что они дают новые знания о физических явлениях, определяющих процессы генерирования мощных импульсов когерентного электромагнитного излучения интенсивными электронными пучками, а также процессы формирования таких пучков в сильноточных вакуумных диодах.

Разработанные в диссертации методика и средства численного моделирования расширяют возможности численного эксперимента в области электродинамики, релятивистской ВЧ электроники, физики пучков заряженных частиц.

#### *Достоверность результатов диссертационной работы*

Достоверность научных результатов, представленных в диссертационной работе, обеспечивается использованием комплексной методики исследования: сочетанием теоретического анализа, численного моделирования, эксперимента, а

также успешной реализацией заложенных идей в действующих макетах генераторов мощных импульсов электромагнитного излучения.

### *Личный вклад автора*

Основная часть результатов, представленных в диссертации, получена автором лично, при консультативной поддержке академика РАН д.ф.-м.н. С. Д. Коровина, которым была поставлена бóльшая часть задач. При изложении результатов, полученных в соавторстве либо заимствованных (приведенных в диссертации для полноты изложения), их авторство указывается отдельно. В частности, решение задачи о токе вакуумного диода с дискретной эмиссионной поверхностью (Глава 1) выполнено в сотрудничестве с к.ф.-м.н. С. Я. Беломытцевым и акад. С. Д. Коровиным, которые дали теоретическое обоснование полученным в расчетах зависимостям (Приложение 3). Анализ особенностей поглощения электромагнитной волны электронной нагрузкой (Глава 2, п. 2.4), а также оценка оптимальной длительности бегущего СВЧ-импульса (Глава 4, п. 4.2.3) проведены акад. С. Д. Коровиным. Экспериментальная часть исследований процессов генерации коротких СВЧ-импульсов в режиме пространственного накопления энергии (Глава 4, п. 4.6) выполнена автором диссертации совместно с А. А. Ельчаниновым.

### *Практическая ценность работы*

1. Разработанные в диссертации подходы к численному эксперименту в задачах сильноточной электроники и релятивистской СВЧ-электроники с использованием программных средств, как существующих, так и разработанных автором, позволяют облегчить и сделать более целенаправленным проведение натуральных экспериментов и конструирование электронных приборов, делают возможным более экономичное использование научных и производственных ресурсов.

2. Полученные в численном моделировании и эксперименте данные о токе взрывоэмиссионных катодов с дискретной поверхностью эмиссии позволили создать экспериментальные макеты катодов, обеспечивающих малую зависимость импеданса рабочей части электронного пучка от разлета катодной плазмы в течение импульса длительностью в несколько десятков наносекунд. Такие катоды в настоящее время используются для генерирования электронных пучков в двухсекционном виркаторе

(энергия электронов до 1.2 МэВ, ток до 20 кА, длительность импульса до 50 нс) и других СВЧ-генераторах без магнитного поля.

3. Результаты численного моделирования процессов генерации СВЧ-излучения в системах с виртуальным катодом позволили разработать экспериментальные макеты двухсекционных виркаторов с электродинамической обратной связью, без внешнего магнитного поля, с рабочими частотами 1.4, 2.1, и 2.6 ГГц, пиковой мощностью более 1 ГВт, с возможностью перестройки частоты генерации в пределах  $\sim 15\%$ .

4. Полученные в работе сведения о механизмах ограничения энергии и длительности импульсов мощных СВЧ-генераторов (релятивистская ЛОВ, двухсекционный виркатор) определяют требования к технологиям, которые должны быть использованы при изготовлении генераторов для повышения их выходной энергетики, а также эксплуатационные требования для таких генераторов.

5. Результаты численных экспериментов по формированию высоковольтных импульсов в генераторах на основе коаксиальных формирующих линий (в том числе, комбинированных, с внутренними проводниками спирального типа) используются при разработке сильноточных импульсно-периодических ускорителей электронов семейства СИНУС.

6. Результаты численных экспериментов по излучению электромагнитного импульса в открытое пространство с помощью осесимметричной антенны ТЕМ-типа позволили разработать источник импульсов сверхширокополосного излучения субгигаваттной мощности на основе компактного импульсно-периодического генератора высоковольтных импульсов семейства СИНУС.

7. Результаты теоретического и экспериментального исследования процессов генерации коротких СВЧ-импульсов в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии позволили определить основные принципы построения СВЧ-генераторов мультигигаваттного уровня мощности на основе электронных ускорителей компактного класса. В ходе выполнения работы был создан источник импульсов 3-см диапазона с пиковой мощностью до 3 ГВт на основе ускорителя СИНУС–200, имеющего массу менее 100 кг. Полученные результаты открывают возможность освоения диапазона мощностей излучения  $10^{10}$ — $10^{11}$  Вт при использовании уже существующих электронных ускорителей (класса СИНУС–7 и выше).

Результаты работы используются в Институте сильноточной электроники СО РАН, Институте электрофизики УрО РАН, компании ИТНПП (International Technologies for High Pulsed Power) и исследовательском центре Gramat (Франция).

#### *Публикация и апробация результатов*

Основные материалы по теме диссертации опубликованы в работах [1а—64а] и докладывались на 24 международных конференциях: 11—15 конференциях по мощным пучкам частиц BEAMS (Прага, Чехия, 1996 г.; Хайфа, Израиль, 1998 г.; Нагаока, Япония, 2000 г.; Альбукерке, США, 2002 г.; Санкт-Петербург, Россия, 2004 г.), 11—13 конференциях по импульсной технике IEEE PPS (Балтимор, США, 1997 г.; Монтерей, США, 1999 г.; Лас Вегас, США, 2001 г.), симпозиумах по мощному электромагнетизму AMEREM—EUROEM (Альбукерке, США, 1996 г.; Тель-Авив, Израиль, 1998 г.; Эдинбург, Великобритания, 2000 г.), конференциях по физике плазмы IEEE ICOPS (Санта Фе, США, 1994 г.; Новый Орлеан, США, 2000 г.), рабочем совещании NATO ARW по современным исследованиям в области разминирования (Москва, Россия, 1997 г.), конференции «Электроника и радиофизика сверхвысоких частот» (UHF-99) (Санкт-Петербург, Россия, 1999 г.), 12 и 13 Международных симпозиумах по сильноточной электронике (Томск, Россия, 2000 г. и 2004 г.), конференции по применению импульсной техники (Гельзенкирхен, Германия, 2001 г.), III, IV, V Международных совещаниях «Мощные микроволны в плазме» (Москва — Санкт Петербург, 1996 г.; Нижний Новгород — Саратов, 1999 г.; Нижний Новгород — Пермь, 2002 г.), Рабочем совещании по генерации мощных микроволн и укорочению импульсов (Эдинбург, Великобритания, 1997 г.), Конференции по мощным модуляторам (Голливуд, США, 2002 г.), VIII Межгосударственном семинаре «Плазменная электроника и новые методы ускорения» (Харьков, Украина, 2003 г.).

#### *Структура и объем диссертации*

Диссертация включает введение, пять глав, заключение, три приложения и список литературы из 222 наименований. Объем диссертации 214 страниц, число рисунков 115.

## Защищаемые научные положения

1. Развита методика численного моделирования применительно к задачам релятивистской сильноточной электроники, позволяющие анализировать физические процессы в генераторах мощных импульсов электромагнитного излучения, а также выполнять проектирование экспериментальных конструкций таких устройств и их компонентов. Эффективность данных методов подтверждена созданием СВЧ-генераторов (черенковского типа и виркаторов), уникальность параметров которых предсказывалась расчетом.

2. Ток планарного вакуумного диода с эмиссионной поверхностью на катоде, представляющей собой совокупность идентичных, имеющих неограниченную эмиссионную способность, полусферических эмиттеров с радиусом, малым по сравнению с расстоянием между эмиттерами и с зазором диода, пропорционален радиусу эмиттера в степени  $3/2$  и величине напряжения в степени  $3/2$  и обратно пропорционален величине диодного зазора в степени  $3/2$ . Это справедливо и при релятивистском уровне напряжения в диоде при том условии, что величина кинетической энергии, приобретаемой электронами в окрестности эмиттера (имеющей размер порядка его радиуса), является нерелятивистской.

3. В релятивистской лампе обратной волны эмиссия с поверхности электродинамической системы электронов и положительно заряженных ионов с токами, ограниченными объемным зарядом, приводит к прекращению процесса генерации СВЧ-излучения. При этом критическая диссипация энергии рабочей электромагнитной волны электронами эмиссии становится возможной благодаря нейтрализации их объемного заряда ионной компонентой эмиссии. В этих условиях длительность импульса излучения релятивистской ЛОВ ограничена временем накопления положительно заряженных ионов в объеме ее электродинамической системы.

4. Модуляция проходящего и отраженного токов электронного пучка с виртуальным катодом, возникающая в результате изменения кинетической энергии частиц под действием высокочастотного электромагнитного поля, способна обеспечить эффективную фазовую сепарацию электронов относительно ВЧ поля. В одномерной модели двухсекционной системы с однородными ВЧ полями

эффективность отбора энергии ВЧ полем от электронного пучка в диапазоне энергий электронов до 1 МэВ достигает 40 % при сдвиге фаз ВЧ колебаний между секциями вблизи  $\pi/2$  и до 20 % в случае синфазных полей. В трехмерной модели двухсекционной системы на основе волноводов прямоугольного сечения с синфазными ВЧ полями, имеющими поперечную структуру  $H_{10}$ , эффективность генерации СВЧ-излучения достигает 15 %.

5. В одномерной модели электронного пучка, взаимодействующего со встречной электромагнитной волной в полубесконечной замедляющей системе, при условии гиперболического нарастания сопротивления связи пучка с синхронной гармоникой волны по координате в направлении движения пучка, возможен такой режим генерации короткого (с длительностью в единицы периодов высокочастотного колебания) волнового импульса, распространяющегося навстречу электронному пучку, когда форма огибающей импульса неизменна, а его энергия линейно увеличивается с проходимым расстоянием; при этом высокочастотный ток и высокочастотное поле синфазны. При возбуждении колебаний фронтом электронного пучка коэффициент преобразования мощности электронного пучка в мощность электромагнитной волны составляет более 10 в одномерной модели и более 3 в двумерной модели. В эксперименте с использованием сильноточного пучка, генерируемого компактным ускорителем электронов, в 3-см диапазоне длин волн получена мощность излучения 3 ГВт при коэффициенте преобразования мощности до 1.8.

### **Краткий обзор методов численных моделирования и программных средств, использованных в диссертационной работе**

#### *Методы численного моделирования в сильноточной релятивистской электронике*

Основными физическими объектами, фигурирующими в задачах сильноточной электроники и релятивистской высокочастотной электроники, являются электромагнитное поле и бесстолкновительная или умеренно термализованная плазма — плотные потоки электронов и ионов. Взаимодействие потоков частиц с полями (в том числе, собственными) определяет основные процессы, происходящие в генераторах электромагнитных колебаний и системах формирования и транспортировки сильноточных пучков.

Основная задача численного моделирования в сильноточной релятивистской высокочастотной электронике состоит, таким образом, в поиске самосогласованных решений уравнений Максвелла для электромагнитного поля и уравнений движения заряженных частиц с соответствующими граничными условиями. В зависимости от характера физической задачи в расчете возможен поиск стационарных состояний или нестационарный подход; второй важнейшей характеристикой является способ описания потока заряженных частиц — гидродинамический или кинетический.

В задачах о формировании стационарных электронных пучков широко применяются стационарные методы, основанные на определении электрического поля в потенциальном приближении в сочетании с гидродинамическим описанием потока (например, в двумерных задачах, метод трубок тока). При этом уравнение Пуассона для электростатического потенциала может решаться методом конечных разностей [56], конечных элементов [142, 147] интегральных уравнений [98]. Для поиска стационарного решения используются итерационные процедуры. Следует отметить преимущество метода конечных элементов и интегральных методов с точки зрения возможности моделирования систем с существенно разномасштабными деталями геометрии.

Гидродинамический подход (метод траекторий, в многопоточном варианте [60]) в сочетании с методом связанных волн успешно используется в одномерных задачах при исследовании стационарных режимов генерации СВЧ-колебаний в системах с ограниченным числом мод. Основным условием применимости такого рода моделей является однозначность определения поля скорости для каждого из потоков, то есть отсутствие остановки электронов. При описании электромагнитной волны соответствующим нестационарным уравнением [38], возможно и описание нестационарных процессов генерации, если характерное время изменения величины поля превышает время пролета частиц через систему.

Для моделирования ситуаций с быстро (по сравнению с пролетными временами) изменяющейся амплитудой поля, действующего на электроны, а также с глубоким торможением и разворотом частиц их поток должен быть описан кинетическим способом. Наиболее употребимым является метод макрочастиц или PIC-метод (Particle-In-Cell) [22, 90, 131]. Исторически, PIC-метод был вначале использован в сочетании с потенциальной моделью для электрического поля; такой



подход позволил решить ряд нестационарных задач, где определяющим является влияние полей объемного заряда, а влияние волновых полей или мало (например, магнетронный диод), или может быть учтено в виде заданной добавки (магнетрон) [89, 152, 158]. Позднее в сочетании с полной или упрощенной системой уравнений Максвелла, PIC-метод послужил основой для многочисленных электромагнитных кодов различной размерности [7, 28, 68, 69, 128, 156, и др.].

Для решения системы уравнений Максвелла в электромагнитных кодах чаще всего используется метод конечных разностей на однородной или неоднородной сетке в декартовой, полярной, или цилиндрической системах координат. Заметим, что именно с размером ячейки сетки (который совпадает с размером макрочастицы) связано ограничение на возможность использования PIC-кодов для моделирования столкновительной плазмы: размер ячейки должен быть мал по сравнению с длиной пробега частиц между столкновениями. В противном случае наблюдается нефизический эффект «сеточного» нагрева плазмы. На сегодняшний день использование PIC-метода для решения задач с плазмой даже при условии использования алгоритмов «охлаждения» сетки оправдано при концентрации плазмы не более  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Двумерный расчет процессов эрозии в микросекундных плазменных прерывателях тока сантиметровых размеров с такой концентрацией плазмы уже требует числа макрочастиц более  $10^6$  и сотен часов машинного времени [151]. Для плазмы более высокой концентрации (например, в Z-пинчах) моделирование методом частиц теряет актуальность, уступая место методам магнитной гидродинамики. Подробный анализ современных методов численного моделирования в физике плазмы содержится в [93].

Перечислим основные программные средства, использованные в работе автором диссертации.

#### *Код KARAT*

Код KARAT (автор В. П. Тараканов, ИВТ РАН, г. Москва) [68, 96, 153] представляет собой полностью электромагнитный нестационарный код на основе PIC-метода. Потоки заряженных частиц представляются макрочастицами с фиксированным зарядом, движение которых описывается трехмерным релятивистским уравнением Лоренца. Уравнения движения интегрируются по схеме с

перешагиванием с использованием алгоритма Бориса (смещение в электрическом поле и вращение в магнитном поле разделены). Электромагнитные поля описываются уравнениями Максвелла, интегрируемыми в конечных разностях на прямоугольных сетках. Разностный алгоритм явный, с перешагиванием, на сетках, смещенных по координате и времени. Расчетная область замкнута с точки зрения граничных условий. С точки зрения размерности по электромагнитному полю, код существует в виде совокупности одномерной, двумерных (RZ, XZ, и R $\theta$ ), и трехмерных (XYZ и R $\theta$ Z) моделей.

Основное назначение кода состоит в расчете взаимодействия электромагнитных полей с бесстолкновительной (как, например, электронные и ионные потоки) или слабо термализованной плазмой. Код включает ряд феноменологических моделей проводящих, диэлектрических и магнитных сред, несколько моделей ионизации газа. Программа содержит несколько различных моделей инжекции и эмиссии заряженных частиц (в том числе самосогласованная чайлд-лэнгмюровская, модель Ричардсона, несколько моделей вторичной эмиссии), обеспечивает запуск в расчетную область электромагнитных волн различной модовой структуры, а также содержит средства для моделирования наиболее типичных внешних электрических цепей.

Геометрический блок программы дает возможность для ввода расчетных областей сложных конфигураций, что делает код пригодным для оптимизации конструкций экспериментальных электродинамических устройств (в частности, СВЧ-приборов), как обладающих осевой симметрией, так и трехмерных. Обилие заложенных расчетных и диагностических возможностей делает код KARAT одним из наиболее мощных современных средств численного эксперимента в электродинамике.

В диссертационной работе RZ-версия кода KARAT была использована в численных экспериментах по генерации СВЧ-излучения в черенковских системах с обратной волной (Глава 2, Глава 4), а также для моделирования процессов формирования высоковольтных импульсов в коаксиальных линиях и излучения импульсов в открытое пространство (Глава 5). Декартова трехмерная версия была использована для моделирования двухсекционного виркатора (Глава 3).

*Комплекс программ SuperSAM*

Комплекс SuperSAM [147, 148] (авторы Д. Г. Мякишев и В. П. Яковлев, ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) предназначен для моделирования стационарных электронных потоков в вакуумных диодах. Код 2.5-мерный: двумерный по полям и трехмерный по движению частиц, образующих трубки тока. Разработка кода была во многом связана с потребностью расчета электронных пушек, предназначенных для формирования ламинарных пучков с пространственно-развитыми катодами в условиях сильной радиальной компрессии. Программа позволяет оперировать как с чайлд-лэнгмюровскими катодами, так и с катодами, имеющими ограниченную эмиссионную способность. Код использует итерационную процедуру с релаксацией по объемному заряду. Электронный поток описывается методом трубок тока. Электрическое поле рассчитывается методом конечных элементов на кусочно-параболической сетке с 8-точечной ячейкой. При расчете используется конформное отображение физической сетки на декартову логическую сетку. Расчетная область замкнута с точки зрения граничных условий. Код реализован в вариантах с осевой (RZ) и трансляционной (XZ) симметрией полей. Использование неоднородной криволинейной сетки делает код применимым для расчета систем со сложной геометрией поверхностей и большими аспектными отношениями.

Опыт эксплуатации кода показывает, что возможность получения корректного результата в первую очередь определяется физической устойчивостью моделируемого стационарного состояния. В противном случае итерационная процедура не приводит к сходимости решения. Характерным примером того, когда стационарное равновесное (теоретически, существующее) состояние не может быть получено в расчете, является плотный электронный поток в скрещенных полях (диод с магнитной изоляцией).

В диссертационной работе код был использован для численного решения задачи о токе вакуумного диода с дискретной эмиссионной поверхностью (Глава 1) и для расчета вакуумного диода двухсекционного виркатора (Глава 3, п. 3.4.5).

*Комплекс программ SAM*

Комплекс SAM (авторы В. П. Яковлев и М. А. Тиунов, ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) предназначен для решения аксиально-симметричных задач электро-

и магнитостатики, а также расчета пучков заряженных частиц с учетом объемного заряда [98]. Код 2.5-мерный: осесимметричный по полям и трехмерный по движению частиц, образующих трубки тока.

Решение задач электростатики и линейной магнитостатики осуществляется методом граничных интегральных уравнений. Для аппроксимации распределения вторичных поверхностных источников используются сплайны третьего порядка. Для повышения точности расчета проводится аналитическое выделение особенности ядра исходного интегрального уравнения, а так же выделение особенности решения вблизи особых точек границы.

Для расчета электронных пушек и транспортировки интенсивных пучков, для построения эквипотенциалей, силовых линий и расчета траекторий отдельных частиц и используется двумерная сетка, в узлах которой рассчитываются величины полей. Электронный пучок описывается трубками тока конечной толщины. При расчете электронного диода вычисляется объемный заряд пучка в ячейках сетки, и определяются потенциалы и поля, наведенные этими зарядами на поверхности электродов и в узлах объемной сетки. Решение находится в итерационной процедуре с релаксацией по величине объемного заряда. Дополнительным условием применимости программы для расчета пучков является положительность величины скорости частиц в аксиальном направлении (код SuperSAM свободен от этого ограничения).

Программа использована в диссертационной работе для расчета напряженности электростатического поля на поверхности кромки трубчатого катода (п. 1.2).

### *Код HP HFSS*

Код HP HFSS (Hewlett-Packard High Frequency Structure Simulator) [12, 132] предназначен для расчета характеристик трехмерных электродинамических структур. Код позволяет моделировать системы с диэлектрическим, магнитным заполнением и поглощающими средами, возбуждаемые волнами заданного типа (через «порты» с соответствующими граничными условиями), либо заданными источниками ВЧ тока внутри расчетной области. Реализация кода на основе метода конечных элементов (ячейка в форме тетраэдра) с алгоритмом автоматического сгущения сетки обеспечивает высокую точность расчетов для геометрий с сильно разномасштабными

элементами. В диссертационной работе программа использована для расчета структуры ВЧ поля в электродинамической системе двухсекционного виркатора (Глава 3, п. 3.4.1).

Следующие программы были разработаны автором диссертации.

*Одномерная потенциальная PIC-модель с ВЧ полем фиксированной структуры*

Программа предназначена для нестационарного моделирования собственной динамики сильноточных электронных потоков и их взаимодействия с ВЧ полями фиксированной структуры в планарных промежутках, в том числе, секционированных. Количество сортов заряженных частиц — два (электроны и ионы). Поток представлен макрочастицами, заряд которых пропорционален текущей величине тока инжекции или тока эмиссии; количество частиц, стартующих на каждом временном шаге, постоянно. Взвешивание величин электрического поля, зарядов и токов линейное (Cloud-In-Cell). Задача одномерная по электрическому полю. Релятивистские уравнения движения интегрируются в трех измерениях (возможен учет однородного магнитостатического поля) по схеме с перешагиванием на смещенных сетках.

Полное электрическое поле (только продольная компонента) определяется как суперпозиция поля объемного заряда, найденного из решения одномерного уравнения Пуассона с граничными условиями для потенциала на электродах, и переменного электрического поля с фиксированной частотой колебаний и заданной амплитудой с каждой из секций.

В диссертационной работе код был использован при решении задачи об ограничении длительности импульса релятивистской ЛОВ (Глава 2), а также при моделировании процессов генерации СВЧ-излучения в системах с виртуальным катодом (Глава 3).

*Трехмерная потенциальная PIC-модель в цилиндрической системе координат*

Программа предназначена для нестационарного моделирования собственной динамики сильноточного электронного потока в диоде магнетронного типа. Расчетная область представляет собой продольный фрагмент коаксиальной линии с эмиссией заряженных частиц. Электрическое поле определяется из решения трехмерного

уравнения Пуассона в цилиндрической системе координат (Приложение 1). Для потенциала задаются условия Дирихле на внешнем и внутреннем электроде и условие периодичности по продольной координате и азимутальному углу. Количество сортов заряженных частиц — один (электроны). Поток представлен макрочастицами с зарядом, пропорциональным текущей величине тока инжекции (эмиссии). Форма поверхности эмиссии на внутреннем электроде может быть произвольной. Количество частиц, стартующих на каждом временном шаге, постоянно. Релятивистские уравнения движения интегрируются в трех измерениях по схеме с перешагиванием на смещенных сетках. Взвешивание величин электрического поля, зарядов и токов линейное. Возможен учет магнитостатического поля. Собственное магнитостатическое поле электронного тока не учитывается.

В диссертационной работе код использован при решении задачи о токе с катода кромочного типа с дискретной поверхностью эмиссии (Глава 1).

#### *Одномерная электродинамическая PIC-модель на основе уравнения возбуждения волновода*

Численная модель предназначена для расчета нестационарных процессов в одномодовых СВЧ-приборах с инерционной группировкой электронов в сильном продольном магнитном поле. Количество сортов заряженных частиц — один (электроны). Электронный поток представлен макрочастицами, заряд которых пропорционален текущей величине тока инжекции, при этом количество частиц, стартующих на каждом временном шаге, постоянно. Взвешивание величин электрического поля, зарядов и токов линейное. Одномерное релятивистское уравнение движения интегрируется по схеме с перешагиванием на смещенных сетках. Учитывается две бегущих электромагнитных волны с одинаковыми групповыми скоростями — прямая и обратная (для попутной волны возможен учет только несинхронных гармоник). Для описания каждой из волн используется нестационарное уравнение возбуждения волновода, интегрируемое по четырехточечной схеме. Частотная дисперсия групповой скорости волн не учитывается. Для каждой из волн задается фазовая скорость и коэффициент связи с электронным пучком (обе величины могут зависеть от продольной координаты).

Корректное применение модели требует медленного изменения амплитуды ВЧ поля в масштабе периода ВЧ колебаний. Модель не содержит известного ограничения на величину электронного КПД, характерного для гидродинамической модели [38] и возникающего при расчете быстропеременных во времени процессов.

В зависимости от поставленных начальных и граничных условий, программа позволяет решать генераторные или усилительные задачи для систем типа ЛОВ или ЛБВ. Код существует в двух вариантах, различающихся способом расчета полей собственного объемного заряда электронного пучка — метод преобразований Фурье или метод функций Грина. В последнем случае программа дает возможность для моделирования СВЧ-прибора с электронным диодом простейшей конфигурации.

В диссертационной работе код был использован при решении задачи об ограничении длительности импульса релятивистской ЛОВ (Глава 2), а также для моделирования процессов генерации коротких СВЧ-импульсов (Глава 4).

Подробное описание модели приведено в Приложении 2.

# ГЛАВА 1

## ТОК В СИЛЬНОТОЧНЫХ ДИОДАХ С ДИСКРЕТНОЙ ЭМИССИОННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

### 1.1. Введение

В большинстве устройств релятивистской сильноточной электроники рабочие потоки электронов генерируются в вакуумных диодах с холодными взрывоэмиссионными катодами. В СВЧ-приборах с длительной инерционной группировкой электронов используются коаксиальные магнитноизолированные диоды с кромочными катодами [15, 18, 84, 85, 101]; диоды с квазипланарной конфигурацией без магнитного поля находят применение в виркаторах [43, 91, 92, 27, 134, 129], а также для генерации импульсов рентгеновского излучения и в электронно-лучевых технологиях [95].

Задача генерирования мощных СВЧ-импульсов предъявляет наиболее жесткие требования к стабильности тока электронного пучка и энергии электронов в течение импульса, длительность которого обычно составляет единицы или десятки наносекунд. Как показывает опыт, коаксиальные диоды с сильным магнитным полем в основном удовлетворяют этому условию. Напротив, для планарных диодов без магнитного поля характерно уменьшение импеданса во времени [117]. В зависимости от типа используемого высоковольтного генератора, это может приводить к росту («генератор напряжения») или падению («генератор тока») мощности электронного пучка в течение импульса. За время 40—50 нс величина импеданса диода может уменьшаться более чем вдвое (рис. 1). При определенных условиях изменение мощности электронного пучка при изменении импеданса диода может быть незначительным (например, при использовании генератора на основе формирующей линии, первоначально согласованной с диодом); вместе с тем, само по себе изменение импеданса диода в СВЧ-приборах весьма нежелательно.



Опыт показывает, что заметное уменьшение импеданса вакуумного диода со взрывоэмиссионным катодом без магнитного поля начинается уже тогда, когда уменьшение эффективной величины диодного зазора за счет макроскопического расширения катодной плазмы еще пренебрежимо мало.

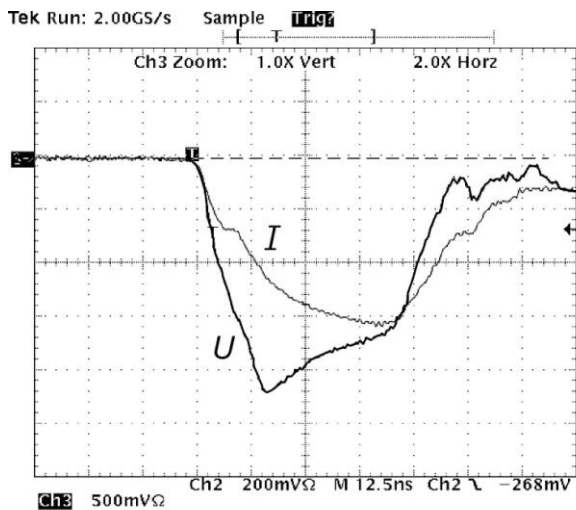


Рис. 1. Осциллограммы тока и напряжения в планарном диоде сильноточного ускорителя электронов СИНУС-7 (развертка по горизонтали 12.5 нс/кл)

В получивших распространение конструкциях холодных катодов планарного типа поверхность эмиттера обычно окружается закругленным электродом, служащим для электростатической фокусировки периферийной части формируемого электронного потока и выравнивания распределения тока по поперечному сечению. Для увеличения электрической прочности фокусирующий электрод, как правило, изготавливается из нержавеющей стали и подвергается

электрохимической полировке. Вместе с тем, во многих практических приложениях (например, в виркаторах гигаваттного уровня мощности) напряженность электрического поля на поверхности катода может превышать 1 МВ/см. При длительности импульса в несколько десятков наносекунд на поверхности фокусирующего электрода успевает появляться большее или меньшее число эмиссионных центров, что приводит к развитию паразитного тока и постепенному уменьшению импеданса диода. Ситуация осложняется при работе диода в условиях масляного вакуума, а также при большой энергетике электронного пучка ( $\sim 10^3$  Дж и более), когда имеет место эрозия и плавление поверхности электронного коллектора и выброс его материала в сторону катода в виде капельной фракции.

Катодные явления подобного рода трудно прогнозируемы, а меры по уменьшению потерь тока в диоде и повышению стабильности его импеданса в основном сводятся к повышению электрической прочности элементов его конструкции и улучшению вакуумных условий.

Вместе с тем, причины, способные вызвать изменение импеданса вакуумного диода во времени, не ограничиваются экспансией взрывной эмиссии и

макроскопическим расширением катодной плазмы. Уже в наносекундном диапазоне длительности импульсов на величину тока могут оказывать влияние микроскопические процессы расширения катодной плазмы. Хорошо известно, что в начальные моменты времени эмиссионная поверхность холодного катода представляет собой совокупность отдельных плазменных образований — эмиссионных центров [20, 77, 78, 79]. С течением времени размер центров увеличивается (для металлических и графитовых катодов характерная скорость расширения катодной плазмы  $V_{пл} \sim 2 \cdot 10^6$  см/с). Это, очевидно, приводит к увеличению величины отбираемого с них тока. Таким образом, имеются условия для роста тока диода во времени даже при постоянном приложенном напряжении и при неизменном числе эмиссионных центров на катоде. Исследованию этого механизма изменения тока в вакуумном диоде посвящена настоящая глава диссертации.

## 1.2. Экспериментальное наблюдение тока одиночного эмиссионного центра

Рассмотрению характеристик диода с дискретной эмиссионной поверхностью на катоде следует предпослать исследование поведения одиночного эмиссионного центра. Следует ожидать, что по мере расширения образующей эмиссионный центр плазмы токоотбор с него возрастает. Подтверждение этому интуитивному

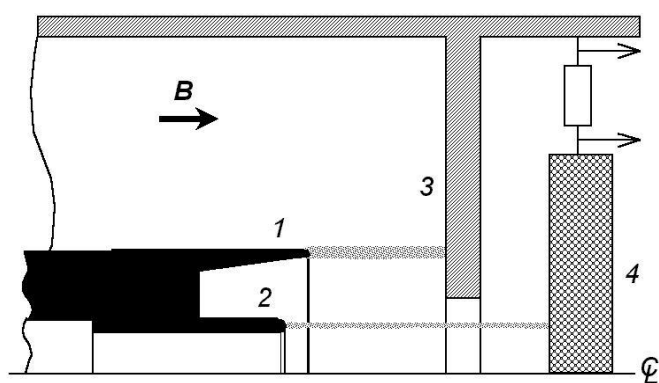


Рис. 2. Схема эксперимента с двойным катодом: 1 — внешний катод, 2 — внутренний катод, 3 — диафрагма, 4 — коллектор электронов с малоиндуктивным токовым шунтом.

предположению было получено в эксперименте, предложенном С. Д. Коровиным и выполненном автором диссертации. Поскольку наблюдать за функционированием отдельных эмиссионных центров в планарном диоде при релятивистском уровне напряжения затруднительно, был использован коаксиальный магнитноизолированный диод с

двойным графитовым катодом (рис. 2). Диаметр внешнего катода составлял 21 мм. Внутренний катод диаметром 9 мм имел тороидальную кромку толщиной 0.8 мм и мог вдвигаться во внешний. При этом ток внутреннего пучка изменялся от значений порядка 0.5 кА до нуля при его максимальном заглублении, когда взрывная эмиссия

на нем отсутствует. Продольный зазор в диоде (для внешнего катода) составлял 13 мм. Полный ток определялся в основном внешним катодом, мало зависел от положения внутреннего катода и составлял около 7 кА при напряжении 580 кВ. Это позволяло, изменяя положение внутреннего катода, варьировать начальную напряженность электрического поля на его кромке, сохраняя напряжение и полный ток в диоде практически постоянными<sup>1</sup>. Эксперимент проводился в режиме однократных импульсов на сильноточном электронном ускорителе СИНУС–6 с длительностью импульса 20 нс.

Структура внутреннего пучка контролировалась по автографам на мишенях из винипроза, закрытых тонкой алюминиевой фольгой, а его ток измерялся низкоиндуктивным шунтом в цепи электронного коллектора. Разрешение по величине измеряемого тока составляло  $\sim 0.1$  А. Малая толщина мишени (0.5 мм) позволяла при необходимости одновременно со снятием отпечатка контролировать форму импульса прошедшего через мишень тока.

На рис. 3 представлены автографы электронного пучка с внутреннего катода при различном его заглублении, а также указаны соответствующие максимальные величины напряженности электрического поля на его кромке, рассчитанные с помощью программы SAM [98] в отсутствие пучка. Напряженность магнитного поля 25 кЭ. Отметим, что видимые следы потемнения на мишени из винипроза представляют собой ореолы вокруг истинных следов электронных струй, имеющих вид оплавлений меньшего размера.

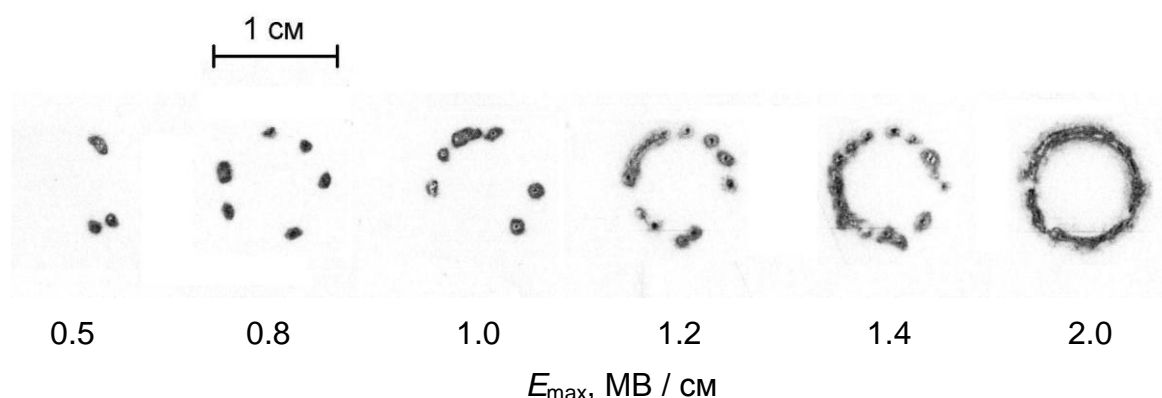
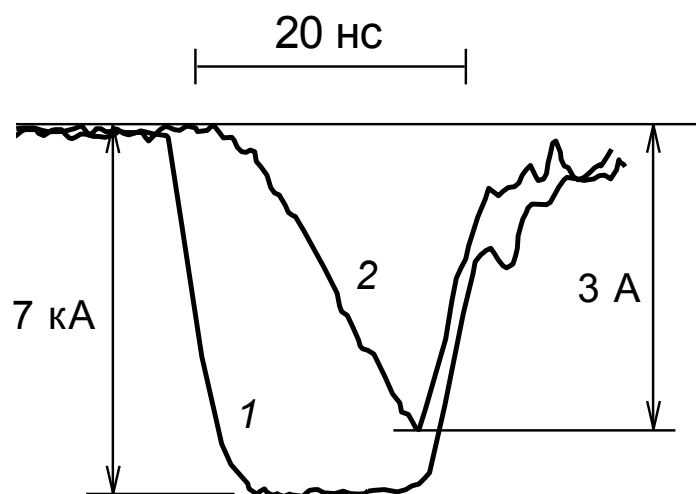


Рис. 3. Автографы электронного пучка с внутреннего катода и соответствующие расчетные величины «холодной» напряженности электрического поля на его кромке

<sup>1</sup>Возможность управления током в системе с вложенными пучками за счет эффекта экранировки рассматривалась в [86].

При напряженности поля менее 1.5 МВ/см начинает отчетливо проявляться дискретность эмиссионной поверхности, а при  $E < 500$  кВ/см взрывная электронная эмиссия полностью прекращается. Обращает на себя внимание нарастающая форма тока при малом числе центров на катоде. При малом заглублении внутреннего катода, при плотном расположении эмиссионных центров, импульс тока подобен импульсу



напряжения и имеет оформленную плоскую часть. В то же время, ток с одиночного центра монотонно растет в течение импульса напряжения, резко обрываясь при окончании последнего (рис. 4).

Минимальная зарегистрированная амплитуда тока с одиночного центра составила 2—3 А. В ряде случаев автограф пучка на мишени демонстрировал наличие двух

Рис. 4. Осциллограммы полного тока в диоде (1) и тока с одиночного эмиссионного центра на внутреннем катоде (2).

центров различной яркости, а ступенчатая осциллограмма коллекторного тока свидетельствовала о том, что эти центры возникают последовательно с задержкой в несколько наносекунд.

### 1.3. Моделирование методом макрочастиц

Для получения ответа на вопрос, в какой мере нарастающий характер тока с катода, имеющего разреженную эмиссионную поверхность, можно связывать с ростом размера эмиссионных центров во времени, было выполнено трехмерное численное моделирование фрагмента катодной поверхности.

Если величина зазора в диоде мала по сравнению с радиусом трубчатого катода, то можно вместо коаксиального диода рассматривать линейный диод. В свою очередь, если не интересоваться процессами, происходящими на боковой поверхности катода, можно в приближенном расчете заменить трубчатый катод с закругленной кромкой на цилиндрический проводник с малым радиусом, задавая эмиссию на одной из его сторон, в диапазоне углов менее  $180^\circ$ , а анод также задать цилиндрическим (рис. 5). Поскольку в присутствии сильного магнитного поля

формируемый электронный поток представляет собой струю, достаточно тонкую в масштабе диодного зазора, конфигурация электрического поля с тыльной стороны катодного цилиндра не будет оказывать сильного влияния на поведение пучка. Таким

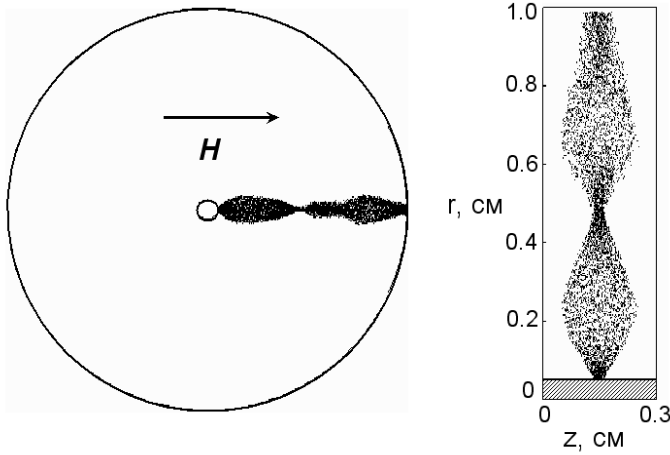


Рис. 5. Конфигурация расчетной области и электронного потока при расчете в периодической цилиндрической модели

образом, если рассматривать «ячейку» диода, содержащую единственный эмиссионный центр (имея в виду, что кромку катода составляет периодическая последовательность таких ячеек), то для расчета может быть использована потенциальная PIC-модель в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$ , периодическая по  $\varphi$  и  $z$ . Диаметр катодного проводника в расчетах составлял 1 мм, анода — 2 см. Число радиальных разбиений сетки составляло около 200, а числа разбиений по  $\varphi$  и  $z$  подбирались такими, чтобы на поперечнике эмитирующего пятна укладывалось не менее четырех разбиений по обеим координатам.

Пример расчетной конфигурации электронного потока в координатах  $(r, \varphi)$  и  $(r, z)$  при минимальном размере области эмиссии ( $s = 0.125$  мм) и напряженности магнитного поля 30 кЭ представлен на рис. 5. На рис. 6, а представлены расчетные зависимости тока в ячейке от ее периода (размера по  $z$ ) при четырех фиксированных размерах эмитирующего пятна, а на рис. 6, б — соответствующие кривые для тока на единицу длины катода, полученные при той же напряженности магнитного поля. При фиксированном расстоянии между центрами ток каждого из них уменьшается с уменьшением его размера, причем эта зависимость наиболее выражена, когда расстояние между центрами существенно превышает их размер. При редком расположении эмиттеров кривые  $I_1(p)$  выходят на насыщение. Это говорит о том, что взаимное влияние центров мало и их можно считать изолированными. Расстояние, на котором взаимное влияние центров пропадает, уменьшается при уменьшении их размера. Таким образом, при неизменных макроскопических размерах в диоде, импеданс центра определяется в основном плотностью заряда в его окрестности.

В связи с последним обстоятельством следует отметить, что расчет продемонстрировал существенное влияние напряженности магнитного поля на импеданс дискретной эмитирующей структуры. На рис. 7 изображены зависимости тока, приходящегося на один центр размером 0.25 мм, от периода структуры,

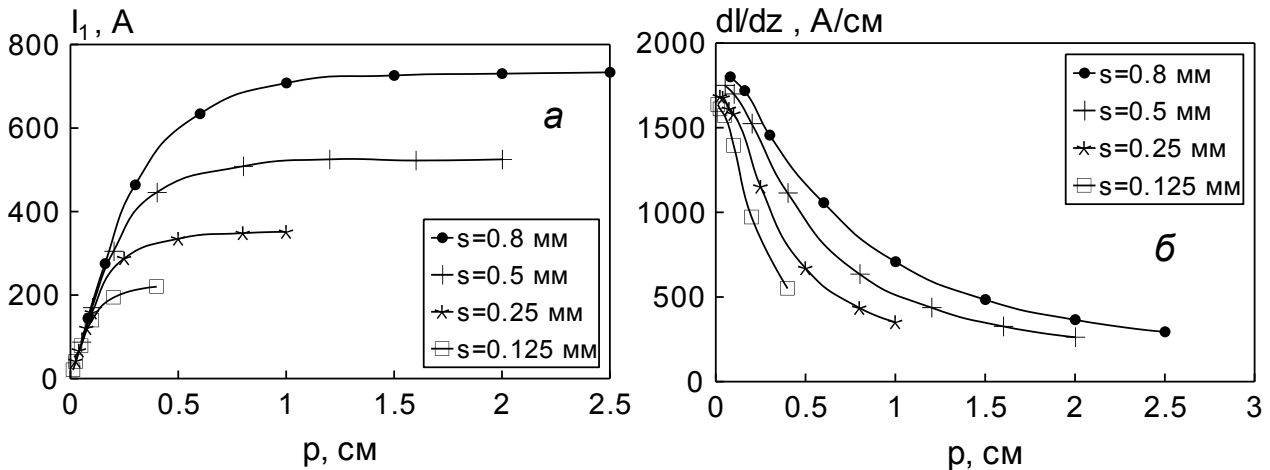


Рис. 6. Расчетные зависимости тока в ячейке от ее периода (размера по  $z$ ) при четырех фиксированных размерах эмитирующего пятна ( $a$ ), и соответствующие кривые для тока на единицу длины катода ( $b$ ).

в отсутствие магнитного поля и при напряженности магнитного поля 30 кЭ и  $10^3$  кЭ. В последнем случае поперечное движение электронов в пучке практически отсутствует. Видно, что ток центра снижается с ростом магнитного поля. Однако, величина тока в отсутствие магнитного поля отличается от двух последующих случаев при любых расстояниях между центрами. Это является следствием веерообразной, а не струйной формы пучка, определяющей принципиально иной характер распределения плотности тока в диоде. Токи для случаев 30 и  $10^3$  кЭ

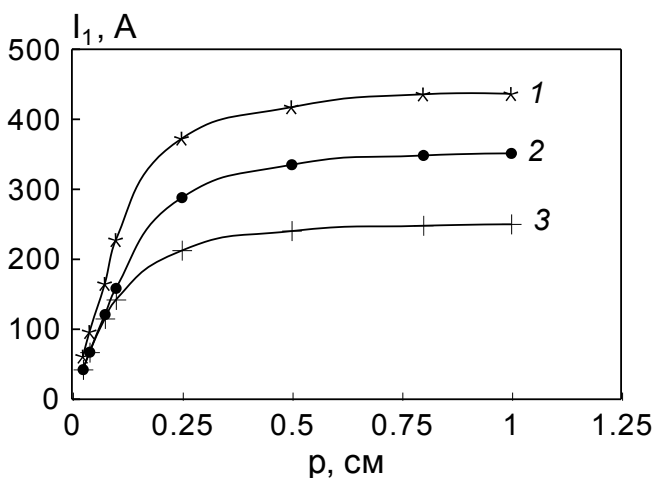


Рис. 7. Удельный ток эмиссионного центра при  $H = 0$  (1),  $H = 30$  кЭ (2),  $H = 10^3$  кЭ (3)

значительно различаются для сильно отстоящих эмиссионных центров и сближаются при приближении эмиссионной поверхности к непрерывной. Отметим, что магнитное поле в 30 кЭ, являющееся «сильным» с точки зрения макроскопической динамики пучка в диоде данных размеров, не является таковым в смысле влияния на эмиссионный центр,

поскольку размер последнего все еще мал в масштабе циклотронного вращения электронов.

Таким образом, численное моделирование подтвердило, что нарастание тока в КДМИ при выраженной дискретности эмиссионной поверхности может объясняться снижением импеданса отдельных эмиссионных центров вследствие расширения образующей их плазмы.

Данные результаты, полученные с использованием метода макрочастиц для диода с кромочным катодом, являются приближенными, носят качественный характер и едва ли могут быть взяты за основу для формализации. Нестационарный характер PIC-метода не способствует точности расчета. Как оказалось, большие возможности в этом смысле дает решение стационарной задачи о токе уединенного эмиттера в плоском диоде и токе периодической структуры таких эмиттеров.

#### 1.4. Расчет тока одиночного полусферического эмиттера

Простейшей моделью, описывающей уединенный плазменный эмиссионный центр, по-видимому, является, модель полусферического эмиттера в плоском диодном промежутке (рис. 8, а)<sup>2</sup>. Определим величину тока уединенного эмиттера, затем перейдем к случаю периодически расположенных эмиттеров. Ограничимся случаем малости размера эмиттера  $R$  по сравнению с диодным зазором  $D$ :  $R/D \ll 1$ . На практике это соответствует моментам времени  $t \ll D/V_{пл}$ .

Попытки решения данной задачи делались неоднократно. Так, Шубин и Юрике ([107], также п. 12.2 в [78]), используя метод удельных емкостей, получили квадратичную зависимость тока от параметра  $R/D$ . Djogo и Cross [123], интерполировав результаты численных расчетов, произведенных методом трубок тока, получили выражение, дающего линейную зависимость тока от  $R/D$  при малых величинах этого параметра.

Автором диссертации для численного решения задачи был использован стационарный код SuperSAM, также использующий метод трубок тока. Реализованная в программе возможность локального сгущения конечно-элементной сетки в окрестности мелких деталей геометрии естественно подходит для решения

---

<sup>2</sup> Более сложную модель сферического эмиттера на вершине острия ([80], см. также п. 12.2 в [78]) мы здесь не рассматриваем.

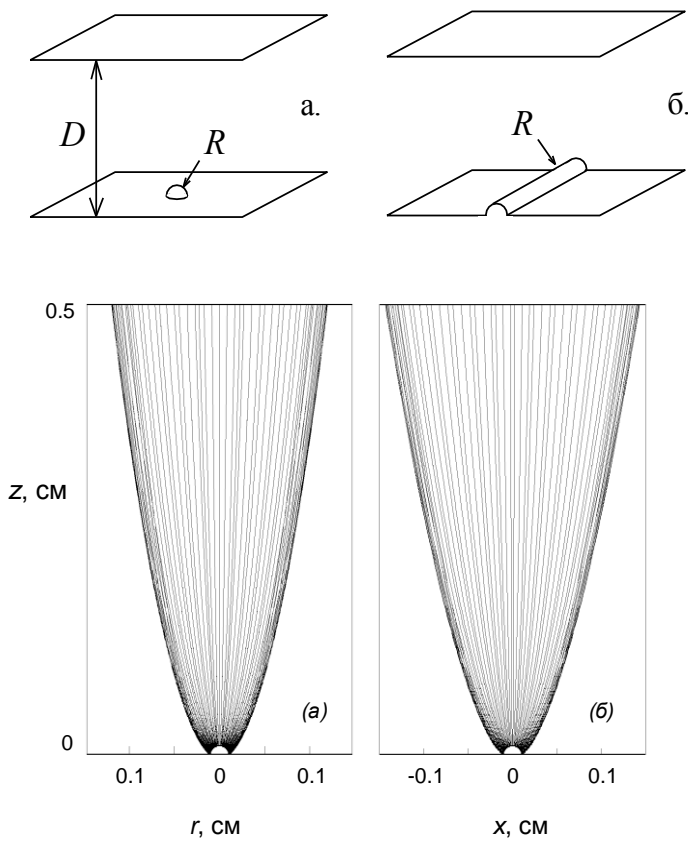


Рис. 8. Диоды с эмиттером «точечного» (а) и «линейного» (б) типов, и соответствующие расчетные электронные траектории в окрестности эмиттера ( $R = 0.01$  см,  $U = 500$  кВ,  $D = 4$  см)

данной задачи, где различные характерные размеры могут отличаться по величине на несколько порядков (размер эмиттера  $10^{-4}—10^{-1}$  см, величина диодного зазора  $10^0—10^1$  см, расстояние между эмиттерами  $10^{-4}—10^0$  см).

Конечно-разностные РИС-коды для прецизионного решения задачи не использовались. Причины этого очевидны и связаны, во-первых, с проблемами, возникающими при попытках локального сгущения декартовых сеток, а во-вторых, — с нестационарным и дискретным (с точки зрения представления электронного тока) характером

расчета, не являющимся необходимым для расчете стационарных состояний и к тому же способным вызвать шум измеряемых величин и численные неустойчивости (например, колебания прикатодного слоя объемного заряда при чайлд-лэнгмюровской эмиссии).

Выполненные автором диссертации расчеты полусферического эмиттера (рис. 9, 10), в которых отношение  $R/D$  изменялось от  $2.5 \cdot 10^{-3}$  до 0.1, показали, что стационарное решение существует и что с точностью  $\sim 1\%$  ток уединенного эмиттера описывается степенной зависимостью

$$I = \beta \sqrt{e/m} (RU/D)^{3/2} \quad (1.1)$$

где безразмерный коэффициент  $\beta$  приблизительно равен 0.47 в системе СГС.

Аналогичные расчеты, выполненные для линейного полуцилиндрического эмиттера (рис. 8, б), дали следующую зависимость для величины тока на единицу длины эмиттера:



$$dI/dl = \beta_1 (e/m)^{1/2} R^{1/2} (U/D)^{3/2}, \quad \beta_1 \approx 0.08. \quad (1.2)$$

Расчетные конфигурации электронного потока, полученные для эмиттеров полусферической и полуцилиндрической формы, изображены на рис. 8.

Последующее теоретическое рассмотрение, выполненное Беломытцевым и Коровиным (см. Приложение 3) подтвердило, что полученные в расчете степенные зависимости в пределе  $R/D \rightarrow 0$  являются точными.

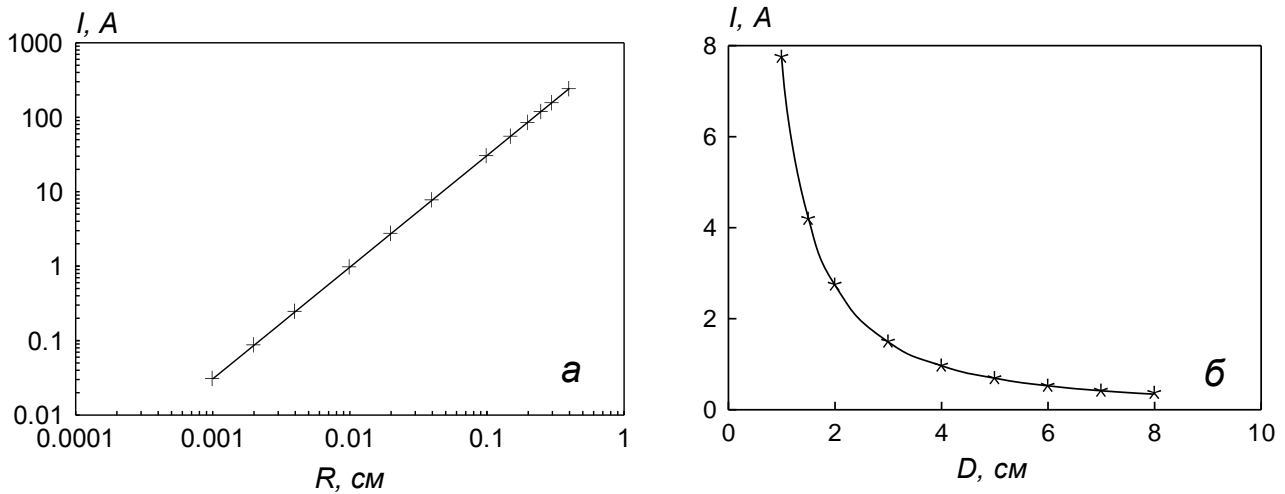


Рис. 9. Зависимость тока в диоде с полусферическим эмиттером от (а) радиуса  $R$  эмиттера при величине зазора  $D = 4$  см и (б) величины  $D$  диодного зазора при  $R = 0.01$  см. Напряжение  $U = 500$  кВ. Точки — численный расчет, прямая — расчет по формуле (1.1) при  $\beta=0.47$ .

Особо отметим тот факт, что при малых размерах эмиттера ( $R/D \ll 1$ ) релятивистское отклонение зависимости тока от напряжения от закона «трех вторых» происходит при напряжении приблизительно в  $D/R$  раз больше, чем для однородного плоского диода. Это связано с тем, что ток эмиттера определяется объемным зарядом в его непосредственной окрестности, имеющей размер порядка  $R$ . Даже при релятивистском полном напряжении в диоде  $U$  энергия электронов в окрестности эмиттера  $\varepsilon \sim eUR/D$  может быть много меньше релятивистских значений. Это и определяет нерелятивистский закон поведения тока. Таким образом, условие применимости выражений (1.1), (1.2) имеет вид:

$$(\Gamma - 1) \frac{R}{D} \ll 1 \quad (1.3)$$

(рис. 10, см. также следующий параграф). Если же напряжение в диоде велико настолько, что электроны становятся релятивистскими уже вблизи эмиттера, то зависимость тока от напряжения стремится к линейной, а степень при  $R$  в ней

уменьшается на  $1/2$ . Нетрудно видеть, что для эмиттеров линейного типа ток в этом случае вообще не зависит от  $R$ .

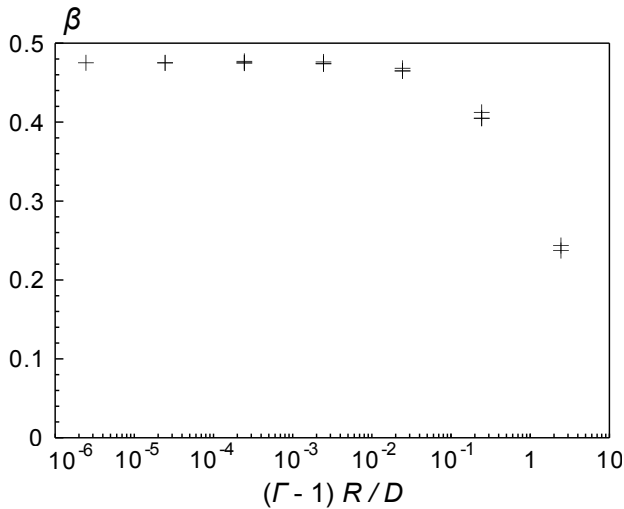


Рис. 10. Зависимость безразмерного коэффициента в выражении (1.1) от параметра, характеризующего степень релятивизма электронов в окрестности эмиттера

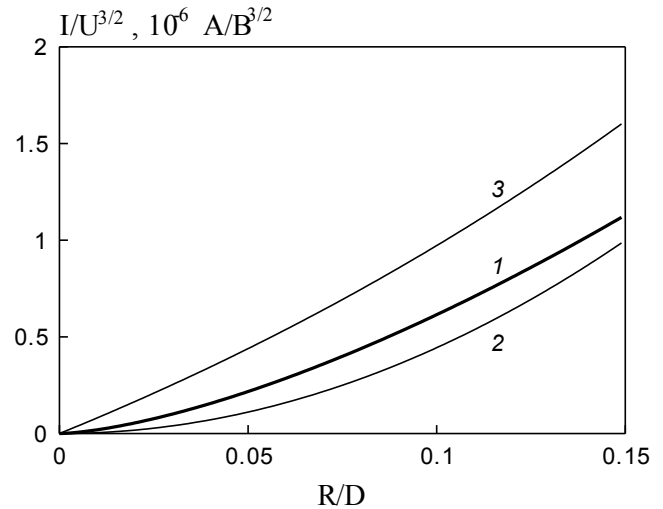


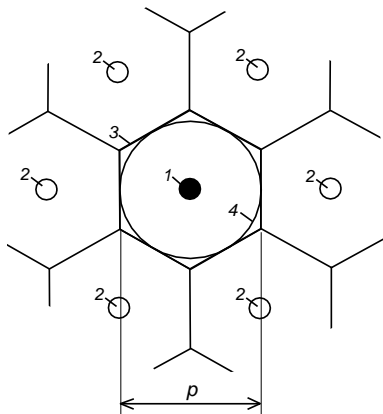
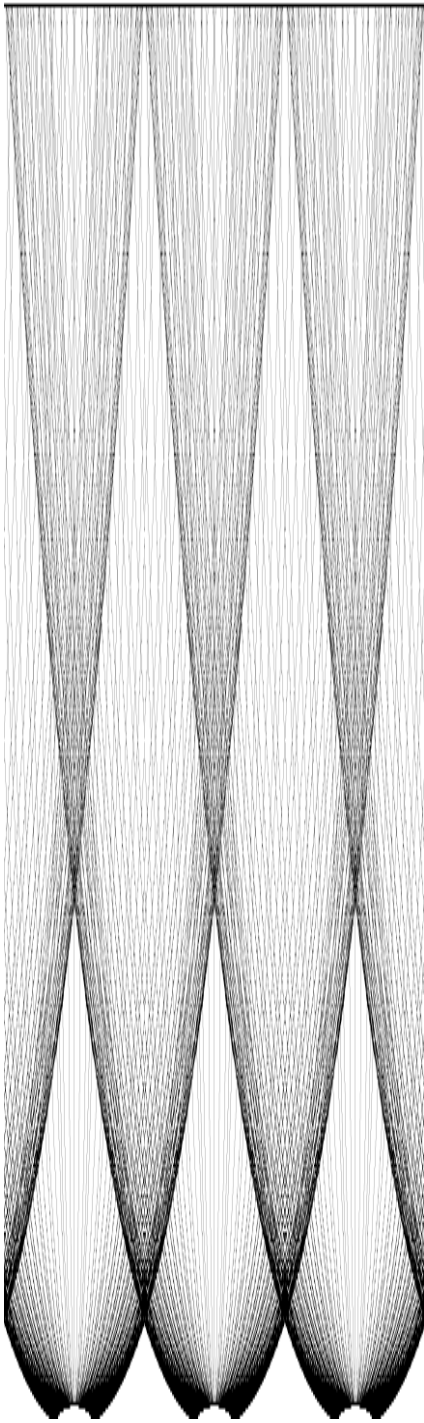
Рис. 11. Зависимость первеанса планарного диода с одиночным полусферическим эмиттером от отношения радиуса эмиттера к величине зазору: 1 — по формуле (1.1), 2 — согласно [107], 3 — согласно [123].

Условие (1.3) удовлетворяется в большинстве практически важных случаев, то есть при скорости расширения плазмы  $\sim 10^6$  см/с, длительности импульса напряжения в единицы и десятки наносекунд и его амплитуде в несколько мегавольт, диодном зазоре в единицы сантиметров (см. также рис. 14).

На рис. 11 приведен результат сравнения полученного результата для полусферического эмиттера с результатами [107, 123].

### 1.5. Ток периодической системы эмиттеров

Для моделирования плоского диода с периодической катодной структурой в общем случае требуется трехмерный код. На момент выполнения работы автор располагал двумя трехмерными декартовыми кодами на основе PIC-метода (XYZ версия кода KARAT и потенциальный код собственной разработки), допускающими постановку периодических граничных условий по двум из трех координат, то есть позволяющими моделировать структуру с ячейкой прямоугольной формы. Тем не менее, по причинам, указанным выше, эти коды не были использованы для решения задачи. С точки зрения получения решения, пусть приблизительно описывающего форму ячейки, зато прецизионно учитывающего объемный заряд в окрестности эмиттера, выбор был сделан в пользу кода SuperSAM, использующего метод трубок тока.



На возможность приближенного расчета структуры с шестигранной ячейкой с помощью осесимметричного кода было указано С. Я. Беломытцевым. Действительно, пусть эмиттеры расположены на расстоянии  $p$  друг от друга (далее обозначим  $x=2R/p$ ,  $y=p/D$ ). При численном моделировании ячейку можно аппроксимировать цилиндром радиуса  $p/2$ , задав на его боковой поверхности условие Неймана для электростатического потенциала и условие зеркального отражения для электронных траекторий (рис. 12). Таким образом, расчетная задача из трехмерной превращается в осесимметричную двумерную.

До изложения результатов расчета отметим, что С. Я. Беломытцевым было предложено аналитическое выражение, приближенно описывающее усредненную плотность тока в диоде с периодической эмитирующей структурой во всем диапазоне от  $x = 0$  до  $x = 1$ :

$$j = j_{pd} / A, \quad A = 1 + \frac{f(x)y^{1/2}}{2^{3/2} \beta x^{3/2}} \left( \frac{\Gamma^{2/3} - \Gamma^n}{\Gamma - 1} \right)^{3/2} \quad (1.4)$$

Здесь  $j_{pd}$  — плотность тока в чайлд-лэнгмюровском плоском диоде со сплошной эмиссией, которая может быть выражена следующей формулой, асимптотически точной в нерелятивистском [140] и ультрарелятивистском пределах и дающей отклонение не более 1 % от точного решения [137] в

Рис. 12. Расчетные траектории электронов в периодической структуре: 1 — полусферический эмиттер, 2 — воображаемые соседние эмиттеры, 3 — граница шестигранной ячейки, 4 — фактически моделируемая цилиндрическая граница.

промежуточной области напряжений:

$$j_{pd} = \frac{I_a}{2\pi D^2} (\Gamma^{2/3} - \Gamma^n)^{3/2}, \quad n = 2/3 - 2/9^{2/3} \approx 0.204425.$$

Весовая функция  $f(x)$  должна удовлетворять условиям  $f(0) = 1, f(1) = 0$ , а ее конкретный вид зависит от формы периодической ячейки, содержащей эмиттер, и может быть приближенно найден из численных расчетов. При  $x \rightarrow 0$  выражение (1.4) переходит в формулу (1.1) для тока одиночного эмиттера, а при  $x=1$  — в выражение для тока однородного плоского диода.

Результаты расчета для диода с полусферическими эмиттерами представлены на рис. 13, 14. Точками на рис. 13 даны примеры зависимостей тока одного эмиттера от отношения его диаметра к периоду ячейки для  $D = 4$  см,  $U = 500$  кВ. Кривыми изображены те же зависимости, но рассчитанные по формуле (1.4) с весовой функцией, взятой в виде  $f(x) \approx 1 - x^{1-x}$ . Численный результат и результат расчета по формуле различаются менее чем на 5 %.

Зависимости первеанса полусферического эмиттера от напряжения в периодической системе при  $p = 0.1$  см представлены на рис. 14. Нетрудно видеть, что чем меньше относительный размер эмиттера  $x$ , тем до более высоких напряжений сохраняется нерелятивистская зависимость тока от напряжения  $I \propto U^{3/2}$ , характерная для одиночного эмиттера.

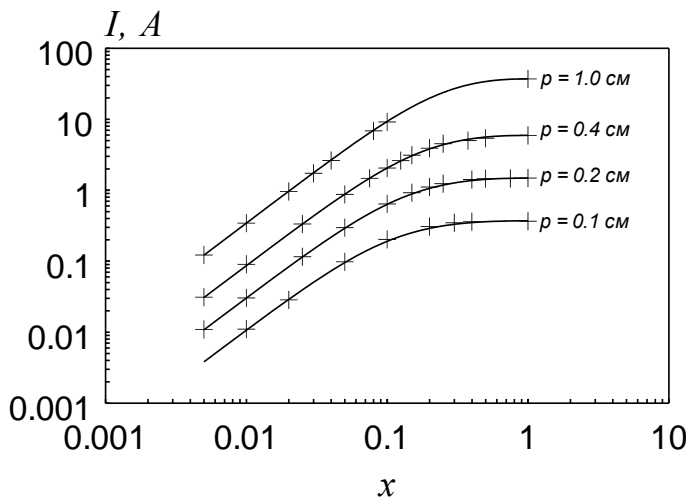


Рис. 13. Зависимости тока полусферического эмиттера в периодической системе от отношения диаметра эмиттера к периоду ячейки при  $D = 4$  см,  $U = 500$  кВ. Точки — численный расчет, кривые — расчет по формуле (1.4)

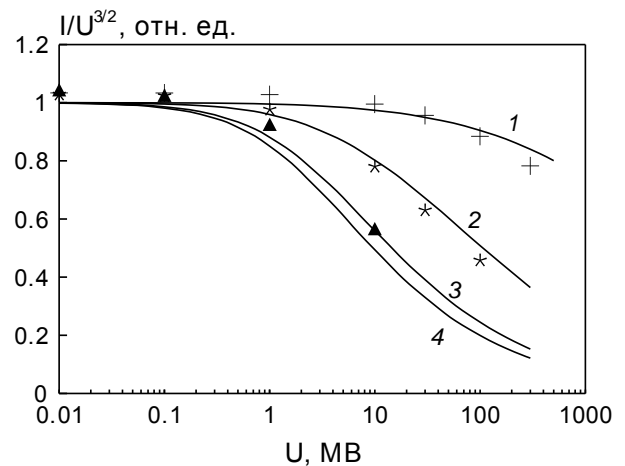


Рис. 14. 1—3: зависимости первеанса в расчете на один полусферический эмиттер от напряжения при  $p = 0.1$  см. Радиус эмиттера: 1 — 5 мкм, 2 — 25 мкм, 3 — 100 мкм. Точки — численный расчет, кривые — расчет по формуле (1.4); 4 — релятивистская зависимость для однородного плоского диода.

Отклонение аналитического результата от численного, имеющее место в области очень больших напряжений, объясняется нарушением условия отсутствия релятивизма в движении электронов в окрестности эмиттера (разумеется, вид формулы, выражающей соответствующее ограничение для периодической системы эмиттеров, должен отличаться от (1.3) содержанием параметра  $p$ ). Что касается зависимости тока в периодической системе от величины диодного зазора, то, как показали численные расчеты, она по мере уменьшения параметра  $x$  стремится к виду  $I \propto D^{-3/2}$ , характерному для одиночного эмиттера.

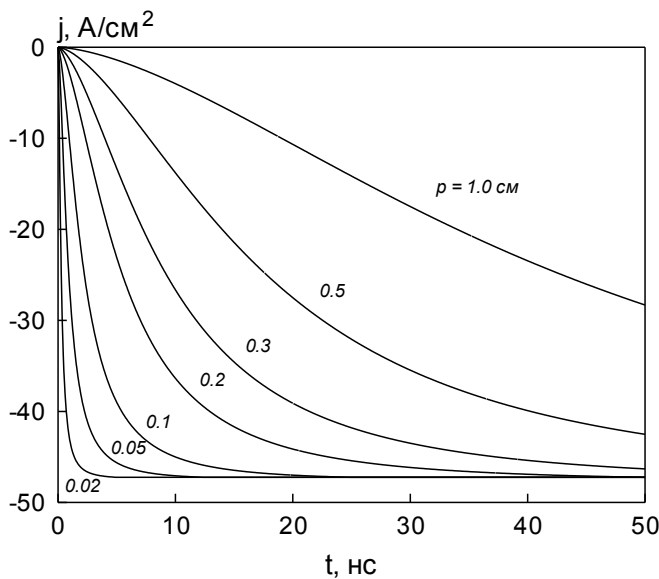


Рис. 15. Зависимости плотности тока от времени в планарном диоде с дискретной эмиссионной поверхностью, рассчитанные в соответствии с выражением (1.4) при  $D = 4$  см,  $U = 500$  кВ для различных расстояний между эмиссионными центрами. Скорость расширения эмиттера  $2 \cdot 10^6$  см/с.

На рис. 15 изображены расчетные зависимости средней плотности тока от времени для катода с полусферическими эмиттерами, расширяющимися со скоростью  $2 \cdot 10^6$  см/с, при различных расстояниях между эмиттерами. Сопоставление подобных зависимостей с экспериментально измеренными осциллограммами тока может быть использовано для оценки состояния эмиссионной поверхности на катоде.

### 1.6. Конфигурация катодной поверхности, обеспечивающая постоянство импеданса вакуумного диода во времени

Итак, расширение плазмы отдельных эмиссионных центров, расположенных на поверхности плоского катода, делают невозможной стабилизацию импеданса диода вплоть до момента слияния плазмы соседних центров. С другой стороны, опыт свидетельствует о том, что при напряженности электрического поля в сотни киловольт на сантиметр быстрое формирование однородной эмиссионной

поверхности планарного катода невозможно [59a]. Одна из причин этого состоит в экранировке электрического поля в окрестности вновь появившегося эмиссионного центра, приводящей к увеличению времени развития взрывной эмиссии в этой области [14].

Конфигурация катодной поверхности, обеспечивающая минимальную зависимость импеданса квазипланарного диода от размеров катодной плазмы, была предложена С. Я. Беломытцевым. На основании закона сохранения потока обобщенного импульса через границы квазипланарного диода им было показано [3а, 4а], что рост тока происходит в том случае, когда увеличение эмиссионной поверхности на катоде приводит к уменьшению нормальной компоненты силы, действующей на катод со стороны электрического поля. Так, напротив, в коаксиальном диоде с продольным ведущим магнитным полем ток постоянен, если плазма покрывает всю кромку тонкого кольцевого катода. Несмотря на разлет плазмы, давление на катод в аксиальном направлении равно нулю, и именно этим и объясняется постоянство тока [15, 101]. Следовательно, чтобы обеспечить постоянство тока в планарном диоде, необходимо обеспечить неизменность давления электрического поля на катод при разлете плазмы.

В предложенной конструкции катода на плоском основании установлены тонкие параллельные лезвия (рис. 16). Расстояние между лезвиями  $p \ll l$  и  $p \ll D$ . Если кромки лезвий покрыты плазмой<sup>3</sup>, то давление на катод близко к нулю и почти не зависит от разлета плазмы. Это объясняется тем, что при  $p \ll l$  электрическое поле на основании катода сильно экранировано.

При разлете плазмы может измениться геометрия пучка, и это приведет к тому, что соотношение между давлениями поля и частиц также изменится, хотя суммарное давление на анод сохранится. Однако при малой длительности импульса фронт плазмы проходит расстояние, много меньшее характерных линейных размеров в диоде, и поэтому можно ожидать, что изменение тока во времени будет незначительным.

---

<sup>3</sup> Благодаря усилению электрического поля на кромке лезвия можно рассчитывать на быстрое появление на ней большого числа эмиссионных центров, расположенных с достаточной плотностью.

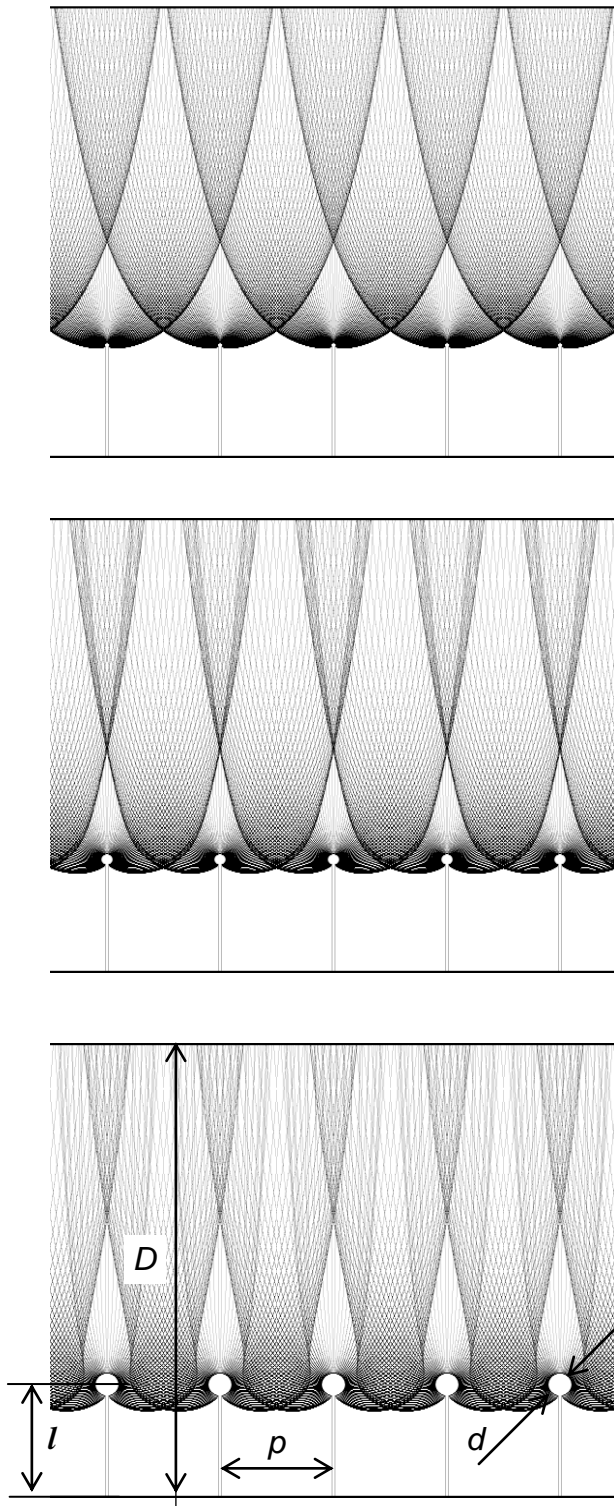


Рис. 16. Электронные траектории в диоде с лезвийным катодом ( $p = 1$  см,  $D = 4$  см,  $l = 1$  см,  $U = 500$  кВ). Расчет при  $d = 0.02, 0.1, 0.2$  см (сверху вниз).

Проверка высказанного предположения была выполнена численно с помощью SuperSAM. Действительно, расчеты показали, что в периодической системе ток  $I_1$  на единицу длины одного лезвия мало зависит от диаметра  $d$  цилиндрического эмиттера, расположенного на его кромке, несмотря на то, что вид электронных траекторий меняется существенным образом (рис. 16). Кривая 2 рис. 17 соответствует случаю  $p = 1$  см,  $U = 500$  кВ,  $D = 4$  см,  $l = 1$  см. Приведенная для сравнения кривая 3 соответствует плоскому диоду с зазором  $D = 3$  см и эмиттерами в виде полуцилиндров (рис. 8, б) с радиусом  $r = d/2$ , также расположенными с периодом 1 см.

Попутно заметим, что при выполнении условий  $p \ll l$ ,  $p \ll D$  величина тока в диоде с периодической лезвийной поверхностью близка к величине тока в однородном плоском диоде с зазором  $(D - l)$ . Численный расчет показал, что при указанных выше геометрических размерах расхождение не превышает 10% (пунктирная линия на рис. 17).

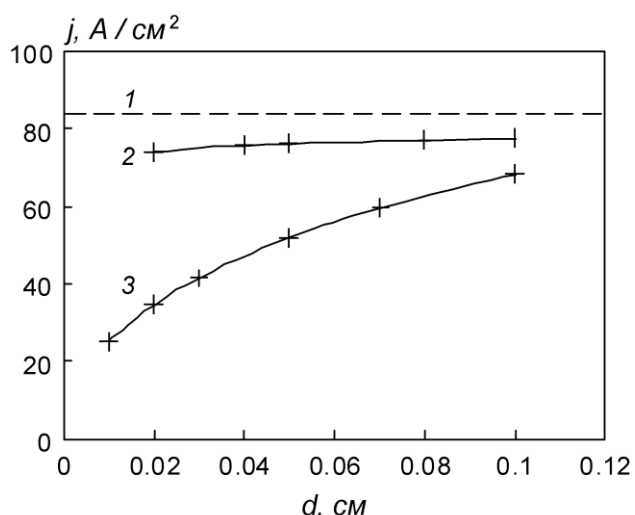


Рис. 17. Расчетная усредненная плотность тока в планарном диоде: 1 — плоский катод с однородной эмиссией, 2 — многолезвийный катод, 3 — плоский катод с полумонокристаллическими эмиттерами.



Рис. 18. Многолезвийный металлодиэлектрический катод, использованный в конструкции виркатора дециметрового диапазона длин волн

На основе полученных результатов, с участием автора диссертации были разработаны и изготовлены взрывоэмиссионные катоды с эмиссионной поверхностью в виде лезвий, выполненных из тонкого (0.2 мм) фольгированного стеклотекстолита (рис. 18). Поскольку толщина стеклотекстолита мала по сравнению с расстоянием между лезвиями, его присутствие не приводит к существенному изменению конфигурации электрического поля по сравнению со случаем чисто металлических лезвий; с другой стороны, облегчается образование плазмы в месте контакта металлодиэлектрик. Массивная подложка с лезвиями заключалась в оправу (фокусирующий электрод) из нержавеющей стали с полутороидальной формой кромкой. Катоды с диаметром эмиссионной поверхности 40, 55, 70, и 100 мм были использованы для генерирования электронных пучков сплошного сечения с плотностью тока до  $0.2 \text{ кА/см}^2$  в СВЧ-генераторах с виртуальным катодом без внешнего магнитного поля (Глава 3, п. 3.5). При напряжении в вакуумном диоде  $\sim 1 \text{ МВ}$  не удалось избежать развития взрывоэмиссионного тока с фокусирующего электрода, в результате чего величина полного импеданса диода уменьшалась на несколько десятков процентов в течение импульса (50—100 нс). Однако, отдельное измерение величины тока, эмитированного с лезвийной части катода<sup>4</sup>, показало, что соответствующая этому току величина импеданса мало изменяется за время  $\sim 100 \text{ нс}$ . Это подтверждает

<sup>4</sup> Измерения были выполнены С. А. Кицановым, И. К. Курканом, С. Д. Полевиным.



предсказанные свойства лезвийной катодной структуры. В дальнейшем, используя для формирования высоковольтных импульсов «генератор напряжения» на основе генератора Маркса и низкоомной водяной формирующей линии и отсекая паразитный ток, эмитированный с фокусирующего электрода, диафрагмой, удалось реализовать ситуацию, когда мощность электронного пучка, инжектированного в виркатор, сохранялась на постоянной уровне в течение  $\sim 200$  нс. Это позволило получить в виркаторе дециметрового диапазона СВЧ-импульсы с энергией 70—100 Дж [39а, 48а].

### 1.7. Заключение

Итак, в планарном сильноточном вакуумном диоде с разреженной эмиссионной поверхностью расширение плазмы отдельных эмиссионных центров приводит к росту тока во времени еще задолго до того, когда происходит заметное изменение эффективной величины межэлектродного зазора. При этом на ранних стадиях процесса величина тока существенно меньше чайлд-лэнгмюровской для диода со сплошной поверхностью эмиссии, а по мере слияния плазменных образований приближается к ней.

Для эмиттеров полусферической формы ток пропорционален его радиусу в степени  $3/2$ ; для полуцилиндрического эмиттера зависимость более слабая, пропорциональная корню квадратному из радиуса эмиттера. Согласно полученным полуэмпирическим выражениям (1.1), (1.2), для плоского диода с разреженной эмиссионной поверхностью (как точечного, так и линейчатого типа) ток обратно пропорционален величине диодного зазора в степени  $3/2$ , а не квадрату этой величины, как в случае сплошной эмиссионной поверхности. При этом зависимость тока от напряжения в диоде остается нерелятивистской даже при релятивистской полной энергии электронов. Последнее является следствием того, что ток, отбираемый с эмиттера, определяется лишь объемным зарядом в его окрестности, а не во всем объеме диоде.

Следует ожидать, что характерные зависимости для тока, полученные для плоского диода с эмиттерами точечного типа с точностью до геометрического коэффициента справедливы и при криволинейной форме электродов, при условии,

что расстояние между эмиттерами все еще много меньше радиуса кривизны поверхности. В пользу этого свидетельствует нарастание тока во времени, зарегистрированное в случае одиночного эмиссионного центра в коаксиальном магнитноизолированном диоде с катодом кромочного типа (п. 1.2).

Процесс расширения плазмы индивидуальных центров определяет минимальную длительность формируемого токового импульса. Следует заметить, однако, что для корректного применения полученных результатов к реальным диодам нужна дополнительная информация о динамике эмиссионной поверхности на катоде. Приведенные выше зависимости получены в предположении о неизменности числа эмиссионных центров во времени и их эквидистантном расположения. Вместе с тем, не вызывает сомнений, что появление эмиссионных центров на катоде происходит не одновременно (неоднородность микрорельефа, эффект экранировки).

В заключение отметим, что результаты, изложенные в пп. 1.4, 1.5 и Приложении 3, допускают экспериментальную проверку. Для этого зависимости тока планарного диода тока от времени, напряжения и величины зазора должны быть получены в условиях, когда постоянное число эмиссионных центров на катоде и их эквидистантное расположение искусственно обеспечены — например, путем создания на электропрочной поверхности катода микроострий или микролезвий.

## ГЛАВА 2

### МЕХАНИЗМ ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛОВ ГИГАВАТТНОЙ МОЩНОСТИ

#### 2.1. Введение

Ограничение длительности СВЧ-импульсов — одна из серьезнейших проблем, возникающих при реализации микроволновых генераторов большой импульсной мощности. Как показали многочисленные независимые исследования, в релятивистских генераторах на основе сильноточных релятивистских электронных пучков длительность импульсов излучения обычно ограничена величинами  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  с при величине электрических полей на поверхности электродинамической системы  $10^5$ — $10^6$  В/см. В настоящее время максимальная величина энергии СВЧ-импульсов релятивистских генераторов не превышает нескольких сотен джоулей.

Круг обсуждаемых в литературе возможных причин данного явления весьма широк [4, 5, 50, 113,<sup>5</sup> 138, 141, 144, 37a]. Для черенковских приборов с ведущим магнитным полем, при длительности импульса  $\sim 10$  нс, когда движением катодной и коллекторной плазмы можно пренебречь, основную роль в укорочении СВЧ-импульса играет, по-видимому, плотная плазма, образующаяся на поверхности электродинамической системы в интенсивных ВЧ полях. Возможные источники плазмы — взрывная эмиссия [50], а также десорбированный газ, ионизуемый вторичными и рассеянными электронами [138].

В релятивистской ЛОВ [61, 118] (рис. 19) ограничение длительности импульса было зафиксировано уже при мощности излучения в несколько сотен мегаватт [3, 50]. При продвижении в мультигигаваттный диапазон мощностей проблема приобретает особую остроту. Так, при пиковой мощности 3 ГВт длительность импульса составляла лишь 6 нс — почти на порядок меньше длительности электронного пучка

---

<sup>5</sup> См. также другие публикации в тематическом спецвыпуске IEEE TPS (1997, v. 25, no. 2).

(50 нс) [37а, 53а]. На поверхности замедляющей системы ЛОВ были обнаружены взрывоэмиссионные кратеры.

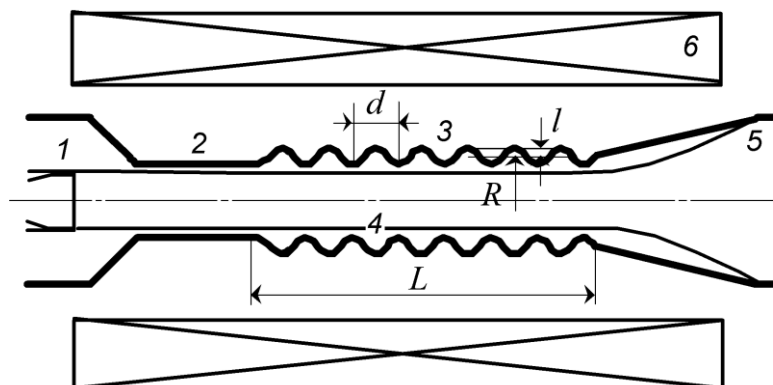


Рис. 19. Традиционная конфигурация релятивистской ЛОВ: 1 — трубочатый катод, 2 — запердельное сужение, 3 — замедляющая система, 4 — электронный пучок, 5 — коллектор, 6 — катушки магнитного поля

Позднее [51а—55а] были получены экспериментальные данные, прямо указывающие на связь между развитием взрывной эмиссии и укорочением СВЧ-импульса. В лампе 3-см диапазона с импульсной мощностью  $\sim 500$  МВт (энергия электронов 600 кэВ, ток пучка 4.7 кА, магнитное поле 26 кЭ, при масляном вакууме  $10^{-4}$  Па, производилось провоцирование взрывной эмиссии путем помещения в замедляющую систему эмитирующих графитовых вставок (не влияющих на «холодную» электродинамику) либо нанесения рисок на поверхность гофрировки. При этом длительность СВЧ-импульса сокращалась с 15 до 6 нс. Наиболее сильное укорочение импульса наблюдалось при помещении вставки в середину замедляющей системы. При этом в пространстве между гофрами наблюдался поток электронов с высокой плотностью тока  $\sim 1$  кА/см<sup>2</sup>.

В настоящей главе приводятся результаты теоретического и численного исследования процесса ограничения длительности импульса релятивистской ЛОВ в условиях, когда движением катодной и коллекторной плазмы можно пренебречь. При этом мы исходим из предположения, что ограничение длительности СВЧ-излучения релятивистской ЛОВ происходит вследствие прекращения процесса генерации в приборе, а не иных причин, таких как, например, пробой выходного тракта или вакуумного окна.

## 2.2. Стартовый ток ЛОВ с диссипацией (затуханием рабочей волны)

Начнем с важного допущения, на котором основаны дальнейшие рассуждения. Одной из величин, характеризующих любой микроволновый генератор, является критический ток, необходимый для поддержания уже развившегося процесса генерации. В общем случае критический ток может быть меньше стартового — таковы генераторы с жестким возбуждением. В действительности, и для классической модели лампы обратной волны известна область параметров, где наблюдается гистерезис рабочего цикла [38, 62]. Однако, поскольку размер этой области сравнительно невелик, мы пренебрегаем этим явлением и далее отождествляем критический ток со стартовым.

Итак, если в процессе генерации величина стартового тока ЛОВ возросла и превысила текущую величину тока электронного пучка, следует ожидать, что процесс генерации по прошествии некоторого времени прекратится. Ниже будет показано, что именно к таким последствиям может приводить эмиссия заряженных частиц из плотной плазмы (например, взрывоэмиссионной) на поверхности электродинамической системы ЛОВ.

Резонно предположить, что появление плазмы на поверхности электродинамической системы ЛОВ может вызвать большее или меньшее продольное затухание рабочей электромагнитной волны. Не вдаваясь пока в условия и детали механизма затухания (об этом см. в пп. 2.4—2.7), определим его влияние на величину стартового тока прибора. При этом будем считать, что декремент затухания не зависит от мощности, переносимой волной.

Сформулируем стационарную гидродинамическую модель однородной ЛОВ, в которой рабочая волна затухает в продольном направлении с известным декрементом. Рассмотрим черенковское взаимодействие электронного пучка с синхронной пространственной гармоникой электромагнитной волны, распространяющейся навстречу пучку (в отрицательном направлении по  $z$ ). Пучок трубчатый, с бесконечно тонкой стенкой, радиуса  $r_b$ . Поперечным движением электронов пренебрегаем (сильное продольное магнитное поле). В этом случае, единственная компонента ВЧ поля, действующего на электроны пучка, есть

$$E_z(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left[ A(z) \hat{E}(r) e^{i\theta} \right],$$

где  $A(z)$  — амплитуда волны,  $\hat{E}(r)$  — мембранная функция, описывающая поперечную структуру поля синхронной гармоники,  $\theta = \omega t - h_s z$  — фаза гармоники,  $h_s$  — ее продольное волновое число. Пусть в отсутствие взаимодействия волны с пучком она затухает по закону  $\frac{dA}{dz} = h''A$ , причем  $h'' > 0$  (поскольку рассматривается встречная волна). Следуя хорошо разработанному подходу [17], вводя величину относительного изменения энергии электронов  $w = 1 - \gamma/\gamma_0$  (где  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор) и предполагая  $w \ll 1$ , запишем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dw}{dz} = \text{Re} \left[ \frac{eA(z)\hat{E}(r_b)}{mc^2\gamma_0} e^{i\theta} \right] \\ \frac{d\theta}{dz} = -\delta + k\mu w \\ \frac{dA}{dz} = -\frac{I_b\hat{E}(r_b)}{\pi N} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 + h''A \end{cases} .$$

Здесь  $\delta = h_s(V_0 - V_{ph})/V_0$  — расстройка черенковского синхронизма,  $\mu = \gamma_0(\gamma_0^2 - 1)^{-3/2}$  — параметр неизохронности,  $k = \omega/c$ ,  $I_b$  — ток пучка,  $N$  — норма волны,  $V_0$  — начальная скорость электронов,  $V_{ph} = k/h_s$  — фазовая скорость синхронной гармоники. Граничные условия имеют вид:  $w(0)=0$ ,  $A(L)=0$ ,  $\theta(0)=\theta_0$ , здесь  $L$  — длина системы, а  $\theta_0 \in [0, 2\pi]$  — фазы влета электронов в пространство взаимодействия.

Введем сопротивление связи пучка с полем синхронной гармоники

$$Z = 2|\hat{E}(r_b)|^2/k^2 N, \text{ параметр Пирса } C = \left( \frac{I_b c Z}{2I_A(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \right)^{1/3}, \text{ и безразмерные величины:}$$

продольную координату  $\xi = kzC$ , расстройку синхронизма  $\Delta' = \frac{\delta}{kC}$ , декремент

затухания  $\Delta'' = \frac{h''}{kC}$  и амплитуду волны  $F = \frac{kCN}{I_b|\hat{E}(r_b)|} e^{-i\Delta'\xi}$ . Здесь  $I_A = mc^3/e$  — ток

Альфвена. После линеаризации системы уравнений по величине динамического фазового смещения электронов в волне, получаем уравнение для амплитуды волны

$$F''' + i\Delta F'' - iF = 0$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} F(\xi_L) = 0 \\ F'(0) = -i\Delta F(0) \\ F''(0) = \Delta^2 F(0) \end{cases}$$

Здесь  $\xi_L = kLC$  — безразмерная длина системы, а также введена величина  $\Delta \equiv \Delta' + i\Delta''$ . Таким образом, затухание волны формально учитывается введением мнимой части в величину расстройки синхронизма  $\Delta$ . Поиск решения в виде

$$F = \sum_{j=1}^3 F_j e^{-i\chi_j \xi}$$

приводит к дисперсионному уравнению

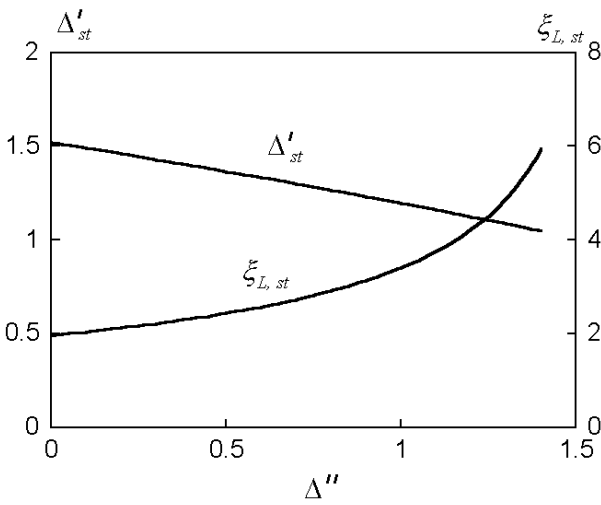
$$\chi_i^2(\chi_i - \Delta) - 1 = 0$$

с условием

$$\begin{vmatrix} e^{-i\chi_1 \xi_L} & e^{-i\chi_2 \xi_L} & e^{-i\chi_3 \xi_L} \\ \chi_1 - \Delta & \chi_2 - \Delta & \chi_3 - \Delta \\ \chi_1^2 - \Delta^2 & \chi_2^2 - \Delta^2 & \chi_3^2 - \Delta^2 \end{vmatrix} = 0.$$

Таким образом, собственные величины стартовой задачи ЛОВ — вещественная часть расстройки синхронизма  $\Delta'_{st} = \text{Re}(\Delta_{st})$  и безразмерная стартовая длина  $\xi_{L,st}$  — становятся функциями декремента  $\Delta''$  (рис. 20). При отсутствии затухания ( $\Delta'' = 0$ ) имеем известные величины  $\Delta'_{st} = 1.52$  и  $\xi_{L,st} = 1.97$ .

Стартовая длина определяет стартовый ток ЛОВ:



$$I_{st} = I_A \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{4\pi^3 cZ} \left( \frac{\lambda}{L} \xi_{L,st} \right)^3$$

(2.1)

(заметим, что при нахождении стартовых величин выражение для параметра Пирса должно содержать  $I_{st}$  вместо  $I_b$ ).

Было выполнено сравнение величин стартового тока, рассчитанных по формуле (2.1), с величинами, полученными в нестационарной

Рис. 20. Собственные числа стартовой задачи ЛОВ в зависимости от безразмерного декремента затухания волны

одномерной модели ЛОВ. В последнем случае величины  $I_{st}$  определялись из условия обращения в нуль временного инкремента ВЧ поля (см. врезку на рис. 21), то есть, неизменности амплитуды ВЧ поля после прохождения через систему переднего прямоугольного фронта электронного пучка (для устранения при стационарном токопротекании дробового шума, вызванного конечностью числа макрочастиц, было использовано равномерное позиционирование частиц на входе в систему).

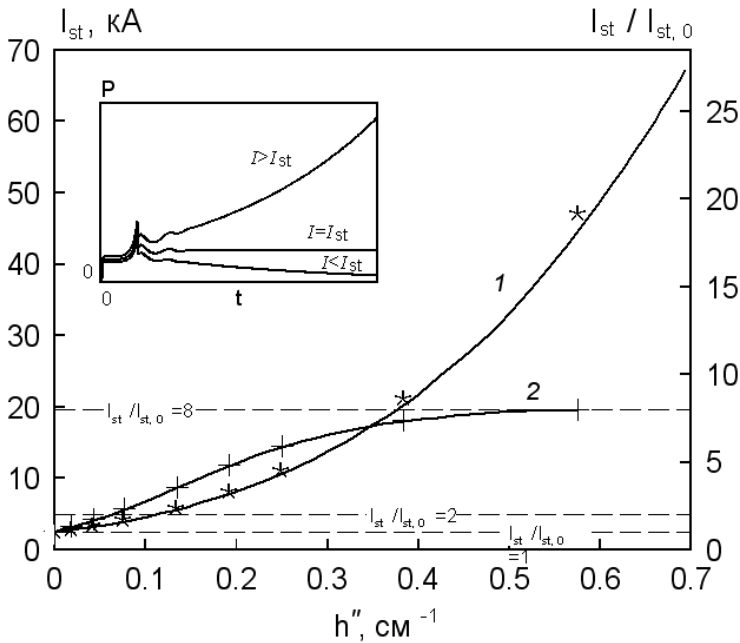


Рис. 21. Стартовый ток ЛОВ как функция эффективной величины декремента затухания волны: 1 — распределенное затухание (звездочки — одномерная PIC-модель, кривая согласно выражению (2.1); 2 — сосредоточенное ослабление (одномерная PIC-модель). Врезка иллюстрирует определение стартового тока в одномерной модели.

в котором локальный волновой «ослабитель» находился в середине системы ( $z = L/2$ ). Амплитуда волны в этой точке скачком уменьшалась пропорционально  $\exp(-h''L)$ , то есть, при отсутствии взаимодействия с пучком, ослабление волны было таким же, как и в предыдущем случае распределенного ослабления.

Видно, что при малых  $h''$  локальное ослабление волны вызывает большее изменение в стартовом токе, чем «эквивалентное» распределенное. Для ЛОВ с перечисленными выше параметрами удвоение стартового тока происходит при 76-% ослаблении волны по мощности, что соответствует эффективной величине  $h'' = 0.06 \text{ см}^{-1}$ . Напротив, при больших  $h''$ , увеличение стартового тока конечно и

При постоянном декремента затухания волны вдоль длины системы величины стартового тока, полученные аналитически и численно, отличались не более чем на 5 %. Рис. 21 иллюстрирует случай однородной ЛОВ без учета несинхронных гармоник и объемного заряда электронного пучка со следующими параметрами:  $\lambda = 3 \text{ см}$ ,  $L = 12 \text{ см}$ ,  $Z_{-1} = 1 \text{ Ом}$ ,  $\varepsilon_0 = 500 \text{ кэВ}$ . Так, удвоение величины стартового тока происходит при  $h'' = 0.12 \text{ см}^{-1}$ .

Кривая 2 на том же рисунке иллюстрирует расчет, в



стремится к фактору  $8 = 2^3$ , что соответствует разделению ЛОВ на две независимые части равной длины. Подчеркнем, что возрастание стартового тока максимально именно при срединном положении ослабителя. Очевидно, что помещение ослабителя на любом из краев классической ЛОВ не влияет на процесс генерации.

### 2.3. Влияние затухания волны на работу ЛОВ

На рис. 22 изображены временные зависимости выходной мощности ЛОВ в случае мгновенного «включения» сосредоточенного волнового поглотителя, рассчитанные с помощью одномерной РС-модели. Поглотитель расположен в середине лампы и включается в момент  $t = 15$  нс. Кривые (а) соответствуют классической (без учета влияния несинхронных гармоник) ЛОВ без объемного заряда ( $\lambda = 3$  см,  $L = 12$  см,  $Z_{-1} = 1$  Ом,  $\varepsilon_0 = 500$  кэВ). Кривые (б) относятся к лампе с теми же параметрами, но дополнительно оптимизированной с точки зрения эффективности по

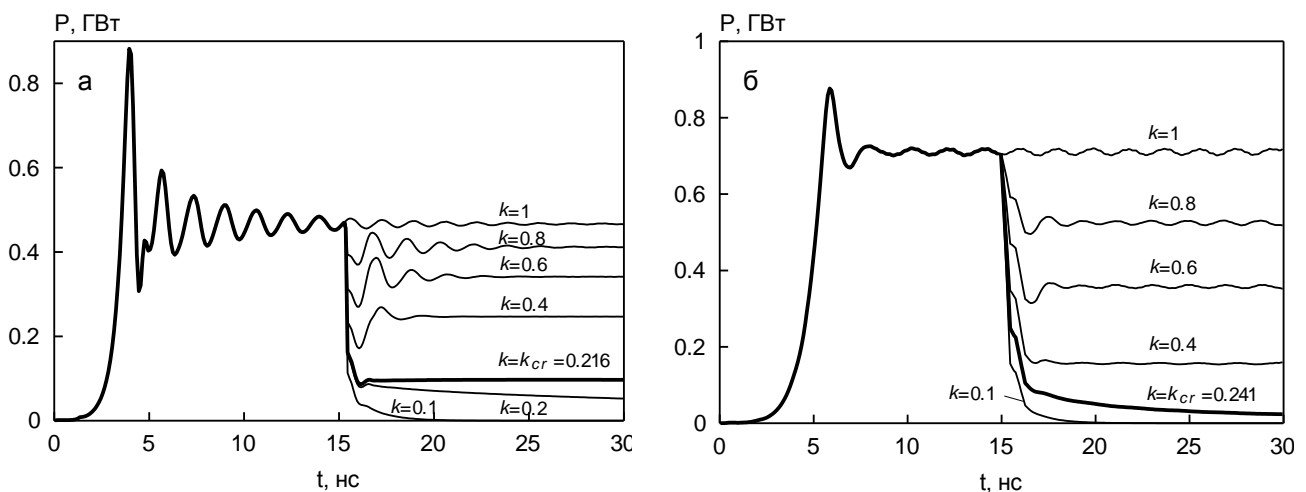


Рис. 22. Расчетные формы импульса выходной мощности ЛОВ для различных величин коэффициента  $k$  прохождения волны по мощности при сосредоточенном ослаблении: *а* — без учета взаимодействия с попутной волной и объемного заряда ( $I_b = 5.07$  кА,  $I_{st,0} = 2.535$  кА), *б* — лампа, оптимизированная по взаимодействию с основной гармоникой попутной волны и объемному заряду ( $I_b = 4.4$  кА,  $I_{st} = 2.2$  кА). Время «включения» волнового поглотителя  $t = 15$  нс (одномерная РС-модель)

объемному заряду и взаимодействию с нулевой гармоникой попутной волны. Сопротивление связи с нулевой гармоникой 3 Ом, сдвиг фаз между синхронной гармоникой и нулевой гармоникой попутной волны на левом краю прибора ( $-70^\circ$ ). Коэффициент прохождения волны по мощности  $k$  одинаков для встречной и попутной волн. В обоих случаях (а, б) имеет место одинаковое (двукратное) начальное превышение тока пучка над стартовым током. Жирные кривые на рисунке

соответствуют критическому поглощению волны ( $k = k_{cr}$ ), при котором стартовый ток сравнивается с током пучка.

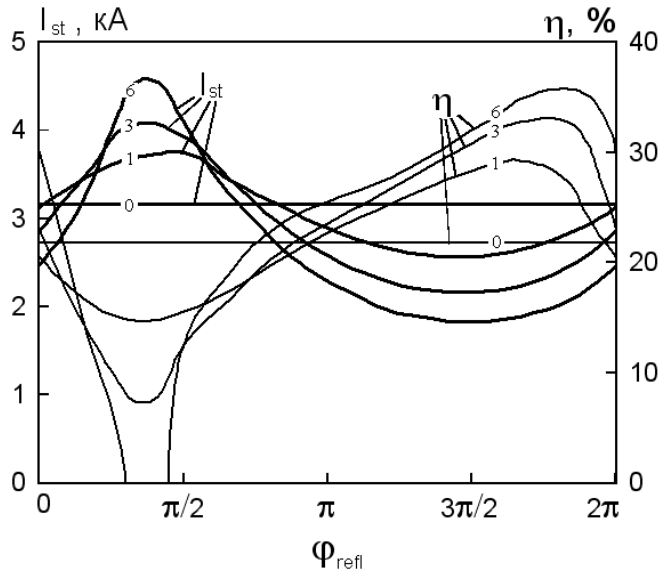


Рис. 23. Расчетные зависимости стартового тока ЛОВ и нелинейной эффективности генерации от разности фаз между  $(-1)$  гармоникой встречной волны и нулевой гармоникой попутной волны на левом краю прибора (на кривых указаны величины сопротивления связи пучка с нулевой гармоникой в омах). Параметры лампы те же, что и на рис. 7, б.

Отметим, что взаимодействие пучка с несинхронной нулевой пространственной гармоникой попутной волны может влиять на величину стартового тока ЛОВ (рис. 23). Оптимальные в этом смысле лампы особенно чувствительны к затуханию рабочей электромагнитной волны.

В целом, рассмотренный механизм прекращения генерации в ЛОВ обусловлен нарушением обратной связи в приборе (очевидно, что непосредственно на процесс модуляции электронного пучка присутствие поглотителя не влияет).

#### 2.4. Особенности поглощения электромагнитной волны электронной нагрузкой

Перейдем к деталям механизма поглощения волны в ЛОВ<sup>6</sup>. Плотная плазма на поверхности гофр замедляющей системы представляет собой идеальный эмиттер заряженных частиц (с током, ограниченным объемным зарядом). Эмитированные частицы могут отбирать энергию у электромагнитной волны, вызывая ее затухание в пространстве. Рассмотрим основные закономерности этого процесса.

Прежде всего, отметим тот факт, что в гигаваттной релятивистской ЛОВ электроны, эмитированные с одного гофра, могут достичь противоположного гофра в течение одного ВЧ периода. Действительно, условие черенковского синхронизма в ЛОВ имеет вид  $\omega \approx h_{-1}v_e$ , где  $h_{-1} = \bar{h} - h_0$ ,  $\bar{h} = 2\pi/d$ ,  $d$  — период гофрировки,  $h_0$  — продольное волновое число основной гармоники,  $v_e$  — скорость электронов. Следовательно, в релятивистском случае ( $v_e \approx c$ ) и вдали от критической частоты

<sup>6</sup> Аналитические результаты получены С. Д. Коровиным

волновода имеем  $d \approx \lambda/2 = cT/2$ , где  $T$  — период ВЧ поля. С другой стороны, при гигаваттном уровне мощности, электрическое поле в ЛОВ 3-см диапазона на поверхности замедляющей системы составляет  $10^5$ — $10^6$  В/см. Это означает, что, при сантиметровом зазоре между гофрами, максимальное смещение релятивистского электрона за период ВЧ поля составляет  $\sim cT/2$ , то есть близко к периоду гофрировки.

Вообще, если заряженные частицы, набрав кинетическую энергию в поле электромагнитной волны, отдадут ее затем стенкам волновода, то связанные с этим потери энергии волны есть

$$P_{loss} = \frac{dN}{dt} \langle \varepsilon \rangle,$$

где  $dN/dt$  — число частиц, поглощенных поверхностью волновода за единицу времени,  $\langle \varepsilon \rangle$  — средняя энергия, набираемая частицами.

Рассмотрим одномерное движение заряженной частицы с зарядом  $e$  и массой  $m$  в однородном высокочастотном поле

$$E(t) = E_0 \sin(\omega t + \theta_0),$$

где  $\theta_0$  — начальная фаза частицы. Пусть начальная скорость частицы равна нулю. Тогда величина импульса частицы

$$p = \frac{eE_0}{\omega} [\cos\theta_0 - \cos(\omega t + \theta_0)]$$

принимает максимальное значение  $p_{max} = 2eE_0/\omega$  в момент времени  $\omega t = \pi$  при  $\theta_0 = 0$  (то есть, при старте в начале ускоряющей фазы поля). Кинетическая энергия частицы есть

$$\varepsilon = mc^2 \left( \sqrt{1 + \tilde{p}^2} - 1 \right),$$

где  $\tilde{p} = \beta\gamma = p/mc$  — безразмерный импульс. В нерелятивистском случае, максимальная кинетическая энергия частицы и ее смещение за ВЧ период есть, соответственно,

$$\varepsilon_{max} = \frac{1}{2m} \left( \frac{eE_0 T}{\pi} \right)^2, \quad \Delta z = \frac{eE_0 T^2}{2\pi m}.$$

В ультрарелятивистском пределе эти величины не зависят от массы частицы:

$$\varepsilon_{\max,rel} = \frac{ecE_0T}{\pi}, \quad \Delta z_{rel} = cT/2.$$

Предположим, что электромагнитная волна взаимодействует с потоком частиц стационарным образом. Это означает, что потери частиц на стенках в точности восполняются их эмиссией:  $dN/dt \sim j_{em}$ . Если ток эмиссии ограничен объемным зарядом, то  $j_{em} \propto (e/m)^{1/2} E_0^{3/2}$  в нерелятивистском случае и  $j_{em} \propto eE_0/m$  в ультрарелятивистском пределе. Мощность, переносимая волной,  $P_w \propto E^2$ . Таким образом, в нерелятивистском случае

$$P_{loss} \propto e^{5/2} m^{-3/2} E_0^{7/2} \text{ и } P_{loss}/P_w \propto E_0^{3/2} \rightarrow 0 \text{ при } P_w \rightarrow 0 \quad (2.2)$$

а в ультрарелятивизме

$$P_{loss} \propto e^2 m^{-1} E_0^2 \text{ и } P_{loss}/P_w = const.$$

Итак, чисто электронная волновая нагрузка является нелинейной, за исключением ультрарелятивистского случая. Последний, впрочем, вообще неприменим при рассмотрении ранних периодов взрывной эмиссии ( $10^{-9}$ — $10^{-8}$  с) в реальных диапазонах электрических полей. Это связано с тем, что при выраженной дискретности эмиссионной поверхности закон для тока эмиссии остается нерелятивистским даже при релятивистской максимальной энергии частиц в системе (п. 1.5).

Подчеркнем, что сказанное верно в любом случае, когда плотность тока эмиссии ограничена объемным зарядом, независимо от конкретного физического механизма эмиссии.

Будучи нелинейной, чисто электронная нагрузка сама по себе не способна вызвать увеличение стартового тока ЛОВ. Действительно, поскольку эффективность генерации вблизи стартового режима стремится к нулю, то для увеличения стартового тока генератора необходимо обеспечить конечную величину отношения  $P_{loss}/P_w$  при  $P_w \rightarrow 0$ .

Кроме того, следует принять во внимание присутствие в системе сильноточного рабочего электронного пучка, чей электростатический потенциал относительно стенки волновода составляет величину  $\varphi_b \sim 10^5$  В. При падении микроволновой мощности ниже определенного уровня, ВЧ поле волны,

вытягивающее электроны из поверхностной плазмы, будет полностью скомпенсировано статическим полем пучка, и эмиссия электронов станет невозможной.

Таким образом, чисто электронная эмиссия с поверхности электродинамической системы ЛОВ не может вызвать прекращение микроволновой генерации, и для объяснения этого явления требуется привлечение дополнительных физических факторов.

## 2.5. Роль положительно заряженных ионов

Эмиссия из поверхностной плазмы в ВЧ поле не ограничена электронной компонентой. В соответствующих фазах ВЧ поля из плазмы могут вытягиваться положительно заряженные ионы. Тип ионов зависит от состава плазмы, который, в свою очередь, определяется ее источником (взрыв металлических микроострий, пробой диэлектрических включений, масляных пленок, ионизация десорбированного газа, и т. д. [79]).

Масса даже самых легких ионов — протонов — многократно превышает массу электрона. Поэтому, как следует из (2.2), интенсивность затухания электромагнитных волн за счет ионов сравнительно мала. Тем не менее, присутствие ионов способно существенно усилить процесс поглощения, благодаря тому, что положительно заряженные ионы способны компенсировать объемный заряд электронного тока.

Напряженность продольного магнитного поля, используемого для транспортировки сильноточного электронного пучка в традиционной релятивистской ЛОВ — единицы и десятки килоэрстед — делает движение электронов с системе преимущественно продольным (рис. 24, а). В то же время, радиус циклотронного вращения ионов существенно больше, чем у электронов и может превышать поперечный размер замедляющей системы. Таким образом, на ранних стадиях процесса ионы движутся по направлению к оси системы, стремясь нейтрализовать объемный заряд рабочего сильноточного электронного пучка (рис. 24, б). Число необходимых для нейтрализации ионов на единицу длины системы есть  $dN_i/dz = I_b(q_i V_e)^{-1}$ , где  $V_e$  — скорость электронов пучка,  $q_i$  — заряд ионов. Так, при  $I_b = 5$  кА имеем  $dN_i/dz \sim 10^{12} \text{ см}^{-1}$ . Время, необходимое для нейтрализации,

$t_{\text{neutr}} \sim R(m_i/q_i \varphi_b)^{1/2}$ , что составляет единицы наносекунд для легких ионов, таких, как протоны или ионы углерода).

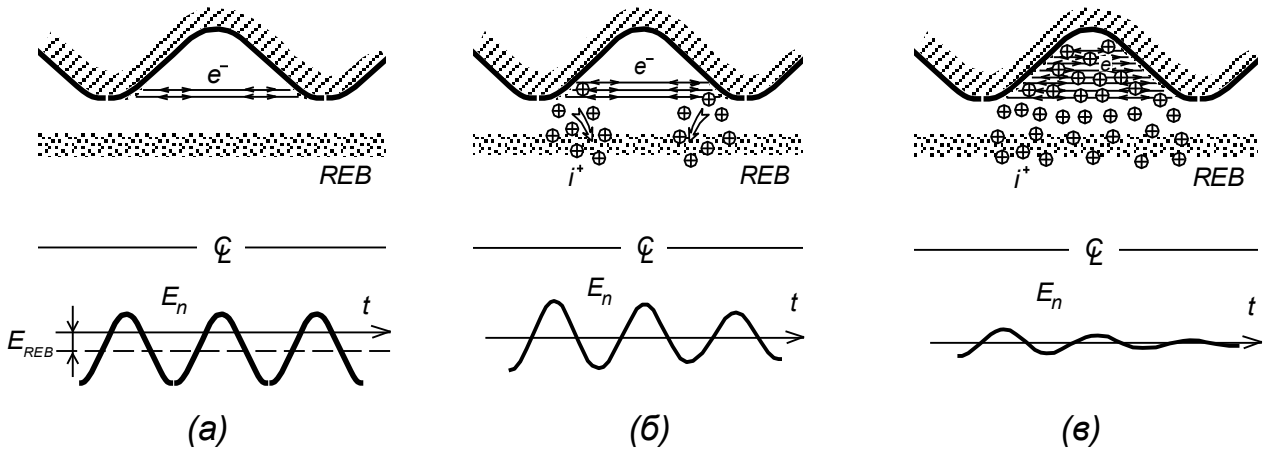


Рис. 24. Эволюция движения заряженных частиц и напряженности электрического поля на поверхности замедляющей системы: (а) развитие взрывной эмиссии на поверхности замедляющей системы, (б) появление ионного тока и нейтрализация объемного заряда рабочего электронного пучка, (в) формирование «синтезированной» плазмы между гофрами замедляющей системы и затухание рабочей волны.  $E_n$  — нормальная компонента электрического поля на поверхности замедляющей системы,  $E_{\text{REB}}$  — квазистатическое поле объемного заряда рабочего РЭП.

Благодаря нейтрализации объемного заряда пучка, величина электрического поля, вытягивающего электроны из поверхностной плазмы, достигает полной амплитуды ВЧ поля  $E_0$ . Это, в свою очередь, ускоряет появление новых эмиссионных центров, ток каждого из которых нарастает во времени как  $t^{3/2}$  [26а].

Одновременно происходит накопление ионов между гофрами. Электроны, эмитированные из поверхностной плазмы, движутся вдоль линий ведущего магнитного поля, и их объемный заряд дополнительно ускоряет ионы (поскольку ток электронов между гофрами ограничен объемным зарядом, величина создаваемого им электрического поля составляет  $\sim E_0$ . В этом поле ионы ускоряются и заполняют промежутки за характерные времена в несколько наносекунд<sup>7</sup>.

В результате описанного процесса в пространстве между гофрами образуется нестационарная смесь ионов и электронов — так называемая «синтезированная» (по терминологии [19], с. 109) плазма (рис. 24, в). Эта плазма квазинейтральна в том смысле, что объемные заряды электронов и ионов равны в среднем за период ВЧ

<sup>7</sup> Разумеется, накопление ионов в пространстве между гофрами происходило бы и в отсутствие электронов, хотя и гораздо медленнее, поскольку ионы совершали бы только циклическое дрейфовое движение. Оценки и расчеты показывают, что в этом случае время заполнения ионами промежутка занимает сотни наносекунд, что делает этот процесс несущественным в наносекундном масштабе времен.

колебания. Поэтому плотность плазмы может нарастать во времени, и поглощение мощности электромагнитной волны в системе, связанное с уносом энергии на стенки гофр электронной компонентой плазмы, также будет увеличиваться.

Эффект взаимной нейтрализации хорошо иллюстрируется на примере плоского промежутка с эмиссией электронов и ионов с электродов при переменном приложенном напряжении. Так, одномерный расчет РС-методом, выполненный для зазора 1 см и приложенного напряжения 500 кВ, осциллирующего с частотой 10 ГГц,

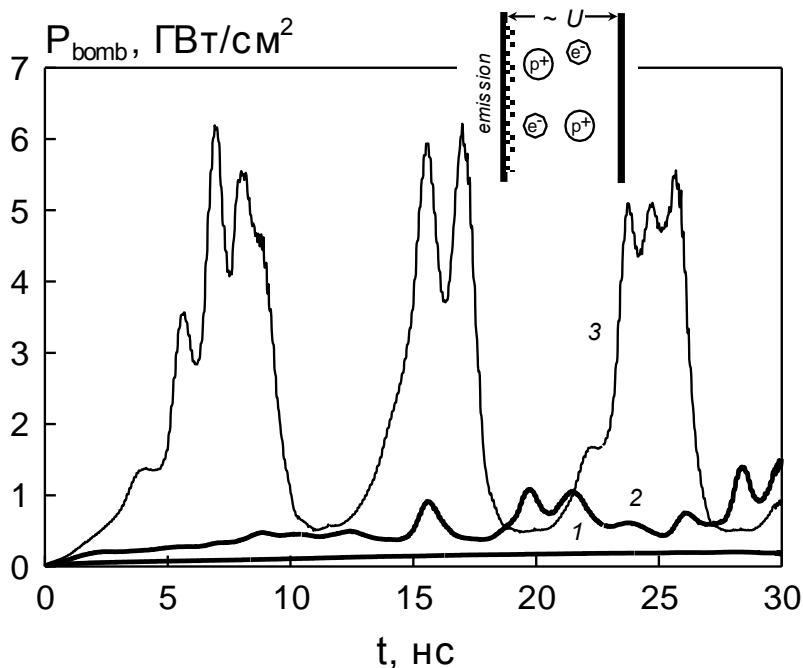


Рис. 25. Расчетные временные зависимости плотности тока электронной бомбардировки в одномерном планарном диоде с односторонней эмиссией электронов и протонов, усредненные за период ВЧ колебаний диодного напряжения. Эмиссия ограничена объемным зарядом. Плотность тока эмиссии протонов: 1 — 10, 2 — 100, 3 — 1000 А/см<sup>2</sup>.

до 0.13, 0.5 и 2.2 ГВт/см<sup>2</sup>, (рис. 25). Время заполнения ионами промежутка составило 4.1, 3.2, и 2.8 нс, соответственно. При этом максимальная плотность «синтезированной» плазмы была ограничена только эмиссионной способностью электрода, которая была большой, но все же конечной. Следует заметить, что большая доля мощности бомбардировки связана с электронной компонентой, а вклад ионов пренебрежимо мал.

показал, что в случае односторонней чисто электронной эмиссии с плотностью тока, ограниченной объемным зарядом, мощность электронной бомбардировки электродов составляет 28.5 МВт/см<sup>2</sup> (для сравнения, при постоянном приложенном напряжении той же величины — 380 МВт/см<sup>2</sup>).

Введение эмиссии протонов с плотностью тока 10, 100 и 1000 А/см<sup>2</sup> привело к увеличению мощности электронной бомбардировки

## 2.6. Оценка максимальной величины декремента затухания

Максимальную величину декремента затухания волны в замедляющей системе ЛОВ со взрывной эмиссией можно приблизительно оценить на примере модели гофрированного волновода, промежутки между гофрами в котором заполнены проводящей средой. Очевидно, что максимальное затухание волны реализуется при условии  $\delta \sim l$ , где  $\delta$  — толщина скин-слоя среды и  $l$  — глубина гофрировки. Простая аналитическая оценка (в которой глубину гофрировки считаем малой) для волны  $E_{01}$  с частотой 10 ГГц, при радиусе волновода  $R=1.5$  см, периоде гофрировки  $d=1.65$  см, и  $l=0.2$  см дает величину  $h'' \sim 0.2$  см<sup>-1</sup>, соответствующую проводимости среды  $\sigma \sim 0.05$  (Ом·см)<sup>-1</sup>. Результаты точного расчета с помощью кода KARAT для тех же параметров приведены на рис. 26.

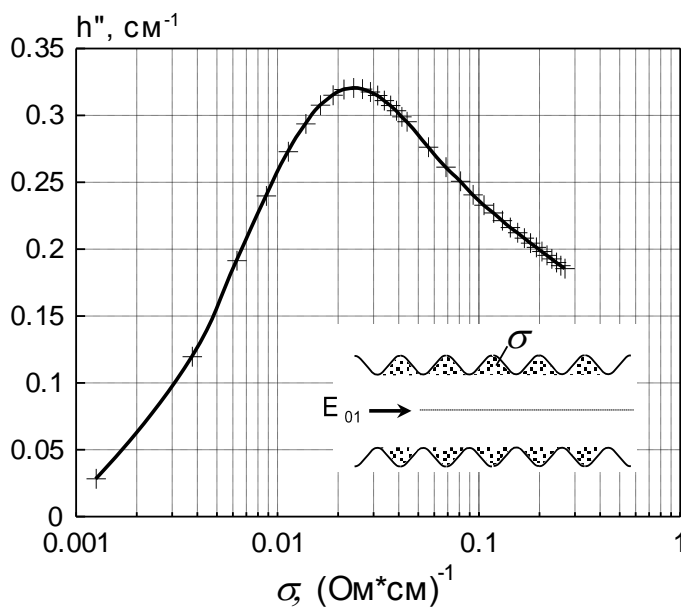


Рис. 26. Расчетная зависимость декремента затухания волны  $E_{01}$  в гофрированном волноводе с проводящим поглощающим слоем от величины проводимости слоя (код KARAT)

Применительно к условиям рассматриваемой задачи следует иметь в виду, что начиная с некоторой плотности «синтезированной» плазмы скин-эффект будет препятствовать дальнейшему проникновению волны в эту плазму, что, по-видимому, должно приводить к насыщению как мощности потерь волны, так и плотности плазмы. С другой стороны, это можно интерпретировать и как уменьшение эффективной

величины глубины гофрировки волновода. Применительно к ЛОВ это означает некоторое смещение дисперсионной кривой, а также, что более существенно, уменьшение сопротивления связи пучка с полем  $(-1)$  пространственной гармоники синхронной волны. Последнее может вызвать рост стартового тока и прекращение генерации. Далее мы не анализируем этот механизм. По-видимому, он может быть



существенным в том случае, когда образование поверхностной плазмы произошло на значительной части длины замедляющей системы.

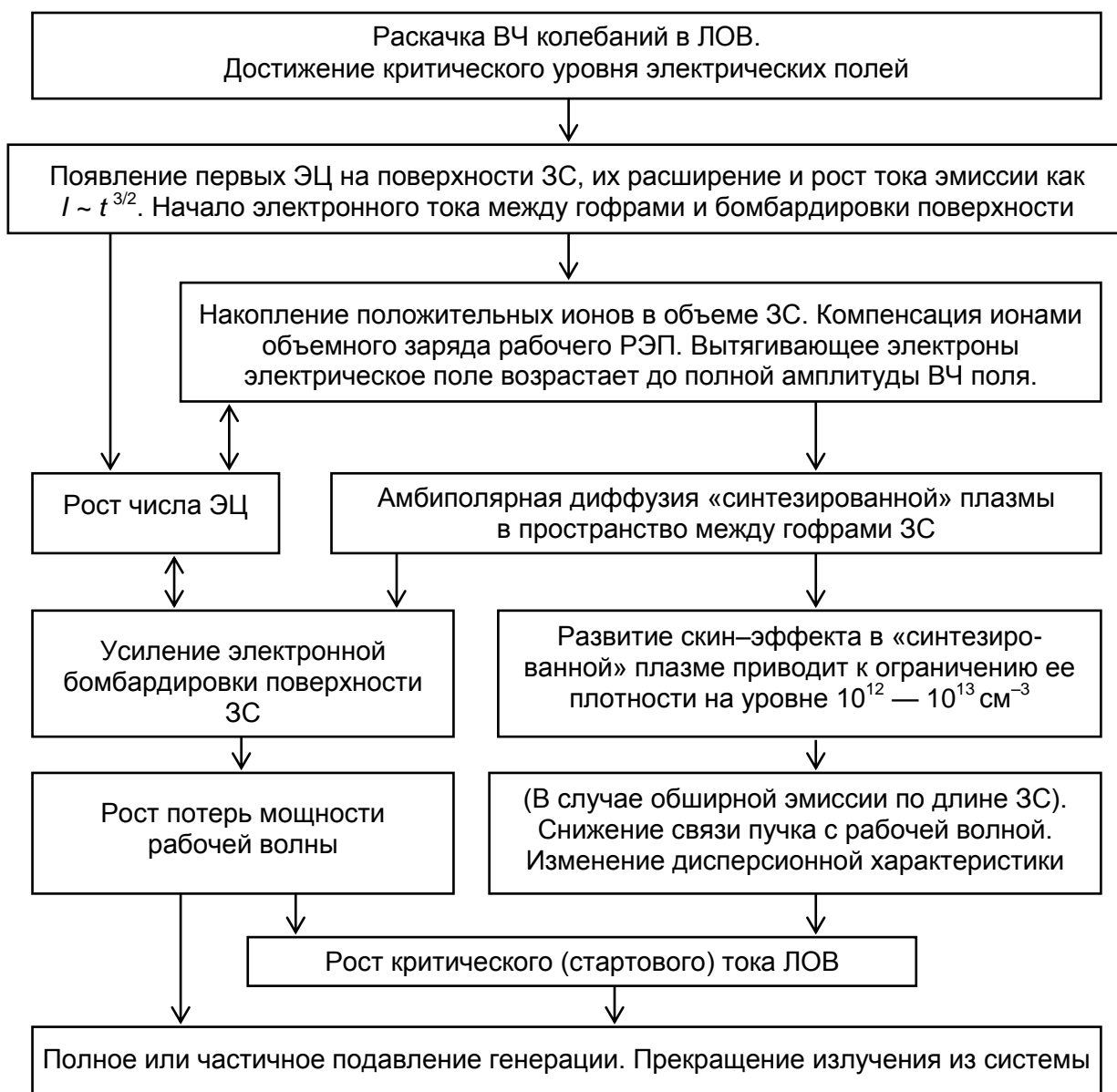


Рис. 27. Предполагаемая схема механизма ограничения длительности импульса релятивистской ЛОВ

Гипотетически, наряду со скин-эффектом, ограничение плотности «синтезированной» плазмы может быть вызвано конечностью количества вещества, которое было ионизовано при образовании плазмы эмиссионных центров и которое может поступить в виде ионов в «синтезированную» плазму. Оценки показывают, что для нейтрализации объемного заряда рабочего электронного пучка и для развития выраженного поглощения волны нужны приблизительно равные количества ионов,

приблизительно  $10^{12}$  однозарядных ионов на единицу длины замедляющей системы. Производство ионов в таких количествах требует ионизации единиц или десятков кубических микрон вещества, что вполне обеспечивается образованием даже единичных взрывоэмиссионных центров.

Предполагаемая схема механизма ограничения длительности импульса излучения релятивистской ЛОВ представлена на рис. 27.

## 2.7. Результаты численного эксперимента

Численный эксперимент, выполненный с помощью RZ-версии кода KARAT, подтвердил, что комбинированная — ионная и электронная — эмиссия с поверхности замедляющей системы существенно уменьшает выходную мощность ЛОВ, вплоть до полного прекращения генерации. Рисунок 28 иллюстрирует результаты расчета для лампы с невозмущенным уровнем выходной мощности  $\sim 0.5$  ГВт. Параметры лампы близки к реализованным в эксперименте [53a], в котором проводилось провоцирование взрывной эмиссии. Число периодов гофрировки 8, период и амплитуда гофрировки — соответственно 1.6 см и 0.2 см, средний радиус волновода — 1.5 см. Энергия и ток электронного пучка 500 кэВ и 4.8 кА. Пучок инжектировался в торец запредельного сужения (контрольные расчеты с учетом вакуумного диода показали, что такая постановка задачи в данном случае адекватна). Число разбиений сетки расчетной области  $N_r \approx 50$ ,  $N_z \approx 600$ .

В качестве эмитируемых ионов были использованы протоны. Плотности тока эмиссии электронов и протонов составляли соответственно  $j_{em}^e = 1.5$  кА/см<sup>2</sup> и  $j_{em}^p = 30$  А/см<sup>2</sup>, так что выполнялось приближенное условие  $j_{em}^e / j_{em}^p \approx (m_p / m_e)^{1/2}$ .

Расчеты показали, что, как и в эксперименте, процесс генерации сильнее всего нарушается наличием взрывной эмиссии частиц вблизи середины замедляющей системы. При этом полное прекращение генерации происходило при числе эмитирующих гофр  $N \geq 2$ . Эмиссия электронов и протонов «включалась» с разницей по времени для отдельного наблюдения эффекта. Как видно на примере рис. 28, электронная эмиссия заметно уменьшает мощность генерации, но не прерывает ее, спектр выходного сигнала остается чистым. Приблизительно через 3 нс после начала эмиссии протонов (время, необходимое для накопления протонов между гофраами) выходная мощность генератора падает до уровня  $\sim 10$  МВт, что сопровождается

разрушением характерного для ЛОВ фазового портрета и потерей монохроматичности выходного сигнала.

Для ЛОВ с указанными выше параметрами были определены критические (то есть вызывающие полное подавление генерации величины  $j_{em}^e$  и  $j_{em}^p$  в ситуации, когда зона эмиссии захватывает всю поверхность замедляющей системы, включая выход запредельного сужения.

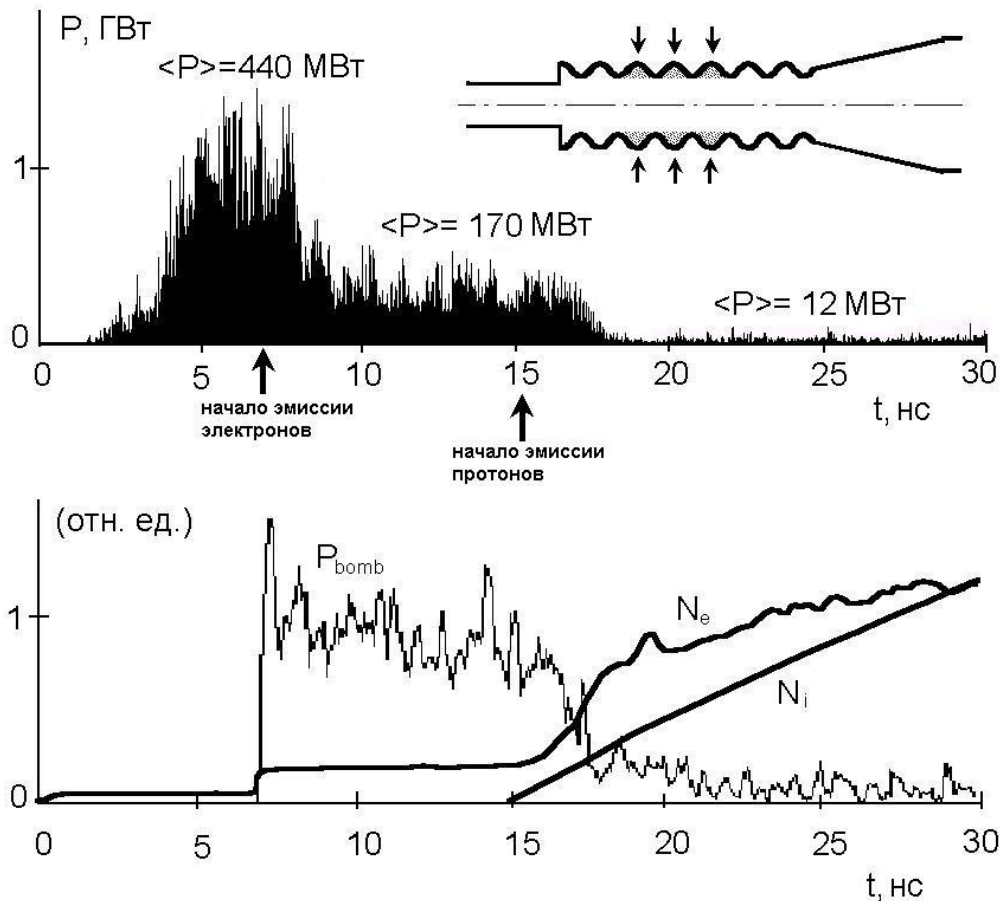


Рис. 28. Расчетные временные зависимости выходной мощности ЛОВ ( $P$ ), мощности электронной бомбардировки замедляющей системы ( $P_{bomb}$ ) и число электронов ( $N_e$ ) и протонов ( $N_p$ ) в ее объеме (код KARAT)

Включение эмиссии частиц во всех случаях вызывало большее или меньшее падение выходной мощности ЛОВ, однако, конечный уровень мощности  $P_{end}$  и время установления этого уровня  $T_{dec}$  (считая с момента включения эмиссии до установления стационара) существенно зависели от величин  $j_{em}^e$ ,  $j_{em}^p$ .

В случае чисто электронной эмиссии время  $T_{dec}$  почти не зависело от  $j_{em}^e$  и составляло около 2 нс, что соответствовало двойному пробегу волны по замедляющей системе. Этот факт иллюстрирует практически безынерционную реакцию

электронной нагрузки на ВЧ поле. С увеличением плотности тока эмиссии  $j_{em}^e$  величина  $P_{end}$  уменьшалась, мощность бомбардировки стенок замедляющей системы электронами росла, в то время как их сумма (полная мощность генерации) уменьшалась незначительно (рис. 29, а). Таким образом, имеющее место поглощение волны слабо возмущало процесс генерации, проявляясь в аддитивном виде. Величина  $P_{end}$  стабилизировалась при  $j_{em}^e \sim 1$  кА/см<sup>2</sup> на уровне  $\sim 60\%$  от исходной мощности (без эмиссии), что, по-видимому, свидетельствует о достижении ограничения тока эмиссии объемным зарядом. Подчеркнем, что полное подавление генерации не наблюдалось ни при какой величине  $j_{em}^e$ .

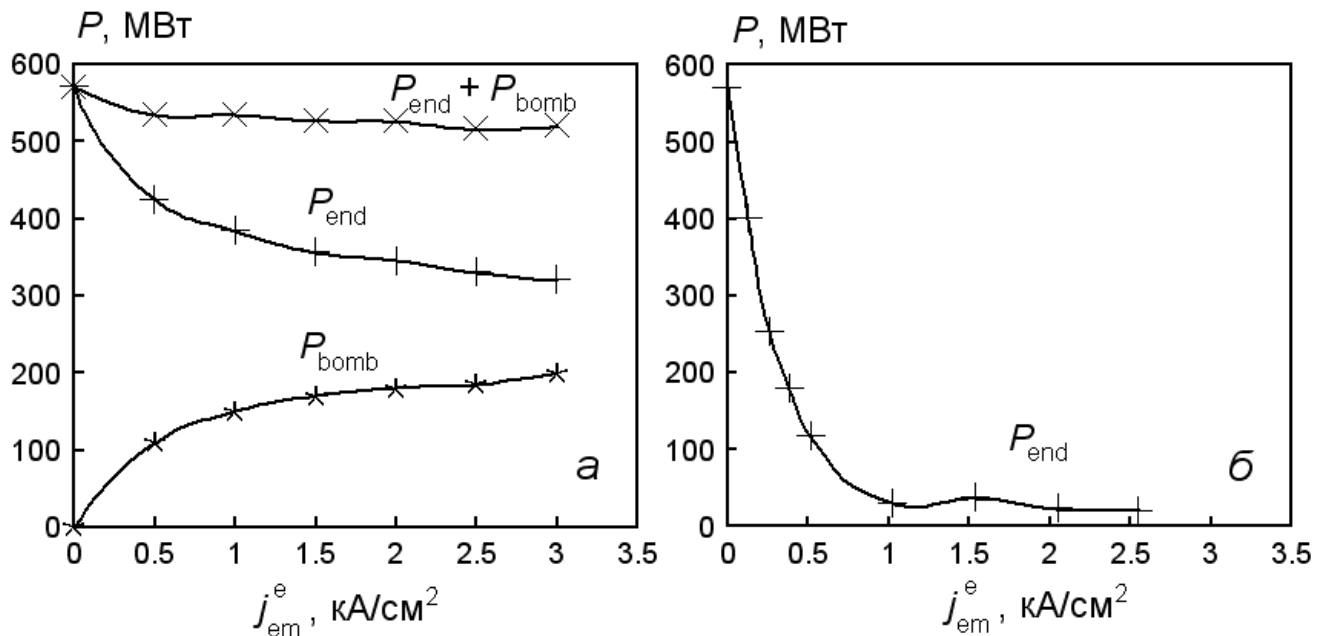


Рис. 29. (а) Конечная величина микроволновой мощности  $P_{end}$  и мощности электронной бомбардировки поверхности замедляющей системы  $P_{bomb}$  в зависимости от плотности тока электронной эмиссии  $j_{em}^e$  в отсутствие эмиссии протонов, (б) величина  $P_{end}$  при плотности тока эмиссии протонов  $j_{em}^p = 30$  А/см<sup>2</sup> (расчет).

При введении в расчет ионной компоненты эмиссии установившийся уровень мощности зависел в основном от плотности тока электронной эмиссии  $j_{em}^e$ . Полное подавление генерации наблюдалось при  $j_{em}^e > 1$  кА/см<sup>2</sup>. Рис. 29, б иллюстрирует случай с плотностью тока эмиссии протонов  $j_{em}^p = 30$  А/см<sup>2</sup>. Время  $T_{dec}$  составляет 2—4 нс. При достаточной величине  $j_{em}^e$ , варьирование величины  $j_{em}^p$  в диапазоне 1—100 А/см<sup>2</sup> слабо влияло на конечный уровень мощности  $P_{end}$ , который не

превышал нескольких десятков мегаватт. В то же время, величина плотности тока эмиссии протонов сильно влияет на время затухания мощности (так, например,  $T_{\text{dec}} = 30$  нс при  $j_{em}^p = 1.5$  А/см<sup>2</sup> и  $T_{\text{dec}} = 4$  нс при  $j_{em}^p = 10$  А/см<sup>2</sup>). Это иллюстрирует инерционность процесса накопления ионов в объеме лампы.

На рис. 30 приведены результаты расчета ЛОВ с импульсной мощностью до 3 ГВт, для которой в эксперименте [37а] было зафиксировано ограничение длительности импульса на уровне 6 нс. Отличительной особенностью этого генератора является интенсивное взаимодействие пучка с нулевой гармоникой попутной волны [65, 66] (сопротивление связи более 10 Ом, по сравнению с  $\sim 1$  Ом для синхронной гармоники) и несколько меньшая длина.

В конструкции лампы оптимизировались фаза отражения волны на катодном конце замедляющей системы и место высадки пучка. Из-за этой особенности данная ЛОВ оказалась более чувствительной к появлению эмиссии заряженных частиц в области запредельного сужения (а), нежели в середине лампы (б). Наконец, осуществление эмиссии на коллекторном крае прибора (в) вызвало некоторое снижение выходной мощности, однако, без признаков нарушения генерации. Данная картина согласуется с экспериментальными данными. Отметим, что в эксперименте наибольшая плотность взрывоэмиссионных кратеров в данной лампе приходилась на катодный край замедляющей системы и выход запредельного сужения, там, где суммарное ВЧ поле прямой и обратной волн было максимально.

Заметим, в что численном эксперименте с использованием кода KARAT, в силу общего характера модели (уравнения движения заряженных частиц + уравнения Максвелла, при минимуме ограничений), учитывались все (в рамках модели) физические следствия эмиссии заряженных частиц в ЛОВ (в том числе, изменение дисперсии и связи волн), а не только резистивное поглощение волны, на котором был сделан акцент в предыдущем изложении. Разделение этих процессов в данных расчетах, в силу все той же их общности, представляется немногим более легким, чем в условиях эксперимента натурного. Поэтому использование упрощенных моделей остается оправданным и необходимым.

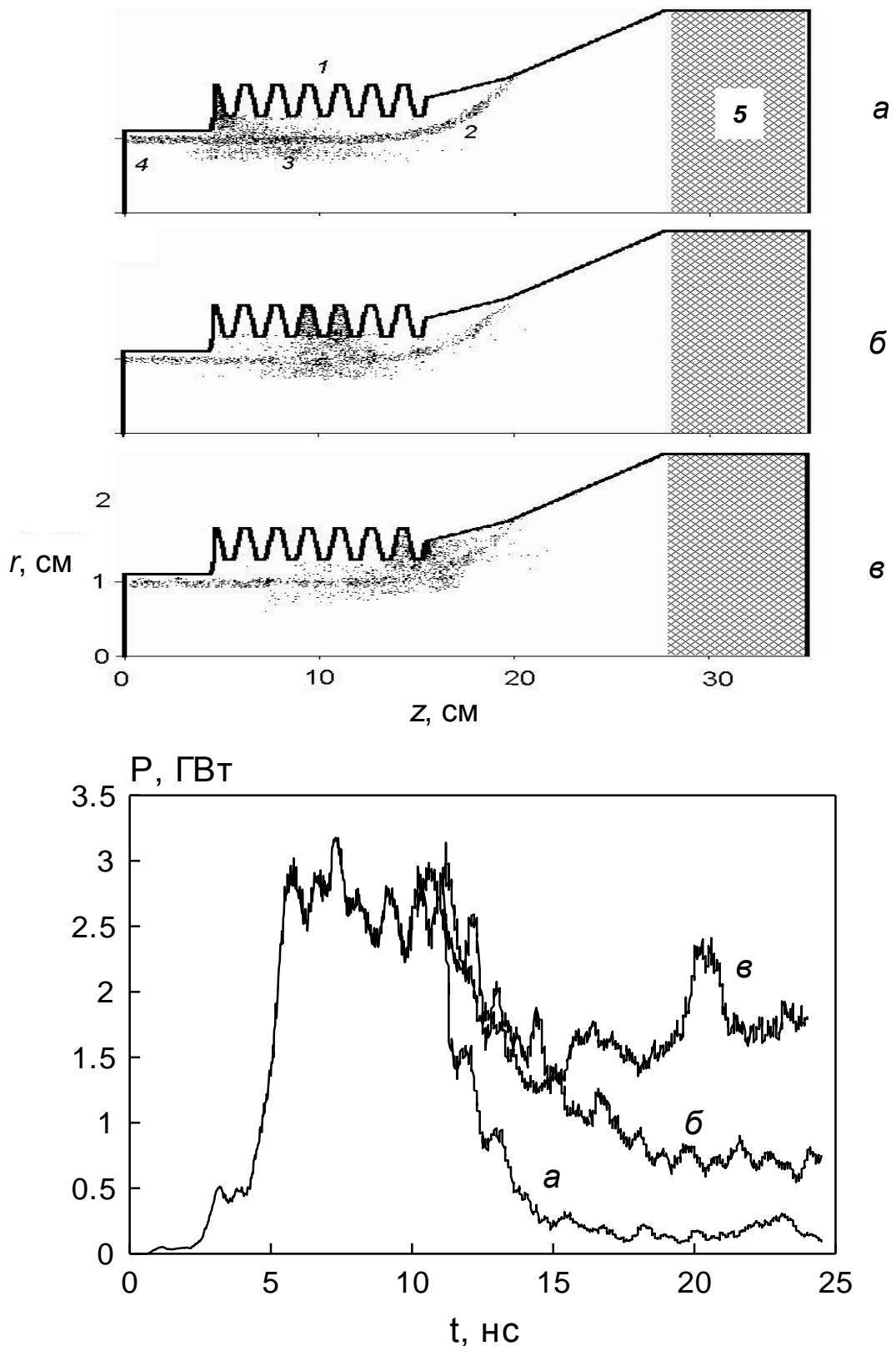


Рис. 30. Расчетные конфигурации ЛОВ и соответствующие им осциллограммы выходной мощности. Эмиссия заряженных частиц с поверхности замедляющей системы стартует в момент времени  $t = 10$  нс. Расположение зоны эмиссии: *а* — на выходе запредельного сужения, *б* — в середине замедляющей системы, *в* — на выходе замедляющей системы. *1* — замедляющая система, *2* — электроны рабочего пучка, *3* — облако протонов, *4* — запредельное сужение, *5* — волновой поглотитель.

Одна из возможных причин нарушения генерации в ЛОВ заключается в том, что облако ионов, образовавшееся в объеме замедляющей системы, расширяясь, может проникнуть в объем вакуумного диода и вызвать падение его импеданса и расстройку генератора. Однако, моделирование показало, что скорость этого процесса невелика (десятки наносекунд для протонов), и, кроме того, величина ионного тока в диод слишком мала для сколько-нибудь заметного изменения его импеданса. Также в численном эксперименте была проверена гипотеза о возможном влиянии ионов, коллекторной плазмы, на длительность микроволнового импульса ЛОВ. Расчет показал, что в наносекундном масштабе времен этот процесс также несуществен.

## 2.8. Заключение

Итак, ограничение длительности гигаваттной релятивистской ЛОВ может быть объяснено развитием взрывной эмиссии заряженных частиц на поверхности электродинамической системы и уносом энергии электромагнитной волны на стенку гофрированного волновода эмитированными электронами. При этом одной из непосредственной причин прекращения генерации является возрастание величины критического (стартового) тока генератора. Принципиально важную роль в поглощении волны играют эмитированные из взрывоэмиссионной плазмы положительные ионы, снимающие ограничение на электронный ток по объемному заряду. Таким образом, длительность СВЧ-импульса, ограниченная данным механизмом, определяется временем накопления объемного заряда ионов в электродинамической системе ЛОВ.<sup>89</sup>

Следует ожидать, что при определенном уровне ВЧ полей образование поверхностной взрывоэмиссионной плазмы и объемной «синтезированной» плазмы может происходить в любом релятивистском СВЧ-генераторе. Появление эффективной волновой нагрузки в электродинамической системе не может не сказываться на эффективности генерации СВЧ-колебаний. Разумеется, при этом конкретный механизм влияния поглощения волны на процесс генерации определяется типом СВЧ-генератора и может быть иным, нежели в релятивистской ЛОВ. Так, в двухсекционном виркаторе

---

<sup>8</sup> Технология увеличения электрической прочности электродинамических структур, использующая облучение поверхности металла сильноточным низкоэнергетическим электронным пучком, реализована в ИСЭ СО РАН под руководством Д. И. Проскуровского.

<sup>9</sup> Экспериментальные исследования выполнены С. Д. Полевиным, И. К. Курканом, С. А. Кицановым.

(для которого стартовый режим по току в том смысле, в каком он существует в ЛОВ, отсутствует) нарушение процесса генерации, по-видимому, связано с изменением соотношения между величинами ВЧ полей в секциях (Глава 3, п. 3.6).

В заключение отметим, что проблема ограничения длительности мощных наносекундных и даже субмикросекундных СВЧ-генераторов может быть во много решена путем повышения электрической прочности электродинамических систем и снижения уровня рабочих электрических полей.

Электрохимическая и электронно-лучевая обработка поверхности замедляющей системы 3-см ЛОВ позволила увеличить длительность микроволнового импульса с 6 до  $\sim 30$  нс при пиковой мощности  $\sim 3$  ГВт, при этом энергия в импульсе возросла до 90 Дж [5а, 30а] (эксперименты были выполнены на сильноточном электронном ускорителе СИНУС–7 с длительностью импульса тока 50 нс).

Эксперименты с резонансной релятивистской ЛОВ 8-см диапазона длин волн (поперечное сечение электродинамической системы которой соответственно больше, а напряженность электрического поля на ее поверхности, при той же мощности излучения, меньше, чем у генератора 3-см диапазона), продемонстрировали возможность генерации импульсов с пиковой мощностью до 5 ГВт и энергией до 100 Дж даже без специальной обработки электродинамической системы (на ускорителе СИНУС–7) [14а, 15а, 43а]. В экспериментах с использованием высоковольтного генератора СТЕНД, имеющего длительность импульса до 300 нс, энергия микроволновых импульсов составила 150—180 Дж в случае электрохимически полированной замедляющей системы и до 250 Дж в случае ее электронно-лучевой обработки [63а].

Заметим, наконец, что выше речь шла о генераторах типа ЛОВ с размером поперечного сечения электродинамической системы  $D \sim \lambda$ . Дополнительная возможность для повышения электропрочности в черенковских генераторах обеспечивается использованием электродинамических систем увеличенного сечения при сохранении длины волны [19, 72].



## ГЛАВА 3

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМАХ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ

#### 3.1. Введение

Термин «виркатор» (от английского “virtual cathode oscillator”) [43, 91, 92, 27, 134, 129] обозначает семейство СВЧ-приборов с положительной сеткой и сильным объемным зарядом. В виркаторах эмитированные с катода электроны ускоряются в пространстве между катодом и сеткой, пронизывают ее; затем часть электронов испытывает отражение под действием поля собственного объемного заряда и полей, создаваемых электродами (рис. 31). Поверхность внутри электронного пучка, на которой электростатический потенциал имеет потенциал катода и где (в отсутствие ВЧ поля) скорость электронов обращается в нуль, получила название виртуального катода. В процессе генерации происходит модуляция коллекторного и отраженного токов, инерционная группировка электронов и осцилляции места разворота частиц.

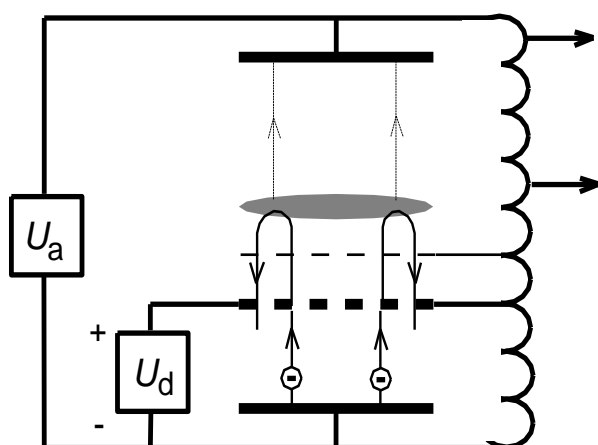


Рис. 31. Обобщенная схема СВЧ-генератора с виртуальным катодом (по М. И. Петелину)

Все эти явления в разной мере участвуют в процессе фазовой группировки электронов в ВЧ поле. Обратная связь в виркаторах осуществляется за счет потоков электромагнитных волн, а также за счет разнонаправленных потоков заряженных частиц. По этому признаку прибора с виртуальным катодом можно разделить на две большие группы<sup>10</sup>:

<sup>10</sup> Классификация виркаторов по этому признаку предложена М. И. Петелиным.

(А) Генераторы с электродинамической связью досеточного и послесеточного пространств (рис. 32, а, б; рис. 54);

(Б) Генераторы без такой связи (рис. 32, в, г).

С точки зрения морфологии, в существующей классификации принято выделять отражательные триоды [43], в которых виртуальный катод формируется во внешнем тормозящем электрическом поле (рис. 32, а), и собственно виркаторы, где виртуальный катод образуется в области с эквипотенциальными границами (рис. 32, б, в). В отдельную группу относят редитроны [121] — виркаторы с аксиальным магнитным полем, в которых отраженные от виртуального катода электроны, получившие приращение поперечной скорости, перехватываются коллиматором для предотвращения их возвращения в ускоряющий промежуток (рис. 32 г).

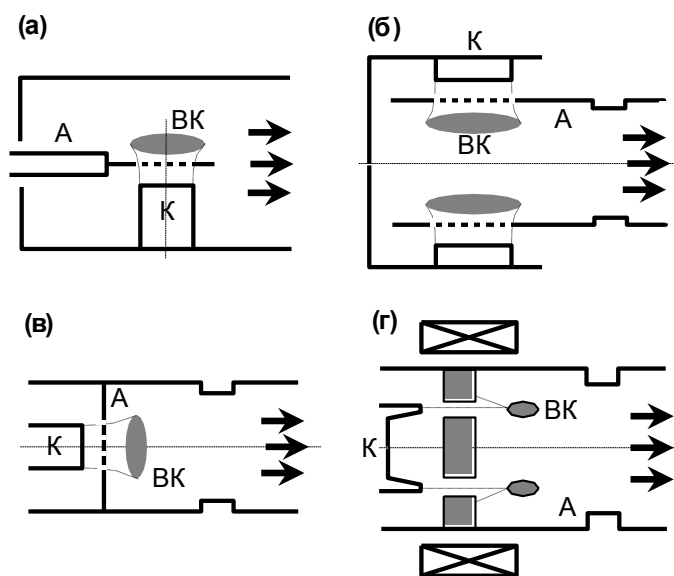


Рис. 32. СВЧ-приборы с виртуальным катодом: (а) отражательный триод, (б) радиальный виркатор, (в) аксиальный виркатор, (г) редитрон

Практическая привлекательность виркаторов обусловлена прежде всего их компактностью и возможностью работы без внешнего магнитного поля. И то и другое реализуется благодаря специфическим свойствам виртуального катода, позволяющего осуществить фазовую сепарацию электронов в ВЧ поле на малой длине — порядка длины волны.

Вместе с тем, при отсутствии ведущего магнитного поля трудно обеспечить малую фазовую ширину электронного потока в ВЧ поле, поэтому КПД генерации в виркаторах заметно ниже, чем в приборах с ведущим магнитным полем. Эффективность прибора тем более снижается при использовании пучков с высокой надкритичностью тока, и в большинстве известных экспериментов она редко превышает 1 %. По-видимому, стремление использовать электронный пучок с током, многократно превышающим критический, отчасти диктуется широко известными результатами расчетов в одномерной потенциальной модели, где максимум

амплитуды автоколебаний объемного заряда соответствует фактору надкритичности 2—3 (по отношению ко второму критическому току). Заметим, что высокая надкритичность тока требует использования сверхразмерных электродинамических систем с большой плотностью электромагнитных колебаний, что негативным образом сказывается на когерентности излучения.

Пик исследований по виркаторам пришелся на 1980-е и начало 90-х годов. Нельзя не упомянуть впечатляющие результаты, полученные в это время на установке *Aurora* [133]. В этих экспериментах мощность электронного пучка достигала 2 ТВт, а энергия — 130 кДж. Диаметры катода и анодной камеры виркатора составляли соответственно 53 и 122 см. Спектр генерации приходился на частоты менее 1 ГГц. Отметим, что СВЧ-излучение не выводилось в атмосферу, но подробно диагностировалось непосредственно в волновом тракте. Колоссальная мощность электронного пучка позволила, несмотря на невысокий КПД генерации (0.3—1 %), получить микроволновые импульсы с энергией 0.4—1 кДж и длительность до 200 нс.

В настоящее время в печати по-прежнему появляется значительное количество работ, посвященных теоретическим исследованиям виркаторов. Большое внимание уделяется вопросу об использовании обратной связи в этих приборах [8, 9, 45, 74]. В то же время, число научных групп, продолжающих эксперименты в этой области, заметно сократилось. Среди лабораторий, продолжающих экспериментальные исследования, нужно отметить НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете (триоды с виртуальным катодом), ВНИИЭФ (г. Саров), Техасский технологический университет, ИСЭ СО РАН.

В середине 1990-х годов в ИСЭ СО РАН была поставлена задача создания СВЧ-генераторов с виртуальным катодом, обладающих следующими основными характеристиками:

- Мощность излучения  $\sim 10^9$  Вт при наносекундной длительности импульса;
- Эффективность не менее 5—10 %;
- Отсутствие внешнего магнитного поля. Возможность работы в импульсно-периодическом режиме (непрерывно или пачками импульсов);
- Когерентность излучения;
- Возможность управления частотой генерации при неизменных параметрах электронного пучка.

- Возможность эффективно запитывать генератор от импульсно-периодического сильноточного электронного ускорителя семейства СИНУС, что фактически означает высокую величину импеданса вакуумного диода виркатора (не менее 30—40 Ом).

Совокупность перечисленных требований обусловила основные особенности разрабатываемой виркаторной системы. Очевидно, что при отсутствии ведущего магнитного поля использование трубчатых пучков — как, например, в черенковских приборах — невозможно. Для обеспечения эффективной связи такого пучка с ВЧ полем следует использовать рабочую электромагнитную волну объемного типа с возможно более однородным распределением поля в пределах поперечного сечения пучка. Временная и пространственная когерентность излучения естественным образом реализуется в одномодовом режиме генерации при использовании волны или колебаний низшего типа для данной электродинамической системы. Минимизация числа вариаций ВЧ поля на траектории пучка и высокая величина импеданса возможны, если не стремиться к большому превышению тока инжекции над критической величиной. Для увеличения эффективности генерации С. Д. Полевиным (ИСЭ СО РАН) была предложена концепция двухсекционного виркатора с электродинамической связью между секциями и рабочей волной Н-типа [56а].

Основная задача автора диссертации в рамках исследований виркаторов состояла в проведении численного моделирования процессов взаимодействия электронного потока с ВЧ полем в присутствии виртуального катода и оптимизации конструкций виркаторов в численном эксперименте<sup>11</sup>.

Отправной точкой исследования традиционно послужило рассмотрение динамики электронного потока с виртуальным катодом в электромагнитном поле фиксированной структуры в одномерных планарных системах.

---

<sup>11</sup> Им также разработана экспериментальная конструкция виркатора 3-ГГц диапазона с возможностью независимой оперативной регулировки величины диодного зазора, положения короткозамыкающих поршней модулирующей секции и ширины отверстия связи между секциями. Совместно с С. Д. Полевиным и С. А. Кицановым найдены рабочие режимы этого прибора в экспериментах на сильноточном электронном ускорителе СИНУС-7.

### 3.2. Виртуальный катод в плоском эквипотенциальном зазоре

Напомним известные закономерности, характеризующие токопротекание в одномерном эквипотенциальном зазоре. Система рассматривается в потенциальном приближении с единственной продольной компонентой электрического поля, определяемой из решения уравнения Пуассона в задаче Дирихле.

#### 3.2.1. Стационарное состояние

В стационарной модели токопротекания в плоском эквипотенциальном промежутке [21, 30, 46] для промежутка шириной  $L$  с инжектируемым пучком электронов определяют величины первого и второго критического токов (вернее, плотностей тока). Первый критический ток соответствует обращению скорости частиц в нуль в середине промежутка (система эквивалентна двум обращенным друг к другу чайлд-лэнгмюровским диодам). При инжекции релятивистских электронов с энергией  $\varepsilon_{in}=mc^2(\gamma_0-1)$  первый критический ток, согласно [26], есть

$$j_{cr,1} = \frac{I_a}{2\pi L^2} \left[ \int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{3/4}} \right]^2.$$

Второй критический ток  $j_{cr,2}$  есть предельный ток транспортировки пучка через промежуток. В однопоточном состоянии при  $j_{in}=j_{cr,2}$  минимум кинетической энергии частиц ненулевой (кроме ультрарелятивистского предела) и он также приходится на середину зазора. В нерелятивистском случае  $j_{cr,2} \approx 2j_{cr,1}$  и  $\gamma_{min}-1 \approx (\gamma_0-1)/4$ ; в ультрарелятивистском пределе  $j_{cr,2} \rightarrow j_{cr,1}$  и  $\gamma_{min} \rightarrow 1$ .

Смысл критических токов иллюстрируется диаграммой токопрохождения (рис. 33). При величине инжектируемого тока  $j_{in} < j_{cr,1}$  состояние однопоточное, при  $j_{in} > j_{cr,2}$  — двухпоточное с образованием виртуального катода. В области  $j_{cr,1} < j_{in} < j_{cr,2}$  имеем состояние с гистерезисом: однопоточное на прямом ходе и двухпоточное на обратном ходе кривой.

В состоянии с виртуальным катодом величина прошедшего тока  $j_{tr}$  и положение виртуального катода  $z_{vc}$  определяются соотношениями

$$j_{tr}^{-1/2} + (2j_{in} - j_{tr})^{-1/2} = 2j_{cr,1}^{-1/2}, \quad z_{vc} / L = 1 - (j_{cr,1} / 4j_{tr})^{1/2}. \quad (3.1)$$

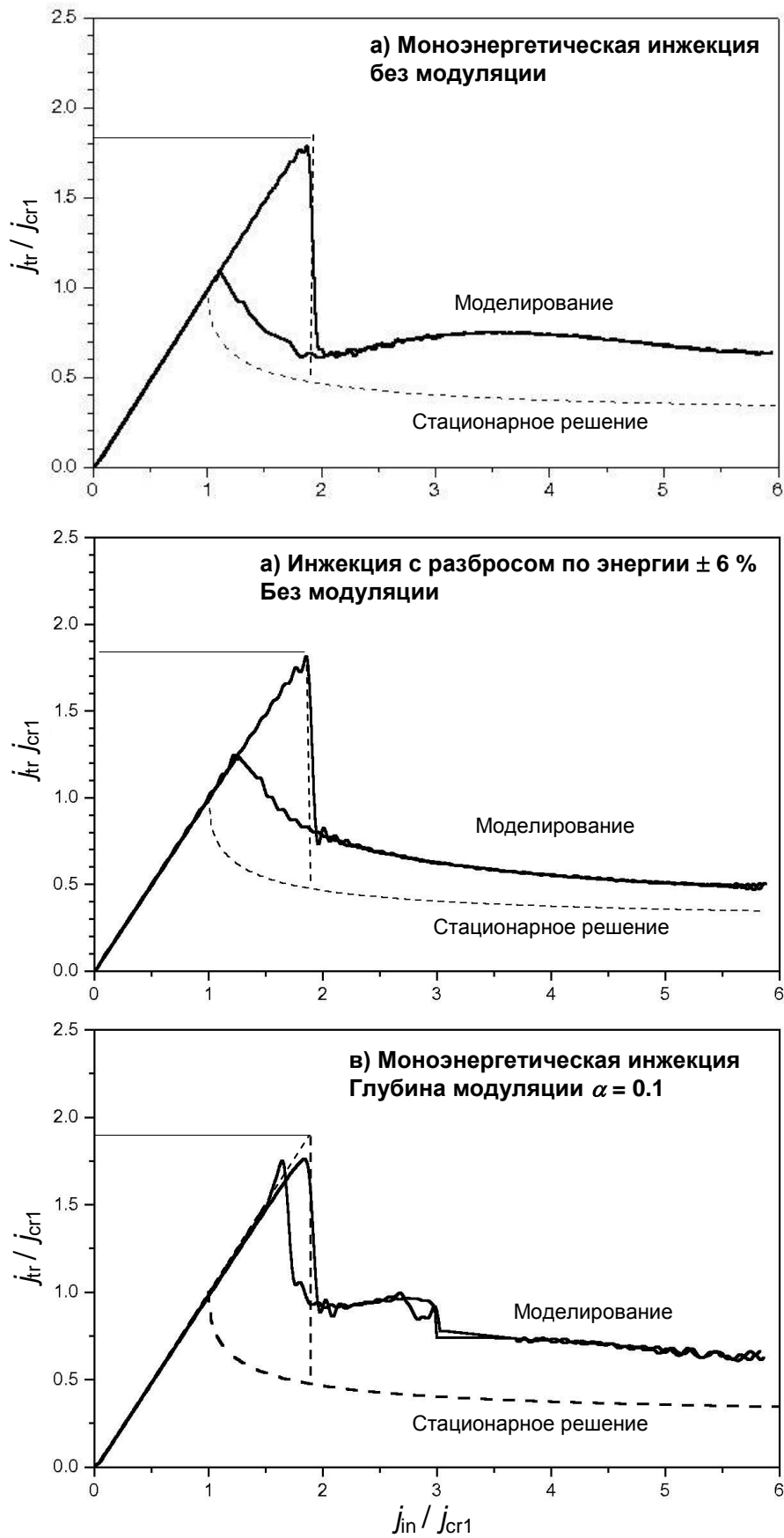


Рис. 33. Диаграмма прохождения тока через плоский эквипотенциальный промежуток (усредненная по периоду колебаний) при  $\gamma_{in}=1.68$ , полученная в одномерной потенциальной модели при адиабатически медленном изменении тока инжекции. Штриховая линия — стационарное решение.

Время пролета электрона от плоскости инжекции до виртуального катода есть (рис. 34)

$$t_{VC} = \frac{2z_{VC}}{c} (\gamma_0^2 - 1)^{1/4} \left[ \int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \right]^{-1} \quad (3.2)$$

и составляет  $t_{VC} = \frac{3z_{VC}}{V_0}$  в нерелятивистском случае и  $t_{VC} = \frac{z_{VC}}{c}$  в ультрарелятивистском пределе; здесь  $V_0 = c(1 - \gamma_0^{-2})^{1/2}$  — скорость электронов при инжекции.

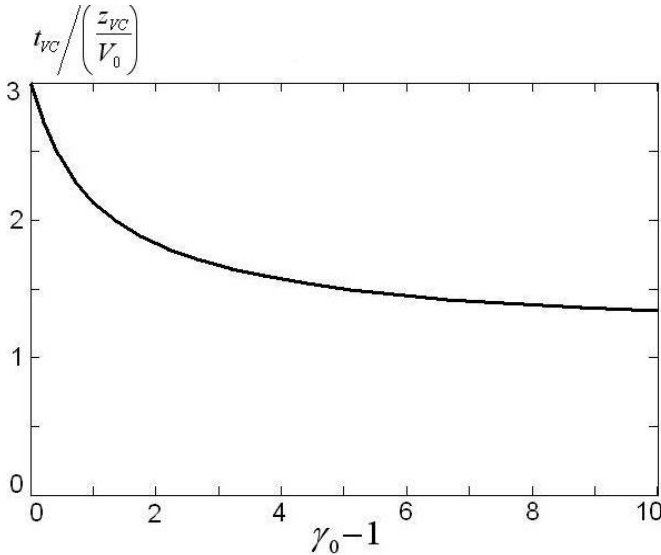


Рис. 34. Зависимость времени пролета электрона от плоскости инжекции до виртуального катода от начальной кинетической энергии

### 3.2.2. Релаксационные колебания объемного заряда в системе с виртуальным катодом

Релаксационные колебания тока возникают при транспортировке интенсивных электронных пучков в ограниченных дрейфовых пространствах в процессе установления стационарного токопрохождения. Это колебания объемного заряда. В планарных промежутках, где эффекты экранировки объемного заряда малы по сравнению таковыми в трубах дрейфа [104], основной причиной релаксационных колебаний и их нелинейности является поглощение частиц на электродах. Существование этих колебаний придает токопрохождению через промежуток резонансный характер, что является принципиально важным с точки зрения возможного взаимодействия такого электронного потока с высокочастотными полями.

Ярким примером проявления релаксационных колебаний является процесс установления тока в чайлд-лэнгмюровском диоде с постоянным напряжением при быстром включении катодной эмиссии [1, 21a]. Пиковая величина тока в первой волне объемного заряда многократно превышает стационарный уровень (рис. 35).

Падение величины заряда в промежутке в момент поглощения фронта первой волны на аноде приводит к увеличению токоотбора с катода и формированию повторных волн тока, амплитуда которых быстро уменьшается с их номером. Характерная частота колебаний объемного заряда, соответствующих этим волнам, определяется временем пролета частиц через промежуток<sup>12</sup>.

В эквипотенциальном промежутке с виртуальным катодом движение частиц является двухпоточным, и можно выделить две характерные частоты релаксационных колебаний. Первая из них определяется временем жизни пролетных частиц и составляет  $f_t \approx (t_{VC}L/z_{VC})^{-1}$ . При большом превышении тока инжекции над критическим током, когда  $z_{VC} \rightarrow 0$ , величина частоты  $f_t$  стремится к  $t_L^{-1}$ , где  $t_L$  — время пролета частиц через чайлд-лэнгмюровский диод шириной  $L$ , и не зависит от величины тока инжекции. Релаксационные колебания, связанные с пролетными частицами, являются затухающими.

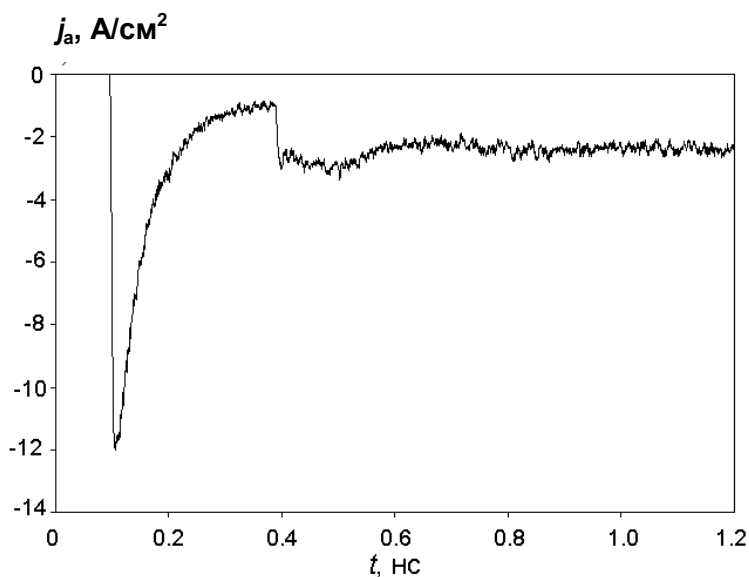


Рис. 35. Плотность тока в плоском чайлд-лэнгмюровском диоде (зазор  $D = 10$  см) с постоянным напряжением ( $U = 10$  кВ), измеренная в сечении  $z = 1$  см, как функция времени при мгновенном «включении» эмиссии электронов с катода. Расчет в одномерной потенциальной PIC-модели, плотность тока эмиссии  $100$  А/см<sup>2</sup>.

Вторая частота связана с потоком отраженных от виртуального катода частиц и определяется времени их пролета от плоскости инжекции до виртуального катода и обратно:  $f_r \approx (2t_{VC})^{-1}$ . Пользуясь выражениями (3.1), нетрудно убедиться в том, что при

<sup>12</sup> Строго говоря, это справедливо только в нерелятивистском случае. Корректное (на основе уравнений Максвелла) решение нестационарной одномерной задачи с условием Дирихле, очевидно, невозможно, а в потенциальном приближении (когда запаздывание электрического поля отсутствует) мы имеем право рассматривать лишь те ситуации, когда пролетное время электронов намного превышает  $L/c$ .



большом превышении тока инжекции над критическим током  $f_r \propto \sqrt{j_{in}/j_{cr,1}}$ . При величине тока инжекции вблизи первого критического  $f_r \approx f_t$ , а при  $j_{in}=j_{cr,2}$  имеем  $f_r \approx^{3/2} f_t$ .

При релаксационных колебаниях, связанных с отраженными частицами, происходит взаимодействие объемных зарядов двух встречных электронных потоков, и колебания затухают не при всяких условиях. Так, хорошо известно, что при инжекции моноэнергетического пучка режим токопротекания является автоколебательным [21, 115]. Расчеты показывают, что при  $j_{in} > j_{cr,2}$  колебания носят регулярный характер и происходят на основной частоте, несколько меньшей, чем  $f_r$  (рис. 36, рис. 37). При этом средняя величина проходящего тока существенно выше той, которая соответствует стационарному решению (рис. 34, а). Оба эти отличия, очевидно, связаны с конечностью амплитуды колебаний и неравномерным, волнообразным прохождением заряда через промежуток. Более сложное поведение наблюдается в области гистерезиса ( $j_{cr,1} < j_{in} < j_{cr,2}$ ).

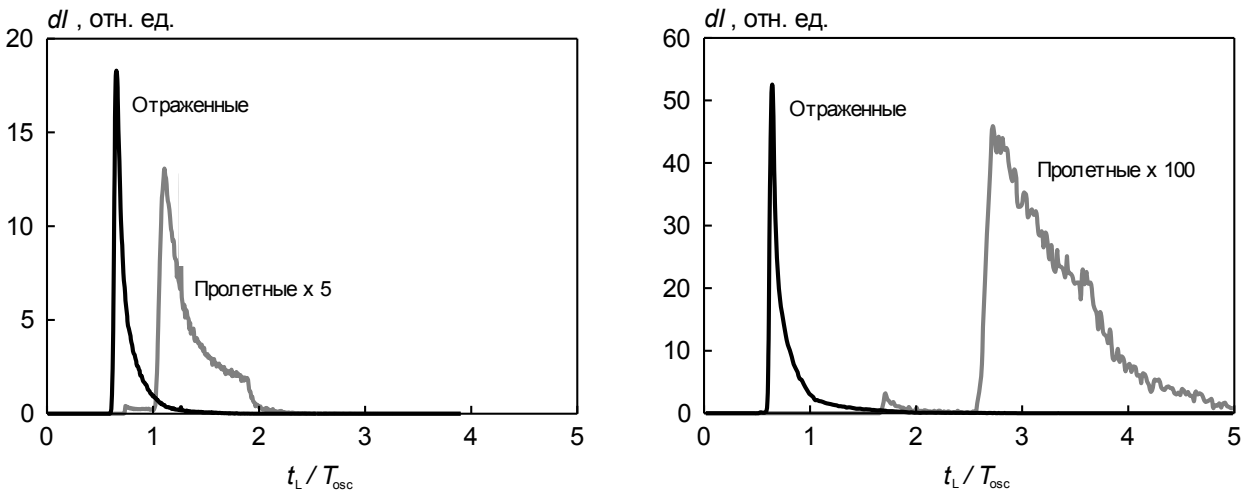


Рис. 36. Распределение тока по времени жизни пролетных и отраженных частиц (в единицах периода релаксационных колебаний) при  $\gamma_{in} \approx 2$ . Слева:  $j_{in} \approx 4 j_{cr,1}$ , справа:  $j_{in} \approx 20 j_{cr,1}$ .

Если инжектируемый электронный пучок является моноэнергетическим, то максимум амплитуды автоколебаний достигается при  $j_{in} \sim 4 j_{cr,1}$ , а амплитуда модуляции коллекторного тока может составлять несколько десятков процентов (рис. 37). Однако, если энергетический разброс частиц в инжектируемом пучке превышает некоторую величину, то релаксационные колебания становятся

затухающими и токопротекание приобретает квазистационарный характер<sup>13</sup> (см. врезку на рис. 38, рис. 39, б). При этом средняя величина проходящего тока ближе к аналитической, чем в случае инжекции моноэнергетического пучка (рис. 34, б).

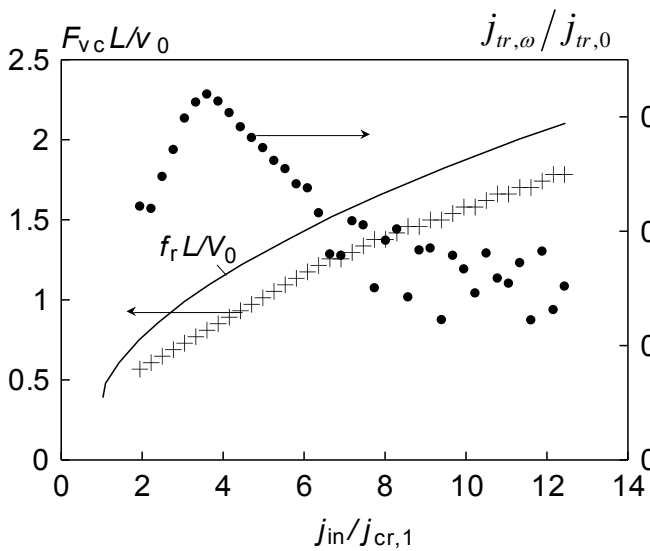


Рис. 37. Частота колебаний (+ — расчет, сплошная линия — аналитическое выражение) и глубина модуляции проходящего тока в эквипотенциальном зазоре в зависимости от тока инжекции ( $\gamma_{in} = 1.68$ )

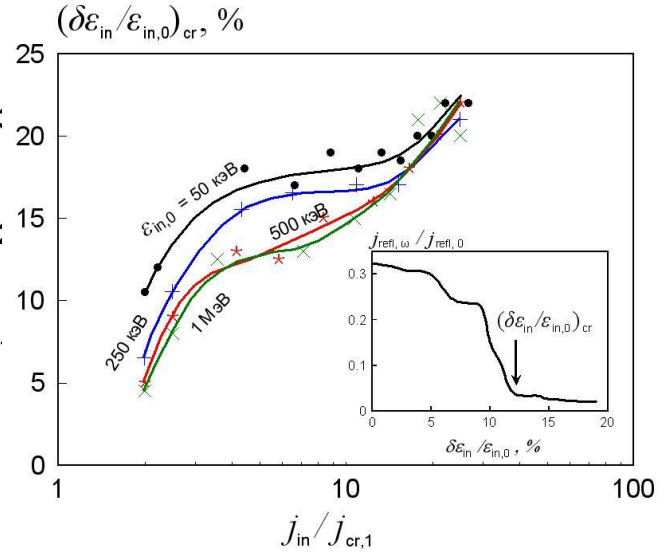


Рис. 38. Зависимость критической величины энергетического разброса в инжектируемом пучке от надкритичности тока инжекции при различных величинах начальной энергии электронов. На врезке — иллюстрация определения величины критического энергетического разброса

Критическая величина энергетического разброса  $(\delta\epsilon_{in}/\epsilon_{in,0})_{cr}$ , соответствующая прекращению автоколебаний виртуального катода, растет с надкритичностью тока, несколько уменьшается с ростом начальной энергии частиц и составляет в умеренно релятивистском диапазоне энергий от  $\sim 5\%$  при  $j_{in} \sim 2j_{cr,1}$  до  $\sim 20\%$  при  $j_{in} \sim 20j_{cr,1}$  (рис. 38).

В системе с конечными поперечными размерами для существования автоколебаний объемного заряда важен уже не разброс электронов по величине полной энергии, а их разброс по скорости в направлении инжекции. Отметим, что в сильноточных устройствах значительный разброс электронов по продольным скоростям в поперечном сечении пучка неизбежно возникает вследствие электростатического «провисания» потенциала, а в отсутствие внешнего магнитного поля — и вследствие поперечного движения частиц.

<sup>13</sup> Подобный результат отмечался еще авторами [115]; на сильное негативное влияние даже малого (менее 3 %) разброса электронов по энергии на амплитуду колебаний в системе в виртуальном катодом также указывалось в [44].

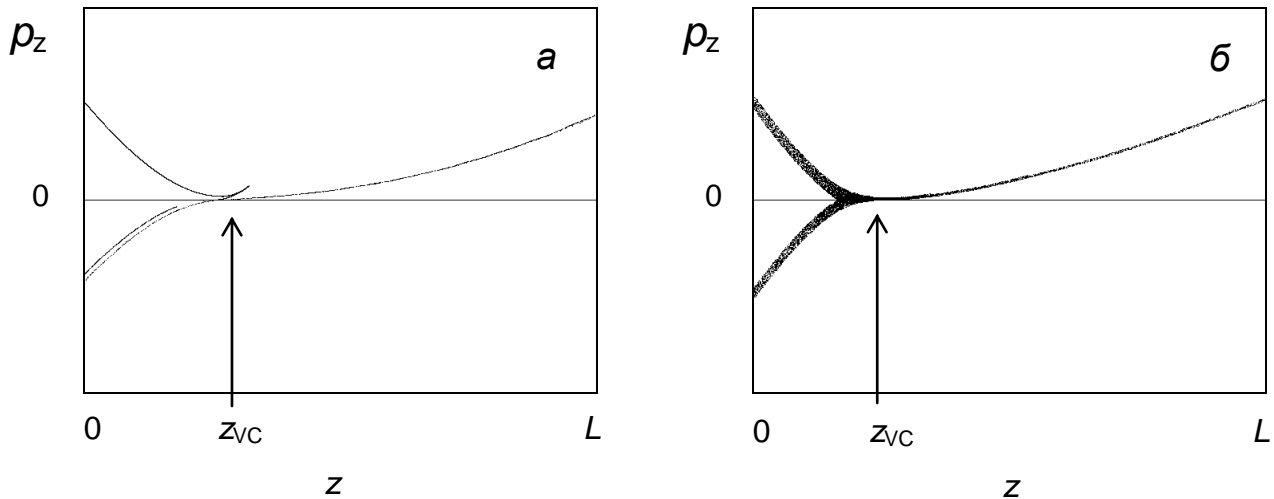


Рис. 39. Фазовый портрет электронного пучка в эквипотенциальном промежутке ( $\gamma_{in}=1.68, j_{in} \approx 4 j_{cr,1}$ ) для моноэнергетического инжектируемого пучка (а) и при разбросе по энергии  $\pm 6\%$  (б)

Разумеется, подавление автоколебаний не означает, что токопрохождение через промежуток теряет резонансный характер. Заметим, что автоколебания объемного заряда в системе с виртуальным катодом вторичны по отношению к релаксационным колебаниям. В численном эксперименте частота релаксационных колебаний может быть определена (в том числе, и в ситуациях, когда автоколебания подавлены) резонансным способом по величине колебательного отклика электронного потока на внешнее возмущение — например, на модуляцию энергии электронов в инжектируемом пучке. Для виркатора со стоячей волной и однородным распределением поля в качестве характеристики отклика целесообразно взять величину осцилляций тока, усредненного по длине промежутка. Так, рис. 40 иллюстрирует ситуацию, когда энергия электронов, инжектированных в промежуток, промодулирована по закону  $\varepsilon_{in}(t) = \varepsilon_{in,0}[1 + a \cos(2\pi f_{mod}t)]$ , причем коэффициент модуляции  $a$  постоянен, а частота модуляции  $f_{mod}$  линейно, адиабатически медленно (в течение 200 нс) нарастает от нуля до максимальной величины.

Заметим, что в системах с виртуальным катодом величина резонансного отклика на частоте, соответствующей времени жизни пролетных частиц, мала по сравнению с откликом на частоте, определяемой отраженными частицами. Причина этого, по-видимому, заключается в том, что виртуальный катод обычно расположен ближе к плоскости инжекции, чем к коллектору, и по этой причине колебания величины заряда вблизи коллектора, связанные с поглощением пролетных частиц,

сравнительно мало влияют на токопрохождение через виртуальный катод. Кроме того, сам проходящий ток мал по сравнению с отраженным. Исключение составляет случай с малой надкритичностью тока и высоким уровнем внешней модуляции, когда величина проходящего тока может быть сравнимой с током инжекции. Однако в этом случае отражение частиц начинает происходить ближе к середине промежутка, времена жизни пролетных и отраженных частиц выравниваются, и соответствующие им резонансы становятся в принципе трудно различимыми.

### 3.2.3. Роль виртуального катода в СВЧ-генераторе. Виртуальный катод как модулятор электронного тока

По-видимому, именно автоколебания объемного заряда в потоке с виртуальным катодом, обнаруженные в одномерной модели [115], вызвали к жизни идею о возможности использования виртуального катода для генерации СВЧ-колебаний.

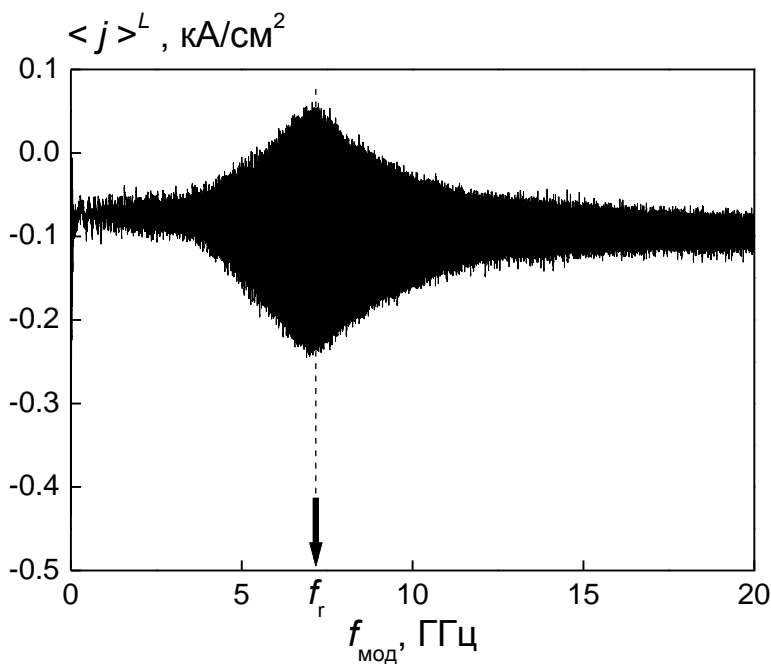


Рис. 40. К определению частоты релаксационных колебаний электронного потока с виртуальным катодом: отклик тока, усредненного по длине промежутка, на модуляцию энергии инжекции электронов с частотой  $f_{\text{мод}}$  ( $L = 5$  см,  $\gamma_{\text{in},0} \approx 2$  с разбросом  $0.2 (\pm 10 \%)$ ,  $j_{\text{in}} = 1$  кА/см²  $\approx 8.3j_{\text{cr},1}$ ).

В то же время, такой подход к решению задачи о генерации СВЧ-излучения в виркаторе, когда виртуальный катод, совершающий потенциальные автоколебания, рассматривается как заданный источник ВЧ тока (а параметры излучения рассчитываются, например, в дипольном приближении), едва ли является корректным.

Решение задачи об излучении предполагает учет взаимодействия электронного потока со всеми

составляющими электромагнитного поля — как с собственными полями, так и с полем излучения.

На наш взгляд, наличие или отсутствие автоколебаний объемного заряда в системе с виртуальным катодом может лишь косвенно свидетельствовать о возможности генерации в ней СВЧ-излучения. Например, как отмечалось выше, скоростной разброс электронов в пучке подавляет автоколебания. В сильноточных устройствах такой разброс всегда имеется, и поэтому автоколебания виртуального катода в отсутствие ВЧ полей, как правило, не выражены. Однако, это не препятствует эффективной генерации излучения. С другой стороны, опыт численного моделирования свидетельствует о том, что в генераторах с виртуальным катодом его автоколебания выражены лишь при высокой надкритичности тока. В то же время, в устройствах с умеренной надкритичностью тока колебания виртуального катода в начальные моменты времени практически отсутствуют и появляются лишь вместе с развитием СВЧ-генерации — тем не менее, эффективность генерации может быть достаточно высокой.

Принципиально важным и уникальным свойством виртуального катода, позволяющим применять его в СВЧ-устройствах, является зависимость величины проходящего тока от энергии инжектируемых электронов или от напряженности наложенного на систему внешнего переменного электрического поля.

Как известно, необходимым условием генерации или усиления колебаний в системе «электронный поток — электромагнитное ВЧ поле» является фазовая сепарация электронного тока относительно ВЧ поля. В приборах пролетного типа, таких как клистрон, ЛБВ, ЛОВ, фазовая сепарация тока напрямую связана с позиционной группировкой частиц, носит инерционный характер и развивается на достаточно большой длине: оптимальная длина таких приборов возрастает с ростом энергии электронов (в ультррелятивистском пределе  $L_{opt}/\lambda \propto \gamma^2$ ).

Заметим, однако, что в общем случае фазовая сепарация электронного тока не эквивалентна позиционной группировке частиц (ток электронов пропорционален как их концентрации, так и скорости). В релятивистских пролетных приборах, при неглубоком торможении электронов, различие между сгустками заряда и «сгустками» тока невелико. В виркаторах, где (в стационарном состоянии) максимальная плотность электронов соответствует точке их нулевой скорости в точке отражения, это различие носит принципиальный характер.

Присутствие виртуального катода в системе обеспечивает иную возможность для фазовой сепарации тока. Величина тока, прошедшего за виртуальный катод, зависит от кинетической энергии налетающих частиц: увеличение энергии вызывает увеличение проходящего тока. Таким образом, при наличии модуляции по энергии в пучке виртуальный катод обеспечивает фазовую сепарацию проходящего и отраженного токов. В отличие от инерционной группировки, этот процесс не требует протяженного дрейфа частиц даже при их релятивистской начальной энергии. По этой причине СВЧ-приборы с виртуальным катодом могут иметь длину гораздо меньшую, чем приборы с инерционной группировкой. В некотором смысле виртуальный катод подобен сеточному электроду, роль управляющего напряжения для которого играет кинетическая энергия налетающих частиц.

Модуляция кинетической энергии электронов, необходимая для реализации сепарирующих свойств виртуального катода, может быть обеспечена за счет присутствия в системе высокочастотного поля. Таким образом, основная задача при создании СВЧ-прибора с виртуальным катодом состоит в том, чтобы, используя виртуальный катод в качестве токового сепаратора<sup>14</sup>, реализовать такую конфигурацию ВЧ поля, которая отвечала бы наиболее эффективной модуляции тока и отбору энергии от электронов пучка — как проходящей, так и отраженной его частей.

Исследованию энергообмена электронного потока и ВЧ поля в системах с виртуальным катодом предпосланы расчетные результаты, количественно характеризующие виртуальный катод как токовый модулятор (рис. 41). Расчеты выполнены в одномерной РС-модели. В эквипотенциальный промежуток инжектируется поток электронов с модуляцией частиц по кинетической энергии:  $\varepsilon_{in}(t) = \varepsilon_{in,0}[1 + a \cos(2\pi f_{mod}t)]$ . Каждая из приведенных на рисунке кривых получена в одном расчете, когда коэффициент модуляции  $a$  фиксирован, а частота модуляции  $f_{mod}$  медленно изменяется от нуля до величины  $3f_{r,0}$ , где частота релаксационных колебаний  $f_{r,0}$  соответствует малой модуляции.

<sup>14</sup> Эта идея не нова. Виртуальный катод использовался, в частности, в компактном модуляторе рабочего электронного пучка в клистроноподобном генераторе SuperRELTRON [146] на нерелятивистском уровне энергии электронов (перед их доускорением).

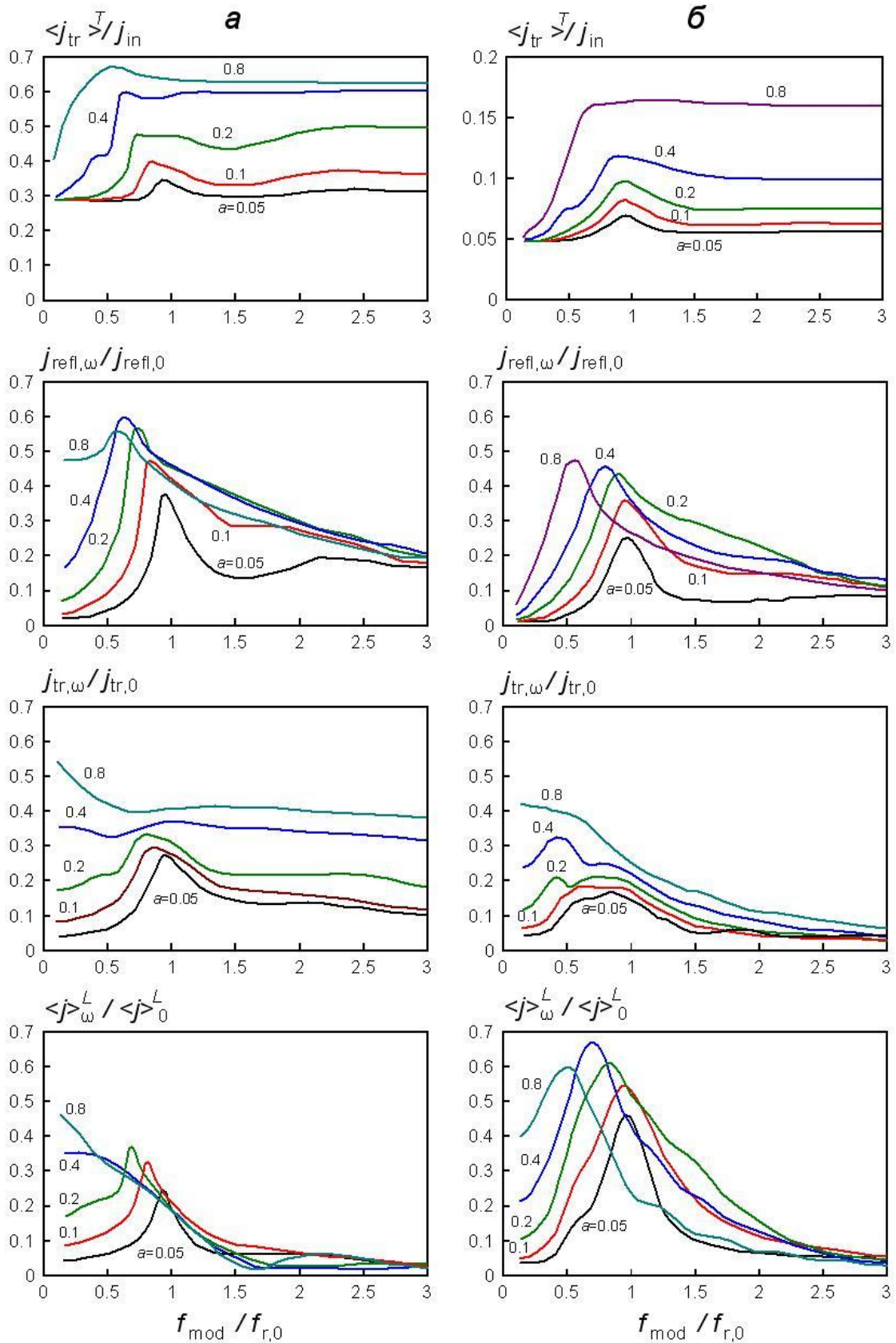


Рис. 41. Сверху вниз: средняя величина проходящего тока, максимальные спектральные амплитуды (нормированные на нулевую гармонику) отраженного тока, проходящего тока, и величины тока, усредненной по промежутку, как функции частоты модуляции инжектируемого пучка по энергии при различных коэффициентах модуляции (соответствуют числам на кривых). Ширина промежутка  $L=5$  см. Левая колонка (а):  $j_{in} = 0.3 \text{ кА/см}^2 \approx 2.5 j_{cr,1}$ ,  $f_{r,0} \approx 3.9$  ГГц. Правая колонка (б):  $j_{in} = 1.5 \text{ кА/см}^2 \approx 12.5 j_{cr,1}$ ,  $f_{r,0} \approx 9.8$  ГГц. Энергия инъекции везде  $\epsilon_{in,0} = 500$  кэВ. Расчет в одномерной PIC-модели.

Расчетные данные приведены для двух случаев (*a*, *б*), различающихся степенью надкритичности тока инжекции. Как видно из рисунка, в обоих случаях с ростом модуляции происходит увеличение среднего токопрохождения через промежутки (вдвое и более при приближении коэффициента модуляции к единице) и амплитуд

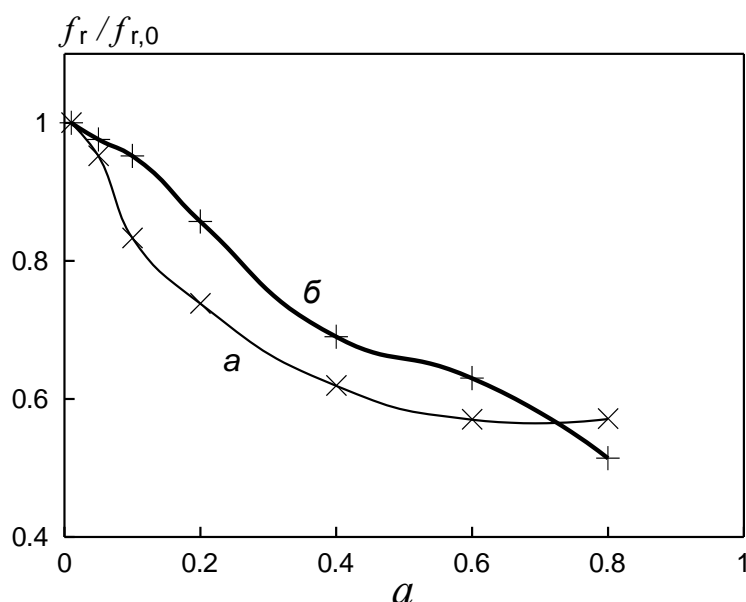


Рис. 42. Резонансная частота электронного потока с виртуальным катодом, определенная по отраженному току, в зависимости от глубины модуляции энергии инжекции. Параметры системы соответствуют случаям *a*, *б* на рис. 41.

колебаний всех токов. При этом наблюдается частотный резонанс, относительная величина которого максимальна при малой модуляции ( $f_{\text{mod}} \approx f_{r,0}$ ). С ростом глубины модуляции резонанс ослабевает и уширяется. При этом частота резонанса значительно уменьшается (рис. 42). Причина этого, как уже было сказано, состоит в смещении максимальной координаты точки отражения электронов по

направлению к коллектору и увеличению пролетного времени отраженных частиц. В связи с этим следует ожидать, что в СВЧ-генераторе с виртуальным катодом частота колебаний, соответствующая максимальной эффективности в нелинейном режиме, будет ниже частоты, соответствующей быстрой раскачке колебаний. Настройка волнового резонатора прибора должна производиться с учетом этого эффекта. С другой стороны, достаточно большая ширина «релаксационного» резонанса (десятки процентов) дает принципиальную возможность управлять частотой генерации за счет изменения частоты собственных колебаний электродинамической системы.

Достигаемая величина модуляции отраженного, проходящего и усредненного по промежутку токов (рис. 41) достаточно велика (0.4—0.7) как при малой, так и при высокой надкритичности тока инжекции, и все эти токи могут в принципе быть использованы для генерации ВЧ колебаний. Однако в случае малой надкритичности тока инжекции абсолютные величины отраженного тока и проходящего (коллекторного) тока сравнимы с величиной тока инжекции, и оба этих тока могут



быть эффективно использованы; в случае же большой надкритичности величина проходящего тока относительно мала, поэтому построение эффективного СВЧ-генератора возможно лишь с использованием отраженного тока (см. далее случай *e* на рис. 43).

Приведем несколько возможных схем построения приборов с виртуальным катодом как модулятором тока (рис. 43). Электромагнитное поле присутствует в волновых секциях (которые обозначены синусоидой). Стрелками показана электродинамическая связь между секциями, призванная обеспечить требуемую взаимную фазировку ВЧ колебаний и, в совокупности с добротностями секций, нужное соотношение амплитуд ВЧ полей. Секции, где ВЧ поле отсутствует, отмечены наличием поглотителей.

Заметим, что для модуляции электронного пучка по энергии могут быть использованы как волновые секции (*в*, *д*, *е*), так и вакуумный диод, в котором

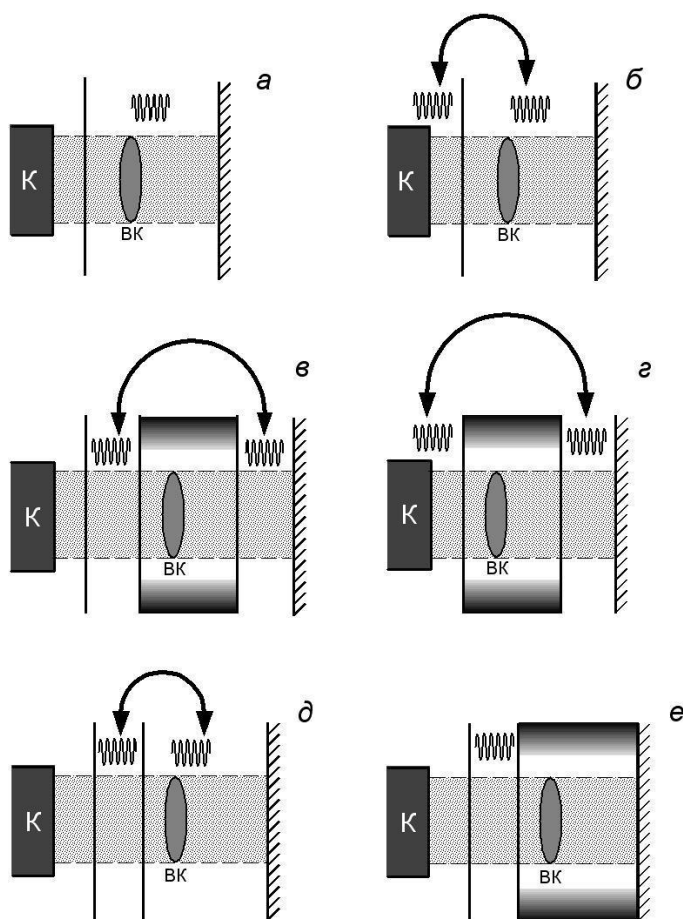


Рис. 43. Некоторые варианты построения СВЧ-генераторов с виртуальным катодом

происходит формирование электронного пучка (этот случай (*б*, *г*) мы далее не рассматриваем; отметим лишь, что здесь модуляция электронного пучка по энергии частиц сопровождается модуляцией плотности тока, причем, в соответствие с законом Чайлда-Лэнгмюра, прирост кинетической энергии частиц сопровождается приростом тока, что несколько снижает эффективность дальнейшей фазовой сепарации тока виртуальным катодом. Модуляция электронного пучка в вакуумном диоде была применена в СВЧ-генераторе «Виртод» [27]).

Оговоримся, что особое выделение «секции модуляции» среди электродинамических секций прибора, конечно,

является условным. В любой области, где присутствуют электронный пучок и электромагнитное поле, процессы фазовой сепарации и энергоотбора сосуществуют, но может преобладать тот или другой. Так, в традиционной одноззорной схеме виркатора (*a*) оба процесса происходят в одном и том же промежутке. В конфигурациях *b*, *d*, *e* левая волновая секция, кроме модуляции инжектируемого пучка, может быть использована для отбора энергии от отраженной части пучка, причем в случае (*e*) это вообще единственное место энергообмена пучка с электромагнитным полем.

В случаях *a*, *b*, *d* виртуальный катод находится в ВЧ поле. Однако, поскольку работа виртуального катода как фазового сепаратора не требует его помещения в ВЧ поле, он может находиться и в нерезонансном объеме (*b*, *z*, *e*).

Ниже представлены результаты расчетов взаимодействия электронного потока с ВЧ полем (однородным по длине промежутка) для одноззорного виркатора (случай *a*) с малой надкритичностью тока инъекции, генератора на отраженном потоке с высокой надкритичностью тока (случай *e*), а также двухсекционного виркатора (случай *d*) с малой надкритичностью тока. Последнему случаю, который и был выбран для экспериментальной реализации, уделено особое внимание.

### **3.3. Численное моделирование взаимодействия электронного потока с виртуальным катодом с ВЧ полем в одномерной модели**

Основные закономерности энергообмена электронного потока с виртуальным катодом с ВЧ полями большой амплитуды в одно- и двухззорной системах исследовались с помощью одномерной PIC-модели с отдельным учетом поля объемного заряда и ВЧ поля (см. стр. 37). Поля объемного заряда определялись самосогласованным образом в потенциальном приближении. Амплитуды и фазы ВЧ полей, а также энергия инжектируемых электронов  $\varepsilon_{in}$  и плотность тока инъекции  $j_{in}$  задавались. КПД генерации определялся путем суммирования работ ВЧ поля над всеми частицами пучка с момента их инъекции до поглощения на граничных электродах или фольге. Сравнение данной величины с полными потерями энергии частицами позволило сделать вывод об удовлетворительной степени консервативности схемы по энергии ( $\sim 10\%$ ).

3.3.1. Однозорная система с малой надкритичностью тока

На рис. 44, а представлена эффективность генерации СВЧ-излучения в однозорной системе при небольшом превышении тока инжекции над критическим как функция невозмущенного угла пролета частиц через промежуток в ВЧ поле

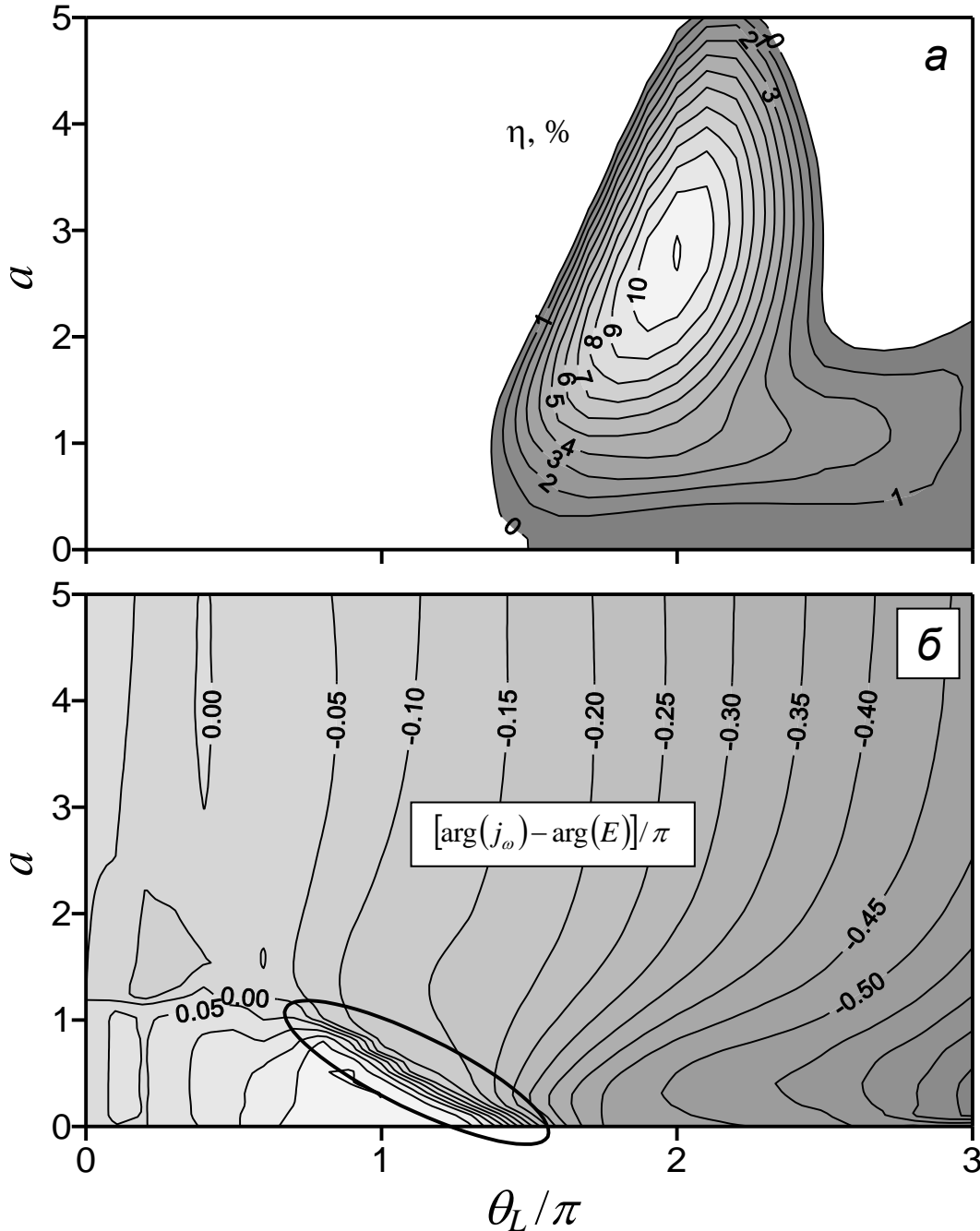


Рис. 44. Эффективность генерации (а) и величина сдвига фаз между ВЧ током и ВЧ полем в месте невозмущенного положения виртуального катода  $z_0 \approx L/3$  (б) в однозорном виркаторе как функции величины невозмущенного угла пролета и ускорительного параметра ( $\varepsilon_{in} = 500$  кэВ,  $j_{in} = 0.3$  кА/см<sup>2</sup>  $\approx 2.5 j_{cr1}$ ,  $L = 5$  см). Одномерная PIC-модель. Овалом отмечена область резонанса колебаний ВЧ поля с релаксационными колебаниями.

$$\theta_L = \frac{\omega L}{c\beta_0} \text{ и ускорительного параметра (приведенного к длине системы) } a = \frac{eEL}{mc^2(\gamma_0 - 1)}$$

при энергии инжекции электронов 500 кэВ. Максимальная величина эффективности ( $\sim 12\%$ ) достигается при  $a_{\text{opt}} \approx 3$ ,  $\theta_{L,\text{opt}} \approx 2\pi$ . Данная величина пролетного угла близка к величине, характерной для механизма возбуждения колебаний, связанного с модуляцией токопрохождения через виртуальный катод, предсказанной аналитически С. Д. Коровиным [13а, 42а]. Она приблизительно вдвое больше величины пролетного угла, соответствующего области резонанса с релаксационной частотой  $f_r$  электронного потока (здесь КПД отрицателен и возбуждение колебаний невозможно). Заметное на рис. 44, б уменьшение релаксационной частоты с ростом амплитуды ВЧ поля связано с увеличением максимального значения координаты точки поворота отраженных электронов, от невозмущенной величины  $z_{0,\text{min}} \approx L/3$  до  $z_{0,\text{max}} \approx L$  (см. п. 3.2.2).

Итак, в одноззорной системе частота колебаний ВЧ поля, оптимальная с точки зрения пролетного угла, не совпадает с частотой релаксационных колебаний объемного заряда, и это, по-видимому, является одной из причин невысокого значения эффективности.

Расчеты показали, что в одноззорной системе в режиме с максимальным КПД положительный вклад в энергообмен вносится отраженными частицами. Вклад прошедших частиц отрицателен и сравнительно мал. При этом отражения испытывают в основном частицы, стартовавшие во второй половине тормозящей и в начале ускоряющей фазы ВЧ поля.

### 3.3.2. Генератор на отраженном токе с высокой надкритичностью тока

Генератор на отраженном токе (рис. 43, е) представляет собой частный случай двухззорной системы (рис. 43, д, рис. 46), когда ВЧ поле во второй секции, где находится виртуальный катод, отсутствует. Отбор энергии ВЧ полем от электронного потока, отраженного виртуальным катодом, как и модуляция инжектируемого пучка, происходит в первой секции. Поскольку ток инжекции существенно превышает критический для второй секции, ширина первой секции мала:  $L_1 \ll L_2$ .

На рис. 45. приведены результаты одномерного расчета генератора для случая, когда частота колебаний ВЧ поля совпадает с невозмущенной частотой

релаксационных колебаний  $f_{r,0}$ . Максимальная величина КПД (около 20%) достигается при величине ускорительного параметра  $a_1 \sim 0.5$  и ширине первого зазора  $L_1$ , не превышающей  $\sim 0.1 L_2$ .

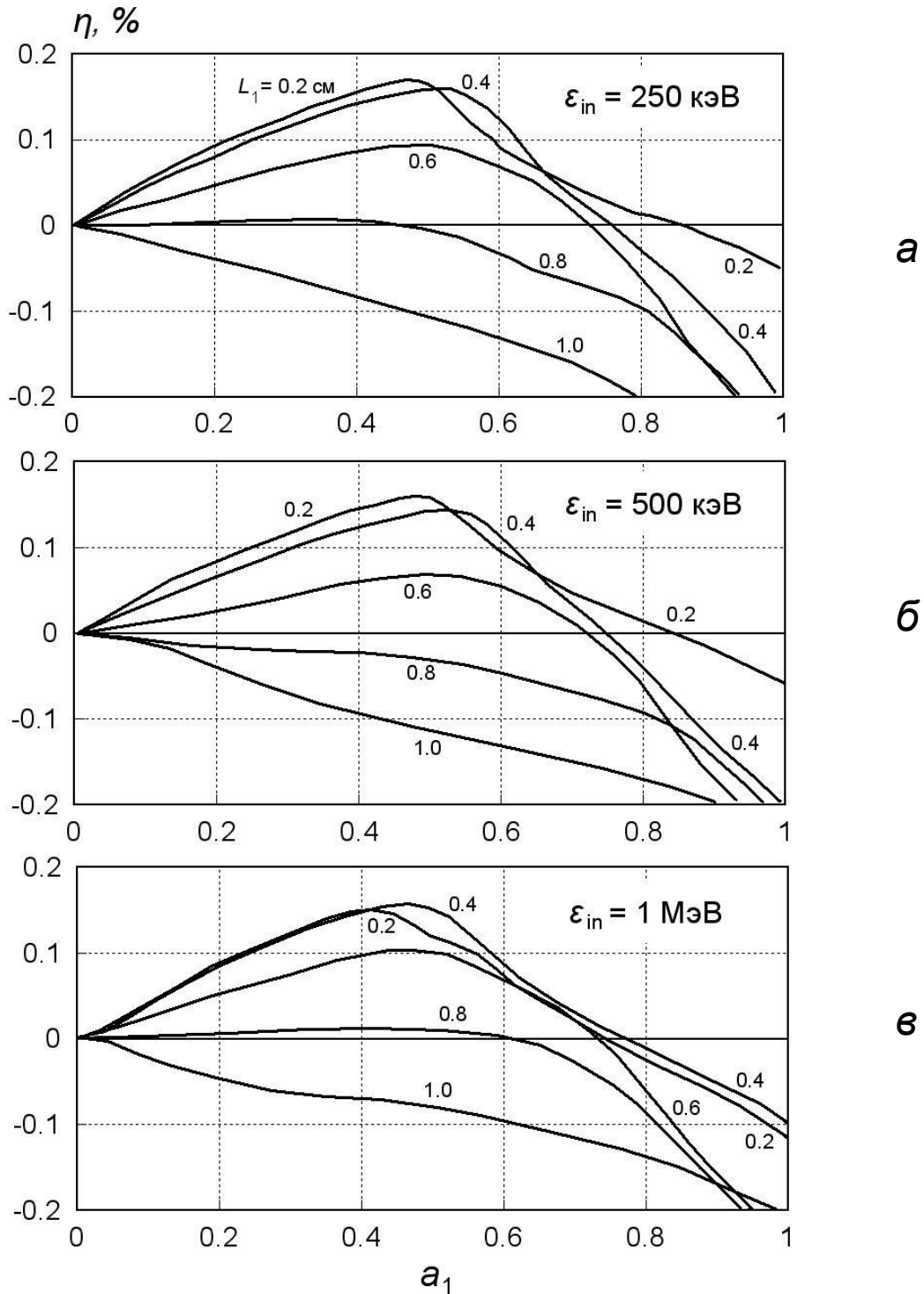


Рис. 45. Зависимость эффективности генерации в генераторе на отраженном потоке от ускоряющего параметра первой секции при различных величинах энергии электронов в инжектируемом пучке. Величина тока инжекции  $j_{in} \approx 12.5 j_{cr,1}$ . ( $a$  —  $0.575 \text{ кА/см}^2$ ,  $б$  —  $1.5 \text{ кА/см}^2$ ,  $в$  —  $3.5 \text{ кА/см}^2$ ). Частота ВЧ колебаний выбрана равной частоте релаксационных колебаний в отсутствие ВЧ поля ( $a$  —  $7.6 \text{ ГГц}$ ,  $б$  —  $9.8 \text{ ГГц}$ ,  $в$  —  $11.5 \text{ ГГц}$ ).

Быстрое падение КПД при увеличении  $L_1$  связано с возрастанием величины пролетного угла частиц. Расширение рабочего диапазона величины  $L_1$  достигается (ценой некоторого уменьшения эффективности) при снижении рабочей частоты относительно невозмущенной частоты релаксационных колебаний.

Отметим, что для величин  $L_1$ , обеспечивающих наибольшую эффективность генерации, величина эффективности положительна начиная с малых величин  $a_1$ . Это говорит о возможности «мягкого» возбуждения колебаний в системе.

Отметим, что в генераторе на отраженном потоке, как и в одноззорной системе (п. 3.3.1), при заданной величине  $\gamma_0$  фазировка ВЧ поля на траектории электронов (величина пролетного угла) определяется соотношением между частотой релаксационных колебаний (задаваемой степенью надкритичности тока инжекции) и частотой ВЧ поля. Поэтому способы влияния на фазировку ВЧ поля (и через нее на эффективности и частоту генерации) ограничены. Большие возможности в этом смысле предоставляет двухсекционная схема (рис. 43, д), в которой фазы и амплитуды ВЧ полей в секциях могут задаваться независимо.

### 3.3.3. Двухззорная система с малой надкритичностью тока

Рассматривалась ситуация, когда ширина второго промежутка значительно превышает ширину первого ( $L_2 = 5 L_1$ ), а надкритичность инжектируемого тока невелика ( $j_{in} \approx 2.5 j_{cr,1}$  для второго зазора). В этих условиях виртуальный катод, при отсутствии ВЧ полей, формировался во втором промежутке. ВЧ поля в первой и

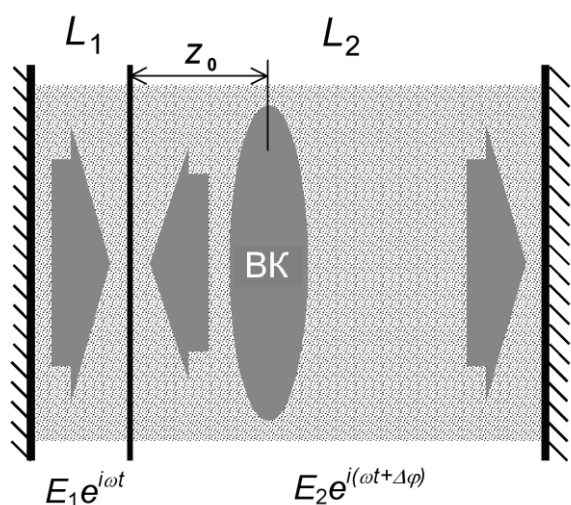


Рис. 46. Двухззорная система с виртуальным катодом

второй секциях различались по амплитуде и фазе (рис. 46).

По отношению к отраженным от виртуального катода частицам моделировались две простейшие ситуации. В первом случае разделяющая промежутки «фольга» свободно пропускала частицы в обоих направлениях. Во втором случае частицы, пересекающие фольгу в отрицательном направлении, изымались из расчета.

Расчеты продемонстрировали принципиальное отличие двухзазорной системы от однозазорной, заключающееся в том, что максимальная эффективность энергообмена соответствует частоте колебаний ВЧ поля, совпадающей с частотой релаксационных колебаний электронного потока. Приведенные ниже результаты получены при выполнении этого условия.

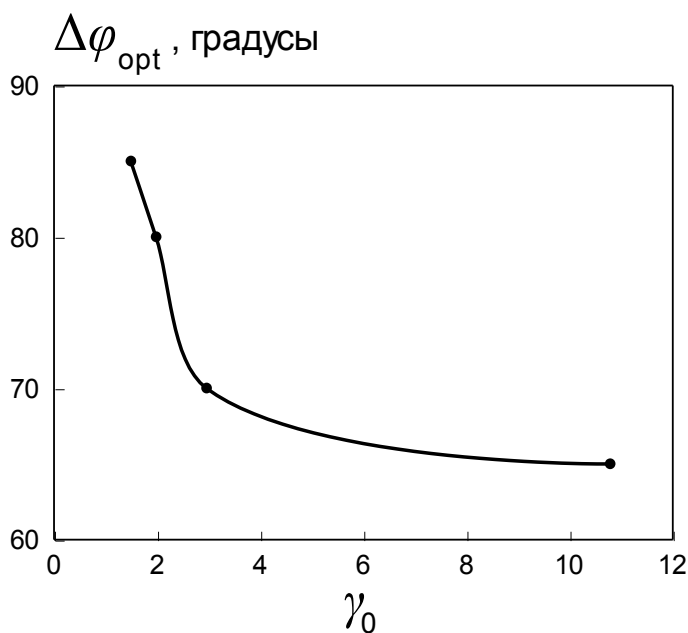


Рис. 47. Зависимость оптимального сдвига фаз между ВЧ полями в секциях от релятивистского фактора инжектируемых электронов

Расчеты показали, что для каждой величины энергии инжектируемых электронов существует оптимальная разность фаз  $\Delta\varphi_{opt}$  между ВЧ полями в секциях, дающая, при соответствующих величинах этих полей, абсолютный максимум КПД. При указанной выше ширине зазоров величина  $\Delta\varphi_{opt}$  уменьшается с ростом энергии инжекции электронов (рис. 47 — во всех случаях поле во втором зазоре колеблется с опережением) и практически не зависит от условий для частиц на разделяющей фольге.

Полученные в расчетах зависимости КПД от ускорительных параметров в первой ( $a_1$ ) и второй ( $a_2$ ) секциях при различных начальных энергиях электронов и при различных условиях для частиц на фольге изображены на рис. 48, 50, 52. Результаты приведены как для оптимально сфазированных ( $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt}$  — случаи *a*, *b*), так и синфазных ( $\Delta\varphi = 0$  — случаи *в*, *г*) полей.

Картина зависимости КПД от ускорительных параметров и абсолютные значения КПД слабо изменяются в достаточно широком диапазоне энергий электронов (от  $\gamma_{in} \approx 1.5$  до  $\gamma_{in} \approx 10$ ). Заметные на части «карт» излом изолиний КПД и быстрое падение эффективности справа от точки  $a_1 = 1$  связаны с тем, что часть электронов начинает испытывать отражения уже в первом промежутке и вообще не попадает во второй зазор.

Условия на разделяющей фольге оказывают сильное влияние на оптимальные величины напряженности ВЧ полей в секциях, максимальную величину эффективности, а также на распределение интенсивности энергообмена электронов с ВЧ полем по длине системы. Так, при  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{opt}}$  максимальная величина КПД (34—40 %) достигается при отсечении отраженных от виртуального катода частиц (случай *a*). Данный режим отличается высокими величинами ВЧ полей в зазорах и сравнительно узким рабочим диапазоном величины отношения  $a_2/a_1$ . При отсутствии отсечения отраженных частиц эффективность снижается до 28—30% (случай *b*).

Режим с синфазными полями, в отличие от режима с оптимальным сдвигом фаз, при условии отсечения отраженных частиц является сравнительно низкоэффективным (КПД вблизи 10%, случай *в*), а без отсечения величина КПД может достигать 17—20%. Заметим, что преимуществом режима с синфазными полями является более простая возможность практической реализации в добротной электродинамической системе.

Заметим, что во всех случаях отрезок, соединяющий точку (0, 0) с точкой наибольшей эффективности на плоскости ( $a_1, a_2$ ), находится внутри области положительных КПД. Таким образом, в системе возможно «мягкое» возбуждение колебаний с выходом в точку максимального КПД (в предположении, что отношение амплитуд ВЧ полей в секциях в процессе раскачки колебаний не изменяется — например, для добротной системы).

Введение разброса по кинетической энергии во всех случаях приводит к снижению максимальной величины КПД (рис. 49, 51, 53). Однако, величина КПД сохраняется достаточно высокой даже при такой величине разброса, когда автоколебания объемного заряда в пучке в отсутствие ВЧ поля практически отсутствуют. При этом величины оптимальных ускорительных параметров незначительно возрастают, а способность системы к «мягкому» самовозбуждению сохраняется (рис. 54). Системы с синфазными полями заметно менее чувствительны к величине разброса, чем системы с оптимальной фазировкой полей, и при разбросе 20—30% могут конкурировать с ними по величине КПД.



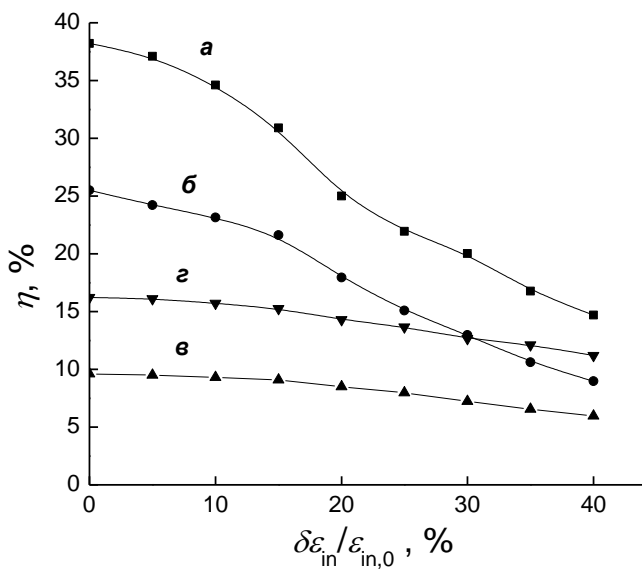
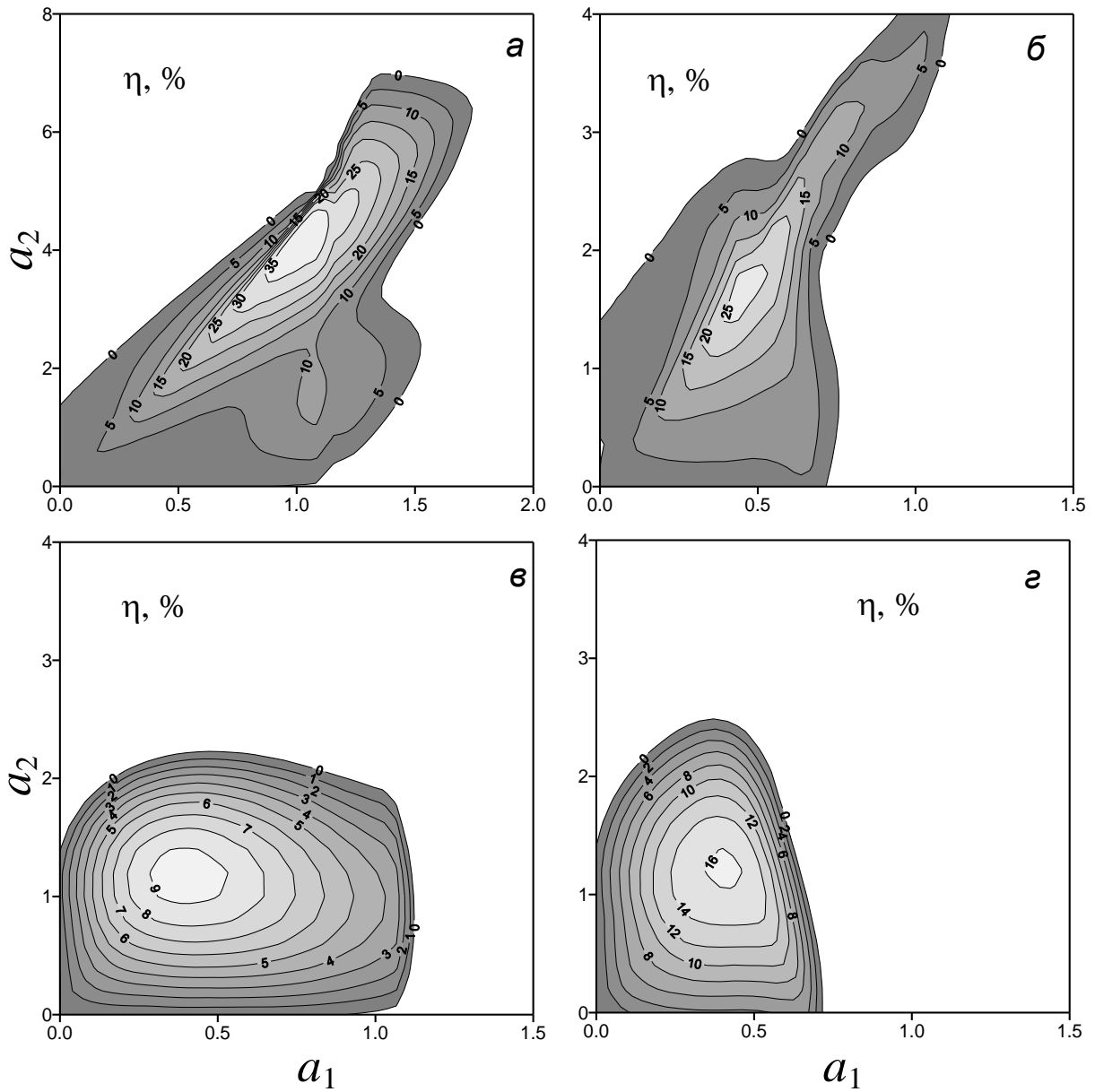


Рис. 48. Эффективность генерации двухзального виркатора как функция величин ускорительных параметров (инжектируется моноэнергетический пучок:  $\varepsilon_{in} = 250$  кэВ,  $j_{in} = 0.115$  кА/см<sup>2</sup>  $\approx 2.5j_{cr,1}$ ,  $L_1 = 1$  см,  $L_2 = 5$  см,  $f = f_r = 2.8$  ГГц).

- а)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 85^\circ$ , с отсечением отраженных частиц на фольге;
- б)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 85^\circ$ , без отсечения;
- в)  $\Delta\varphi = 0$ , с отсечением;
- г)  $\Delta\varphi = 0$ , без отсечения.

Рис. 49. Зависимость эффективности генерации от разброса электронов по энергии в инжектируемом пучке в точках максимума КПД (рис. 48, а—г).

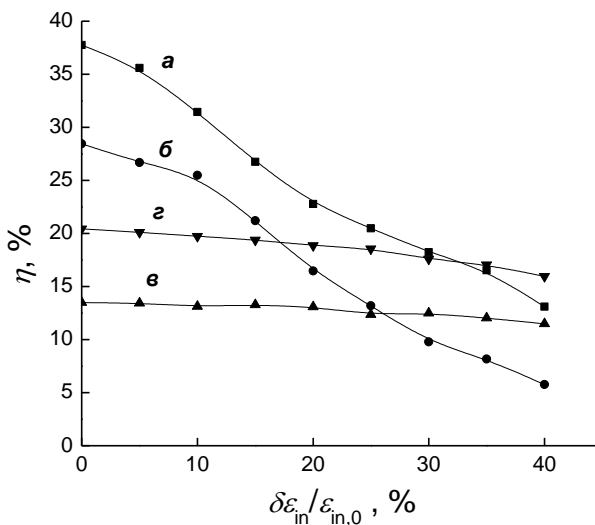
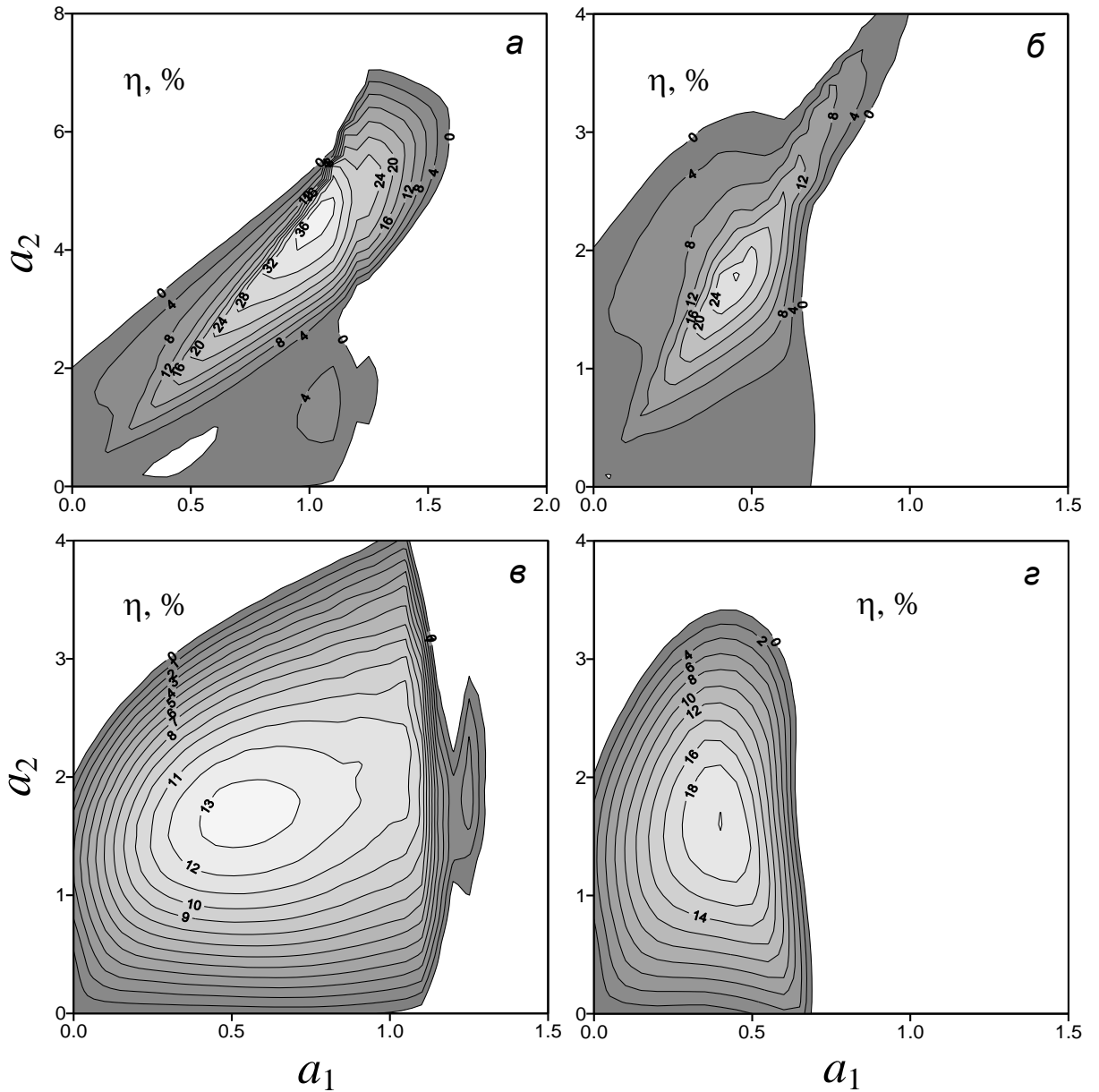


Рис. 50. Эффективность генерации двухзачорного виркатора как функция величин ускорительных параметров (инжектируется моноэнергетический пучок:  $\varepsilon_{in} = 500$  кэВ,  $j_{in} = 0.3$  кА/см<sup>2</sup>  $\approx 2.5 j_{cr,1}$ ,  $L_1 = 1$  см,  $L_2 = 5$  см,  $f = f_T = 3.9$  ГГц).

- а)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 81^\circ$ , с отсечением отраженных частиц на фольге;
- б)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 81^\circ$ , без отсечения;
- в)  $\Delta\varphi = 0$ , с отсечением;
- г)  $\Delta\varphi = 0$ , без отсечения.

Рис. 51. Зависимость эффективности генерации от разброса электронов по энергии в инжектируемом пучке в точках максимума КПД (рис. 50, а—г).

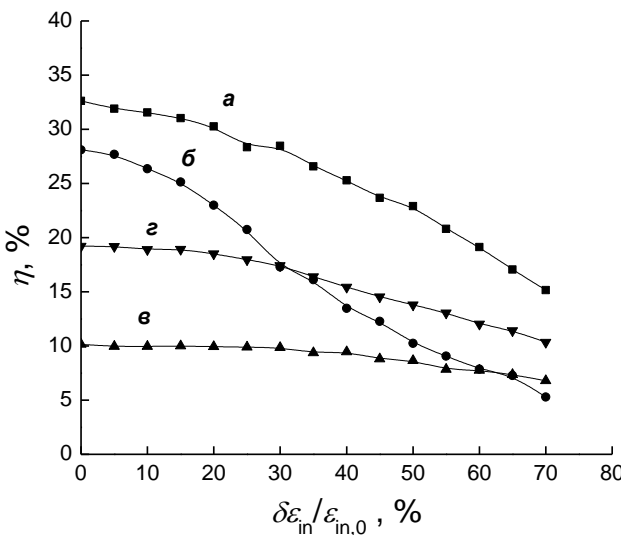
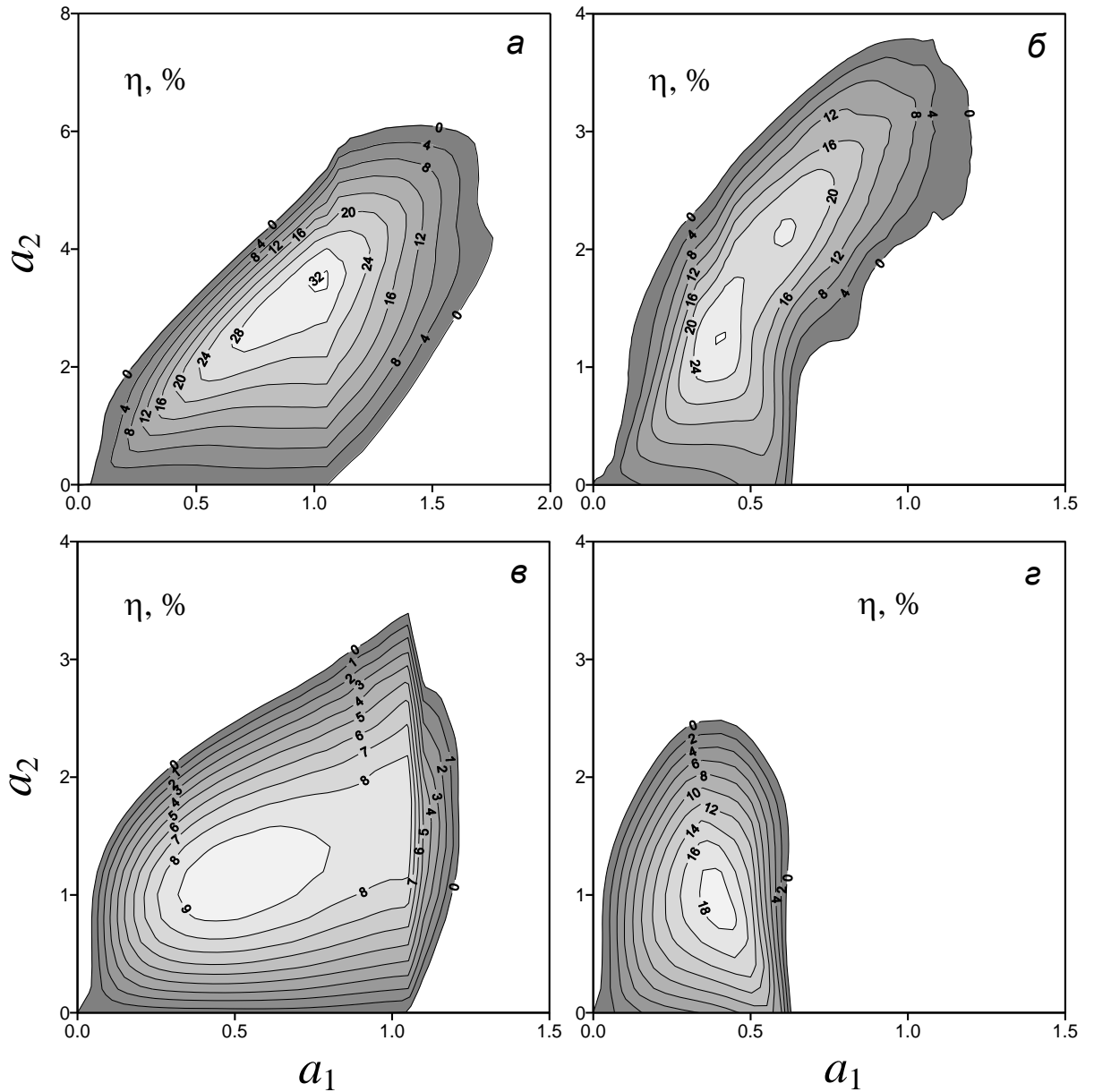


Рис. 52. Эффективность генерации двухзазорного виркатора как функция величин ускорительных параметров (инжектируется моноэнергетический пучок:  $\epsilon_{in} = 1.0$  МэВ,  $j_{in} = 0.7$  кА/см<sup>2</sup>  $\approx 2.5 j_{cr,1}$ ,  $L_1 = 1$  см,  $L_2 = 5$  см,  $f = f_r = 4.0$  ГГц).

- а)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 70^\circ$ , с отсечением отраженных частиц на фольге;
- б)  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{opt} = 70^\circ$ , без отсечения;
- в)  $\Delta\varphi = 0$ , с отсечением;
- г)  $\Delta\varphi = 0$ , без отсечения.

Рис. 53. Зависимость эффективности генерации от разброса электронов по энергии в инжектируемом пучке в точках максимума КПД (рис. 52, а—г).

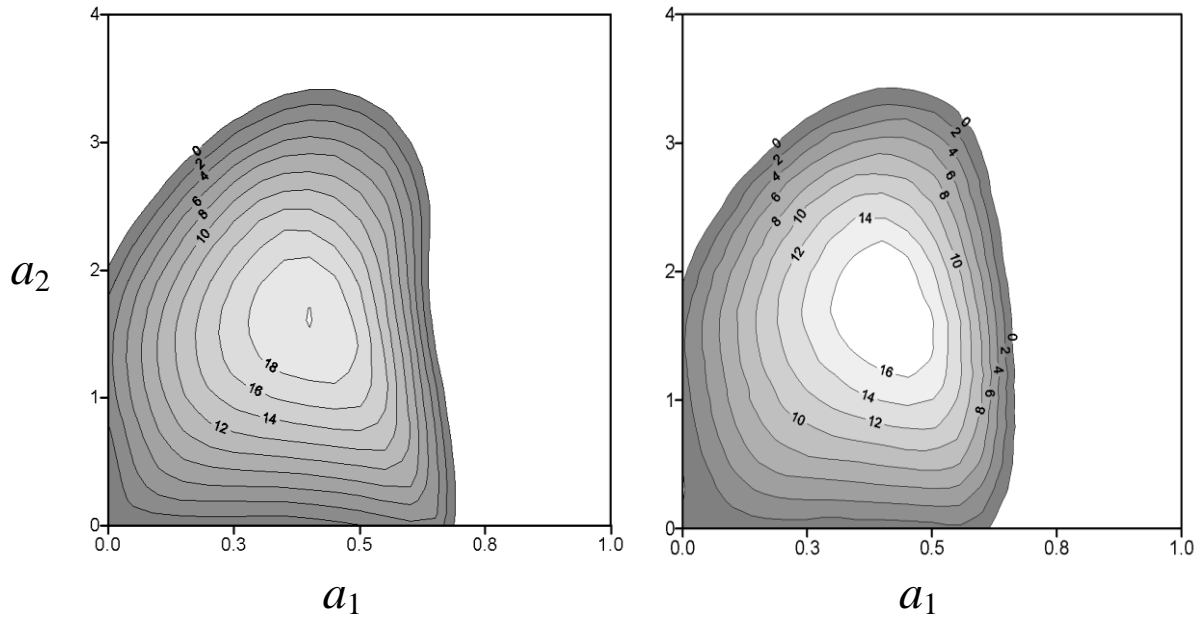
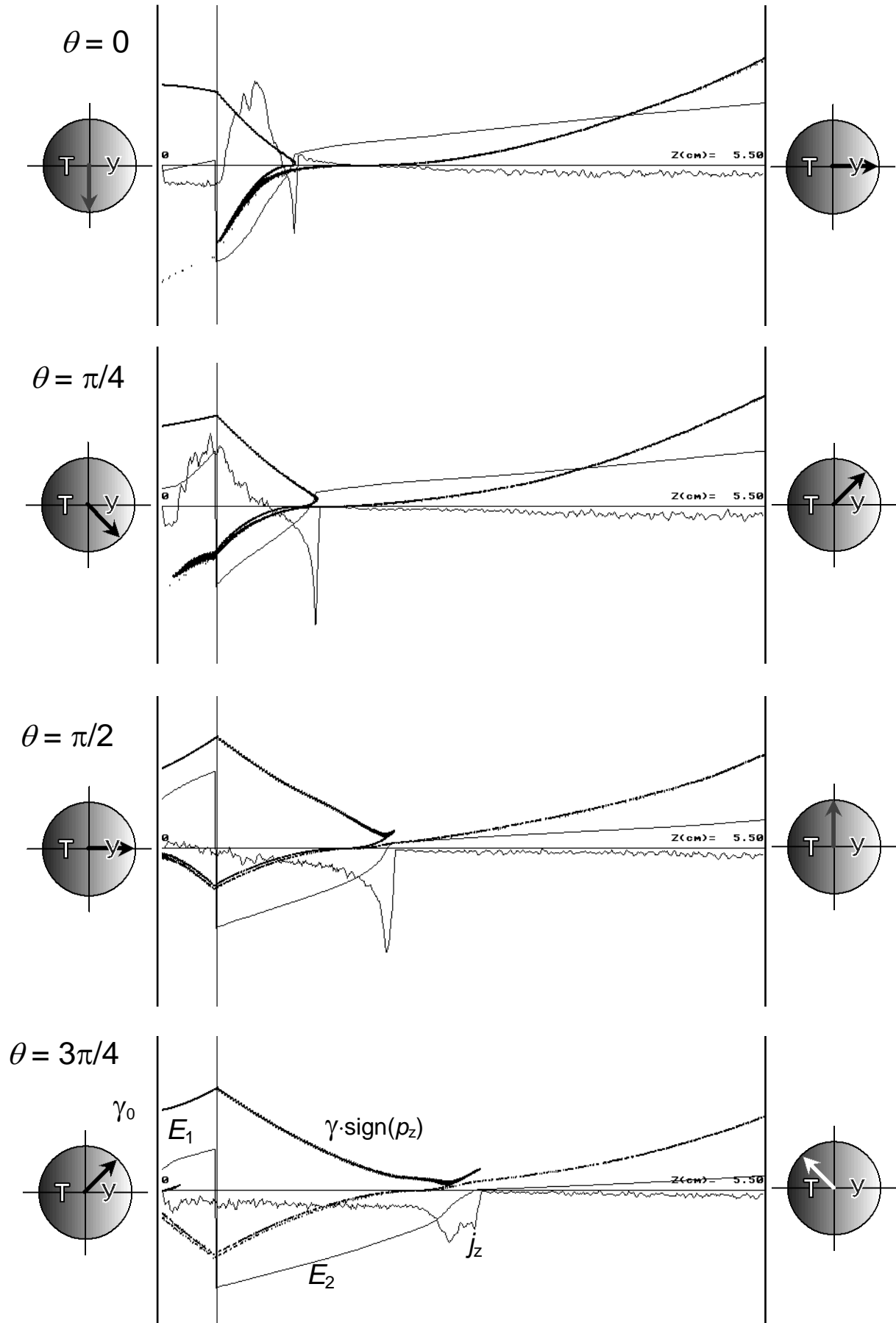
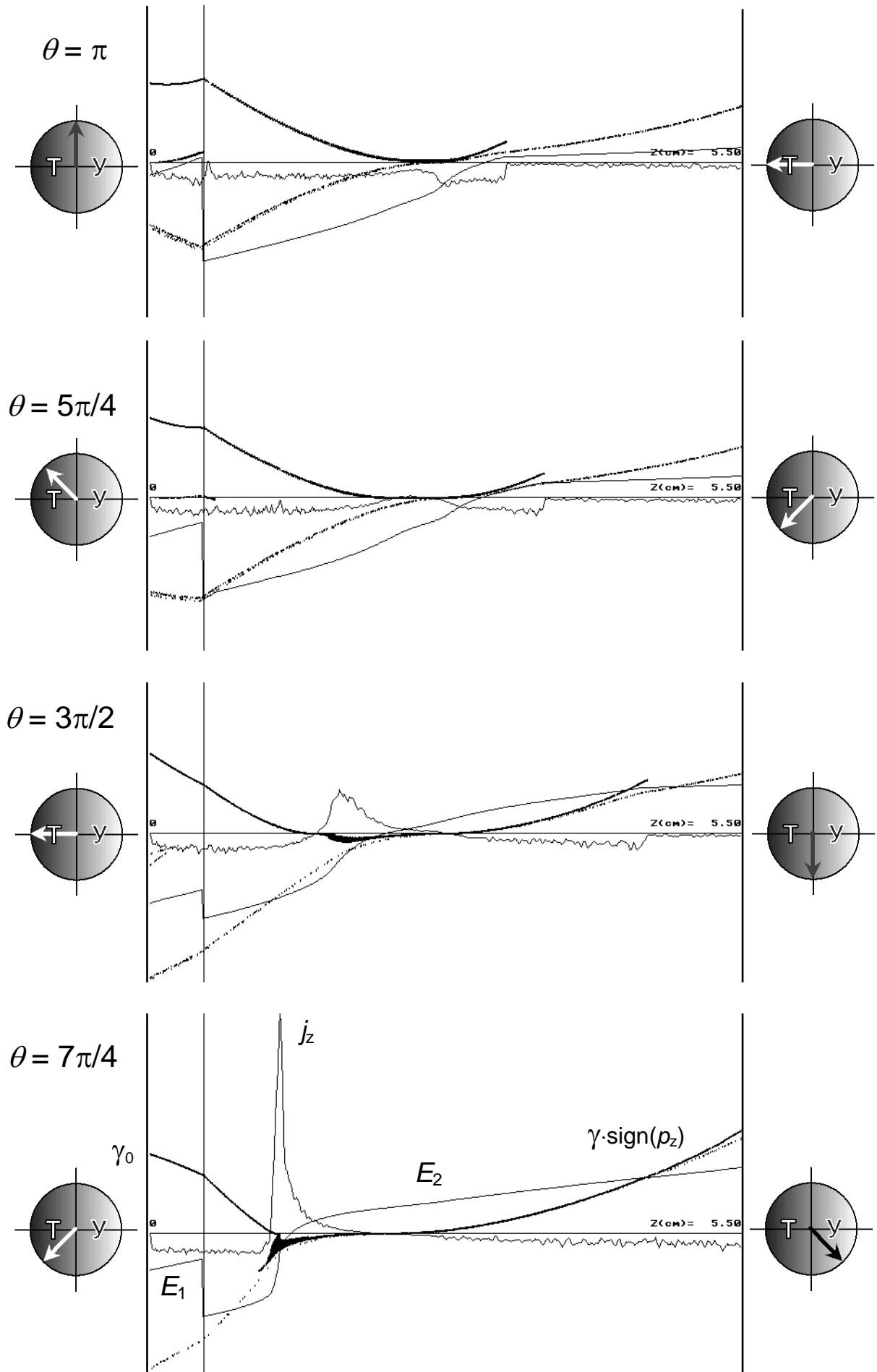


Рис. 54. Эффективность генерации как функция ускорительных параметров при  $\varepsilon_{in,0}=500$  кэВ,  $j_{in}=0.3$  кА/см<sup>2</sup>,  $L_1=1$  см,  $L_2=5$  см,  $f=f_r=3.9$  ГГц,  $\Delta\varphi=0$ , без отсечения отраженных электронов. Слева — начальный разброс электронов по энергии отсутствует (случай  $\delta$  на рис. 50). Справа — величина разброса 30 %.

В режимах с высоким КПД определяющее влияние на динамику энергообмена оказывают ВЧ поля объемного заряда электронного потока. Характерная картина эволюции системы за период колебания для случая оптимального сдвига фаз представлена на рис. 55, 56. Волна проходящего тока начинает формироваться в максимуме ускоряющего ВЧ поля во втором зазоре. При этом на коллектор в основном проходят электроны, до этого потерявшие энергию в первом зазоре (рис. 57). Перейдя в тормозящую фазу ВЧ поля, порция проходящих частиц одновременно ускоряется полем объемного заряда. В это время второй промежуток пополняется частицами, ускоренными в первом зазоре. Во время смены фаз ВЧ поля во втором зазоре они интенсивно тормозятся полем объемного заряда, так что их кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию кулоновского поля. Процесс торможения завершается формированием волны отраженных электронов, которые, ускоряясь в отрицательном направлении полем объемного заряда, передают энергию ВЧ полю, фаза которого к этому моменту является для них тормозящей. Таким образом, происходит передача энергии от поля объемного заряда ВЧ полю волны. В момент, когда сгусток отраженных частиц покидает второй промежуток, происходит формирование очередной волны проходящего тока.

Рис. 55, 56 (две следующие стр.): эволюция фазового портрета, распределения электрического поля ( $U$  — ускоряющее,  $T$  — тормозящее) и плотности тока за период ВЧ колебания в двухсекционном плоском виркаторе без отсечения отраженных частиц (в точке максимума КПД, рис. 48, г)





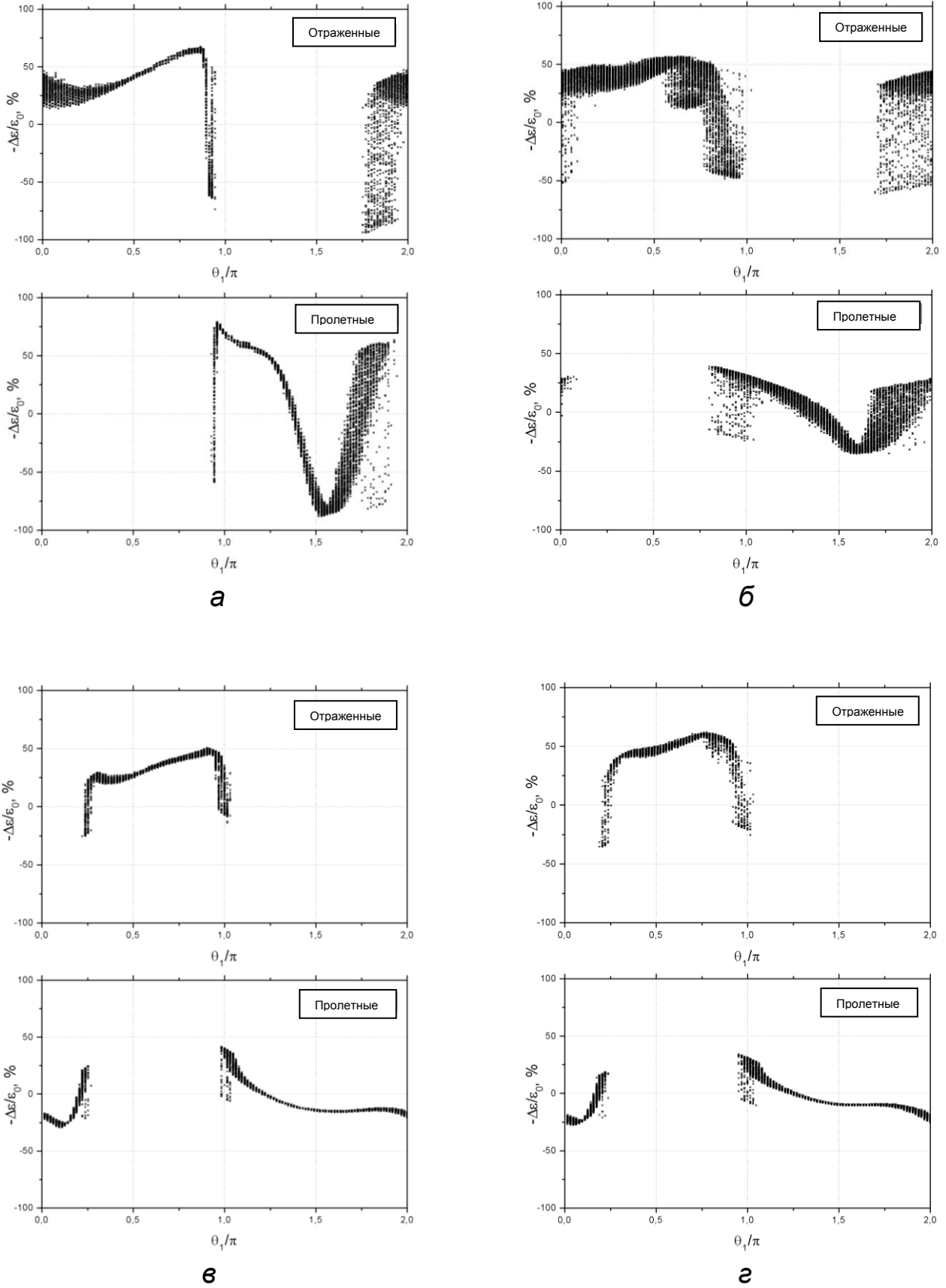


Рис. 57. Индивидуальный КПД отраженных и пролетных частиц в зависимости от их стартовой фазы  $\theta_1$  в ВЧ поле первого зазора (случаи  $a—г$  соответствуют точкам максимальных КПД на рис. 50,  $a—з$ ).

Таким образом, положительный вклад в энергообмен с волной вносят в основном отраженные от виртуального катода частицы, а индивидуальный КПД проходящих частиц сравнительно мал и может быть отрицателен.

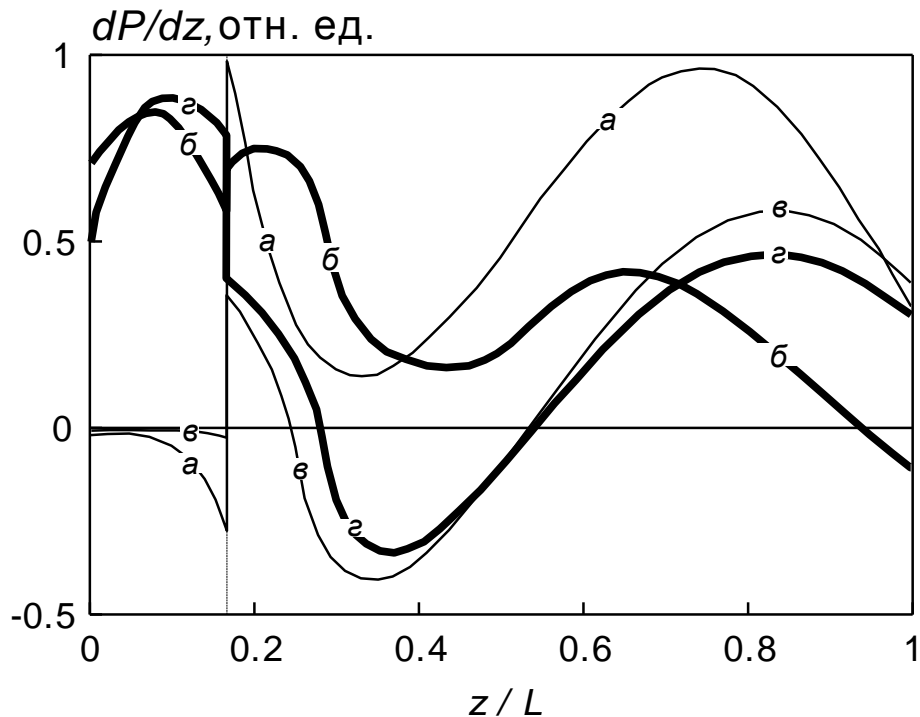


Рис. 58. Распределения интенсивности энергообмена по длине двухззорной системы в точках максимальных КПД (рис. 50,  $a—г$ ).

При оптимальных величинах ускорительных параметров, положительные значения КПД приблизительно соответствуют диапазону сдвига фаз ( $-\pi/2 < \Delta\varphi < \pi/2$ ) и достигаются в достаточно широкой области пролетных углов (рис. 59).

В случае противофазных полей в секциях (такая ситуация также может быть реализована в добротной электродинамической системе) величина КПД не превышает нескольких процентов (см., например, рис. 60). При этом область положительных КПД изолирована от осей координат; это означает, что «мягкое» возбуждение колебаний в системе невозможно.

Итак, использование сдвига фазы между ВЧ полями в секциях двухззорной системы позволяет достичь более благоприятного распределения ВЧ поля на траектории электрона с точки зрения модуляции тока и энергообмена по сравнению с одноззорным случаем. За счет этого эффективность двухззорной системы значительно выше (для энергии электронов  $\varepsilon_{in}=500$  кэВ — более чем в три раза).



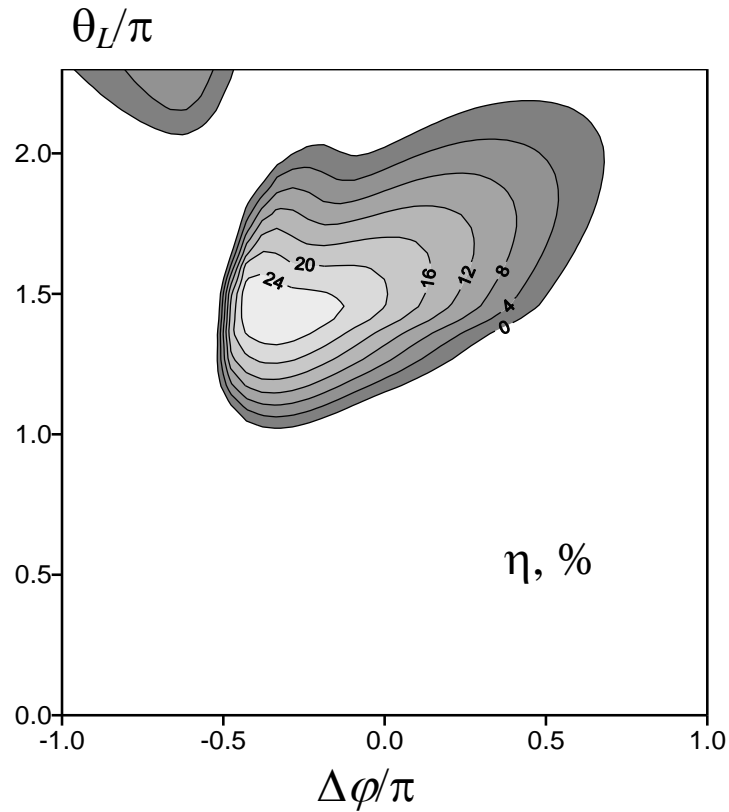


Рис. 59. Эффективность генерации как функция величины фазового сдвига между ВЧ полями в секциях и невозмущенного угла пролета электронов (величины ускорительных параметров соответствуют точке максимального КПД на рис. 50, б).

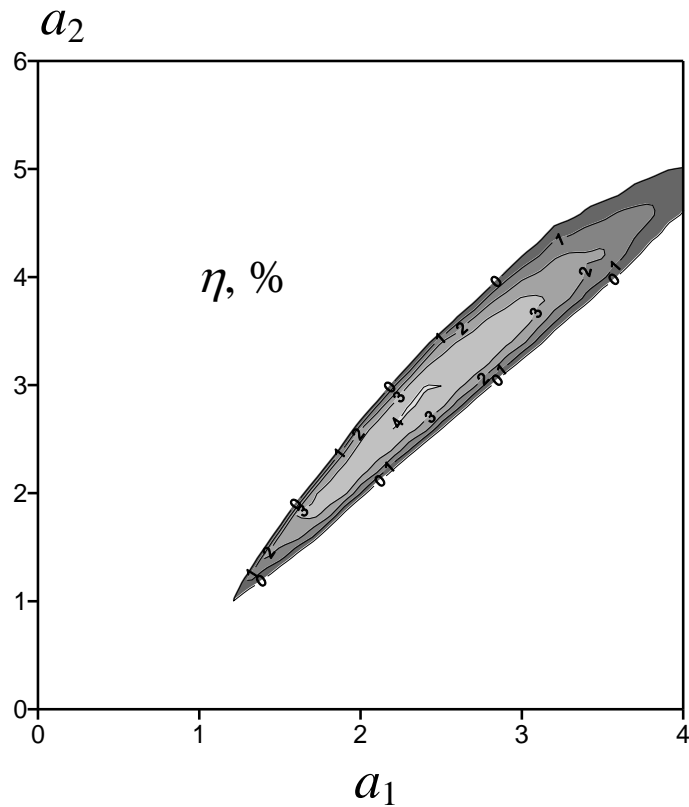


Рис. 60. КПД двухзазорного виркатора как функция величин ускорительных параметров в зазорах ( $\varepsilon_m = 500$  кЭВ,  $j_m = 0.3$  кА/см<sup>2</sup>  $\approx 2.5 j_{cr,1}$ ,  $L_1 = 1$  см,  $L_2 = 5$  см,  $f = f_r = 3.9$  ГГц), при противофазных полях в секциях ( $\Delta\varphi = 180^\circ$ ), без отсечения отраженных частиц

### 3.4. Трехмерный численный расчет двухсекционного виркатора

Обращаясь к особенностям конструкции виркатора, отметим, что идея целенаправленного использования обратной связи в виркаторной системе была впервые предложена и реализована в Харьковском физико-техническом институте АН СССР (сейчас ХФТИ НАН Украины) [27]. Ответвление части генерируемой СВЧ-мощности в вакуумный диод позволило получать импульсы излучения мощностью до 600 МВт в сантиметровом диапазоне длин волн. Для проводки сильноточного электронного пучка в приборе, получившем название «Виртод», было использовано внешнее магнитное поле напряженностью 2—6 кЭ (рис. 61, а).

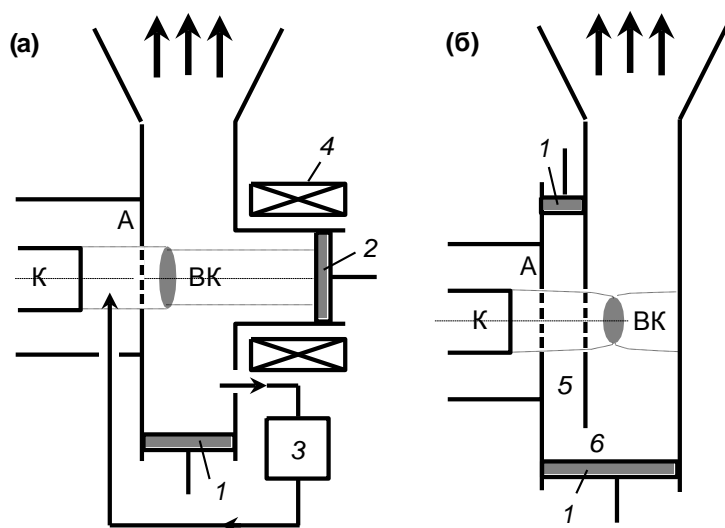


Рис. 61. Виркаторы с электродинамической обратной связью: (а) Виртод (ХФТИ АН СССР) и (б) двухсекционный виркатор (ИСЭ СО РАН). 1 — короткозамыкающие поршни, 2 — перемещаемый коллектор, 3 — фазовращатель, 4 — катушка магнитного поля, 5 — модулирующая секция, 6 — отверстие связи.

В ИСЭ СО РАН С. Д. Полевиным была предложена конструкция двухсекционного виркатора с рабочей волной  $H_{01}$ , распространяющейся нормально к оси электронного пучка в волноводе прямоугольного сечения (рис. 61, б). Исследования системы были начаты в 1996 г. Автор диссертации выполнял численные расчеты виркаторов с рабочими частотами 1.4, 2.1, и 2.6 ГГц, принимал участие в детальной разработке их конструкций, проведении первых экспериментов.

#### 3.4.1. Оптимальные параметры генератора

Основным фактором, определяющим тип конструкции двухсекционного виркатора, является выбор величины фазового сдвига между ВЧ полями на траектории электронного пучка в секциях. Очевидно, что для осуществления режима с оптимальным сдвигом фаз ( $\Delta\varphi \approx \pi/2$ ) должны быть использованы электродинамические системы с бегущей волной. В резонансных электродинамических системах возможны случаи с синфазными ( $\Delta\varphi = 0$ ) или

противофазными ( $\Delta\varphi = \pi$ ) полями. Последний случай, впрочем, не представляет практического интереса вследствие низкой эффективности и невозможности «мягкого» возбуждения (см. выше).

В конструкции виркатора, описываемой ниже, была сделана попытка реализовать режим синфазных полей без отсечения отраженных частиц. Ширина рабочей области пролетных углов ( $\sim 20\%$ , рис. 59) позволяла надеяться на возможность перестройки частоты генерации в соответствующих пределах за счет изменения резонансной частоты электродинамической системы.

Электродинамическая система виркатора представляет собой два прямоугольных волновода с одинаковой шириной широкой стенки и различной шириной узкой стенки, связанных прямоугольным отверстием связи (рис. 62). Рабочее колебание — низшая мода  $H_{10}$ . Фазовая скорость волны одинакова в обеих секциях. Расчетная структура полей, представленная на рисунке, соответствует возбуждению резонатора заданным линейным источником тока, расположенным поперек второго зазора. В этом случае колебание в первой секции, а также во второй секции выше источника тока, имеет вид стоячей волны, а излучение выводится из второй секции в виде бегущей волны (на рисунке, по направлению вниз). В реальной системе через срединную пучность поля пропускается электронный пучок круглого сечения.

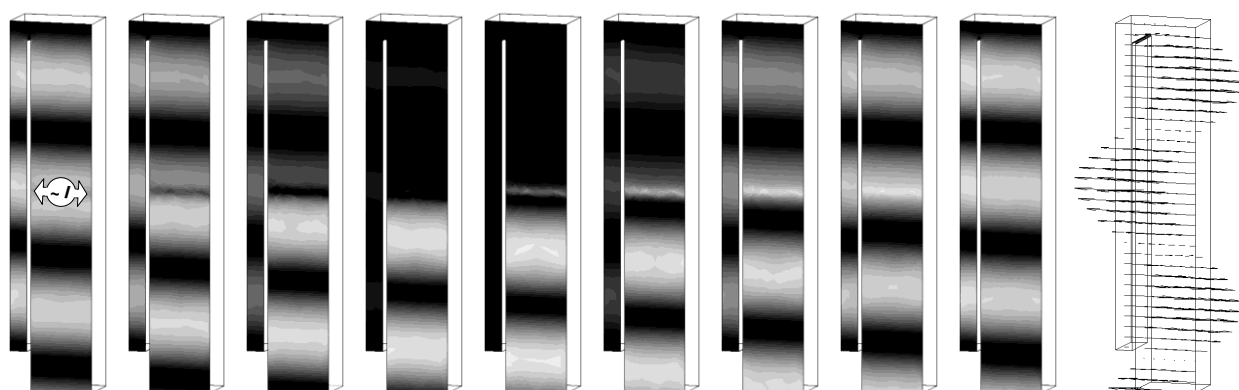


Рис. 62. Расчетная картина эволюции распределения модуля амплитуды электрического поля в плоскости срединного сечения электродинамической системы виркатора в течение полупериода ВЧ колебания (с интервалом  $20^\circ$ ) при возбуждении линейным источником тока. Карта векторов приведена для последнего момента времени. Расчет с помощью трехмерного электромагнитного кода HP HFSS.

Размеры резонатора выбраны из следующих соображений. Во-первых, во избежание образования виртуального катода в первом зазоре, его ширина должна быть много меньше ширины второго ( $\sim 1/5$ ). Во-вторых, для максимального снижения рабочей плотности тока (что желательно с точки зрения качественного формирования сильноточного пучка в вакуумном диоде и его транспортировки через резонатор с разделительными фольгами или сетками), а также приближения конфигурации электронного потока в зазорах резонатора к планарной, диаметр электронного пучка выбран близким к длине второго зазора  $D_b \approx L_2$ , что, в свою очередь, накладывает ограничение снизу на поперечный размер волноводных секций ( $b \sim 2L_2$ ). С другой стороны, величина  $b$  выбиралась такой ( $b \sim 0.7\lambda$ ), чтобы на рабочей частоте она совпадала с половиной волноводной длины волны и, таким образом, масштаб поперечной неоднородности ВЧ поля, имеющего в сечении пучка синусоидальное распределение по  $X$  и  $Y$ , был одинаков по обеим координатам. Ширина и положение отверстия связи подбирались таким образом, чтобы напряженности ВЧ полей в зазорах на рабочей частоте были приблизительно одинаковыми:  $E_1 \approx E_2$ .

Поиск оптимальных параметров виркаторной системы при ее возбуждении сильноточным электронным пучком выполнялся с помощью трехмерной версии PIC-кода KARAT. Ниже приведены результаты моделирования виркаторов с частотой генерации 2.6 ГГц (в режиме инжекции пучка с заданными параметрами) и 1.4 ГГц (с учетом электронного диода). Отметим, что главная задача численного эксперимента заключалась не в прецизионной оптимизации конструкции виркатора (которая в силу трехмерного характера расчетов была затруднительна из-за ограниченности вычислительных ресурсов, а в части моделирования структуры электронного пучка — и из-за отсутствия а priori детальных данных о структуре эмиссионной поверхности на катоде), а в определении характерного вида зависимостей характеристик излучения от параметров прибора. Это позволило определить, какие именно регулировки должны быть заложены в конструкцию генератора, и выполнить его окончательную настройку в эксперименте.

### 3.4.2. Моделирование виркатора в режиме инжекции электронного пучка

В простейшем виде моделирование двухсекционного виркатора может быть выполнено без учета электронного диода. Разумеется, при таком подходе вне рассмотрения остаются эффекты, связанные с отраженными электронами, возвращающимися в объем диода и после повторного отражения попадающими в электродинамическую систему. Впрочем, как показал ряд расчетов, влияние этих электронов не оказывает принципиального влияния на работу прибора.

Проиллюстрируем результаты расчета на примере виркатора с рабочей частотой  $\sim 3$  ГГц. Геометрия расчетной области изображена на рис. 63. Моноэнергетический электронный пучок с заданным током, имеющий круглое сплошное сечение, инжектируется со стенки модулирующей секции. Радиус инжектируемого пучка 5 см. Перегородка, разделяющая секции, прозрачна для частиц (в коде KARAT это достигается либо использованием «фольги» толщиной в один узел сетки, либо «сложенной вдвое» поверхности толщиной в одну ячейку). Расчетная область имеет замкнутую идеально проводящую границу. Для обеспечения согласования прибора в выходной волновод помещен резистивный объем с удельной проводимостью, линейно нарастающей в направлении ( $-x$ ) от 0 до  $0.002$  (Ом·см) $^{-1}$  на длине 8 см, так что величина отражений волны  $H_{10}$  на частоте 3 ГГц не превышает 3 % по мощности<sup>15</sup>. Поток мощности излучения измеряется перед границей поглотителя. Типичные числа разбиений сетки по различным координатам в этих расчетах составляли:  $N_x=100—150$ ,  $N_y=25—40$ ,  $N_z=30—50$ .

Расчеты показали, что при оптимальном выборе параметров в системе генерируется волна  $H_{10}$ . Число вариаций поля в добротной модулирующей секции, в зависимости от ее размера по  $x$ , составляет  $M_x = 2, 3$ . При этом расстояние между поршнем в модулирующем зазоре и осью электронного пучка есть, соответственно,  $\approx 1/4\lambda_w$  и  $\approx 3/4\lambda_w$ , где  $\lambda_w$  — длина волны в волноводе (см. также рис. 70).

<sup>15</sup> Численное исследование виркатора показало, что выходные отражения волны на уровне нескольких процентов по мощности не оказывают заметного влияния на работу прибора и величину эффективности генерации. Для прибора, оптимизированного в режиме с хорошим согласованием, попытка достичь дополнительного увеличения выходной мощности путем искусственного введения отражений в выходной секции (в волноводе на различных расстояниях от оси электронного пучка устанавливались вставки-сужения) не увенчалась успехом. Кроме того, введение еще одного регулировочного параметра привело бы к дополнительным сложностям при перестройке частоты генерации. Работы в этом направлении не продолжались.

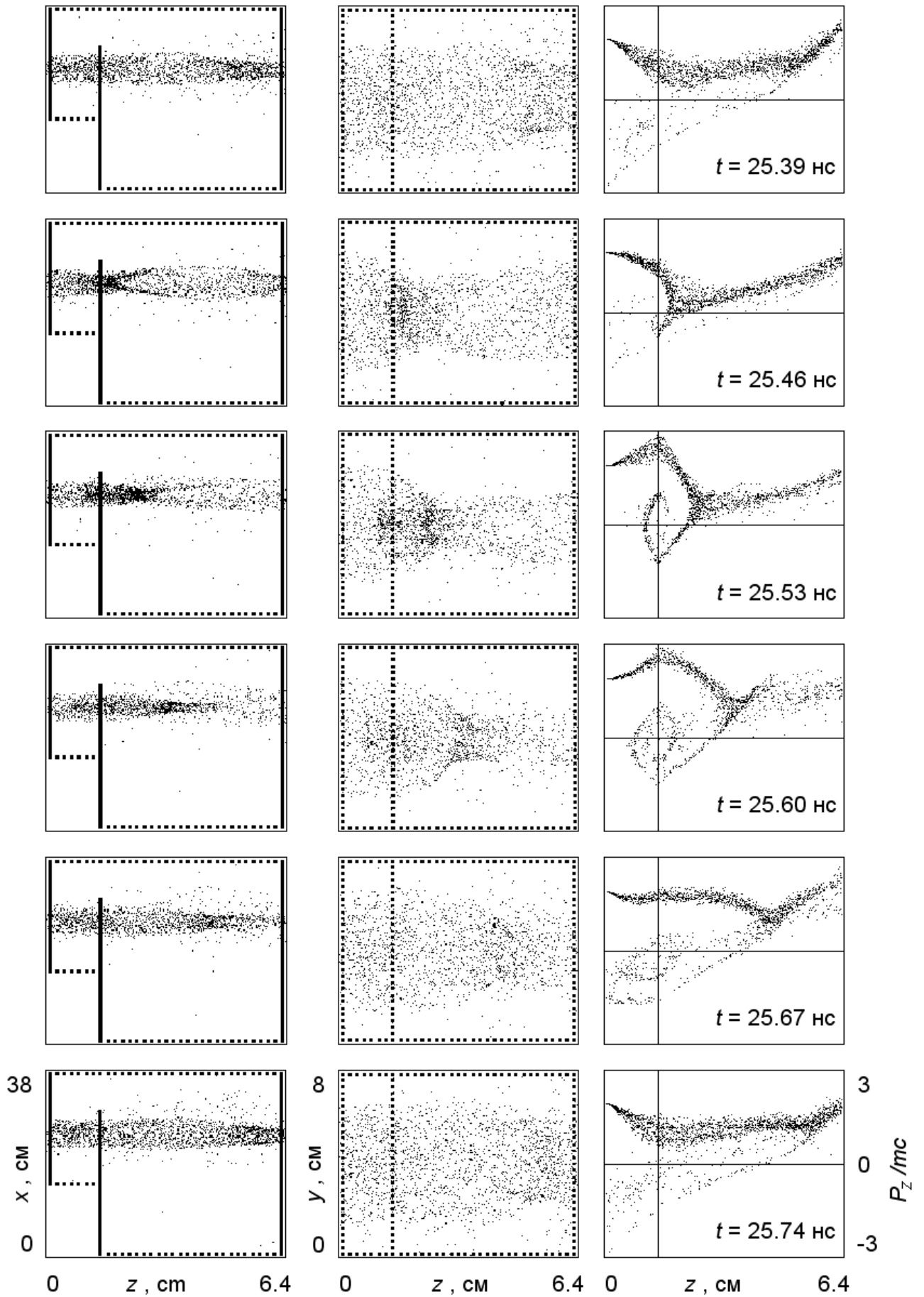


Рис. 63. Эволюция конфигурации и фазового портрета системы в течение одного периода ВЧ колебаний (виркатор 2.6-ГГц диапазона, расчет с инжекцией электронного пучка)

Число вариаций поля в модулирующей секции влияет на ее добротность и, как следствие, на время установления колебаний в виркаторе. Так, если на вход электронного диода подается ТЕМ-импульс с прямоугольным фронтом, то при  $M_x = 2$  время установления колебаний составляет  $\sim 15 T$ , а для  $M_x = 3$  оно достигает  $\sim 30 T$ , где  $T$  — период осцилляций. В оптимальном режиме генерация носит одночастотный характер (рис. 67, в).

Зависимость мощности генерации от ширины окна связи имеет резонансный характер. Оптимальная ширина отверстия связи в расчетах составила порядка  $\sim \lambda_w/2$  (рис. 64, рис. 71).

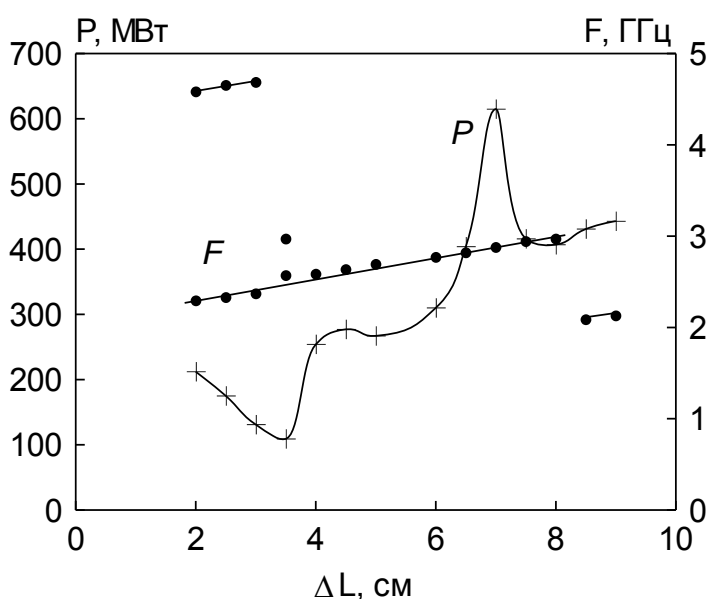


Рис. 64. Зависимость мощности и частоты генерации виркатора от ширины окна связи

На рис. 65 представлены зависимости мощности и частоты генерации от тока инжектируемого пучка при фиксированной энергии электронов (600 кэВ). При токе менее 6 кА виртуального катода нет, и генерация отсутствует. При увеличении тока от 7.5 до 12 кА частота генерации изменяется менее чем на 2 %, при этом мощность излучения составляет не менее 70 % от максимальной.

При энергии электронов выше 500—600 кэВ существенным становится периодическое пинчевание электронного пучка собственным магнитным полем во второй секции прибора. Фазе максимального токопрохождения соответствует радиальное сжатие проходящего пучка. В фазе отражения тока пинч перемещается в отрицательном направлении и пересекает сетку, а охватывающий его проходящий пучок расширяется. Данный эффект усиливается с ростом энергии электронов. Учитывая косинусоидальное распределение амплитуды  $z$ -компоненты электрического ВЧ поля в волноводе, можно предположить, что поперечная компактизация «правильнофазных» по отношению к ВЧ полю фракций пучка является одной из причин увеличения возрастания эффективности виркатора в области больших

энергий электронов при фиксированной величине «импеданса» пучка (рис. 66). В области энергий 800—1200 кэВ расчетная величина КПД достигает 15%.

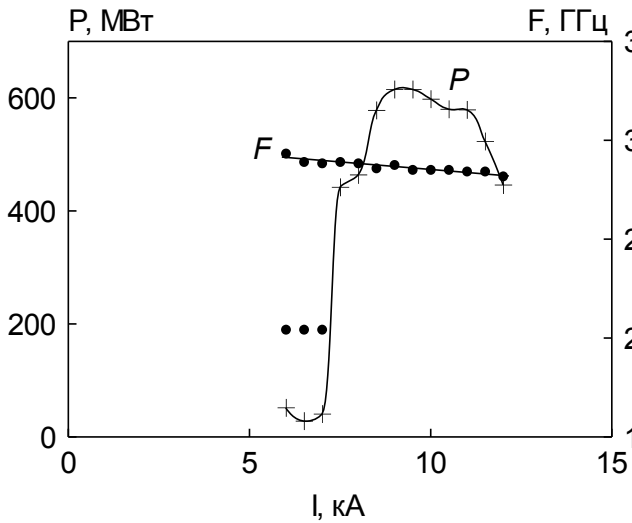


Рис. 65. Виркатор 3-ГГц диапазона: Расчетные зависимости мощности и частоты генерации виркатора от тока инжектируемого пучка при энергии электронов 600 кэВ

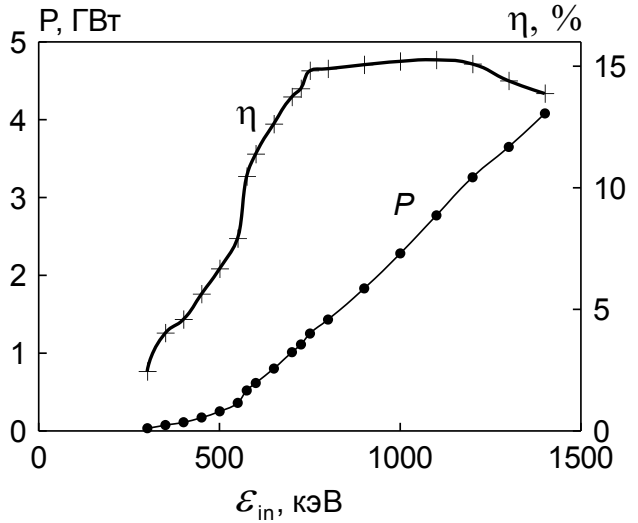


Рис. 66. Зависимости мощности и эффективности генерации виркатора 3-ГГц диапазона от энергии электронов при фиксированной величине «импеданса» инжектируемого пучка (65 Ом)

Пинчевание электронного пучка в виркаторе отчетливо наблюдалось в последующих экспериментах и являлось основной причиной разрушения сеток и ограничения ресурса работы генератора.

### 3.4.3. Моделирование виркатора с электронным диодом

Более хорошее приближение к условиям реального эксперимента обеспечивает моделирование виркатора в совокупности с электронным диодом (рис. 68). В этом случае электронный пучок формируется на катоде в условиях ограничения тока объемным зарядом. В коаксиальный вход диода подается ТЕМ-импульс, и установление величины напряжения в диоде происходит самосогласованным образом, с учетом реальной величины импеданса диода, влияние на которую могут оказывать, в том числе, и отраженные электроны.

К сожалению, точное предсказание количественных характеристик системы при таком подходе требует значительных вычислительных ресурсов. В первую очередь это касается описания формирования электронного пучка в условиях ограничения тока объемным зарядом. В данных расчетах число разбиений сетки составляло  $N_x=100—200$ ,  $N_y=25—40$ ,  $N_z=60—80$ , что было явно недостаточно для



детального представления поверхности катода. Поэтому полученные в расчетах закономерности носят в основном качественный характер и не претендуют на точность в части величины импеданса диода и поперечного распределения тока в пучке. При разработке экспериментального макета виркатора более точный расчет вакуумного диода производился отдельно с помощью кода SuperSAM и осесимметричной версии кода KARAT (см. п. 3.4.5).

Приведем некоторые результаты моделирования для виркатора 1.5-ГГц диапазона. Оптимальная величина импеданса вакуумного диода (при условии, что электронный пучок полностью проходит в виркатор и потери тока отсутствуют) составила 65—70 Ом (рис. 69), что соответствует превышению тока над критическим  $\sim 30\%$ <sup>16</sup> и согласуется с результатами предыдущих расчетов.

При варьировании мощности электронного пучка от 3 до 7 ГВт за счет изменения амплитуды волны, подаваемой в диод (при неизменной величине диодного зазора) эффективность генерации изменялась слабо, сохраняясь на уровне 9—10% (рис. 71). Диапазону мощностей пучка, приведенном на рисунке, соответствуют величины напряжения в диоде 450—750 кВ. Моделирование при больших величинах диодного напряжения не производилось.

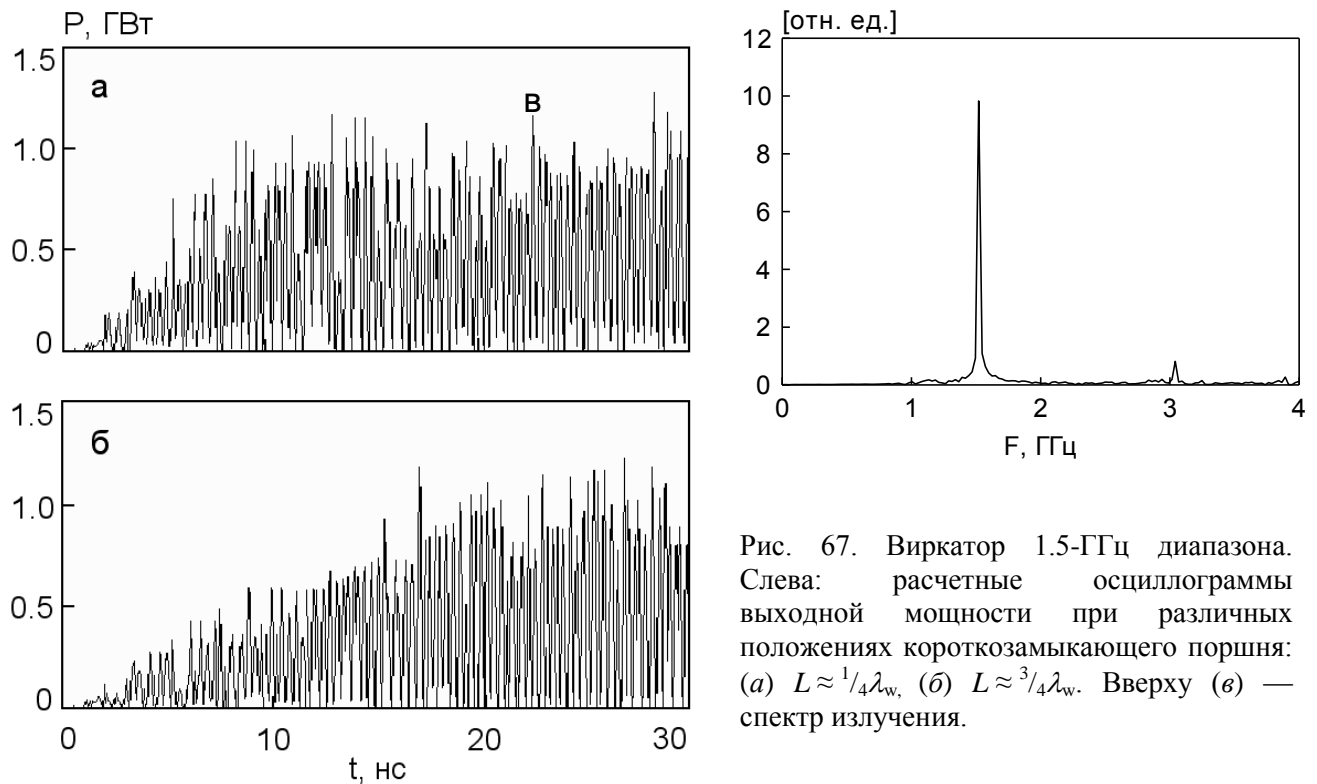


Рис. 67. Виркатор 1.5-ГГц диапазона. Слева: расчетные осциллограммы выходной мощности при различных положениях короткозамыкающего поршня: (а)  $L \approx \frac{1}{4}\lambda_w$ , (б)  $L \approx \frac{3}{4}\lambda_w$ . Вверху (в) — спектр излучения.

<sup>16</sup> В данном случае, в отличие от одномерной модели, под критическим током понимается ток, соответствующий появлению первых электронов с  $V_z < 0$ .

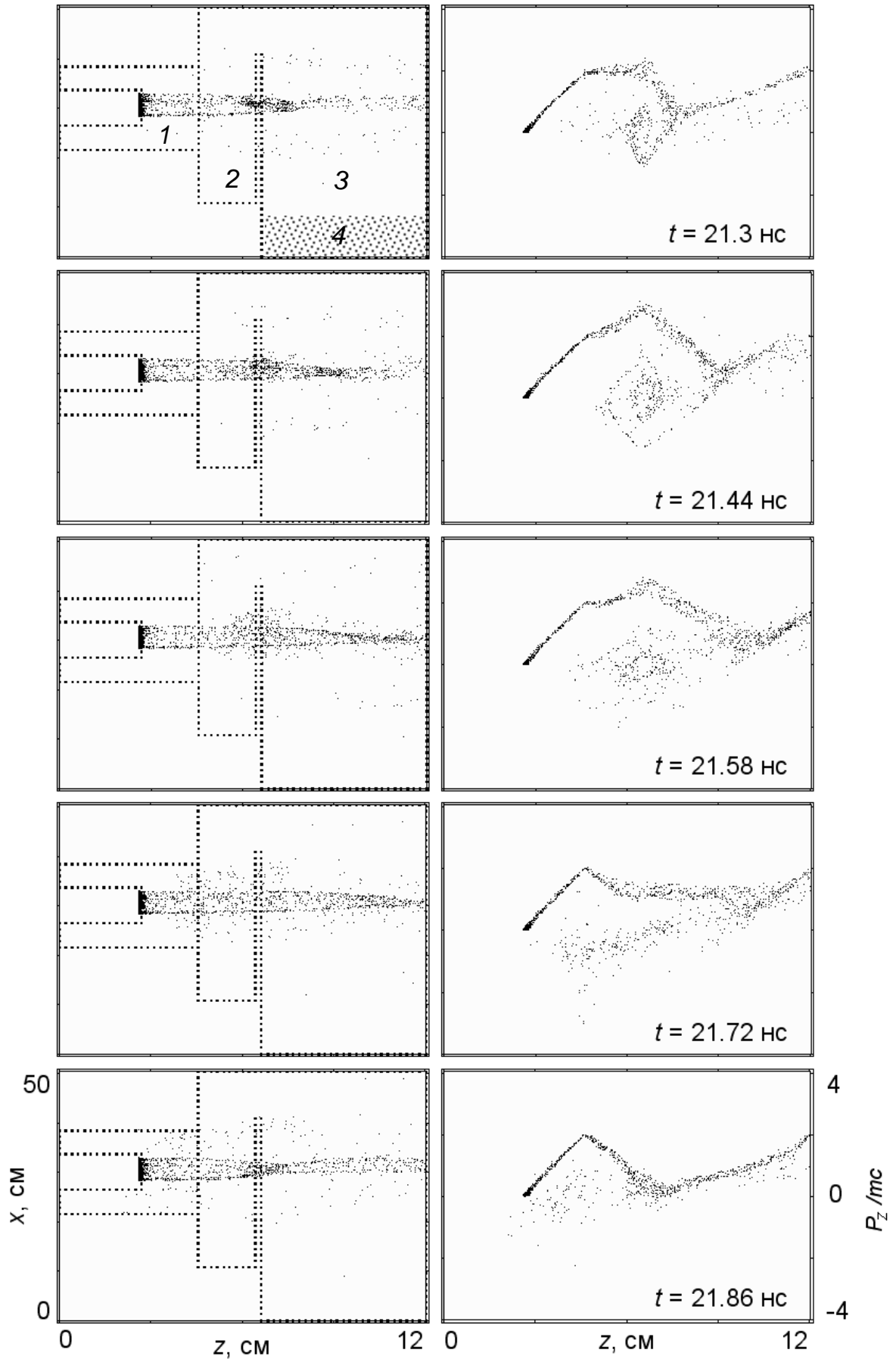


Рис. 68. Эволюция конфигурации и фазового портрета системы в течение одного периода ВЧ колебаний (виркатор 1.5-ГГц диапазона, расчет с электронным диодом): 1 — вакуумный диод, 2, 3 — секции виркатора, 4 — волновой поглотитель

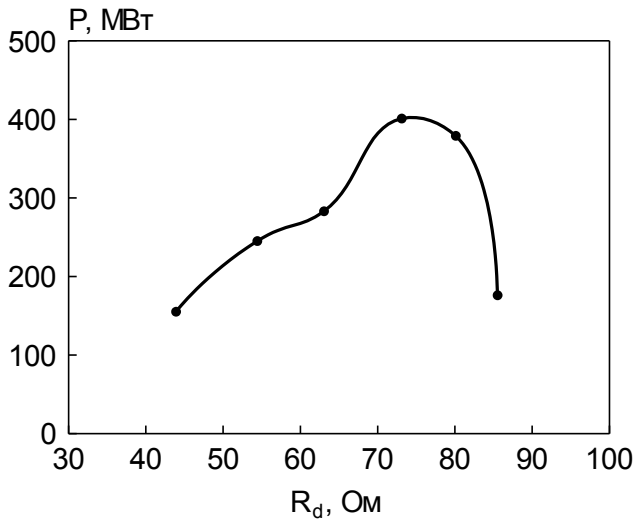


Рис. 69. Виркатор 1.5-ГГц диапазона: мощность генерации в зависимости от импеданса электронного диода

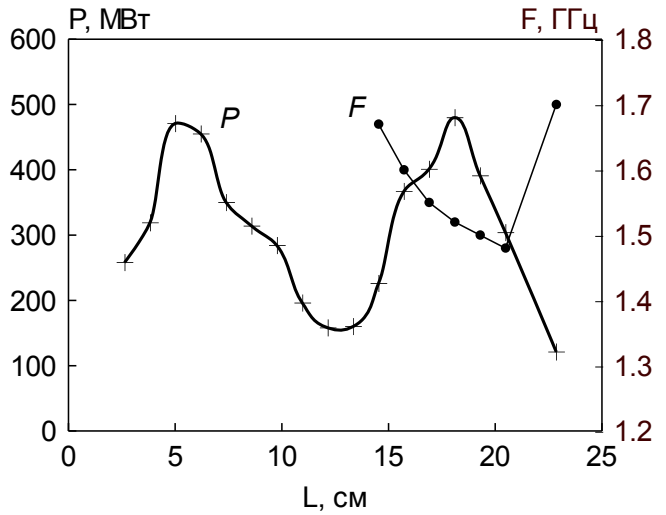


Рис. 70. Виркатор 1.5-ГГц диапазона: мощность и частота генерации в зависимости от расстояния между поршнем модулирующей секции и осью электронного пучка

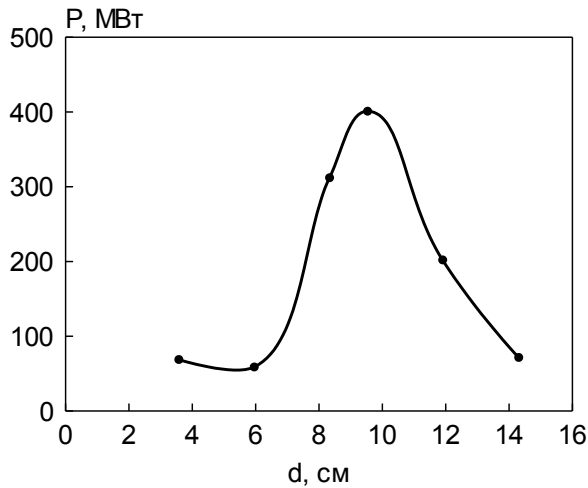


Рис. 71. Виркатор 1.4-ГГц диапазона: Микроволновая мощность в зависимости от ширины отверстия связи

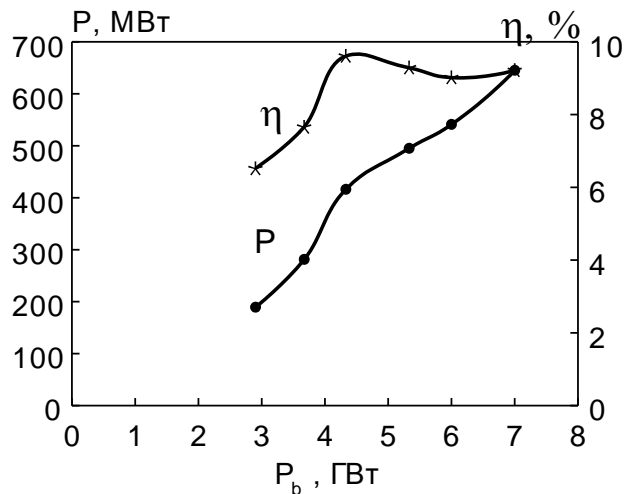


Рис. 72. Виркатор 1.4-ГГц диапазона микроволновая мощность в зависимости от мощности электронного пучка при неизменной величине диодного зазора

При введении поглощения электронов в «фольгах», разделяющих диод и объемы виркатора, мощность генерации монотонно уменьшалась с ростом поглощения.

Отметим, что в модели с электронным диодом в простейшей геометрии, изображенной на рис. 68, электроны, отраженные последовательно от виртуального катода и ускоряющего потенциального барьера в диоде и возвращающиеся в электродинамическую систему, являются «неправильнофазными» для рабочего ВЧ поля, и их вклад в КПД отрицателен. Впрочем, доля таких электронов невелика

(менее 10 % от полного тока пучка) и может быть еще уменьшена путем применения диафрагм, отсекающих часть электронов, ушедших на периферию и выходящих за габариты основного потока. Оптимизация фазировки возвращающихся в резонатор электронов путем введения дополнительного пространства дрейфа между диодом и модулирующей секцией встречает определенные трудности, связанные со сжатием сильноточного пучка собственным магнитным полем и образованием виртуального катода в модулирующей секции. Вопрос о влиянии возвращающихся электронов требует дополнительного исследования.

#### *3.4.4. Управление частотой генерации виркатора*

Для перестройки частоты колебаний в виркаторе при неизменных параметрах электронного пучка необходимо изменение собственной частоты резонатора. Очевидной возможностью для этого является согласованное изменение положения короткозамкнутых поршней в модулирующей секции и отверстия связи. Именно таким образом изменялась частота в экспериментальной конструкции виркатора. Специальных расчетов для этого не проводилось, за исключением простейшего случая перемещения одного поршня (рис. 70).

В то же время, расчеты показали, что перестройка частоты генерации в достаточно широких пределах может достигаться изменением единственного параметра, а именно, размера широкой стенки волноводных секций (при этом изменяется волноводная длина волны). На рис. 73, а представлены зависимости мощности и частоты генерации от ширины волновода для прибора 1.5-ГГц диапазона (расчет с диодом), а на рис. 73, б — для прибора 3-ГГц диапазона (расчет с инъекцией пучка диаметром 2 см, с энергией электронов 500 кэВ и током 7.3 кА). Ширина полосы перестройки составляет в первом случае ~16%, во втором — до 20%. В эксперименте данный способ перестройки частоты на настоящий момент не опробован.

Очевидно, что ограничение сверху на частоту генерации виркатора связано с ростом плотности тока используемого электронного пучка. Действительно, основываясь на рассуждениях, приведенных в Приложении 3, нетрудно убедиться, что при пропорциональном изменении размеров прибора, включая электронный диод, при фиксированной энергии электронов и величине тока пучка, эффективность

генерации сохраняется, а частота генерации изменяется обратно пропорционально линейным размерам устройства. Таким образом, плотность тока пучка возрастает квадратично, а напряженность электрического поля — линейно с частотой генерации. Последующие эксперименты показали, что серьезные трудности с формированием электронного пучка (в первую очередь, из-за уменьшения электропрочности электронного диода), а также проблемы, связанные с эрозией сеток и электронного коллектора, имеют место уже в приборах дециметрового диапазона длин волн.

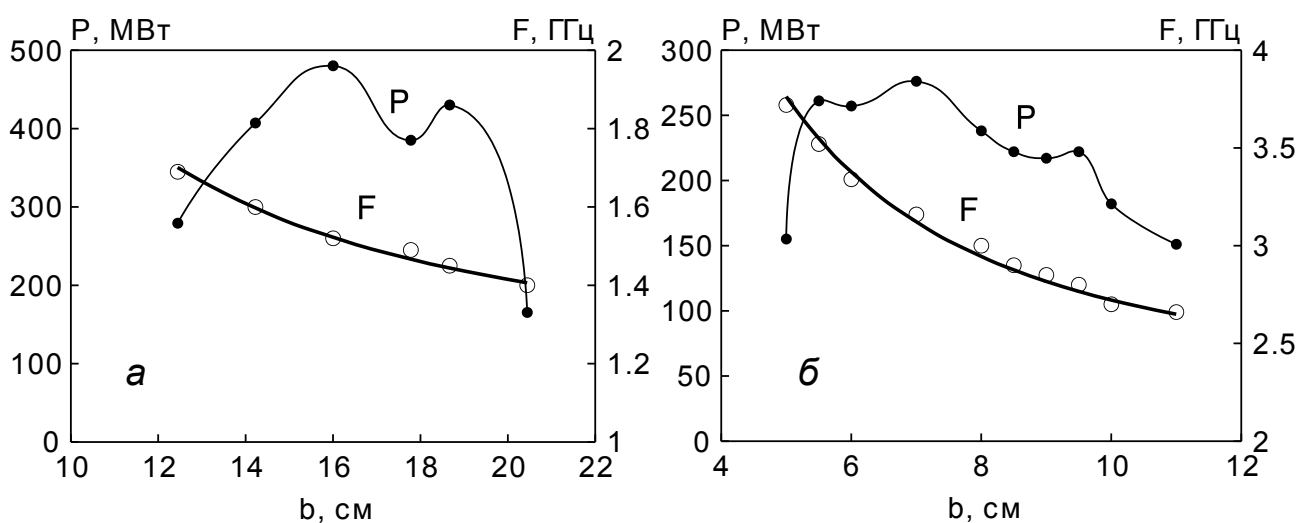


Рис. 73. Зависимость мощности и частоты генерации виркатора от ширины волновода: *a* — виркатор 1.5-ГГц диапазона, моделирование с электронным диодом; *б* — виркатор 3-ГГц диапазона, моделирование с инъекцией электронного пучка.

### 3.4.5. Расчет формирования электронного пучка

Для стабилизации импеданса вакуумного диода виркатора в течение импульса, в соответствие с представлениями, изложенными в главе 1, было предложено использовать катоды с многолезвийной эмиссионной поверхностью. В эксперименте использовались взрывоэмиссионные катоды с фокусирующим электродом, выполненным из нержавеющей стали, и эмиссионной поверхностью, набранной из тонких (0.2 мм) пластин из одностороннего фольгированного стеклотекстолита (рис. 18). Диаметр эмиссионной поверхности, в зависимости от рабочей частоты виркатора, составлял от 55 мм (2.6 ГГц) до 70 мм (2.1 ГГц).

Оптимизация размеров и формы катодов выполнялась автором диссертации численно с использованием кодов SuperSAM и KARAT (осесимметричная версия). Поскольку расстояние между лезвиями (2—3 мм) было мало по сравнению с другими

размерами катода, то в соответствие с соображениями, приведенными в п. 1.6, лезвийная структура в расчете замещалась ее огибающей.

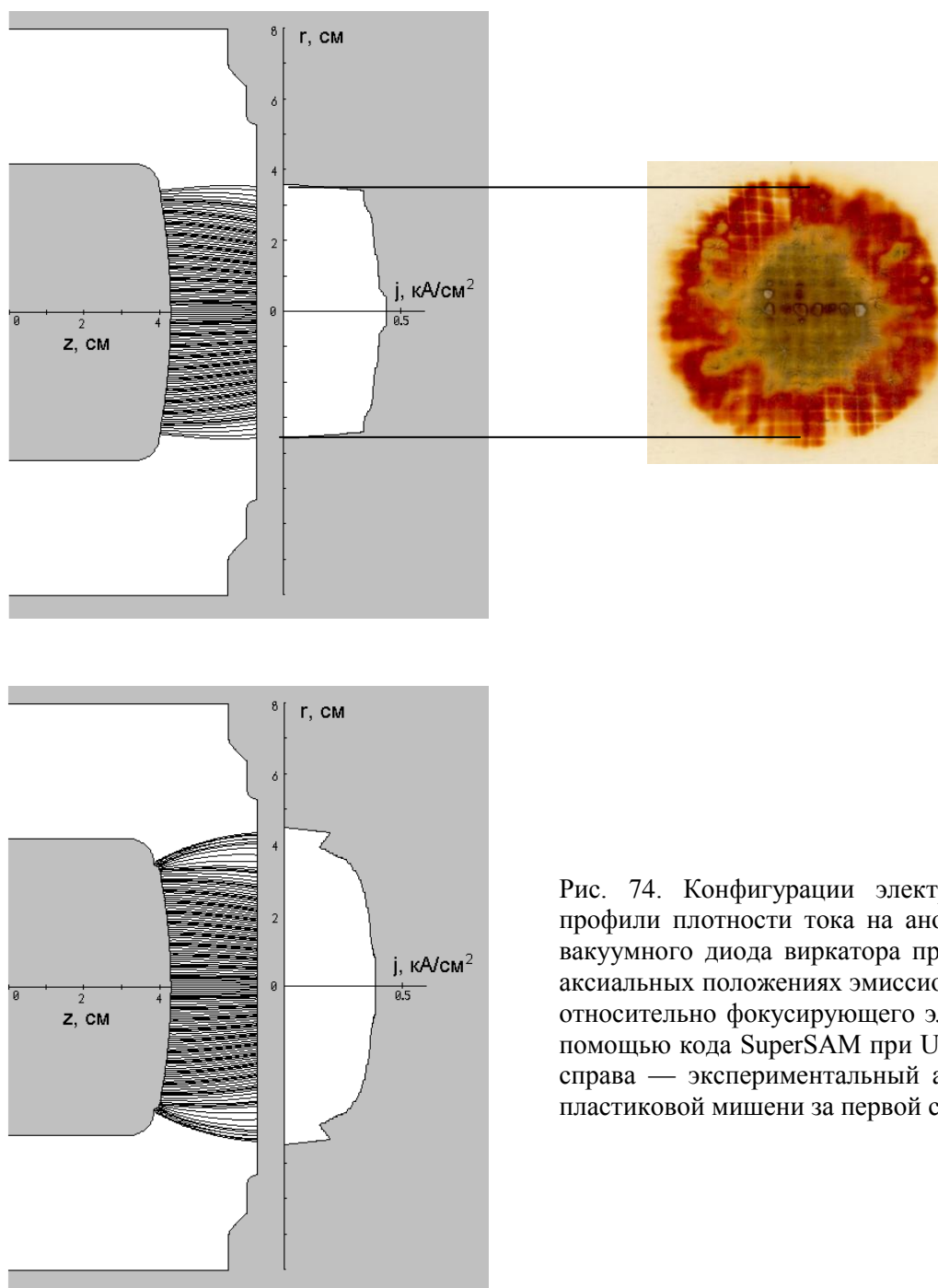


Рис. 74. Конфигурации электронного пучка и профили плотности тока на аноде (первой сетке) вакуумного диода виркатора при двух различных аксиальных положениях эмиссионной поверхности относительно фокусирующего электрода (расчет с помощью кода SuperSAM при  $U = 600$  кВ). Вверху справа — экспериментальный автограф пучка на пластиковой мишени за первой сеткой.

Расчет и экспериментальные измерения показали, что при использовании эмиссионной поверхности с плоским профилем сжатие электронного пучка собственным магнитным полем приводит образованию пинча уже в модулирующей секции. Для компенсации этого нежелательного эффекта пучку сообщалась небольшая начальная расходимость за счет придания лезвийной поверхности

выпуклого профиля (рис. 74) и подбора оптимальной выдвинутости центральной части катода относительно фокусирующего электрода.

Эмиссия электронов с поверхности фокусирующего электрода в расчетах не учитывалась. Вместе с тем, в реальном эксперименте, несмотря на электрохимическую полировку фокусирующего электрода, она имела место и приводила к тому, что импеданс вакуумного диода в течение 50-нс импульса напряжения существенно уменьшался (более чем примерно в 2 раза при напряжении в диоде  $\sim 1$  МВ). Это являлось одной из причин ограничения энергии и длительности генерируемого СВЧ-импульса (см. п. 3.6). Вместе с тем, детальные измерения показали, что величина импеданса, определенная для «керна» пучка, то есть его части, эмитированной с лезвийной части катода, изменяется во времени гораздо слабее. Таким образом, была подтверждена правильность подхода, описанного в п. 1.6. В большинстве экспериментов в электродинамическую систему виркатора инжектировалась именно центральная часть пучка, а периферийный поток отсекался входной диафрагмой.

### 3.5. Экспериментальная реализация виркатора

Разработанные на основе результатов численного моделирования макеты виркаторов с предмодуляцией электронного пучка с рабочими частотами 1.4, 2.1 и 2.6 ГГц и рабочей волной  $H_{10}$  были исследованы в экспериментах, проведенных на сильноточном импульсно-периодическом ускорителе СИНУС-7 (длительность импульса 50 нс, энергия электронов до 2 МэВ, ток пучка до 20 кА). В приборах был реализован режим синфазных ВЧ полей в секциях при минимальных потерях тока на разделяющих сетках.

Экспериментальные исследования виркаторных систем продемонстрировали соответствие с результатами численного моделирования по основным параметрам, таким, как тип волны, частота генерации, время раскачки колебаний, оптимальное соотношение амплитуд ВЧ полей в секциях резонатора. Подтверждены характерные резонансные зависимости мощности генерации от величины зазора в вакуумном диоде, положения настроечных поршней резонатора, ширины окна связи. Рабочая надкритичность тока во второй секции, как и в численном эксперименте, составляла около 30%.

Максимальная мощность генерации была получена в 2.65-ГГц системе и составила  $\sim 1$  ГВт при длительности импульса до 25 нс (напряжение в вакуумном диоде 1 МВ, ток электронного пучка 19 кА). Эффективность генерации, рассчитанная по полной величине тока в вакуумном диоде, составила 5—6% и изменялась не более чем на 20% при почти двукратном изменении мощности в пучке. С учетом потерь тока в вакуумном диоде, эффективность прибора составляет 8—10%, что близко к значениям, полученных в численном эксперименте.

В эксперименте были получены свидетельства пинчевания электронного пучка собственным магнитным полем, при энергиях электронов  $\sim 600$  кэВ и более являвшегося основной причиной разрушения сеток и ограничения ресурса работы генератора, в особенности, в импульсно-периодическом режиме.

Эксперименты подтвердили, что частота излучения виркатора определяется настройкой его электродинамической системы и сохраняется постоянной в течение импульса даже при значительном дрейфе параметров пучка. Была продемонстрирована возможность управления частотой генерации в полосе до 15% за счет перестройки резонатора, при неизменных параметрах пучка (в отличие от численного эксперимента, перестройка резонатора осуществлялась не за счет изменения ширины волноводных секций, а путем синхронного сдвига настроечных поршней при неизменной ширине окна связи).

### **3.6. Механизм ограничения длительности импульса виркатора**

Ряд экспериментов с двухсекционным виркатором, имеющим рабочую частоту 2.1 ГГц, был выполнен с использованием длинноимпульсных высоковольтных генераторов с индуктивным накопителем энергии [39а, 61а]. В этих экспериментах было обнаружено ограничение длительности микроволнового импульса, наступающее задолго до окончания импульса электронного пучка. Более того, быстрый спад микроволновой мощности начинался непосредственно после достижения пикового значения. Было высказано предположение, что уменьшение микроволновой мощности связано со спадом мощности той части электронного пучка, которая инжектируется в виркатор. Последнее явление, в свою очередь, может происходить из-за развития взрывной эмиссии с поверхности фокусирующего



электрода катода и связанного с этим перераспределения тока, в совокупности с функциональными особенностями высоковольтного генератора [39a].

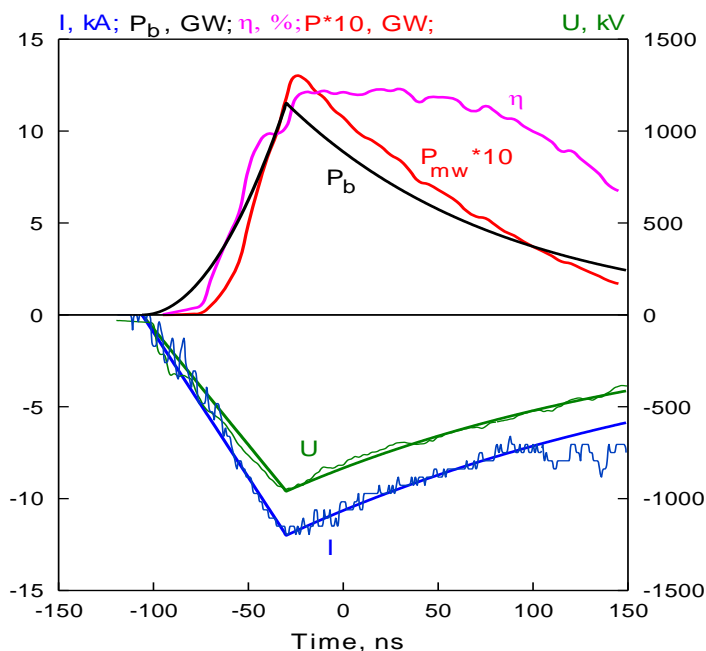


Рис. 75. Верхние кривые: форма импульса мощности электронного пучка и соответствующие расчетные зависимости мощности и эффективности генерации виркатора от времени. Нижние кривые показывают форму импульсов тока и диодного напряжения (экспериментально измеренные и сглаженные для расчета).

есть существенно более медленно, чем в условиях эксперимента.

Таким образом, объяснение спада микроволновой мощности длинноимпульсного виркатора потребовало рассмотрения дополнительных физических факторов. Было высказано предположение, что это явление может быть вызвано теми же причинами, что и спонтанное укорочение длительности импульса гигаваттной релятивистской ЛОВ (см. Главу 2), то есть появлением плазмы на поверхности электродинамической системы и диссипацией энергии ВЧ поля потоками эмитируемых из нее заряженных частиц. Источниками плазмы может быть как взрывная эмиссия, развивающаяся под действием сильных ВЧ полей, так и бомбардировка внутренних поверхностей виркатора (в первую очередь, коллектора и периферии сетчатых окон) электронами рабочего пучка.

Гипотетически, причина прекращения СВЧ-генерации в виркаторе может быть связана с тем, что положительно заряженные ионы, поступающие из коллекторной плазмы, нейтрализуют объемный заряд рабочего электронного пучка, в результате

С целью проверки этого предположения автором было выполнено численный эксперимент, в котором ток, инжектируемый в виркатор, и энергия электронов уменьшались примерно по тому же временному закону, что и в эксперименте. Полученная в расчете эффективность генерации виркатора практически не снижалась в течение  $\sim 100$  нс, оставаясь на уровне 10—12%. Таким образом, мощность СВЧ-излучения уменьшалась почти пропорционально мощности электронного пучка (рис. 75), то

чего виртуальный катод исчезает. Однако, проведенный расчет показал, что в рассматриваемой виркаторной системе это не так.

На рис. 76—78 представлены результаты моделирования виркатора, питаемого электронным пучком постоянной мощности. В первом случае (рис. 76, а) вскоре

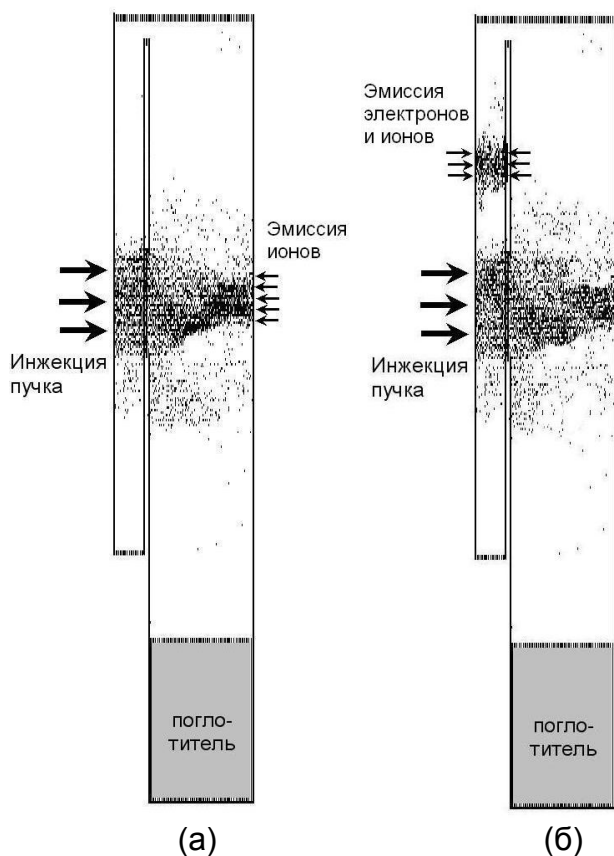


Рис. 76. Геометрия расчетной области и варианты задания областей эмиссии

после установления стационарного режима генерации «включается» эмиссия протонов с коллектора с током 0.3 кА (заведомо больше величины, ограниченной объемным зарядом). Приблизительно за 20 нс ионы под действием ВЧ поля и поля объемного заряда электронного пучка заполняют зазоры резонатора. При этом очертания ионного облака повторяют форму рабочего электронного пучка. Количество электронов и ионов системе выравнивается, так что в среднем их объемные заряды компенсируют друг друга. Однако, несмотря на это, мощность генерации виркатора

уменьшается незначительно (рис. 77). Динамика электронного пучка также не обнаруживает существенных изменений. Данный кажущийся парадоксальным эффект объясняется тем, что вследствие массивности ионов (по сравнению с электронами) их движение является медленным в масштабе ВЧ колебаний и форма ионного облака не успевает подстраиваться за быстрыми периодическими изменениями в конфигурации электронного пучка. Поэтому ионы могут нейтрализовать объемный заряд электронов в некоторой точке системы лишь в среднем за ВЧ период. С другой стороны, в релятивистском виркаторе периодическая группировка электронов в пучке сопровождается сжатием пучка собственным магнитным полем, что облегчает возникновение потенциального барьера и отражение частиц. Плотность электронов в таком динамическом пинче многократно превышает среднюю за период и не может

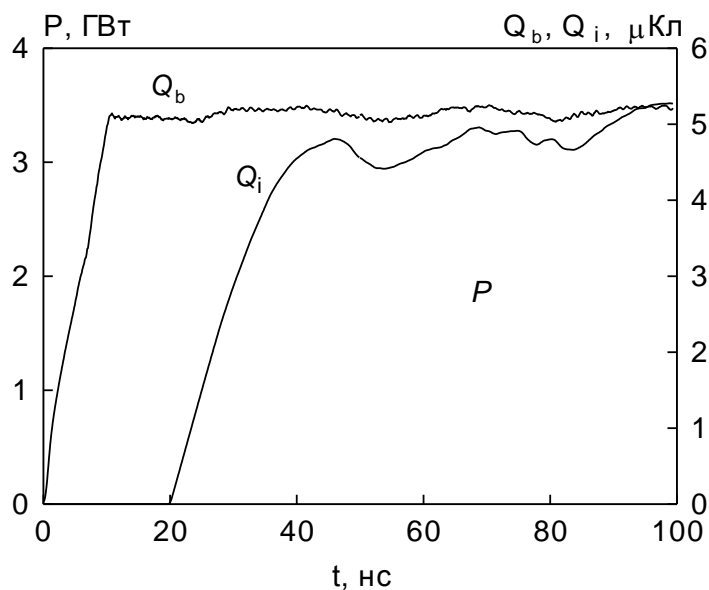


Рис. 74. Расчетные временные зависимости микрополной мощности (усредненной за ВЧ период) и величин зарядов рабочего электронного пучка ( $Q_b$ ) и протонов ( $Q_i$ ) в объеме виркатора. Эмиссия протонов с поверхности коллектора (рис. 73, а) начинается в момент времени  $t = 20$  нс. Ток эмиссии протонов 0,3 кА. Параметры рабочего пучка: 1,1 МэВ, 16,5 кА, фронт 10 нс.

быть быстро скомпенсирована ионами. Единственный случай, когда возможно исчезновение виртуального катода — ситуация, когда накопление ионов в системе происходит быстрее, чем происходит раскачка ВЧ колебаний. Но в этом случае должно наблюдаться либо полное отсутствие генерации, либо генерация импульса существенно меньшей амплитуды, чем в невозмущенном случае.

Картина меняется при учете электронной компоненты эмиссии.

Как и в лампе обратной волны, совместная эмиссия электронов и ионов с внутренних поверхностей виркатора приводит к формированию внутри виркатора квазинейтральной «синтезированной» плазмы, которая является эффективным поглотителем электромагнитных волн (энергия уносится на стенки системы электронами плазмы, ускорившимися с ВЧ поле). В двухсекционном виркаторе наиболее сильный эффект производит эмиссия частиц в модулирующей секции, снижая ее добротность и приводя к нарушению оптимального соотношения амплитуд ВЧ полей в секциях.

Рис. 78 иллюстрирует расчет, в которой электронная и ионная эмиссия происходил с полосок шириной 1 см, расположенных вблизи фольгового окна в модулирующем зазоре (рис. 76, б). Электронная эмиссия с плотностью тока, заведомо большей чайлд-лэнгмюровской для рабочего уровня ВЧ полей, «включалась» вскоре после установления генерации в виркаторе. Сама по себе она приводит к небольшому уменьшению генерируемой мощности. Эмиссия протонов намеренно включалась с 20-нс задержкой, чтобы можно было отдельно наблюдать действие различных компонент эмиссии. Приблизительно через 20 нс после этого (время, уходящее на заполнение ионами зазора модулирующей секции) происходит падение

микроволновой мощности примерно в 4 раза, причем частота генерации виркатора увеличивается в несколько раз, приблизительно до 13 ГГц. Это говорит о нарушении механизма обратной связи между секциями прибора.

Такой результат является типичным, если задается чайлд-лэнгмюровская эмиссия электронов и ионов где-либо в модулирующей секции, за исключением мест пучностей ВЧ поля. Обширная комбинированная эмиссия в выходной секции виркатора проявляет себя внешне сходным образом (падение выходной мощности), но внутренний процесс генерации в виркаторе при этом не нарушается (место

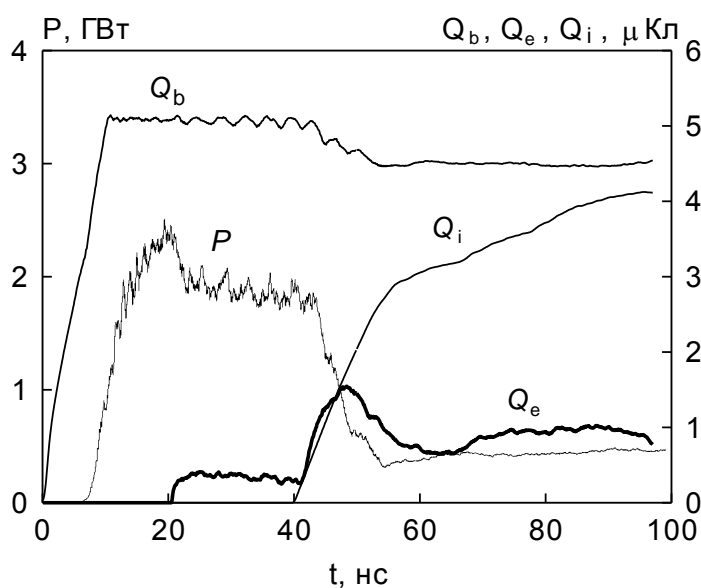


Рис. 78. Те же величины, что на рис. 77, а также величина заряда электронов эмиссии ( $Q_e$ ), в случае двухсторонней эмиссии электронов и ионов в модулирующей секции виркатора (рис. 76, б). Электронная эмиссия ( $I_e = 15$  кА) начинается в момент  $t = 20$  нс, эмиссия протонов ( $I_i = 0.3$  кА) — в момент  $t = 40$  нс.

эмиссия расположено «ниже по течению» от места прохождения электронного пучка) либо нарушается сравнительно мало (эмиссия где-либо между местом прохождения пучка и отверстием связи).

Еще раз подчеркнем, что с точки зрения влияния на процесс генерации принципиальное значение имеет эмиссия двух сортов частиц: положительно и отрицательно заряженных, тяжелых и легких. Чисто электронная эмиссия, по причинам, указанным в

п. 2.4, не может привести к прекращению генерации с СВЧ-приборе. Эмиссия только ионов, в силу их массивности, может вызвать лишь малые потери энергии. Принципиальная роль ионов заключается в компенсации объемного заряда эмитированных электронов и снятию ограничения на ток электронной компоненты.

Таким образом, если считать, что появление поверхностной плазмы в виркаторе происходит одновременно с развитием генерации (сценарий взрывной эмиссии), то длительность импульса излучения, ограниченная описанным механизмом, определяется временем накопления ионов в зазорах секций прибора.

Для протонов, в виркаторе дециметрового диапазона длин волн, оно составляет несколько десятков наносекунд.

### 3.7. Заключение

Итак, проведенный численный анализ позволяет заключить, что использование в виркаторе двухззорной электродинамической системы и электронного пучка с малой надкритичностью тока позволяет, за счет сдвига фаз между ВЧ колебаниями в секциях и осуществления, таким образом, благоприятного распределения ВЧ поля вдоль траектории электронов, достичь эффективности генерации, более чем втрое превышает эффективность одноззорной системы при аналогичных условиях. Значительная (~20%) ширина полосы электронной восприимчивости вблизи частоты релаксационных колебаний дает возможность изменения частоты генерации за счет соответствующей настройки электродинамической системы.

Максимальная эффективность энергообмена, предсказанная в одномерном расчете для двухсекционного виркатора с энергией электронов ~ 1 МэВ, достигает 40%. Переход к трем измерениям и поперечно-ограниченным системам приводит к снижению расчетной величины эффективности более чем вдвое (до 15—20%). Причины этого — поперечное «провисание» электростатического потенциала в пучке, появление поперечного движения электронов, а также поперечная неоднородность поля рабочей волны, которые приводят к увеличению фазового объема электронного пучка в ВЧ поле.

Дополнительным фактором, снижающим эффективность генерации в виркаторе без магнитного поля при мегавольтном уровне ускоряющего напряжения, являются неизбежные потери тока в вакуумном диоде вследствие нарушения электропрочности элементов катодной системы. Взрывная эмиссия с металлических поверхностей развивается во времени, и это приводит к изменению структуры пучка и величины его полезной мощности в течение импульса тока. Расчеты показывают, что это, в свою очередь, является одной из причин ограничения длительности и мощности генерируемого СВЧ-импульса. Кроме того, развитие взрывной эмиссии под действием ВЧ полей внутри электродинамической системы генератора, может

вызывать изменение ее свойств и также приводить к ограничению параметров импульса излучения.

На основе результатов численного эксперимента, выполненного с привлечением трехмерной версии электромагнитного PIC-кода KARAT, был разработан экспериментальный макет двухсекционного виркатора без внешнего магнитного поля, с синфазными полями в секциях. В экспериментах с использованием сильноточного импульсно-периодического электронного ускорителя в дециметровом диапазоне длин волн была получена одномодовая генерация с мощностью до 1 ГВт и длительностью  $\sim 25$  нс при эффективности генерации  $\sim 5$  %. За счет варьирования параметров резонатора удалось реализовать непрерывную перестройку частоты генерации виркатора в полосе  $\sim 15$  % на половинном уровне мощности.

Подводя итог, приходится констатировать, что начальные оптимистические представления о виркаторах как о «простых и эффективных» СВЧ-приборах (во многом основанные на автоколебательных свойствах виртуального катода в одномерной потенциальной модели) на сегодняшний день оправдали себя далеко не в полной мере. Эффективность генерации, полученная в виркаторах без магнитного поля, остается заметно более низкой, чем у приборов с магнитнонаправляемыми электронными пучками. Физика процессов в виркаторах не проще, а из-за присутствия виртуального катода, в известной мере, сложнее, чем в других мощных СВЧ-приборах.

По-видимому, величина эффективности (практическая, с учетом электронных потерь), на которую можно рассчитывать в мощной виркаторной системе без магнитного поля, едва ли намного превышает 10%, причем и этот уровень достигается ценой применения достаточно сложных электродинамических систем. Что касается получения одночастотной генерации и управления частотой генерации виркатора, то, по-видимому, это осуществимо только при использовании одномодовых электродинамических систем.

## ГЛАВА 4

# ГЕНЕРИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО НАКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ

### 4.1. Введение

Стремление повысить импульсную мощность излучения всегда являлось ведущим мотивом в развитии релятивистской СВЧ-электроники. На сегодняшний день использование сильноточных электронных пучков при достаточно высокой, в десятки процентов, эффективности генерации позволило достичь мультигигаваттного уровня мощности. Это возможно уже в квазистационарном режиме генерации, когда длительность импульса излучения намного превышает время установления колебаний.

Повышение мощности СВЧ-импульсов при их неизменной энергетике может достигаться за счет уменьшения их длительности. Отметим, что получение коротких СВЧ-импульсов излучения представляет собой самостоятельную актуальную задачу. Так, в радиолокации, являющейся одной из основных областей применения мощных СВЧ-источников, уменьшение длительности зондирующего импульса позволяет увеличить степень пространственного разрешения. С другой стороны, при малой длительности импульса существенно облегчается проблема обеспечения электрической прочности электродинамических систем СВЧ-генераторов, волновых трактов и выходных окон.

Для получения коротких импульсов излучения на основе квазистационарных источников может быть использована временная или пространственная компрессия электромагнитной энергии. В первом случае энергия в течение сравнительно большого времени запасается в виде ВЧ колебаний в высокодобротном резонаторе, а затем производится ее быстрое излучение [10, 45, 109, 119]. Во втором случае может быть использовано сжатие частотно-модулированного импульса при пропускании его через электродинамическую систему с определенным законом дисперсии [25].

Новые возможности для получения коротких импульсов излучения с большой пиковой мощностью открываются при использовании нестационарных эффектов. Так, для релятивистской лампы обратной волны при сильной надкритичности тока характерны автомодуляционные и стохастические режимы генерации [13, 32, 33, 38], в которых пиковые значения мощности могут значительно превышать стационарный уровень — в том числе, в начальном всплеске генерации. По-видимому, последний факт сыграл немаловажную роль в возникновении идеи использования для генерации коротких СВЧ-импульсов электронных пучков минимальной длительности. В 1988 г. Н. С. Гинзбургом [31] было указано на возможность генерации сверхкоротких СВЧ-импульсов в режиме, аналогичном оптическому сверхизлучению [6, 53, 75, 100, 122]. В эксперименте генерация сверхкоротких СВЧ-импульсов была впервые продемонстрирована в 1996 г. в миллиметровом диапазоне длин волн [34]. Был использован пучок субнаносекундной длительности и циклотронный механизм генерации; пиковая мощность СВЧ-импульса составила  $\sim 10^5$  Вт. В дальнейшем при использовании черенковского механизма взаимодействия пиковая мощность импульсов была увеличена до десятков и сотен мегаватт [64, 126, 157] и реализован режим с высокой частотой следования импульсов [41]. Впервые была продемонстрирована возможность получения импульсов сантиметрового диапазона с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного пучка, а в расчетах показано, что это возможно уже в однородных электродинамических системах [В. В. Ростов, А. А. Ельчанинов, 27а].

Полученное в эксперименте [27а] превышение коэффициента конверсии мощности над единицей не могло быть объяснено эффектами временной и пространственной компрессии энергии, поскольку была использована сравнительно низкодобротная и слабодисперсная электродинамическая система. С другой стороны, этот факт находит естественное объяснение, если предположить, что в процессе генерации короткий электромагнитный импульс, перемещаясь, аккумулирует энергию от различных частей электронного пучка, то есть происходит пространственное накопление электромагнитной энергии. Н. С. Гинзбургом с соавторами указывалось на возможность существования такого эффекта в случае однонаправленного движения волнового импульса и электронов пучка при условии, что групповая скорость импульса отлична от поступательной скорости частиц [35], а также на возможность увеличения



мощности импульса излучения за счет изменения во времени начальной энергии электронов [36].

Вместе с тем, вопросы о том, какие общие физические условия необходимы для эффективного осуществления пространственного накопления электромагнитной энергии, чем определяется длительность генерируемого импульса, а также вопрос о физических факторах, накладывающих ограничение на его энергию и мощность, оставались открытыми.

Цель работы, результаты которой представлены в данной главе диссертации, состояла в том, чтобы сформулировать и, по возможности, реализовать в эксперименте условия, позволяющие с наибольшей эффективностью генерировать короткие мощные импульсы СВЧ-излучения, используя электронные пучки с длительностью  $\tau_b$ , намного превышающей длительность СВЧ-импульса  $\tau_p$ .

## 4.2. Элементы теории

Анализу процессов, происходящих в классической высокочастотной системе, предположим нестрогую аналогию из лазерной физики. Рассмотрим протяженную одномерную активную среду (для простоты, недиспергирующую), в которой излучение может происходить при переходе между энергетическими уровнями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_0$  (рис. 79). Предположим, что в начальный момент времени все частицы находятся на уровне  $\varepsilon_1$ . Пусть скорость релаксационных процессов и спонтанного излучения невелика, так что состояние активной среды мало изменяется за время пробега оптического импульса по длине системы. Также считаем, что темп накачки невелик, так что за вышеупомянутое характерное время возобновления возбуждения среды не происходит.

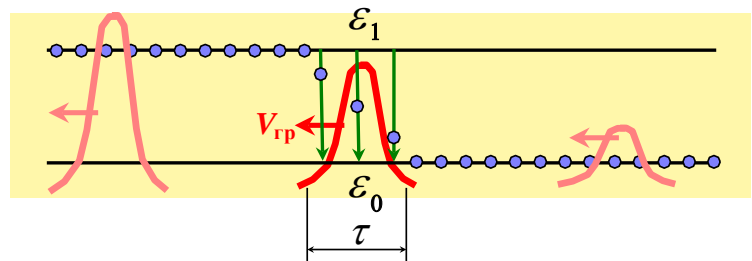


Рис. 79. Распространение короткого оптического импульса в лазерной среде

Предположим, что на одном из краев системы появился (в результате локального самовозбуждения или подачи извне) резонансный импульс излучения, далее распространяющийся по среде с некоторой групповой скоростью (на рис. 79 — в отрицательном направлении). Очевидно, что для того, чтобы в результате пробега

импульса по системе на ее выходе сформировался импульс излучения с минимальной длительностью и максимальной энергией, необходимо выполнение ряда условий:

- Большая величина усиления, соответствующая почти полному снятию возбуждения среды по прохождении импульса (и, следовательно, реализация линейного, а не экспоненциального, нарастания энергии импульса излучения в пространстве);
- Независимость параметров излучательной неустойчивости от текущей величины энергии, накопленной в оптическом импульсе;
- Достаточная длина активной среды.

Переходя теперь к аналогичной классической ВЧ системе, где роль активной среды играет электронный пучок в электродинамической системе, можно видеть, что энергия, накопленная в бегущем СВЧ-импульсе, пропорциональна расстоянию, пройденному импульсом относительно *движущегося* электронного пучка. Таким образом, при заданной длине системы наибольшая величина энергии достигается, если импульс излучения и электроны движутся навстречу друг другу, то есть в системе типа ЛОВ.

#### 4.2.1. Условия реализации режима пространственного накопления энергии в коротком СВЧ-импульсе в системе с обратной волной

Рассмотрим длинную замедляющую систему (рис. 80), в которой электронный пучок с током  $I_0$  взаимодействует с синхронной пространственной гармоникой встречной электромагнитной волны, имеющей групповую скорость  $V_{gr} < 0$ . Как известно, неустойчивость типа ЛОВ является абсолютной, а время ее развития зависит от величины связи пучка с полем синхронной гармоники. Величина связи для периодической замедляющей системы зависит от глубины гофрировки и расстояния от стенки трубчатого пучка до стенки волновода. Подобрать нарастающий

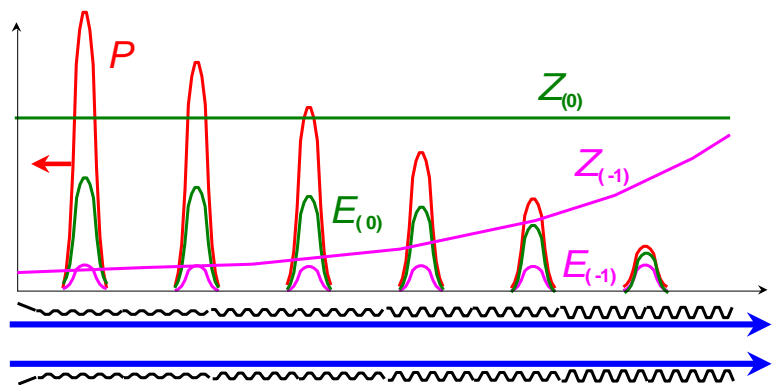


Рис. 80. Распространение короткого СВЧ-импульса в замедляющей системе с неоднородной связью:  $P$  — мощность, переносимая импульсом,  $E_{(0)}$ ,  $Z_{(0)}$  — амплитуда электрического поля и сопротивление связи для основной гармонике волны,  $E_{(-1)}$ ,  $Z_{(-1)}$  — для синхронной гармоники.

продольный профиль связи, можно добиться того, что после прохождения фронта тока возбуждение СВЧ-колебаний произойдет в первую очередь вблизи коллекторного конца прибора. Пусть усиление велико, и насыщение амплитуды ВЧ поля происходит (в нерелятивистском приближении) уже на длине порядка длины волны  $\lambda$ . При достаточной эффективности энергообмена можно рассчитывать на формирование компактного волнового импульса длительностью в несколько ВЧ периодов. Возбужденный импульс движется навстречу электронному пучку. Используя продольную неоднородность связи, можно реализовать ситуацию, когда, несмотря на линейное нарастание энергии и мощности в импульсе по мере его пробега по системе, напряженность электрического поля синхронной гармоники, действующего на электроны, будет оставаться неизменной. Таким образом, условия взаимодействия и величина энергетического КПД  $\eta_0$  (который определим по разности кинетической энергии пучка по разные стороны от бегущего импульса) будут поддерживаться постоянными. Тогда, если обеспечена необходимая длительность электронного пучка  $\tau_{b,\min} = L/V_0 + L/V_{gr}$ , где  $L$  — длина прибора и  $V_0$  — начальная скорость электронов, то коэффициент преобразования мощности пучка в мощность излучения составит  $\eta = \eta_0 L/V_{gr} \tau_p$ .

Определим условия для существования бегущего волнового импульса с огибающей стационарной формы в полуограниченной, открытой в отрицательном направлении, системе. Пусть электроны трубчатого пучка замагничены и совершают только продольное движение, взаимодействуя с единственной синхронной гармоникой встречной волны. Частотной дисперсией групповой скорости волны пренебрегаем.

Представим продольную составляющую электрического поля синхронной гармоники в виде:

$$E_z(\mathbf{r}, t) = \text{Re}(E_s e^{i\omega t}),$$

где комплексная амплитуда

$$E_s(\mathbf{r}, t) = A(z, t) \hat{E}(r_\perp, z) e^{-ih_s z},$$

$A$  — медленно (по сравнению с  $e^{i(\omega t - h_s z)}$ ) меняющаяся амплитуда, связанная с нулевой гармоникой волны,  $\hat{E}$  — вещественная мембранная функция, определяющая поперечную структуру поля синхронной гармоники, также медленная функция  $z$ . Возбуждение волноводной моды опишем обобщенным уравнением Вайнштейна [108]:

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{N} \int_{S_{\perp}} j_{\omega} \hat{E} e^{i h_s z} dS, \quad (4.1)$$

где  $N$  — норма волны,  $j_{\omega}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega}{\pi} \int_{t-T}^t j(\mathbf{r}, t') e^{-i\omega t'} dt'$  — временная Фурье-гармоника плотности тока на частоте  $\omega$ . Условие применимости уравнения (4.1) есть медленное по сравнению с ВЧ осцилляциями изменение амплитуды ВЧ поля:

$$\frac{\partial |A|}{\partial t} \ll \omega |A|.$$

Для трубчатого пучка радиуса  $r_b$  с бесконечно тонкой стенкой, в условиях осевой симметрии, имеем

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{N} I_{\omega} \hat{E}(r_b, z) e^{i h_s z},$$

где  $I_{\omega}$  — гармоника тока. Вводя сопротивление связи пучка с полем синхронной гармоники  $Z \equiv 2 |\hat{E}(r_b)|^2 / k^2 N$ , где  $k = \omega/c$ , получим для комплексной амплитуды электрического поля синхронной гармоники на траектории пучка  $E_s(r_b, z, t) = A(z, t) k \sqrt{Z(z) N / 2}$  (далее аргумент опускаем) уравнение:

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial E_s}{\partial t} + \frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{1}{2} \left( k^2 Z I_{\omega} + E_s \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dz} \right). \quad (4.2)$$

Решение в виде бегущего импульса постоянной формы и амплитуды, то есть такое, когда  $E_s = E_s(x)$ ,  $I_{\omega} = I_{\omega}(x)$ , где  $x \equiv z - V_{gr} t$ , соответствует тождественно равной нулю правой части уравнения. Замечая, что сопротивление связи зависит только от продольной координаты  $z$ , и разделяя функции, зависящие от независимых переменных  $z$  и  $x$ , получаем условия:

$$\frac{1}{kZ^2} \frac{dZ}{d\xi} = const = \frac{1}{kZ_d}, \quad (4.3)$$

$$\frac{I_{\omega}}{E_s} = -const = -\frac{1}{kZ_d}. \quad (4.4)$$

Здесь  $\xi = kz$ , а величину  $Z_d \equiv Z^2 (dZ/d\xi)^{-1}$  назовем дифференциальным сопротивлением связи. Поскольку величина сопротивления связи по определению вещественна, то, согласно (4.4), высокочастотная проводимость электронного потока

в рассматриваемом режиме также вещественна и отрицательна. При выполнении условия (4.4) выражение для энергетического КПД может быть записано в виде

$$\eta_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_0^{t_{\text{int}}} \frac{d\varepsilon}{dt} dt = \frac{1}{I_0 U_0} \frac{V_0}{(V_0 + V_{gr})} \frac{1}{2} \int_0^x \text{Re}(I_{\omega} E_{\omega}^*) dx' = \frac{1}{2} \frac{\beta_0}{(\beta_0 + \beta_{gr})} \frac{Z_d}{R} \int_0^{\xi_p} |J(\xi')|^2 d\xi' \quad (4.5)$$

где  $\xi_p = k/V_{gr}/\Delta t_p$  — электрическая длина импульса,  $\beta_0 = V_0/c$ ,  $\beta_{gr} = V_{gr}/c$ ,  $R = U_0/I_0$ ,  $U_0$  — ускоряющее напряжение пучка,  $J = I_{\omega}/I_0$ . Вид функции  $J(\xi)$  определяется кинематикой группировки электронов, зависит от параметров, фигурирующих в правой части выражения, и может быть определен численно.

Условие (4.3) удовлетворяется путем выбора продольной зависимости сопротивления связи в виде

$$Z(\xi) = \frac{Z_d}{\xi_{\text{max}} - \xi}, \quad (4.6)$$

здесь  $\xi_{\text{max}}$  — приведенная координата правого края системы, где  $Z(\xi_{\text{max}}) \rightarrow \infty$ .

Физически, условие (4.4) означает, что ВЧ ток во всех точках системы во все моменты времени сфазирован точно по центру тормозящей фазы ВЧ поля. Исходя из этого, можно предположить, что энергетический КПД при увеличении длины ( $\xi_{\text{max}} - \xi$ ) будет асимптотически стремиться к единице.

Для доказательства возможности удовлетворения условия (4.4) найдем соответствующее линейное решение, а нелинейные решения исследуем численно.

#### 4.2.2. Линейное решение, удовлетворяющее условию синфазности ВЧ тока и ВЧ поля

Найдем линейное решение, удовлетворяющее условию (4.4), и, таким образом, определим форму начальной части фронта бегущего СВЧ-импульса.

Перейдем в систему отсчета, в которой импульс покоится, для простоты считая его групповую скорость нерелятивистской. Тогда для описания динамики частиц можно воспользоваться «уравнениями маятника» [17], справедливыми при  $\Delta\gamma \ll \gamma_0$ :

$$\begin{cases} \frac{dw}{d\xi} = \text{Re}(ae^{i\theta}) \\ \frac{d\theta}{d\xi} = \delta - \mu w \end{cases} \quad (4.7)$$

(где  $w \equiv \frac{\Delta\gamma}{\gamma_0}$ ,  $a \equiv \frac{eE_s}{mc^2\gamma_0 k}$ ,  $\mu \equiv \frac{\gamma_0}{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}$ ,  $\delta \equiv \frac{1}{\beta_{e,0}} - \frac{1}{\beta_{\phi,0}}$ ), с граничными условиями:

$w(\xi_1)=0$ ,  $\theta_0 \in [0, 2\pi)$  — начальная фаза частицы в ВЧ поле, здесь  $\xi_1$  — координата левой границы системы. Дополним систему (4.7) условием, следующим из (4.4) и связывающим ВЧ поле и ВЧ ток:

$$\alpha = J \frac{I_0 c Z_d}{I_a \gamma_0}. \quad (4.8)$$

Здесь  $I_a = mc^3/e$  — альфвеновский ток. После линеаризации (4.7) по величине динамического смещения электронов и усреднения по  $\theta_0$  получаем выражение для ВЧ тока:

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 = i\mu e^{-i\delta\xi} \int_{\xi_1}^{\xi} \int_{\xi_1}^{\xi'} a e^{i\delta\xi''} d\xi'' d\xi'.$$

С учетом (4.8), имеем

$$a(\xi) = 2iC_d^3 e^{-i\delta\xi} \int_{\xi_1}^{\xi} \int_{\xi_1}^{\xi'} a e^{i\delta\xi''} d\xi'' d\xi' \quad (4.9)$$

или, в дифференциальной форме,

$$\frac{d^2 a}{d\xi^2} + 2i\delta \frac{da}{d\xi} - (\delta^2 + 2iC_d^3) a = 0.$$

Здесь величина  $C_d \equiv \left( \frac{I_0 c Z_d}{2I_a (\gamma_0^2 - 1)^{3/2}} \right)^{1/3}$  аналогична параметру Пирса, но содержит величину *дифференциального* сопротивления связи. Корни характеристического уравнения

$$\lambda_{1,2} = -i\delta \pm (1+i)C_d^{3/2}.$$

При конечной длине системы задача не имеет решения. Действительно, согласно (4.9),  $a(\xi_1)=0$  и  $a'(\xi_1) = -i\delta a(\xi_1) = 0$ . Это имеет место лишь при  $\lambda_1 = \lambda_2$ , то есть при нулевом параметре усиления  $C_d$ .

Для системы, не ограниченной в отрицательном направлении, решение возможно. Действительно, устремив  $\xi_1 \rightarrow -\infty$  и положив  $a(-\infty)=0$ , мы можем оставить в решении единственную, нарастающую по  $\xi$ , экспоненту. Окончательно получаем для линейной части фронта импульса

$$E_z(r_b, z) = \operatorname{Re} \left\{ E_0 e^{C_d^{3/2} k z} e^{i[\omega - (1 - C_d^{3/2} \beta_0) h_s z]} \right\}. \quad (4.10)$$

Таким образом, фактическая величина фазовой скорости волны в импульсе

$$\beta_\phi = \frac{\beta_{\phi,0}}{1 - C_d^{3/2} \beta_{\phi,0}}$$

больше синхронной  $\beta_{\phi,0} = k/h_s$ .

Величина динамического смещения электронов в поле волны

$$|\mathcal{G}(\xi)| = \frac{\mu |a(\xi)|}{4C_d^3} \sin(\theta_0 + C_d^{3/2} \xi)$$

конечна, что и доказывает правомерность перехода  $\xi_1 \rightarrow -\infty$ . Условие линейности  $|\mathcal{G}(\xi)| \ll 1$  выполняется при  $|a(\xi)| \ll 4C_d^3/\mu$ .

Отметим, что, в отличие от решения линейной задачи ЛБВ, содержащего пространственный инкремент  $kC$ , где  $C$  — параметр Пирса, решение (4.10) имеет инкремент  $kC_d^{3/2}$  и, следовательно, более сильную зависимость от тока пучка и энергии электронов.

Пример сравнения амплитудных и частотных характеристик ВЧ тока, полученных по линейной модели и в нелинейном расчете дан в п. 4.3.1.

#### 4.2.3. Длительность импульса излучения

Оценим длительность формируемого СВЧ-импульса и величину электрического поля синхронной гармоники в импульсе. Пусть синхронный электрон взаимодействует с ВЧ полем в течение времени  $t_{\text{int}}$  (рис. 81). За это время он проходит расстояние  $c\beta_0 t_{\text{int}}$ , а СВЧ-импульс смещается в противоположном направлении на расстояние  $c\beta_{gr} t_{\text{int}}$ . Таким образом, протяженность СВЧ-импульса составит  $L_p = ct_{\text{int}}(\beta_0 + \beta_{gr})$ , а его длительность  $\tau_p = t_{\text{int}}(\beta_0 + \beta_{gr})/\beta_{gr}$ .

Оценка оптимальной<sup>17</sup> длительности СВЧ-импульса и величины электрического поля синхронной гармоники аналогична оценке длины пространства взаимодействия и величины электрического поля в СВЧ-приборе с длительной инерционной группировкой в квазистационарном режиме генерации. В соответствии

<sup>17</sup> Оценка оптимальной длительности импульса дана С. Д. Коровиным.

с принципом компактной группировки электронов, динамическое смещение частиц под действием ВЧ поля должно составлять около половины синхронной длины волны:  $c\Delta\beta t_{\text{int}} \sim \lambda_s/2 = \beta_0 \lambda/2$ , здесь  $c\Delta\beta$  — изменение скорости частиц под действием ВЧ поля,  $\lambda$  — длина волны излучения в свободном пространстве. Учитывая связь между изменением скорости частиц и изменением их энергии,  $\Delta\beta \approx \Delta\gamma/(\gamma_0^2 \sqrt{\gamma_0^2 - 1})$ , и предполагая, что КПД энергообмена высок ( $\Delta\gamma \sim \gamma_0 - 1$ ), имеем

$$\tau_p \sim \frac{T}{2} \gamma_0 (\gamma_0 + 1) \frac{\beta_0 + \beta_{gr}}{\beta_{gr}},$$

где  $T$  — период ВЧ колебания. При этом величина ускорительного параметра

$$a \equiv \frac{eE_s \lambda}{mc^2 (\gamma_0 - 1)} \sim \frac{2}{(\gamma_0 + 1) \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}.$$

Таким образом, в нерелятивистском случае имеем  $\tau_{p,opt} \sim T$ ,  $\alpha_{opt} \sim \frac{1}{\beta_0}$ , а в

ультрарелятивистском пределе  $\tau_{p,opt} \sim \frac{T}{2} \gamma_0^2 \frac{1 + \beta_{gr}}{\beta_{gr}}$ ,  $\alpha_{opt} \sim \frac{2}{\gamma_0^2}$ .

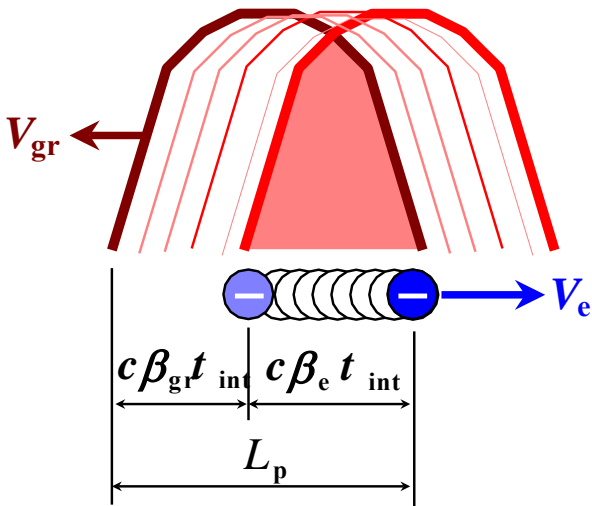


Рис. 81. К оценке длительности СВЧ-импульса

Оценивая минимально возможную длительность СВЧ-импульса, заметим, что если при заданной энергии электронов обеспечена достаточно большая величина электрического поля синхронной гармоники ( $a \sim \beta_0$ ), то фазовая группировка, хотя и «менее качественная», может развиваться на длине меньше оптимальной. Это не противоречит условию эффективного

энергообмена ( $\Delta\gamma \sim \gamma_0 - 1$ ). Очевидно, что минимальное расстояние, на котором может произойти группировка электронов, близко к длине волны. Таким образом, минимальная длительность СВЧ-импульса может составлять

$$\tau_{p,min} \sim T \frac{1 + \beta_{gr}}{\beta_{gr}}.$$



### 4.3. Численное моделирование в одномерной модели

#### 4.3.1. Нелинейные решения, удовлетворяющие условию синфазности ВЧ тока и ВЧ поля

Дополним результаты п. 4.2.2, п. 4.2.3 численными расчетами. Для одномерного нелинейного расчета, как и при анализе линейной стадии, переходим в систему координат, где СВЧ-импульс покоится. Таким образом, имеем задачу о взаимодействии потока электронов с ВЧ полем, продольная структура которого в каждый момент времени задается условием (4.4). Релятивистский поток электронов представляем макрочастицами, инжектируемыми через левую границу системы. Величину ВЧ проводимости электронного потока (или дифференциальный параметр Пирса) задаем. В каждой точке системы на каждом временном шаге путем «взвешивания» электронного тока определяем величину  $I_{\omega}$ , затем находим амплитуду ВЧ поля непосредственно из условия (4.4).

Поскольку в численном расчете длина системы конечна, для получения нетривиального решения (см. п. 4.2.2) необходимо задать на ее левом краю начальный уровень ВЧ тока. Для этого вводилась начальная модуляция кинетической энергии инжектируемых частиц:  $\gamma = \gamma_0 + \tilde{\gamma} \cos \omega t$ . Если глубина модуляции мала (в расчетах использовано  $\tilde{\gamma} \sim 0.01\gamma_0$ ), то она влияет лишь на захватываемую в расчете протяженность переднего фронта импульса, но не на его форму.

Данная постановка задачи является времязависимой. О существовании стационарного решения можно судить по факту установления в системе, по истечении некоторого времени (близкого к пролетному времени электронов), стационарных профилей  $I_{\omega}$ ,  $E_s$ .

Расчет показал, что такие стационарные состояния действительно существуют. Исключение составляют случаи с локальным отражением частиц, возникающим под действием высоких ВЧ полей при малой ВЧ проводимости электронного потока, то есть, при максимальных величинах параметра усиления.

Пример расчета для энергии электронов 335 кэВ представлен на рис. 82, показывающем, как изменяется вид функции  $|J(\xi)|^2$  (определяющей пространственную форму импульса мощности, переносимой волной) и фазовый портрет пучка с ростом параметра усиления. Здесь же показан способ определения длительности импульса и величины энергетического КПД. Ширина импульса измеряется на уровне  $0.5|J|_{\max}^2$ . Величина КПД относится к точке первого минимума ВЧ тока.

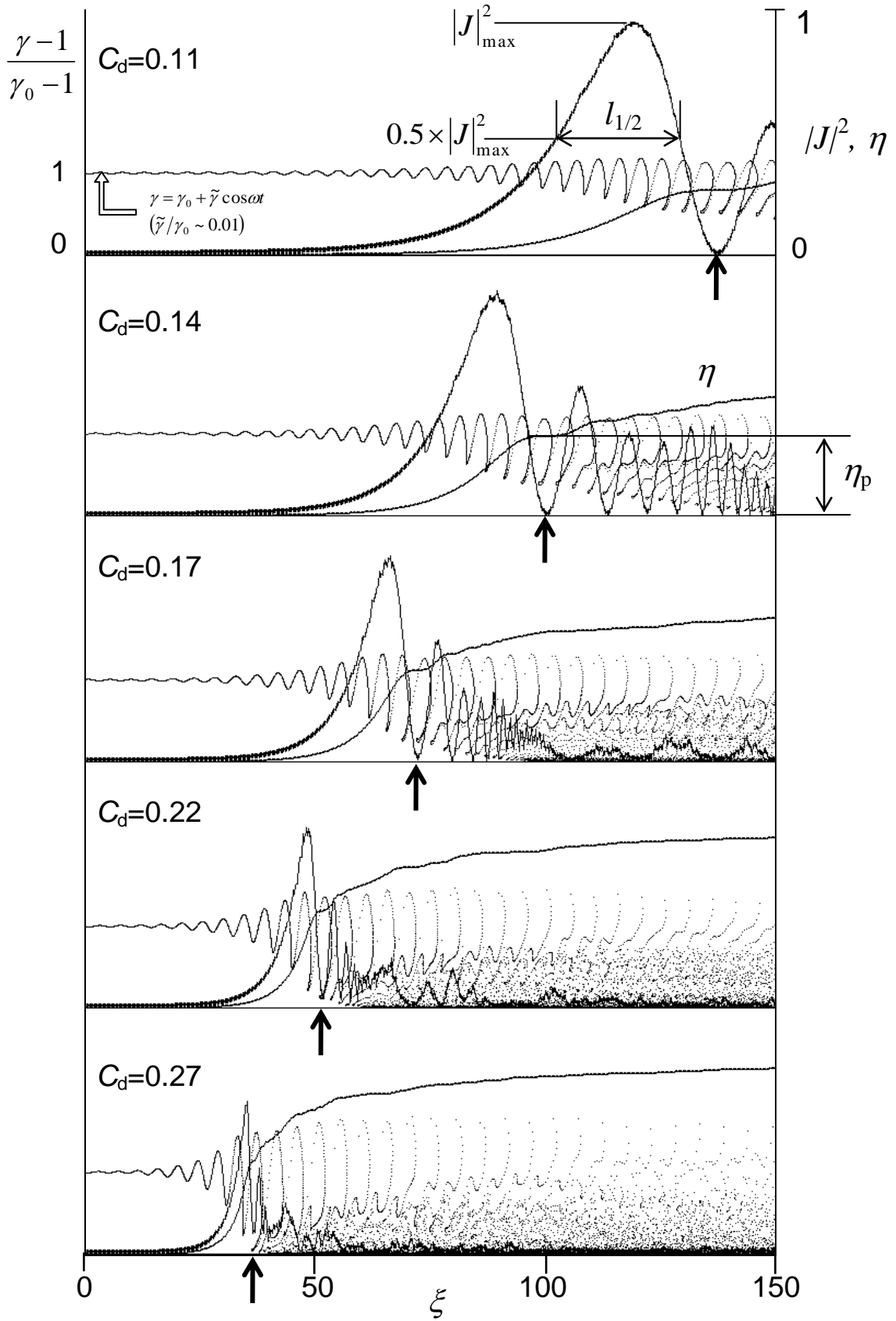


Рис. 82. Продольные распределения ВЧ тока, энергетического КПД, и фазовые портреты электронного пучка, при выполнении условия синфазности (4.4), при различных величинах параметра усиления  $C_d$  ( $\gamma_0=1.65$ ).

На рис. 83 приведен пример сравнения величин модуля и фазы высокочастотного тока, полученных в нелинейном расчете для системы конечной длины, с величинами, полученными аналитически для полубесконечной системы (п. 4.2.2). На фронта импульса наблюдается хорошее соответствие по величине амплитуды поля. Фазовая характеристика ВЧ тока также совпадает с аналитической на большей части фронта. Ее отклонение от аналитической на левой границе связано с конечностью длины системы и заданием малой начальной модуляции в пучке. Повторим, что чем меньший уровень начальный уровень модуляции энергии электронов задается и, соответственно, чем более длинный фрагмент системы рассматривается в расчете, тем более протяженный участок фронта импульса может быть корректно описан в приближении конечной длины системы.

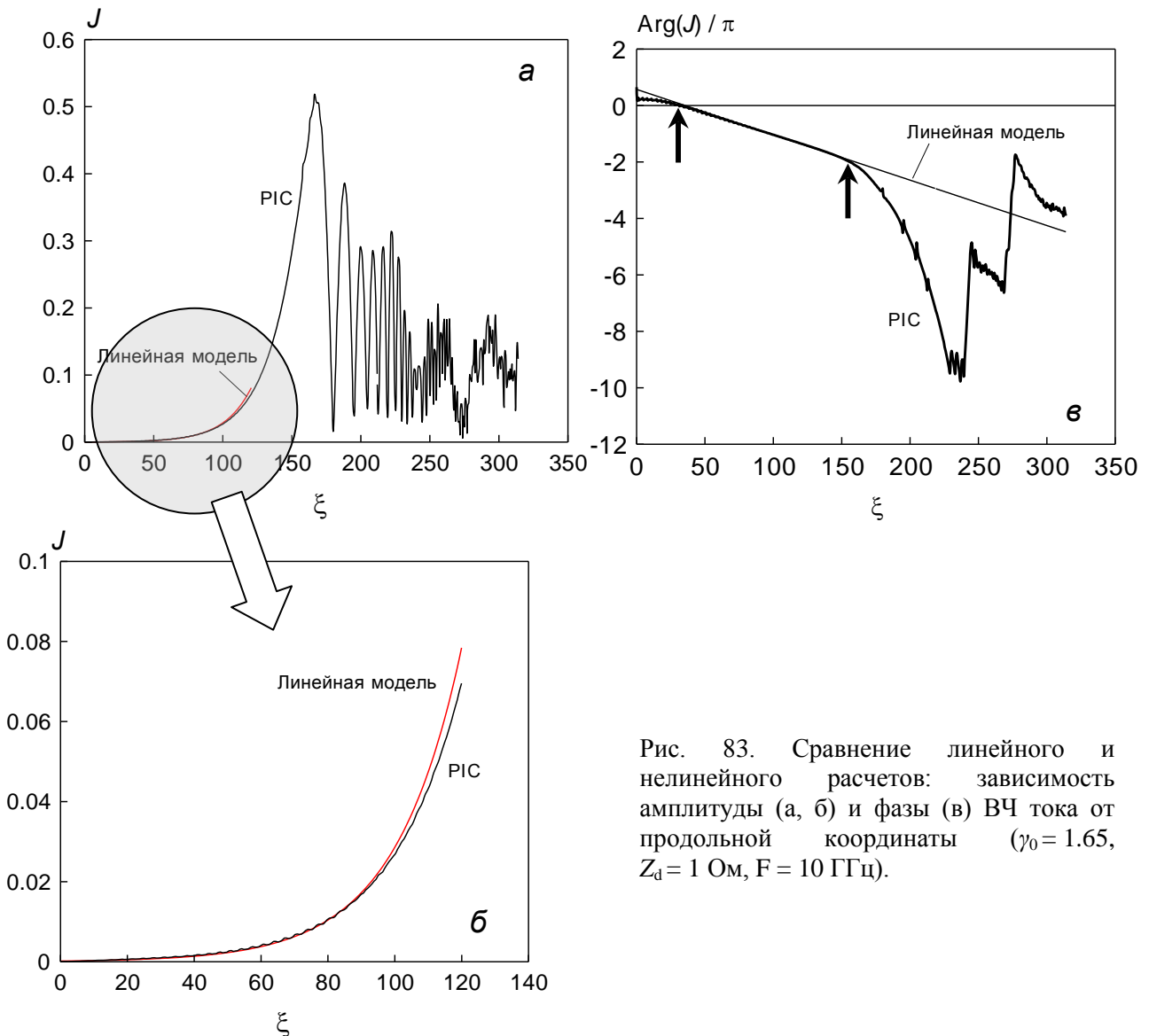


Рис. 83. Сравнение линейного и нелинейного расчетов: зависимость амплитуды (а, б) и фазы (в) ВЧ тока от продольной координаты ( $\gamma_0 = 1.65$ ,  $Z_d = 1$  Ом,  $F = 10$  ГГц).

Расчеты, выполненные для различных величин релятивистского фактора инжектируемого пучка (в диапазоне  $\gamma_0 = 1.2—5$ ), подтвердили, что для каждой величины  $\gamma_0$  существуют величина параметра усиления, при которой энергетический КПД максимален, и соответствующая ширина импульса (рис. 84, 85). Расчетные величины оптимальной ширины импульса согласуются с асимптотической оценкой, приведенной выше (п. 4.2.3). В нерелятивистском случае величины энергетического КПД для импульса оптимальной ширины и импульса шириной  $l_{1/2} = \lambda$  практически совпадают и достигают 40%. С ростом релятивизма величина  $\eta_{\text{short}}$  уменьшается быстрее, чем величин  $\eta_{\text{max}}$ , но в диапазоне энергий, практически реализуемом в сильноточных устройствах, она остается достаточно высокой. Это позволяет надеяться на возможность эффективного генерирования СВЧ-импульсов длительностью в единицы ВЧ периодов с использованием электронных пучков мегавольтных энергий.

Отметим, что расчетные величины КПД хорошо согласуются с аналитическим выражением (4.5).

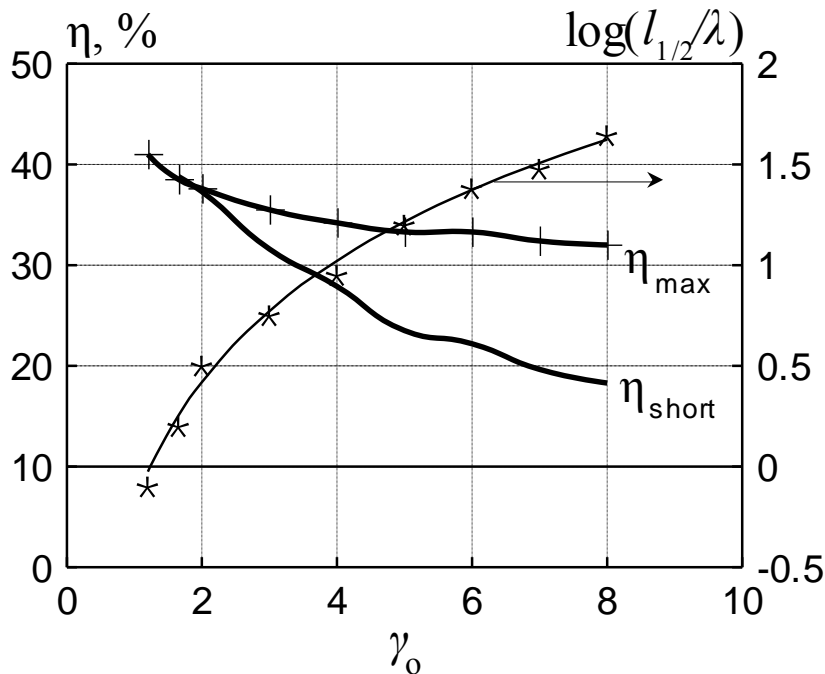


Рис. 84. Энергетический КПД ( $\eta_{\text{max}}$  соответствует оптимальной ширине импульса,  $\eta_{\text{short}}$  соответствует ширине импульса  $l_{1/2} = \lambda$ ), и оптимальная ширина импульса (звездочки — численный расчет, кривая соответствует асимптотике  $l_{1/2} \propto \gamma_0^2$ ) как функции релятивистского фактора электронов пучка

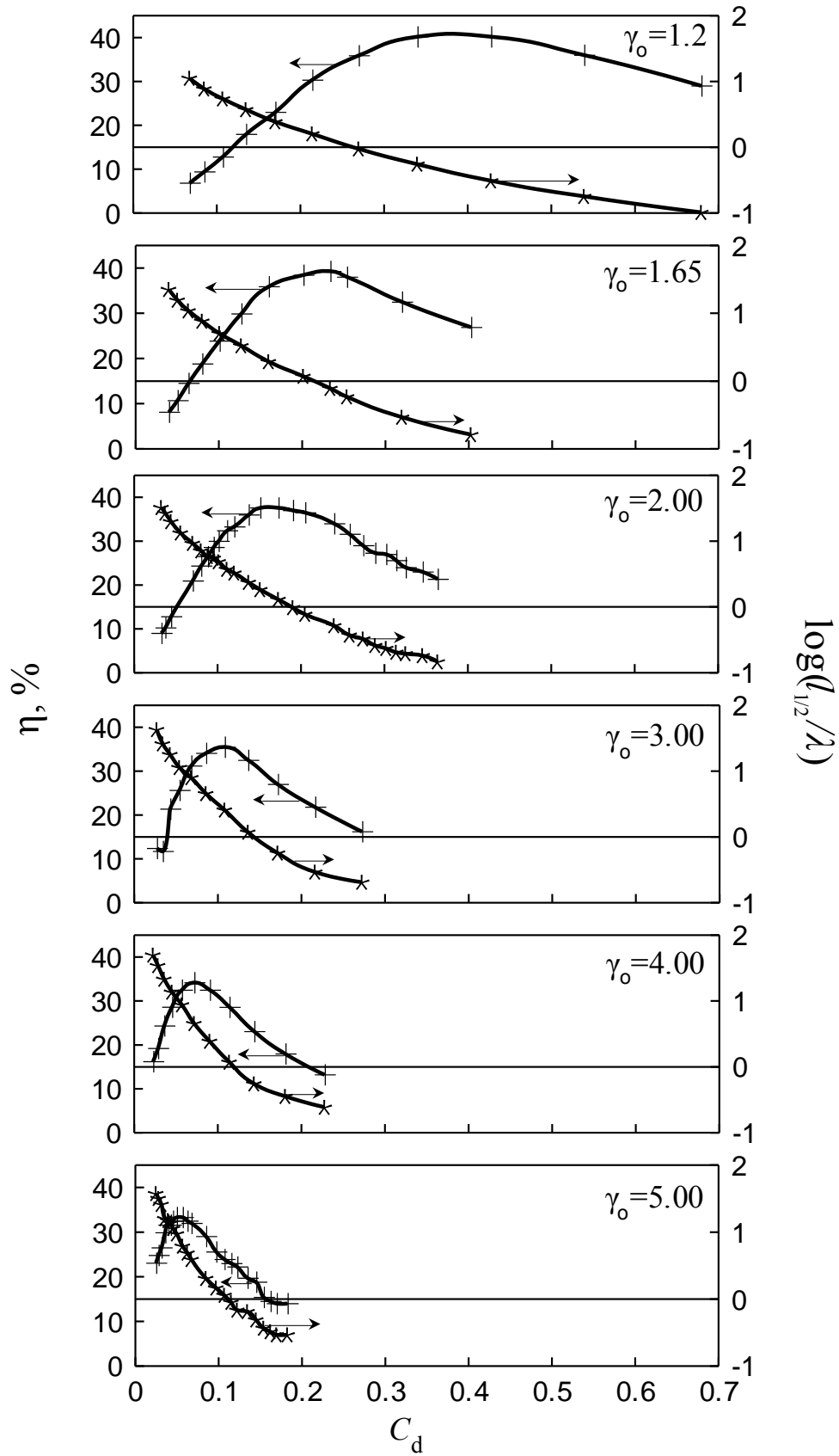


Рис. 85. Энергетический КПД и ширина СВЧ-импульса на половинном уровне мощности как функции параметра усиления, при различных начальных энергиях электронов (одномерный расчет PIC-методом)

## 4.3.2. Расчет формирования импульса в самосогласованной модели

Для самосогласованного расчета была использована одномерная нестационарная релятивистская РС-модель без учета частотной дисперсии групповой скорости [23а]. Модель одноволновая; для описания волны использовано уравнение возбуждения (4.1). Рассчитываемая система имела конечную длину; задавались неоднородные профили связи, близкие к (4.6), но с ограничением на величину  $Z(\xi_{\max})$ .

В первом варианте расчета моделировалась ситуация, когда импульс излучения формировался в результате подачи малого начального сигнала на коллекторный край системы, пронизываемой стационарным (нешумящим) электронным пучком. Было показано, что установление формы генерируемого бегущего СВЧ-импульса происходит на длине, близкой к протяженности импульса. Типичные расчетные формы импульсов мощности ( $P \propto |J|^2$ ), фазовый портрет пучка и зависимости напряженности электрического поля синхронной гармоник ( $E$ ), фазы ВЧ тока относительно ВЧ поля ( $\varphi = \pi$  соответствует центру тормозящей фазы поля), и тока пучка ( $I$ ) от продольной координаты и изображены на рис. 86. Вид фазового портрета свидетельствует о том, что формирование заднего фронта импульса вызвано как потерей кинетической энергии электронами, так и утратой моноэнергетичности (фазовым уширением пучка). Величина  $\varphi$  в начале переднего фронта импульса близка к  $\pi/2$  (как и всегда в СВЧ-приборах), но мере развития энергообмена приближается к  $\pi$ . Таким образом, условие (4.3) приближенно выполняется на большей части длины системы.

Во втором случае моделировалось самовозбуждение системы в результате прохождения фронта электронного пучка. Расчет показал, что при энергии электронов 300—700 кэВ и наносекундной длительности фронта тока локальное возбуждение импульса возможно (при отсутствии взаимодействия с несинхронными гармониками) при длине системы до  $\sim 25 \lambda$ . При этом коэффициент преобразования мощности пучка в мощность СВЧ-излучения достигал 15, а энергетический КПД, отнесенный к ширине основного импульса — 40%.

При умеренно релятивистских энергиях электронов минимальная длительность импульса, полученная в расчетах, составила около трех периодов ВЧ поля на половинном уровне мощности. Следует заметить, что по величине скорости

изменения амплитуды волны этот результат находится на пределе применимости уравнения возбуждения (4.1), использованного в модели.

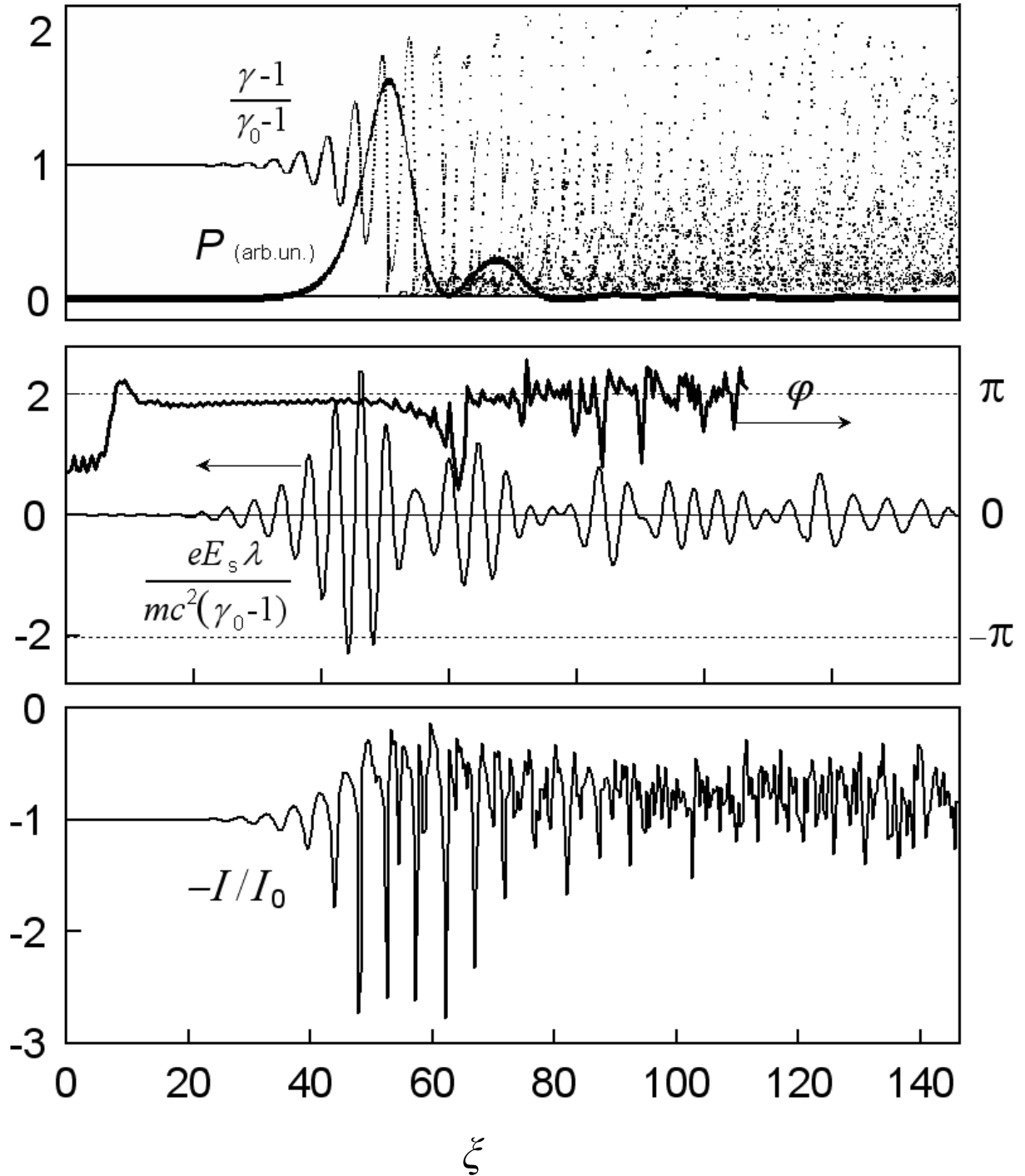


Рис. 86. Режим пространственного накопления энергии в бегущем волновом импульсе: пространственная форма импульса микроволновой мощности ( $P$ ), фазовый портрет пучка, и зависимости ускорительного параметра для синхронной гармоники, фазы ВЧ тока относительно ВЧ поля ( $\varphi$ ) и тока электронного пучка ( $I$ ) от продольной координаты. Величина дифференциального сопротивления связи  $Z_d \approx 15$  Ом.

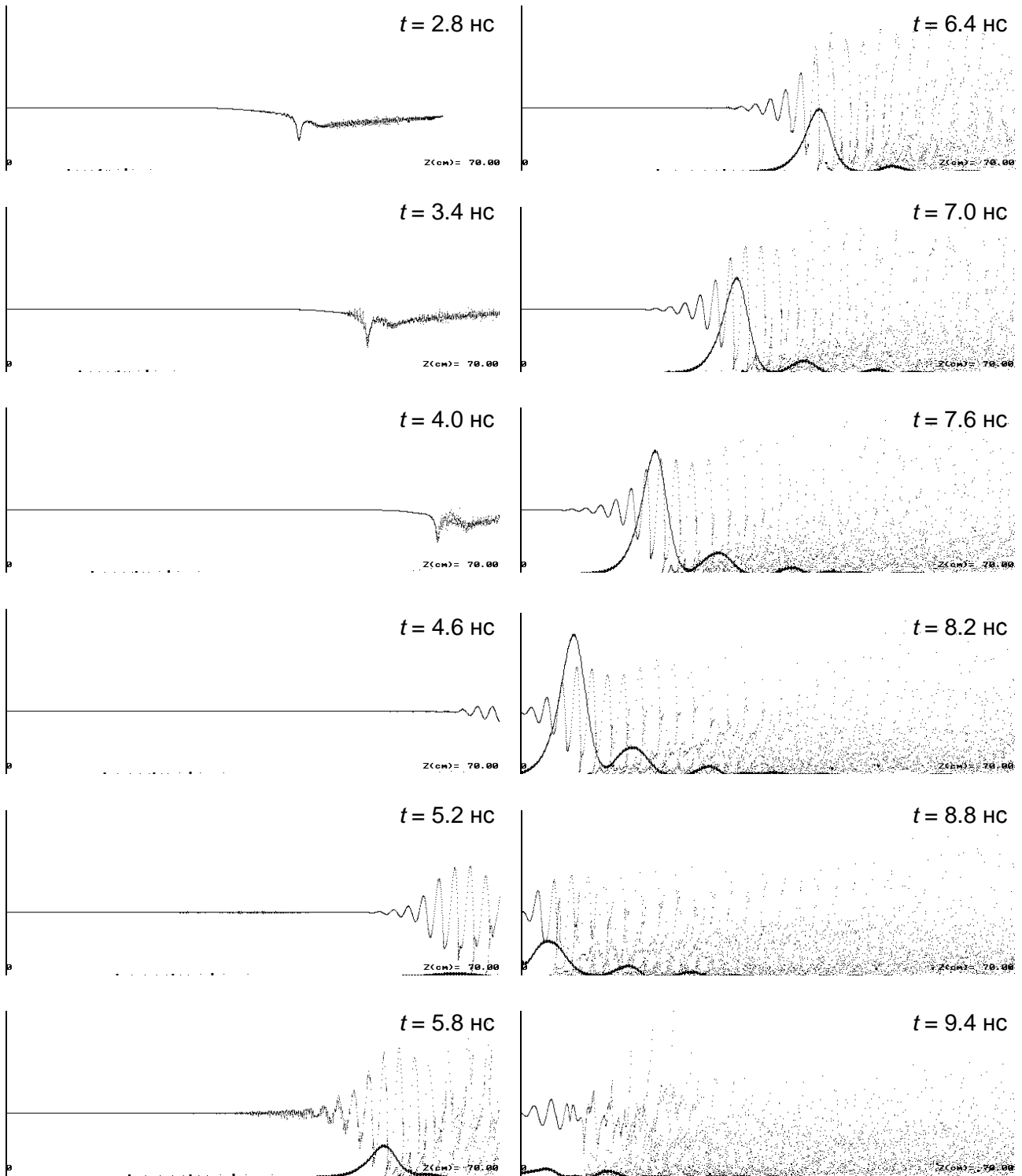


Рис. 87. Временная эволюция формы импульса микроволновой мощности и фазового портрета электронного пучка. Момент инжекции электронного пучка соответствует  $t = 0$ .



### 4.3. Расчеты в осесимметричной электромагнитной модели (код KARAT)

#### 4.4.1. Оптимальные параметры однопроходного генератора. Условия эффективной работы двухпроходной системы

Более детальные расчеты, позволяющие рассмотреть процесс формирования СВЧ-импульса в замедляющей системе реальной конфигурации, были выполнены с помощью осесимметричной версии полностью электромагнитного PIC-кода KARAT. В этих расчетах моделировалось формирование трубчатого электронного пучка в коаксиальном диоде (рис. 88), либо, в упрощенном варианте, рассматривалась инжекция пучка с заданными параметрами с участка стенки электродинамической системы. Ведущее магнитное поле создавалось соленоидом прямоугольного сечения. Резистивный волновой поглотитель мог размещаться на катодном или на коллекторном крае прибора; таким образом, моделировались ситуации с однократным или двойным проходом генерируемого СВЧ-импульса через лампу (в последнем случае, катодный конец волновода закорачивался).

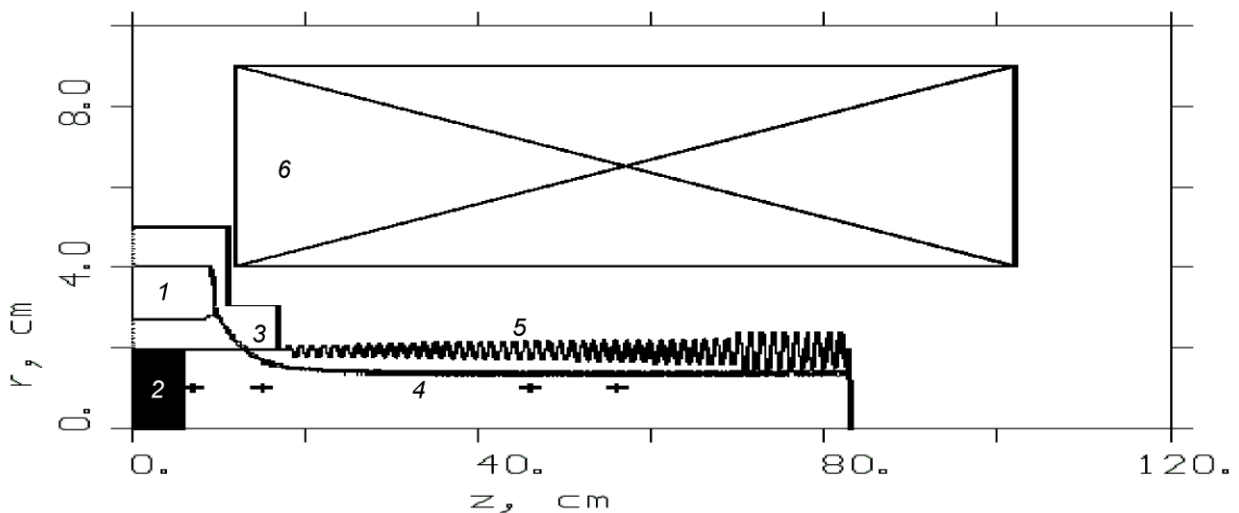


Рис. 88. Конфигурация области при расчете с помощью RZ-версии кода KARAT: 1 — катод, 2 — волновой поглотитель, 3 — фольговое окно, 4 — электронный пучок, 5 — замедляющая система, 6 — соленоид.

Расчеты показали, что в однопроходной системе длиной  $L \sim 20 \lambda$  с профилированной связью, при величине импеданса электронного диода 50—100 Ом, коэффициент преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения может достигать значений 2.5—3 при энергетическом КПД до 25 %. Так, при длительности импульса электронного пучка 8 нс, энергии электронов 300—350 кэВ,

токе 6—7 кА, и напряженности магнитного поля  $\sim 45$  кЭ в расчете были получены СВЧ-импульсы с центральной частотой 9.3 ГГц, пиковой мощностью 5—6 ГВт и энергией 4—5 Дж. Найденные в этих расчетах оптимальные параметры генератора были использованы при разработке экспериментального макета. Заметим, что приведенные выше характеристики излучения были получены в расчете при относительно низкой (по сравнению с «обычными» генераторами типа релятивистской ЛОВ) величине импеданса электронного диода — 50 Ом. Такой выбор был сделан из соображений эффективного использования энергии, запасаемой в генераторе высоковольтных импульсов (в эксперименте планировалось использовать генератор на основе формирующей линии с волновым сопротивлением около 30 Ом). Результаты экспериментального исследования СВЧ-генератора приведены в п. 4.6.

Что касается возможности реализации эффективного генератора в «двухпроходной» конфигурации (с выводом излучения в сторону коллектора), то для этого, как показали расчеты, необходимо выполнение двух основных условий. Первым условием, носящим принципиальный характер, является своевременный обрыв тока электронного пучка, который по времени должен соответствовать моменту отражения СВЧ-импульса от катодного рефлектора. В противном случае, на втором проходе СВЧ-импульса его энергия и мощность могут заметно уменьшиться из-за несинхронного взаимодействия с пучком. Вторым, менее жестким условием является малость дисперсии групповой скорости волны в замедляющей системе. Отметим, что в расчетах дисперсионное расплывание СВЧ-импульса его на первом, «активном» проходе через систему было, как правило, меньше, чем на втором, «свободном» проходе. Причина этого, вероятно, связана с нелинейностью взаимодействия пучка с волной, вызывающей компенсацию дисперсии и придающей процессу распространения СВЧ-импульса солитоноподобный характер.

«Двухпроходный» генератор морфологически подобен обычной релятивистской ЛОВ. С использованием именно такой конструкции генератора (содержавшей катодный рефлектор резонансного типа) был впервые преодолен барьер в 100 % по коэффициенту преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения [27а].

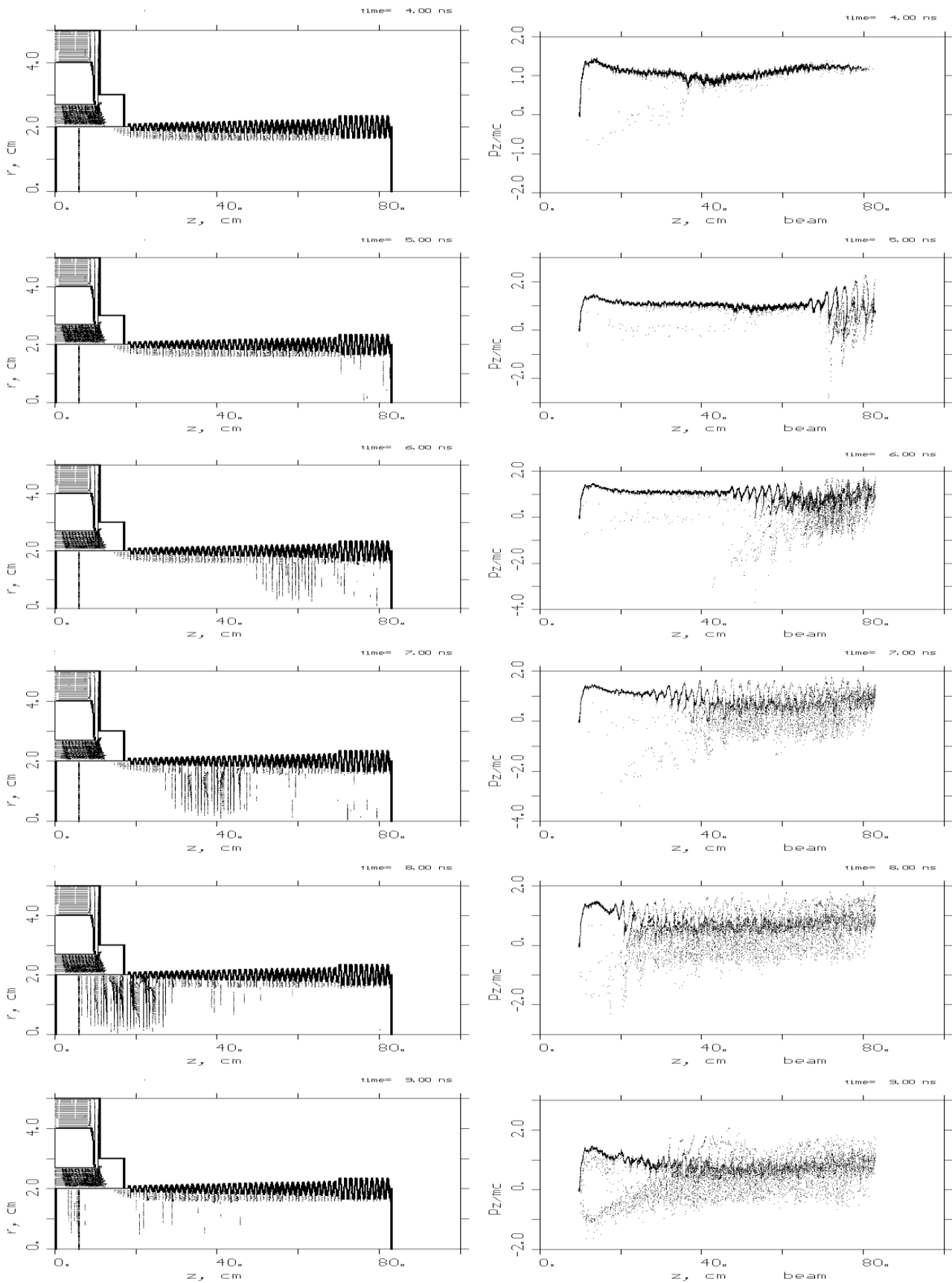


Рис. 89. Динамика формирования уединенного СВЧ-импульса в неоднородной замедляющей системе (код KARAT). Слева — карты вектора Пойнтинга, справа — фазовые портреты электронного пучка. Нулевой момент времени соответствует запуску в коаксиал вакуумного диода импульса напряжения с длительностью фронта 1.5 нс.

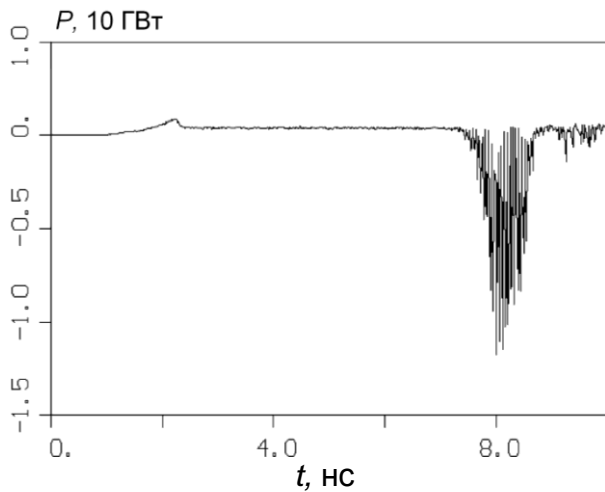


Рис. 90. Расчетная форма импульса СВЧ-мощности (без усреднения по ВЧ периоду) в однопроходной системе в сечении  $z = 15$  см

#### 4.4.2. Возможность генерирования последовательности коротких СВЧ-импульсов в однопроходной системе

Численный эксперимент показал, что при достаточной длительности импульса тока электронного пучка в однопроходной электродинамической системе возможна генерация повторных СВЧ-импульсов, если созданы условия для удаления из системы заторможенных частиц, потерявших энергию в предыдущем акте взаимодействия. Негативное влияние заторможенных электронов на процесс генерации можно объяснить, во-первых, несинхронным характером их взаимодействия с полем замедленной гармоника, а, во-вторых, действием их объемного заряда, изменяющего условия взаимодействия для основного пучка.

На рис. 91 представлены расчетные осциллограммы мгновенной (без усреднения по ВЧ периоду) мощности излучения в двух случаях, отличающихся способом ввода электронного пучка, имеющего длительность более 60 нс.

В первом случае пучок формируется в диоде и вводится в волновод через прозрачную фольгу. Отраженные электроны, в большом количестве появляющиеся в замедляющей системе под действием интенсивных ВЧ полей, проникают в вакуумный диод (см., например, последний из фазовых портретов, приведенных на рис. 89), и после повторного отражения от барьера ускоряющего потенциала в диоде возвращаются в замедляющую систему. Таким образом, рассасывание облака заторможенных электронов происходит только за счет их ухода на коллектор.

Во втором случае (б) пучок инжектируется со стенки волновода, которая, в свою очередь, поглощает отраженные из объема замедляющей системы электроны, препятствуя их дальнейшему накоплению.

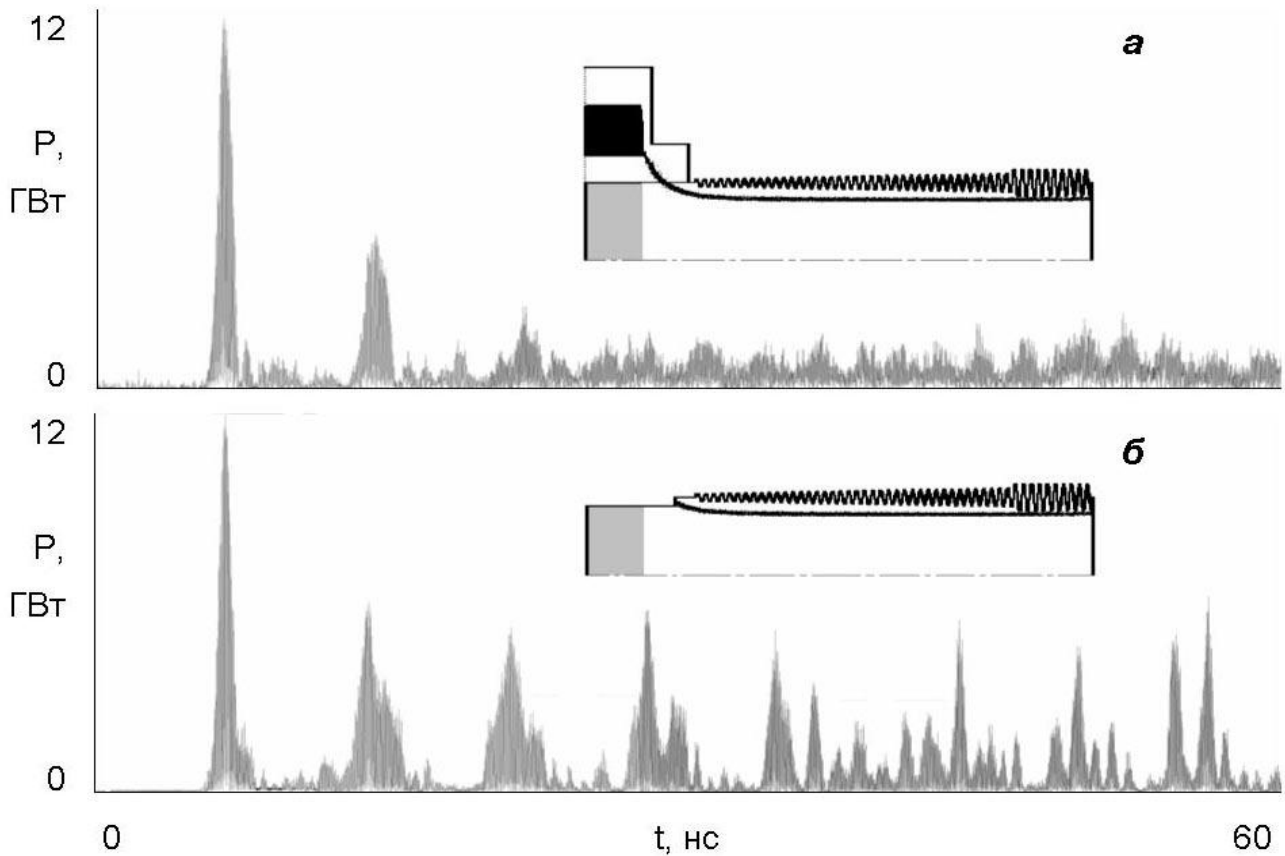


Рис. 91. Генерация последовательности СВЧ-импульсов: *а* — в конфигурации с коаксиальным диодом, *б* — при инжекции пучка и поглощении отраженных электронов стенкой замедляющей системы.

Во первом случае процесс генерации теряет упорядоченность уже после второго импульса, а пиковые значения мощности в хаотической фазе генерации сравнительно малы. Во втором случае генерируется последовательность из 4—5 почти эквидистантных импульсов, прежде чем процесс генерации хаотизируется. Отметим, что и в хаотической фазе генерации пиковая мощность импульсов сохраняется достаточно высокой, с коэффициентом конверсии по мощности более единицы.

На практике для избирательного поглощения отраженных частиц можно воспользоваться «редитронным» способом (рис. 32 г): инжекцию рабочего электронного пучка производить через узкую кольцевую щель. Отраженные электроны, обладая большей поперечной скоростью, будут осаждаться на ее стенках.

#### 4.5. Факторы, ограничивающие энергию и мощность СВЧ-импульса

На основании результатов всей совокупности численных расчетов можно заключить, что основные ограничения на энергию и мощность СВЧ-импульса,

генерируемого в режиме пространственного накопления энергии, связаны со следующими физическими факторам:

- Досрочное самовозбуждение слабосвязанной части замедляющей системы при прохождении фронта электронного пучка, приводящее к ограничению эффективной длины пространства взаимодействия;
- Несинхронные взаимодействия основного пучка, в первую очередь с нулевой гармоникой рабочей волны;
- Конечная величина магнитного поля: накачка поперечной скорости электронов в интенсивном ВЧ поле и осаждение пучка на гофры;
- Для повторных импульсов — влияние замедленных электронов, оставшихся в системе с предыдущего акта взаимодействия: (а) смещение резонансной частоты для основного пучка за счет влияния их объемного заряда, (б) их синхронное и несинхронное взаимодействие с гармониками рабочей волны.

#### 4.6. Экспериментальная реализация источника коротких СВЧ-импульсов<sup>18</sup>

С точки зрения экспериментального исследования, наибольший интерес для автора представлял именно однопроходный генератор, несмотря на сравнительную сложность его конструкции. Во-первых, в этом случае нет необходимости строго выдерживать длительность импульса электронного пучка. С другой стороны, используя пучок достаточной длительности, можно исследовать возможность получения повторных СВЧ-импульсов. Наконец, использование однопроходной системы позволяет исключить дисперсионные искажения формы импульса, связанные со его «свободным» проходом по системе.

Конструкция генератора схематично представлена на рис. 92. Размеры электродинамической системы и параметры электронного пучка соответствовали оптимальным величинам, определенным в численном эксперименте (п. 4.4.1). Замедляющая система с неоднородным профилем гофрировки (рис. 93) имела длину  $L = 65 \text{ см} \sim 20\lambda$ , поперечный размер  $D/\lambda \sim 1.2$ , и период гофрировки 1.3 см. Амплитуда гофрировки нарастала по длине системы от 0.1 см до 0.35 см. Поверхность электродинамической системы полировалась механически. Вакуум на

<sup>18</sup> Совместно с А. А. Ельчаниновым

уровне  $10^{-4}$  Торр обеспечивался турбомолекулярным насосом. Сильноточный электронный пучок формировался в коаксиальном диоде со взрывоэмиссионным кольцевым графитовым катодом, закрепленном в тороидальном катододержателе, в сходящееся магнитное поле и инжектировался в гофрированный волновод через сетку из тонких продольных проволок. Напряженность магнитного поля импульсного соленоида достигала 17 кЭ в диоде и 50 кЭ в объеме замедляющей системы. Таким образом, радиальная компрессия пучка составляла  $\sim 1.7$ . В качестве источника высоковольтных импульсов был использован компактный генератор СИНУС-200 (длительность импульса на полувывоте 9 нс, напряжение до 330 кВ на нагрузке 60 Ом) [42]. Высоковольтный ввод располагался перпендикулярно оси СВЧ-генератора<sup>19</sup>. Диаметр вакуумного окна составлял около 25 см.

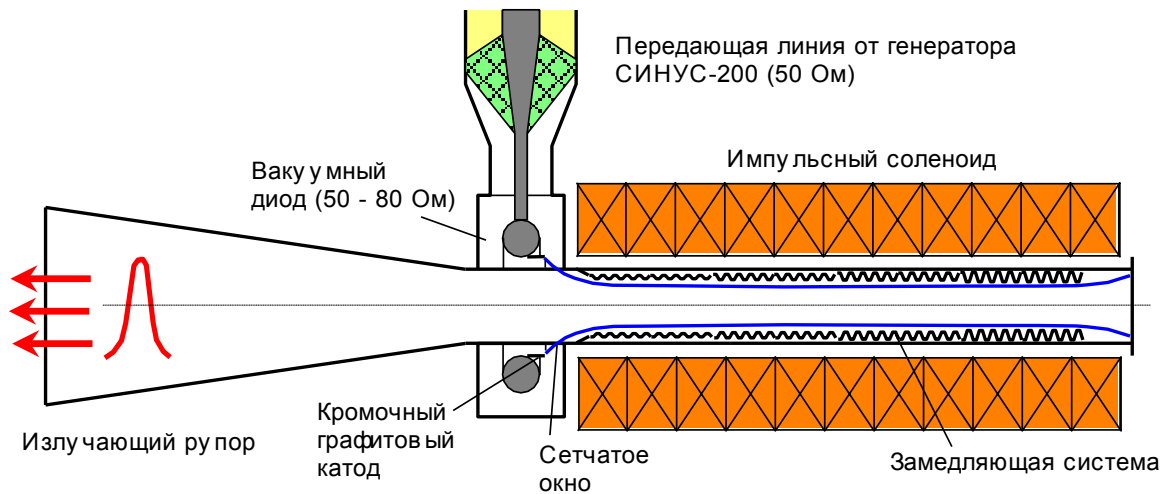


Рис. 93. Схема эксперимента

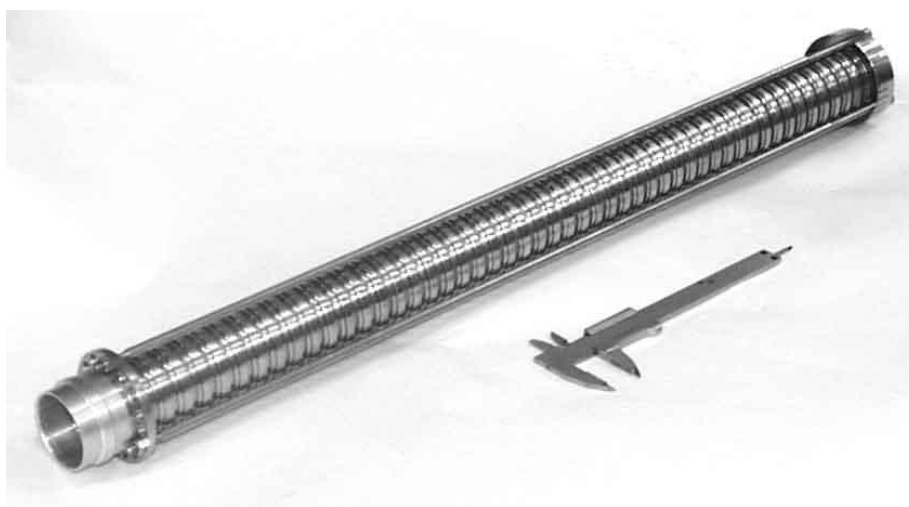


Рис. 93. Внешний вид электродинамической системы

<sup>19</sup> Это оригинальное техническое решение предложено А. А. Ельчаниновым.



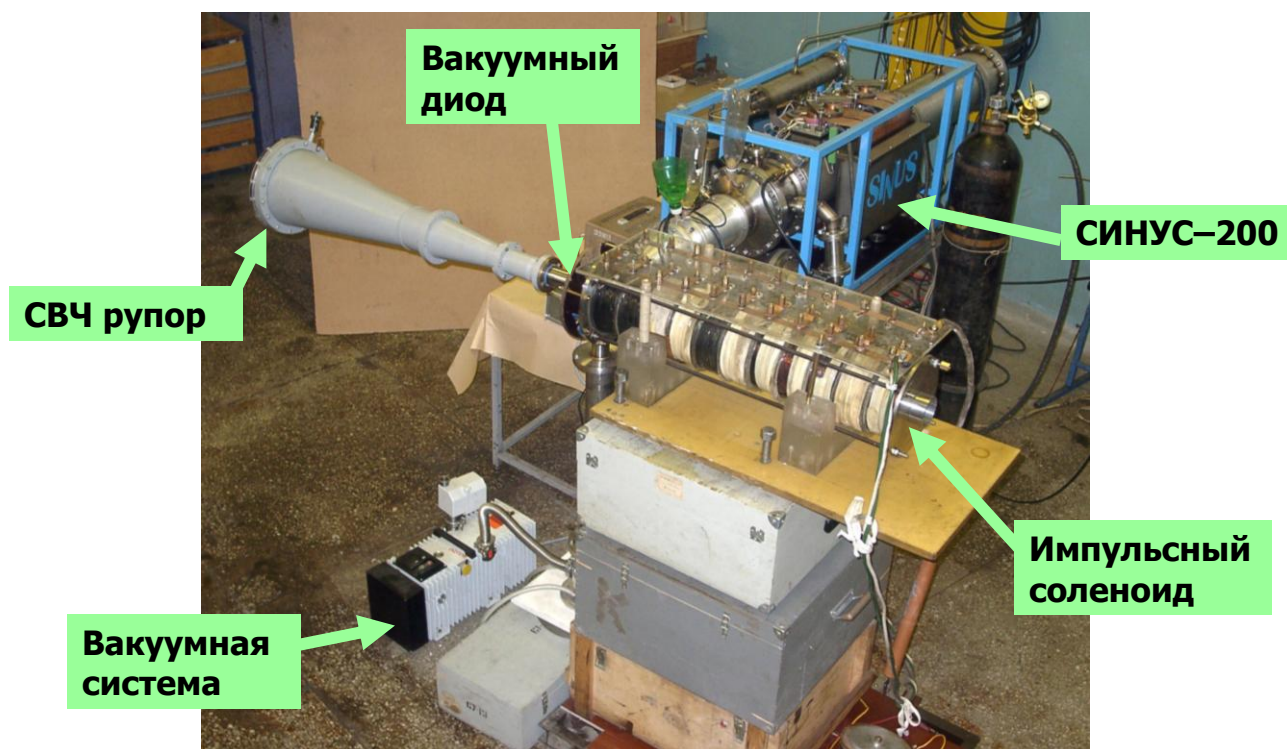


Рис. 94. Внешний вид экспериментальной установки

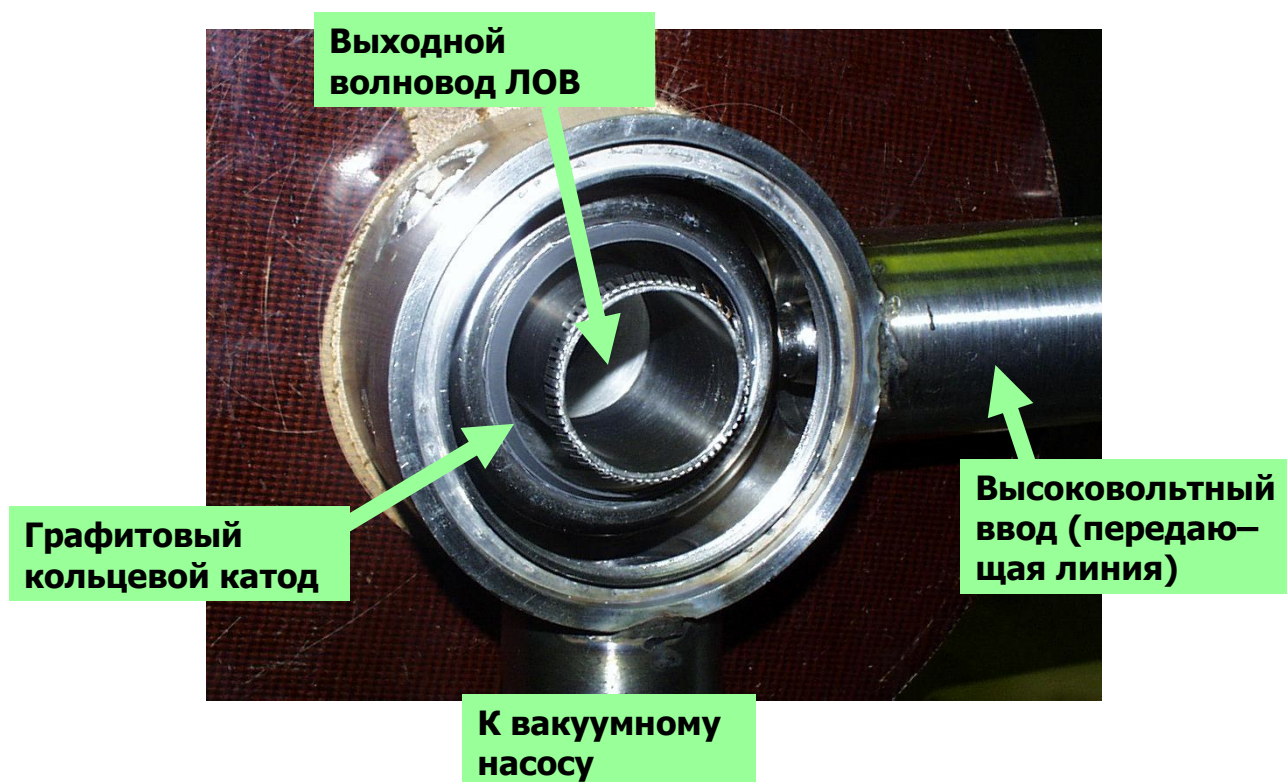


Рис. 95. Коаксиальный диод, использованный при формировании электронного пучка с компрессией в сходящемся магнитном поле. Зубчатый контакт вдоль кромки выходного волновода предназначен для крепления проволок сетчатого окна ввода пучка.



Измерение микроволновой мощности производилось путем интегрирования плотности потока мощности по диаграмме направленности с использованием детектора на горячих носителях. Сигнал с детектора передавался по кабелю с воздушной изоляцией и регистрировался осциллографом TDS693C с полосой 3 ГГц. Центральная частота импульса измерялась гетеродинным способом [49]. Для измерения энергии в импульсе использовался калориметр с поглощающим элементом в виде трубки, заполненной этанолом. Поглощенная энергия оценивалась по нагреву поглотителя и изменению сопротивления встроенной спирали из тонкой проволоки. Та же спираль использовалась для калибровки детектора от емкостного накопителя. Альтернативная калибровка производилась от импульсного магнетронного источника; результаты двух калибровок различались не более чем на 20%.

Осциллограммы напряжения в вакуумном диоде и сигнала с микроволнового детектора (без учета его нелинейности) представлены на рис. 96, а. После коррекции нелинейности детектора получены следующие параметры микроволнового импульса с центральной частотой 9.3 ГГц: пиковая мощность  $\sim 3$  ГВт, длительность на полувысоте 0.65 нс. Энергия импульсов составляла от 2 до 2.4 Дж. При этом напряжение в вакуумном диоде составляло 300—330 кВ, а ток электронного пучка 5.5—6 кА.

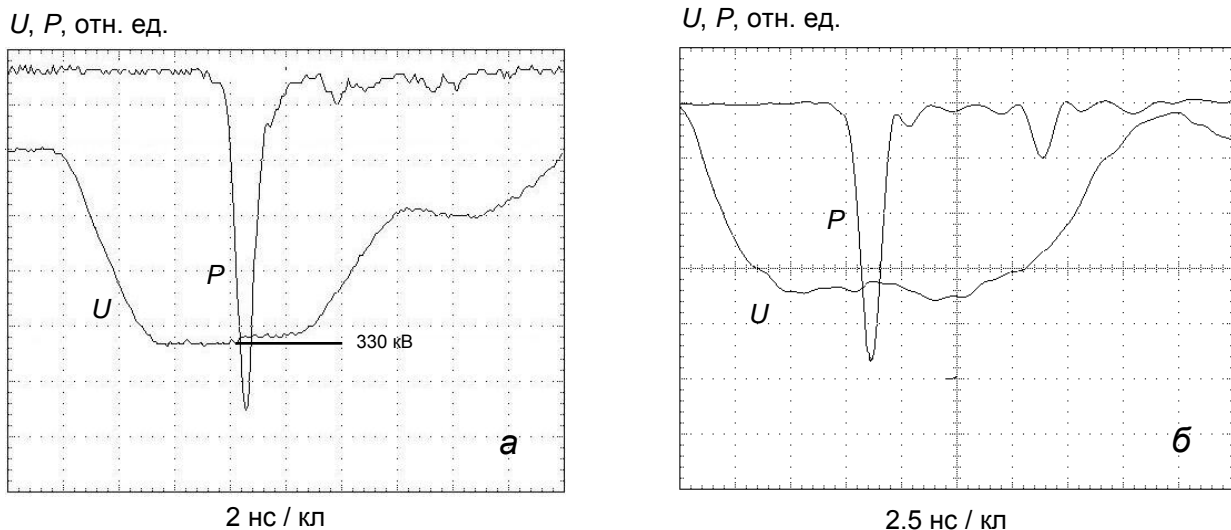


Рис. 96. Экспериментальные осциллограммы импульса напряжения в вакуумном диоде и сигнала с микроволнового детектора (без поправки на его нелинейность)

При увеличении длительности импульса электронного пучка до 16 нс (за счет подключения дополнительной секции к формирующей линии высоковольтного генератора) в эксперименте удалось зарегистрировать генерацию двух СВЧ-импульсов (рис. 96, б). При этом, как и в расчете, мощность второго импульса была в

несколько раз меньше мощности первого. Отметим, что в этом эксперименте из-за ограниченности энергетики высоковольтного генератора мощность электронного пучка была приблизительно вдвое ниже, чем в предыдущем. Кроме того, был использован осциллограф с шириной полосы 500 МГц и частотой оцифровки 1 ГГц, поэтому пиковая мощность СВЧ-излучения не может быть названа с удовлетворительной точностью.

Итак, наибольшую величину коэффициента преобразования мощности пучка в мощность излучения, достигнутую в эксперименте, можно оценить в 150—180%. Эта величина почти вдвое ниже полученной в численном эксперименте. Основной причиной этого, по-видимому, явилась неустойчивость электронного пучка типа диокотронной. Она проявлялась в виде взаимного смещения электронных струй по радиусу и азимуту, по-видимому, под действием собственного магнитного поля. В результате толщина стенки пучка возрастала на длине замедляющей системы от  $\sim 0.5$  мм до  $\sim 5$  мм (рис. 97). Это приводило к высадке электронов на гофры. Неустойчивость развивалась независимо от того, помещалась на пути пучка в месте его входа в волновод проволочная сетка или нет. Данная картина наблюдалась только при формировании пучка в сходящемся магнитном поле, что, по-видимому, связано с увеличением поперечной скорости электронов при компрессии. Представляя собой трехмерный эффект, неустойчивость не могла быть обнаружена в численном расчете с использованием осесимметричной модели.

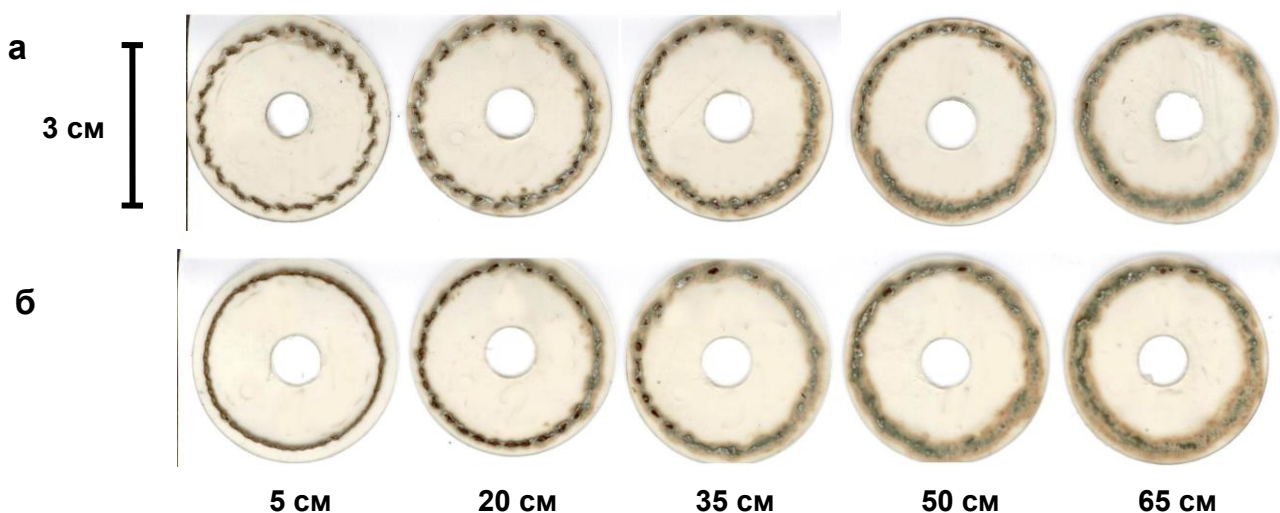


Рис. 97. Автографы электронного пучка на пластиковых мишенях на различных расстояниях от кромки катода, при наличии сетчатого окна (а) и без него (б)

#### 4.7. Заключение

Итогом работы, представленной в данной главе, стала теоретическая и экспериментальная демонстрация возможности генерирования коротких (в несколько периодов колебания) СВЧ-импульсов в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии. Необходимым условием для формирования мощного импульса излучения является большая длина пространства взаимодействия (много больше длины СВЧ-импульса) и достаточная длительность импульса электронного пучка. Другим принципиальным условием является продольная неоднородность связи пучка с полем синхронной гармоники рабочей волны, удовлетворяющая определенному закону. Роль неоднородности связи в рассматриваемой системе двоякая: (а) обеспечение автомодельных условий энергообмена для бегущего СВЧ-импульса, и (б) обеспечение локального возбуждения неустойчивости вблизи коллекторного края прибора. При выполнении этих условий мощность генерируемого СВЧ-импульса не ограничена мощностью электронного пучка и может значительно ее превышать.

Главным практическим результатом исследования стала демонстрация возможности генерирования СВЧ-импульсов с длительностью 0.65 нс и пиковой мощностью  $\sim 3$  ГВт при коэффициенте преобразования по мощности 150—180 % и КПД по энергии  $\sim 15$  % на основе малогабаритного электронного ускорителя. По-видимому, при переходе к использованию ускорителей «большого» класса (ускоряющие напряжения мегавольтного уровня при токах в 10 кА и более) описанный механизм генерации может открыть перспективы для освоения диапазона мощности излучения  $10^{10}$ — $10^{11}$  Вт. При этом актуальным, как с точки зрения реализации импульсно-периодического режима генерации, так и для получения однократных импульсов максимальной мощности, является снижение рабочей величины магнитного поля. Наконец, значительный интерес представляет собой возможность генерирования последовательностей коротких СВЧ-импульсов.

## ГЛАВА 5

# ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ ФОРМИРОВАНИЯ И ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

### 5.1. Моделирование формирования высоковольтных импульсов в генераторах на основе коаксиальных формирующих линий

В ИСЭ СО РАН с середины 70-х годов ведется разработка импульсно-периодических сильноточных электронных ускорителей СИНУС с наносекундной длительностью импульса [51, 67, 145]. Это ускорители прямого действия; в этих устройствах формирование высоковольтного импульса происходит при разряде длинной формирующей линии коаксиального типа, заряжаемой с помощью встроенного в нее трансформатора Тесла с высоким коэффициентом связи. Элементы разомкнутого ферромагнитного сердечника трансформатора конструктивно совмещены с внешним и внутренним проводниками формирующей линии. В качестве высоковольтного коммутатора используется искровой газовый разрядник высокого давления. Формирующая линия имеет масляную изоляцию. С целью согласования формирующей линии (обычно имеющей волновое сопротивление 25—50 Ом) с нагрузкой в виде электронного вакуумного диода, часто имеющего более высокий импеданс, конструкция ускорителя может содержать передающую линию, также коаксиального типа, с масляной изоляцией.

Проблема расчета высоковольтного генератора такого типа включает две основные задачи, которые могут решаться независимо. Первая задача состоит в моделировании зарядки формирующей линии, а именно, процессов, протекающих в контурах импульсного трансформатора Тесла в микросекундном масштабе времени. Методика анализа и моделирования этих процессов хорошо разработана [48, 63].

Численно моделирование высоковольтной, волновой части генератора (формирующая и передающая линии, коммутатор, нагрузка) может быть в известном

приближении выполнено с помощью кодов на основе уравнений Кирхгофа и телеграфных уравнений (известный код PSPICE и ему подобные). При таком методе расчета рассматривается только основная волна линии (низшая TEM-волна). В этом смысле такие расчеты являются приближенными: так, учет геометрических неоднородностей формирующей линии и высоковольтного тракта в целом возможен путем введения соответствующих сосредоточенных элементов или участков линий с простым модельным характером неоднородности.

Вместе с тем, разработка конструкции реального генератора, как правило, требует детального учета геометрических размеров. Если для расчета электрических полей с целью оценки электрической прочности конструкции генератора могут быть использованы стационарные электростатические коды, то расчет формирования импульса при разряде линии требует временного подхода. Наиболее точное количественное решение таких задач обеспечивается с использованием полностью электромагнитных кодов на основе уравнений Максвелла. Электродинамические расчеты формирования импульсов в генераторах СИНУС облегчаются тем обстоятельством, что высоковольтная часть генераторов обладает симметрией вращения. Так, автором диссертации была использована RZ-версия полностью электромагнитного кода KARAT.

Возможности численного эксперимента здесь наиболее полно иллюстрируются примером расчета генератора с комбинированной формирующей линией, содержащей секцию спирального типа. Генераторы СИНУС с линией такого типа были созданы в ИСЭ СО РАН в конце 90-х годов [42, 46a]<sup>20</sup>. Под спиральной линией понимается коаксиальная линия, внутренний проводник которой имеет анизотропную, винтовую, проводимость. Конструктивно это достигается путем изготовления внутреннего проводника линии в виде многозаходной спирали из тонких изолированных проволок, плотно уложенных на цилиндрическом диэлектрическом каркасе. Можно приближенно считать, что основная волна спиральной линии формируется TEM-волной, распространяющейся вдоль проводников спирали. По отношению к оси волновода эта волна не является волной TEM-типа, поскольку содержит продольные электрическую и магнитную составляющие. Фазовая скорость «спиральной» волны меньше, чем у TEM-

---

<sup>20</sup> Ранее спиральные формирующие линии с внешней резонансной зарядкой использовались в генераторах импульсов напряжения до 350 кВ, длительностью 20—500 нс [1].

волны в обычной линии с тем же диэлектрическим заполнением, а соответствующая ей величина волнового сопротивления — во столько же раз больше. На высоких частотах поле «спиральной» волны сосредоточено вблизи поверхности спирального цилиндра.

В высоковольтных генераторах использование спиральной формирующей линии позволяет увеличить длительность формируемого импульса при сохранении длины системы, а также увеличить волновое сопротивление генератора. Последнее немаловажно в СВЧ-приложениях, где импеданс вакуумного диода микроволнового генератора, как правило, сравнительно высок (50—100 Ом).

### 5.1.1. Расчет дисперсионной характеристики спиральной линии

Моделированию высоковольтного генератора с комбинированной формирующей линией предположим тестовый расчет дисперсионной характеристики спиральной линии. Граничное условие анизотропной проводимости, соответствующее спирально проводящему цилиндру, реализовано в RZ-версии кода KARAT. Схема численного эксперимента представлена на рис. 98. Спирально проводящий цилиндр (в расчете — бесконечно тонкий, в один слой сетки) заключен между участками обычной коаксиальной линии, имеющими приблизительно ту же величину волнового сопротивления, что и спиральная секция. Слева в систему подается ТЕМ-волна с определенной частотой. Условия на левой и правой границах системы соответствуют согласованию для ТЕМ-волны. Для обеспечения установления структуры полей и корректного определения волновых чисел длина системы задается большей по сравнению с ее поперечным размером.

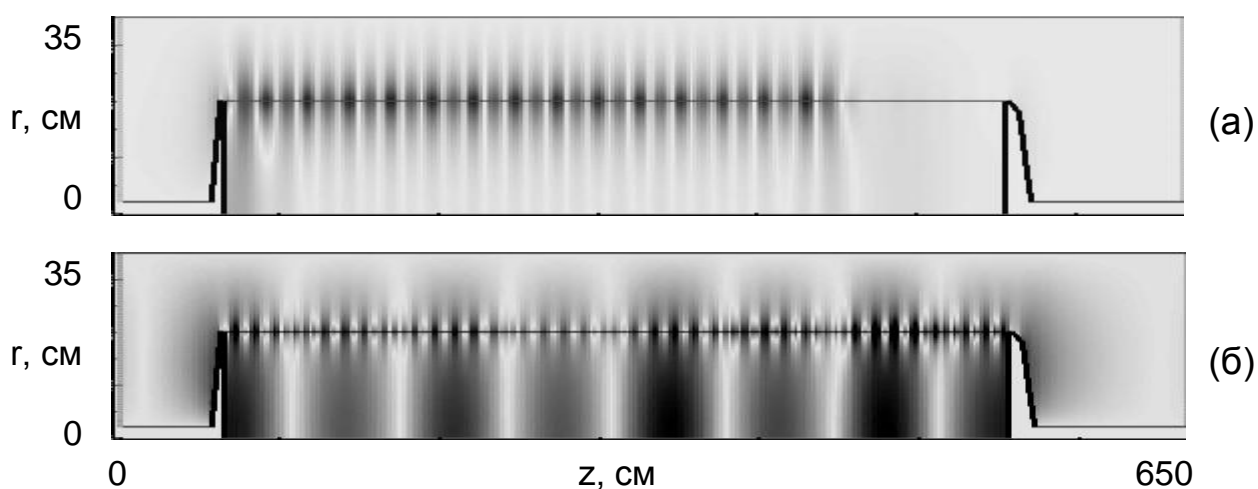


Рис. 98. Распространение волны в спиральной линии при частоте (а) ниже и (б) выше критической частоты волны  $E_{01}$  (328 МГц): (а)  $f=200$  МГц, (б)  $f=400$  МГц. Угол намотки спирали —  $80^\circ$  к оси.

Полученная в расчете дисперсионная характеристика волн спиральной линии изображена на рис. 99. Коэффициент замедления определен как  $K_{зам} = h/k$ , где  $h$  и  $k$  — продольное и полное волновые числа. При частотах, превышающих критическую частоту волны  $E_{01}$  для внешней трубы, в системе наряду с основной «спиральной» волной присутствует и волна  $E_{01}$  (рис. 98, б). При больших углах наклона спирали (более  $60^\circ$  к оси волновода) волна  $E_{01}$  идентифицируется наиболее отчетливо, а ее дисперсионная характеристика приблизительно та же, что и в обычном круглом волноводе. Действительно, в этом случае токи в спирали преимущественно азимутальные, а электрическое поле этой направленности в симметричной E-волне отсутствует.

Расчетная дисперсионная кривая замедленной волны в спиральной линии с точностью до 5 % совпадает с известным аналитическим выражением [94, 97]:

$$\left(\frac{k}{\kappa} \operatorname{tg} \psi\right)^2 = \frac{I_0(\kappa a) K_0(\kappa a)}{I_1(\kappa a) K_1(\kappa a)} \times \frac{1 - \frac{I_0(\kappa a) K_0(\kappa b)}{I_0(\kappa b) K_0(\kappa a)}}{1 - \frac{I_1(\kappa a) K_1(\kappa b)}{I_1(\kappa b) K_1(\kappa a)}}, \quad (5.1)$$

здесь  $\kappa = \sqrt{h^2 - k^2}$ ,  $h$  — продольное волновое число,  $a$  — радиус спирального цилиндра,  $b$  — радиус внешней трубы,  $\psi$  — угол наклона спирали относительно оси,  $I$  и  $K$  — модифицированные функции Бесселя и Ханкеля. Отметим, что в пределе малых частот выражение (5.1) приводит к зависимости (С. Д. Коровин, [46а])

$$K_{зам} \approx \sqrt{1 + \left(1 - \frac{a^2}{b^2}\right) \left(\frac{1}{\cos^2 \psi} - 1\right)} / 2 \ln \frac{b}{a}.$$

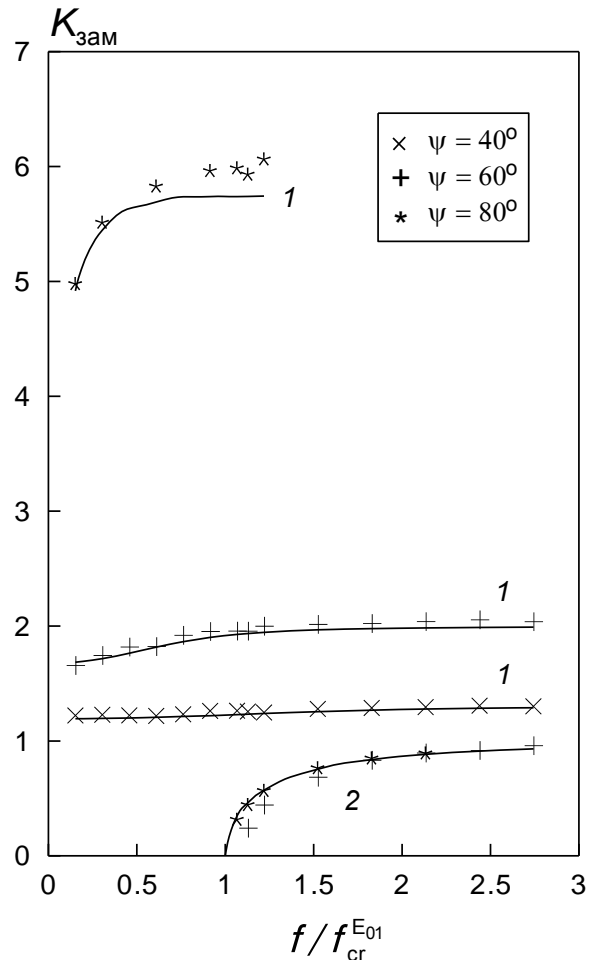


Рис. 99. Зависимость коэффициента замедления волн в спиральной линии от частоты при различных величинах угла намотки. 1 — основная замедленная волна, 2 — волна  $E_{01}$ . Точки — моделирование, кривые — аналитические зависимости.

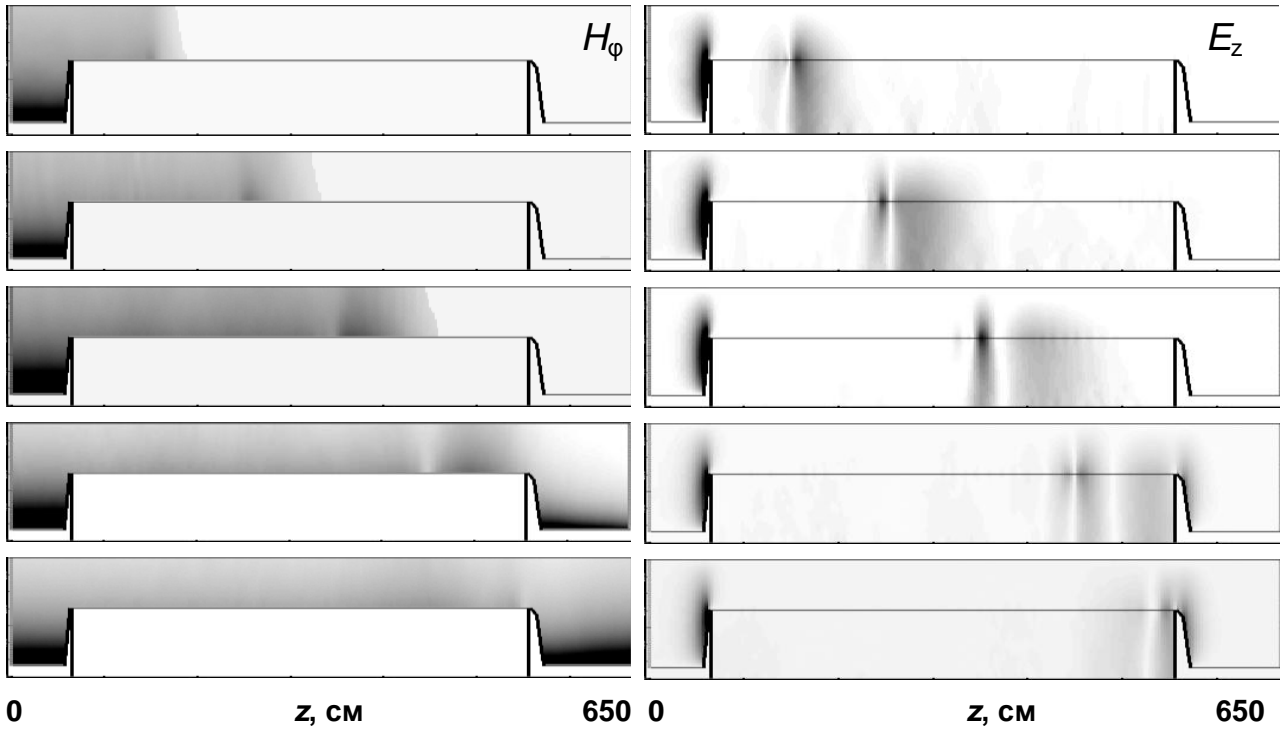


Рис. 100. Распространение импульса с первоначально прямоугольным фронтом по спиральной линии (левая колонка — напряженность азимутального магнитного поля, правая колонка — напряженность продольного электрического поля). Параметры линии те же, что и на рис. 98.

Частотная дисперсия основной волны проявляется в искажении формы фронта импульса напряжения, распространяющегося в спиральной линии (рис. 101). Влияние волн высших типов проявляется в виде предвестника (*a*); однако мощность, переносимая предвестником, невелика.

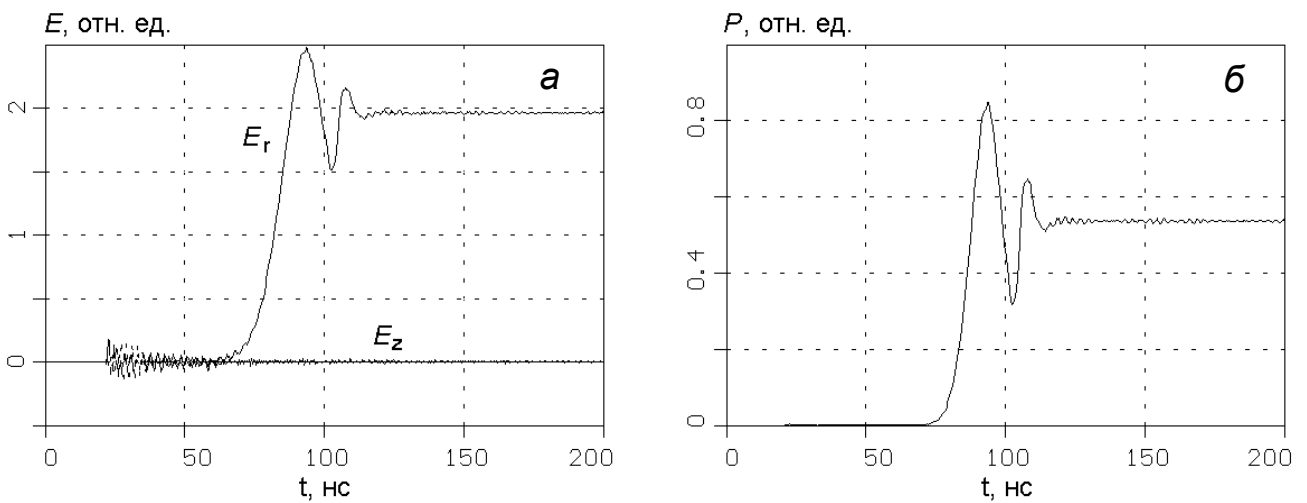


Рис. 101. Формы импульса (а) электрического поля и (б) электромагнитной мощности на выходе линии (рис. 100) при подаче импульса напряжения с прямоугольным фронтом



### 5.1.2. Импульс, формируемый при разряде комбинированной линии

Простые соображения, подкрепленные опытом, свидетельствуют о том, что трансформаторная зарядка линии спирального типа несовместима с последующим формированием высоковольтного импульса. Действительно, размещение любого магнитопровода внутри спиральной линии препятствует распространению в ней основной замедленной волны. В связи с этим в ИСЭ СО РАН была предложена схема высоковольтного генератора [46а], включающая последовательно со спиральной линией участок обычной коаксиальной линии, в которой и находится импульсный трансформатор.

Рассмотрим результаты расчета формы импульса, генерируемого при разрядке такой комбинированной линии, в частном случае достаточно большого ( $K_{\text{зам}} \sim 5$ ) коэффициента замедления волны в спиральной секции. Схема расчетной области представлена на рис. 102, а, б. Рассматривается система без диэлектрического заполнения ( $\epsilon=1$ ). Роль нагрузки выполняет участок коаксиальной линии, согласованный на правой границе для ТЕМ-волны.

Роль высоковольтного коммутатора в расчете выполняет проводящая среда, заключенная в цилиндрическом объеме между электродами формирующей и передающей линий. Проводимость «ключа» может изменяться во времени по закону, отражающему изменение импеданса реальной искры. Отметим, что в силу модельного ограничения на величину удельной проводимости среды (опосредованной через размер ячейки конечно-разностной сетки и временной шаг), поперечный размер ключа в приведенных расчетах составлял несколько сантиметров, что намного превышает реальный диаметр искрового канала. Таким образом, при данном размере сетки ( $N_r = 76$ ,  $N_z = 570$ ) расчет не обеспечивает учета эффектов, связанных с индуктивностью искры.

Рассмотрим два предельных варианта построения генератора, отличающиеся соотношениями поперечных размеров линий и, соответственно, их волновых сопротивлений. В первом случае (рис. 102, а) диаметры внутренних проводников обеих секций одинаковы (20 см) и волновое сопротивление спиральной секции гораздо выше, чем у обычной. Во втором случае (рис. 102, б) волновые сопротивления секций приблизительно выровнены за счет меньшего (6 см) диаметра

внутреннего проводника «обычной» секции. Длины обеих секций одинаковы (2 м). Зарядное напряжение линии в том и другом случае составляют  $U_{\text{зар}}=1$  МВ.

Расчет показал, что в первом случае на выходе системы формируется импульс (рис. 102, в) содержащий в передней части выброс напряжения величиной  $\approx U_{\text{зар}}/2$ , длительность которого совпадает с удвоенной электрической длиной «обычной» секции. Амплитуда основной части импульса имеет величину  $\approx U_{\text{зар}}/(1+K_{\text{зам}})$ . Полная длительность импульса определяется суммарной электрической длиной комбинированной линии. Задний фронт импульса затянут вследствие дисперсии в спиральной секции. После основного импульса следует импульс обратной полярности, возникающий из-за отражения волны от границы между рассогласованными секциями комбинированной линии.

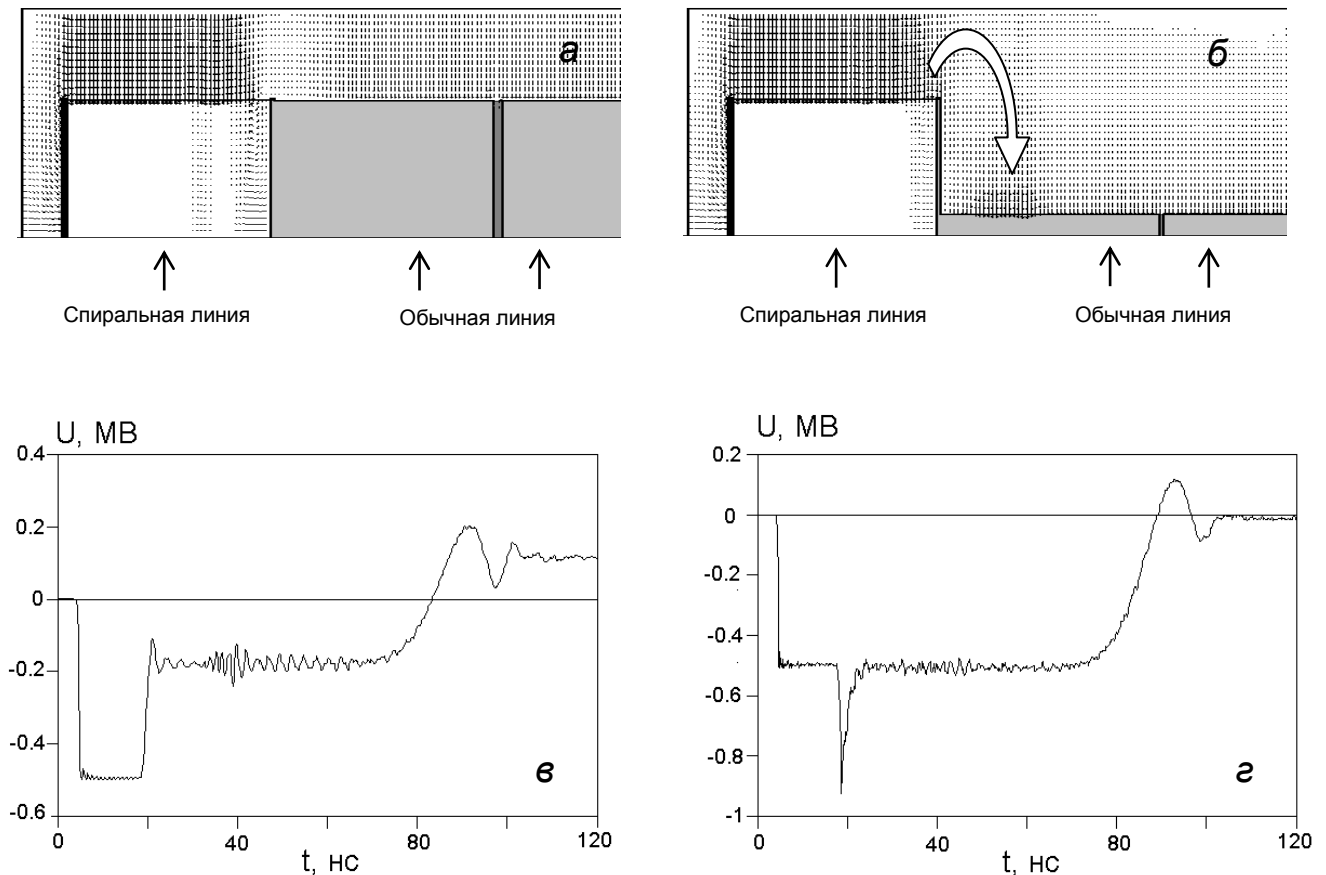


Рис. 102. Геометрии расчетной области с векторами электрического поля (а, б) и соответствующие им импульсы напряжения на выходе системы (в, г). Стрелка (б) поясняет причину возникновения выброса на импульсе напряжения.

Во втором случае, когда волновые сопротивления участков линии примерно одинаковы, повторного импульса обратной полярности не наблюдается (рис. 102, г). Тем не менее, выброс напряжения на формируемом импульсе также присутствует.

Его положение соответствует удвоенной электрической длине обычного участка линии, а длительность сравнительно мала. Происхождение выброса в данном случае также объясняется неоднородностью волнового сопротивления в месте стыка обычной и спиральной секций. Фланец спирали играет роль короткой линии с волновым сопротивлением, значительно меньшим, чем у самой спирали, но большим, чем у длинной обычной линии с теми же диаметрами проводников. Соответственно, относительная амплитуда выброса не может быть больше, чем в первом случае.

### 5.1.3. Расчет высоковольтного генератора

Приведем результаты расчета высоковольтного генератора СИНУС–130, поставленного по контракту в компанию ИТНРР (Франция). Схема высоковольтной части генератора представлена на рис. 103. Формирующая линия имеет масляную изоляцию ( $\epsilon = 2.3$ , в том числе внутри спирали), проходной изолятор выполнен из плексигласа ( $\epsilon = 2.3$ ). Длины спиральной и обычной секций комбинированной линии равны. Диаметры их внутренних проводников выбраны более близкими, чем в случае, изображенном на рис. 102, б. Причина такого паллиативного решения в том, что при волновом сопротивлении коаксиальной линии более 50 Ом заметно снижается эффективность ее трансформаторной зарядки. Таким образом, волновое сопротивление спирального участка составляет около 100 Ом ( $K_{\text{зам}} \sim 5$ ), обычного участка — около 30 Ом. Волновое сопротивление выходного коаксиала 96 Ом.

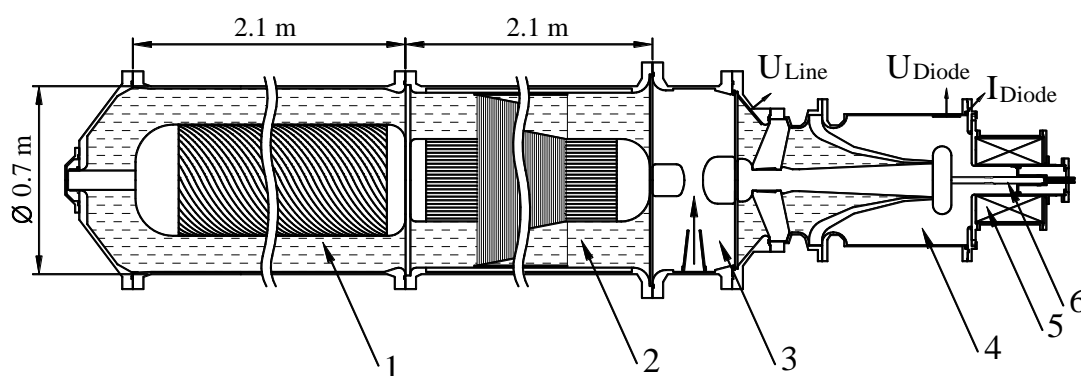


Рис. 103. Схема генераторов высоковольтных импульсов СИНУС–90, СИНУС–130: 1 — спиральная формирующая линия, 2 — обычная коаксиальная линия со встроенным трансформатором Тесла, 3 — высоковольтный искровой газовый коммутатор, 4 — вакуумный диод, 5 — соленоид, 6 — электронный пучок. Рисунок предоставлен А. В. Гуниным.

В расчете в начальный момент времени формирующая линия заряжена, затем в течение 15 нс проводимость ключа линейно нарастает до величины, соответствующей

сопротивлению 0.5 Ом. Рис. 104 иллюстрирует эволюцию полей в системе в процессе разрядки линии.

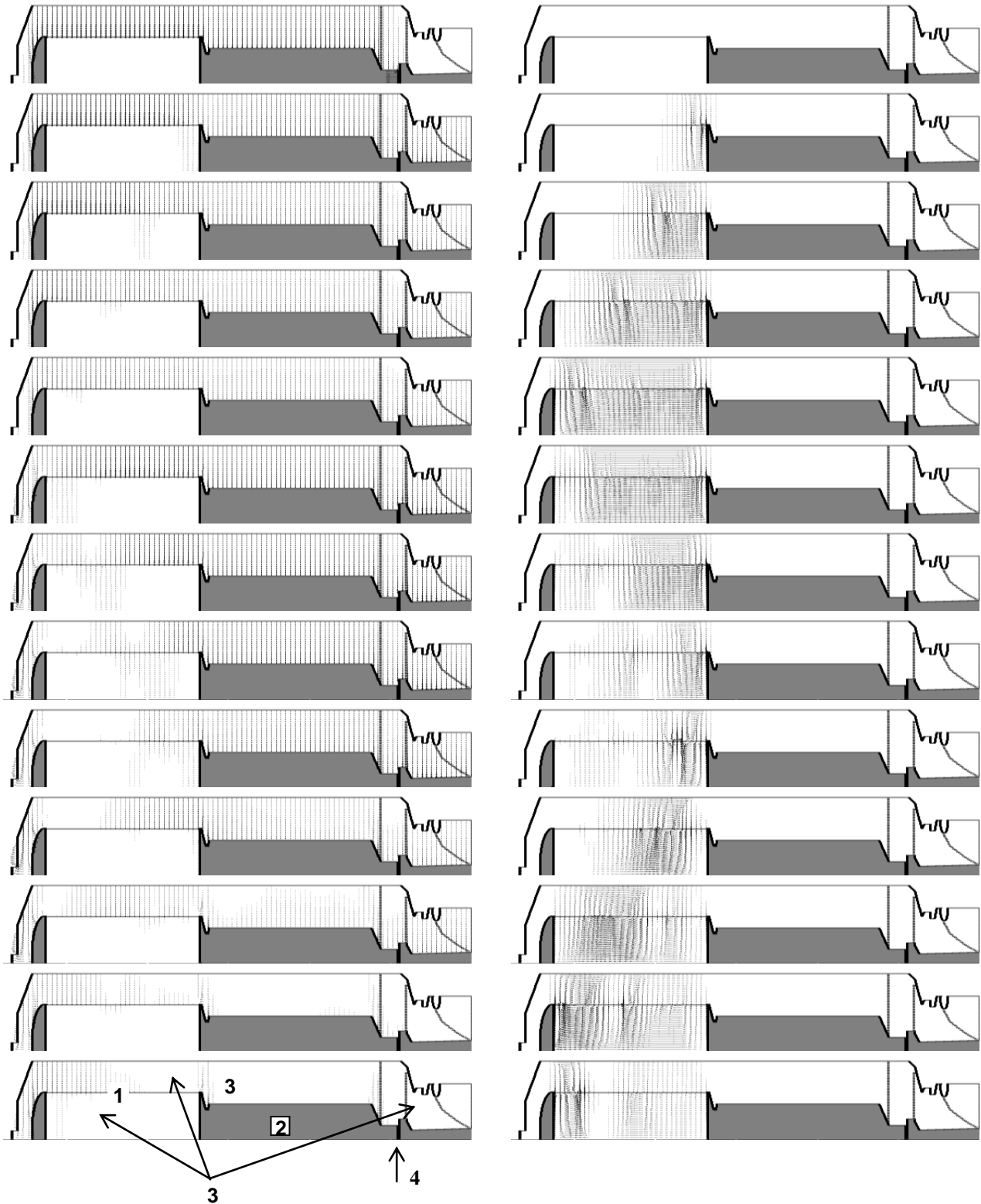


Рис. 104. Электрическое поле (слева) и магнитное поле (справа) в плоскости продольного сечения высоковольтного генератора в процессе разрядки комбинированной формирующей линии. Кадры следуют с интервалом 16 нс. 1 — спирально проводящий цилиндр, 2 — внутренний проводник обычного коаксиала, 3 — диэлектрик ( $\epsilon=2.3$ ), 4 — проводящий объем, имитирующего искровой промежуток.

На рис. 105 изображена расчетная форма импульса напряжения в выходном коаксиале. Здесь же для сравнения приведена форма импульса, измеренная экспериментально в процессе отладки генератора СИЛУС–130 на активной нагрузке с сопротивлением  $\sim 100$  Ом при сниженном до  $\sim 200$  кВ зарядном напряжении формирующей линии и коммутации разрядного промежутка при атмосферном давлении.

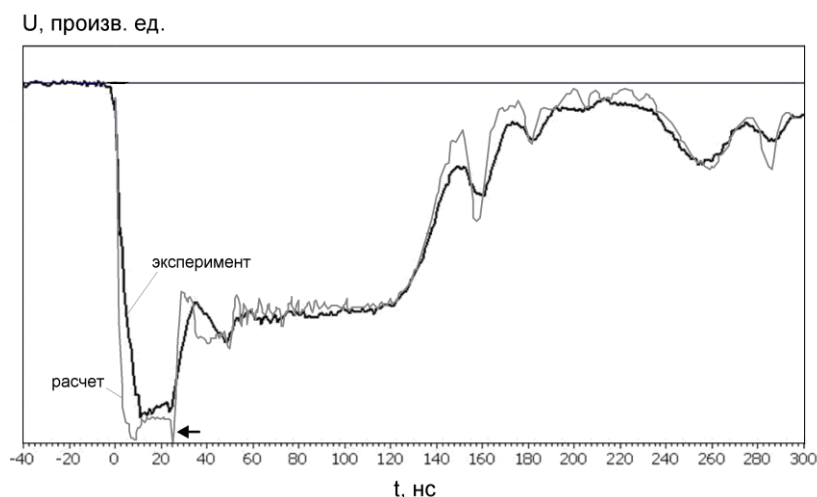


Рис. 105. Расчетная и экспериментально измеренная (предоставлена А. В. Гуниным) формы импульса напряжения на нагрузке генератора СИЛУС–130

Основной выброс напряжения ( $\sim 30\%$ ) длительностью около 20 нс в начале импульса вызван различием между волновыми сопротивлениями спиральной и обычной секций линии, как в случае, изображенном на рис. 102, а, в. На расчетной форме на его фоне импульса заметен относительно небольшой короткий выброс, обусловленный наличием переходного фланца (аналогично рис. 102, б, г). Экспериментально измеренная длительность переднего фронта импульса несколько превышает расчетную, что, скорее всего, указывает на влияние индуктивности искрового канала. Вероятно, по той же причине амплитуда осцилляций на расчетной осциллограмме больше, чем на полученной экспериментально. Колебания на заднем фронте импульса, период которых близок с электрической длине «обычной» секции, по-видимому, связаны с отражениями волны между разрядником и местом раздела секций. В целом, экспериментальная форма импульса достаточно хорошо соответствует расчетной, и это говорит о практической применимости данного метода расчетов при разработке волнового тракта высоковольтных генераторов такого типа.

## **5.2. Моделирование излучения электромагнитных импульсов в свободное пространство с помощью коаксиального ТЕМ-рупора**

Другой родственной задачей, которая была решена с использованием нестационарного численного эксперимента, явилась задача об излучении наносекундного высоковольтного импульса в открытое пространство.

Радиолокационные системы, использующие мощные импульсы наносекундной и пикосекундной длительности, обладают рядом преимуществ по сравнению с радарными с квазинепрерывным сигналом. Это в первую очередь высокое пространственное разрешение и контраст при обнаружении объектов. Одной из разновидностей импульсных радаров являются сверхширокополосные радары [11, 57, 102, 155], импульс которых не имеет СВЧ-заполнения. Получили распространение устройства с длительностью импульсов от десятков пикосекунд до единиц наносекунд. Широкий непрерывный спектр сигнала дает возможность обнаружения объектов, защищенных от лоцирования в отдельных спектральных диапазонах, например, с помощью поглощающих покрытий. Использование коротких сверхширокополосных сигналов открывает широкие возможности для высокоинформативной диагностики объектов. Наконец, преимуществом сверхширокополосных устройств является относительная простота генерации мощных коротких импульсов напряжения.

В существующей классификации принято выделять три основных типа антенн. Это ТЕМ-антенны [154], антенны с параболическим отражателем [112, 127], и комбинированные антенны [111, 139]. Актуальным, как для сверхширокополосной радиолокации, а также для исследований в области электромагнитной совместимости, является создание источников, у которых высокая импульсная мощность сочетается с большой частотой следования импульсов. Это предъявляет жесткие требования к основным составным частям излучателя — формирователю высоковольтного импульса (стабильность параметров импульса и большой ресурс), фидеру и антенной системе (электрическая прочность при гигаваттном уровне мощности). Пробой высоковольтного тракта и самой антенны — одна из причин, побуждающих разработчиков к использованию биполярных, а не монополярных импульсов электрических импульсов для запитки антенной системы, и к использованию для этой цели специальных преобразователей формы импульса [106, 111].

Представленное ниже исследование являлось частью задачи по созданию импульсно-периодического источника сверхширокополосных электромагнитных импульсов гигаваттного уровня мощности, обладающего максимальной простотой конструкции. При этом для запитки антенны предполагалось использовать монополярный высоковольтный импульс, формируемый генератором СИНУС–120 (длительность импульса около 4 нс), а для обеспечения электропрочности выполнить весь высоковольтный тракт излучателя, включая и саму антенну, в осесимметричном виде. Задачей автора диссертации являлся численный расчет процесса излучения импульса с целью оптимизации антенной конструкции.

### 5.2.1. Расчет антенны

Нестационарное численное моделирование антенной системы было выполнено с использованием осесимметричной версии кода KARAT. Конфигурация расчетной области схематически изображена на рис. 106. Расчетная область ограничена идеально проводящими стенками, за исключением коаксиального «порта», через который подается питающий импульс в виде TEM-волны. Для устранения отражений

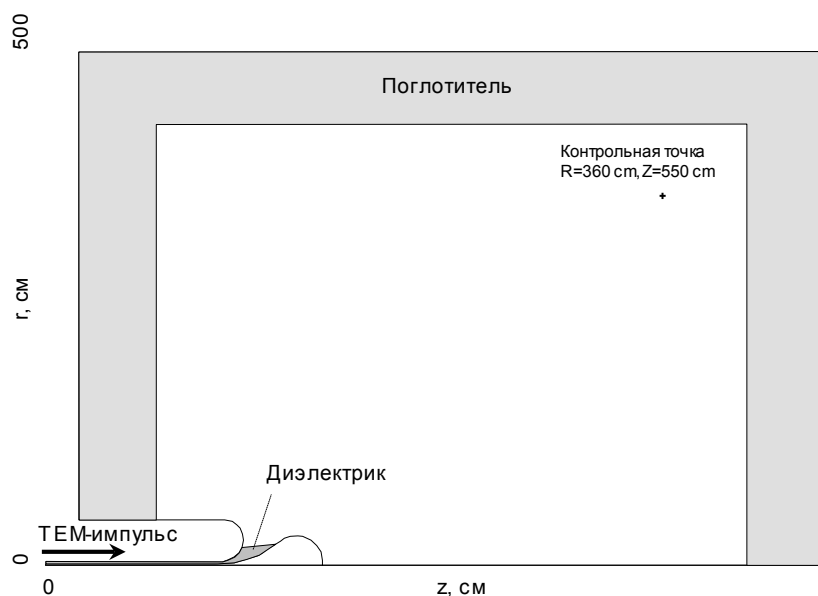


Рис. 106. Конфигурация расчетной области

излучаемого антенной сигнала от стенок камеры они «покрывались» 70-см слоем резистивного поглотителя с удельной проводимостью  $10^{-4} \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$ , что обеспечивало толщину скин-слоя  $\sim 35 \text{ см}$  на частоте 200 МГц. Из-за широкого спектра излучения отражения на уровне нескольких процентов по амплитуде все же

имели место, но они не затрудняли определения характеристик излученных импульсов. Размер области в расчетах варьировался в пределах 4.5—6 м по радиусу и 8—9 м по продольной координате. При габаритах излучающей части антенны менее 1 м такие размеры области были достаточными для установления сферического

фронта излученной волны. Расчетная область покрывалась равномерной прямоугольной сеткой с числом разбиений по радиусу  $N_r = 400—700$  и по продольной координате  $N_z = 500—900$ , таким образом, размер ячейки сетки составлял около 1 см.

В расчетах учитывалось частичное диэлектрическое заполнение антенны, которое в реальной конструкции (п. 5.2.2) было использовано для повышения ее электрической прочности (трансформаторное масло,  $\varepsilon = 2.3$ ).

Процесс излучения моделировался при возбуждении антенны наносекундными импульсами или перепадом напряжения. Возбуждение монохроматическим сигналом не рассматривалось. Расчетный код в принципе позволяет моделировать антенну в совокупности с генератором импульсов на основе формирующей линии. Однако такие расчеты — имеющие скорее демонстрационный характер — не делались из-за высоких требований к вычислительным ресурсам, возникающих вследствие разномасштабности элементов системы (размер «безэховой камеры» на три порядка превышает ширину коммутирующего зазора в генераторе импульсов).

Выбор формы антенны достаточно очевиден из общих соображений. Для эффективного излучения сверхширокополосного импульса резонансы в антенной конструкции во всей полосе частот, соответствующей длительности импульса, должны быть минимальными, то есть, антенна должна работать в режиме бегущей волны, обеспечивая плавный «отрыв» волны от проводящих поверхностей. При длительности питающего импульса  $\tau_p$  минимальный характерный размер (или радиус кривизны) электродов антенны должен быть близок к  $c\tau_p$ . Этому требованию удовлетворяет антенна с плавно раскрывающимся внешним электродом и внутренним электродом с окончанием в форме «луковицы» (рис. 106). Приведенные ниже результаты соответствуют диаметру «луковицы»  $D = 60$  см и волновому сопротивлению коаксиального фидера 55 Ом.

Как показали расчеты, такая антенна при импульсном возбуждении излучает в широком диапазоне полярных углов. Интенсивность излучения вперед (в направлении оси системы) равна нулю. Таким образом, «диаграмма направленности» излучения (которую можем условно определить, например, по излученной энергии) имеет вид кардиоиды. Однако формы сигналов, излученных под различными углами (и их спектры) существенно различаются.



На рис. 107 приведены «переходные характеристики» антенны (формы импульсов, излученных под различными углами при возбуждении антенны перепадом напряжения с линейным фронтом длительностью 0.2 нс). В переднее полупространство излучаются преимущественно высокие частоты, и ширина основного импульса соответствующей «переходной характеристики» минимальна. Она определяет оптимальную длительность питающего импульса при возбуждении антенны в импульсном режиме. Расчеты подтвердили тот вполне ожидаемый факт, что эта величина близка к  $D/c$ .

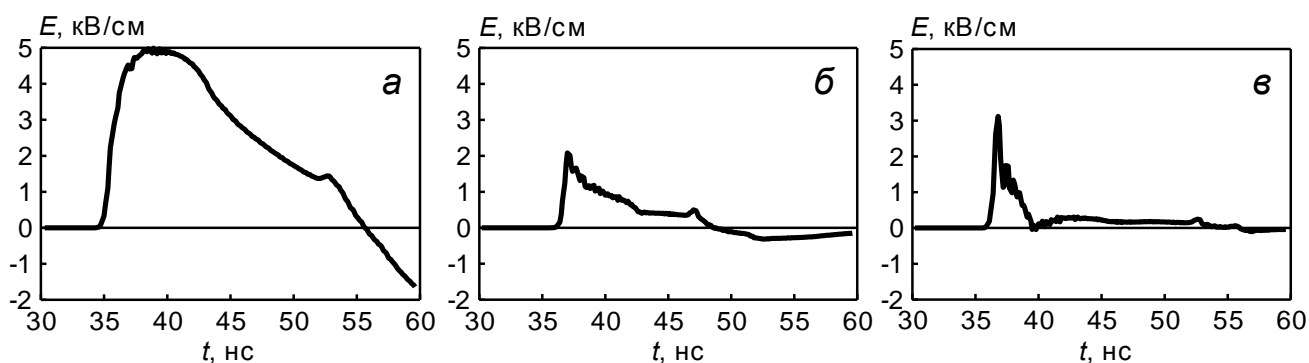


Рис. 107. Формы импульсов, излученных в различных направлениях при возбуждении антенны перепадом напряжения с фронтом 2 нс и амплитудой 1 МВ:

- a* — назад вдоль внешней оболочки фидера (в точке  $r = 60$  см,  $z = 270$  см);
- б* — нормально к оси (в точке  $r = 280$  см,  $z = 470$  см);
- в* — вперед под углом  $\approx \pi/4$  к оси (в точке  $r = 200$  см,  $z = 670$  см).

Доля низких частот в спектре излучения увеличивается с ростом полярного угла. Низкочастотные составляющие излучаются в виде стержневой волны, распространяющейся в отрицательном направлении вдоль внешней оболочки фидера. При возбуждении антенны импульсом конечной длительности доля энергии, переносимая этой волной, в общей энергии излучения, увеличивается с ростом длительности питающего импульса (см. далее).

При возбуждении антенны импульсом трапецевидной формы импульсы, излученные в переднее полупространство, имеют вид, близкий к биполярному, при этом главные разнополярные всплески соответствуют переднему и заднему фронтам питающего импульса. Так, на рис. 108, 109 представлена картина излучения при длительности падающего импульса по основанию  $\tau = 4$  нс (что приблизительно вдвое больше оптимальной), с фронтами по 0.7 нс. Интенсивность серого цвета пропорциональна плотности энергии электромагнитного поля, однако коэффициент пропорциональности выбран индивидуально для каждого из кадров.

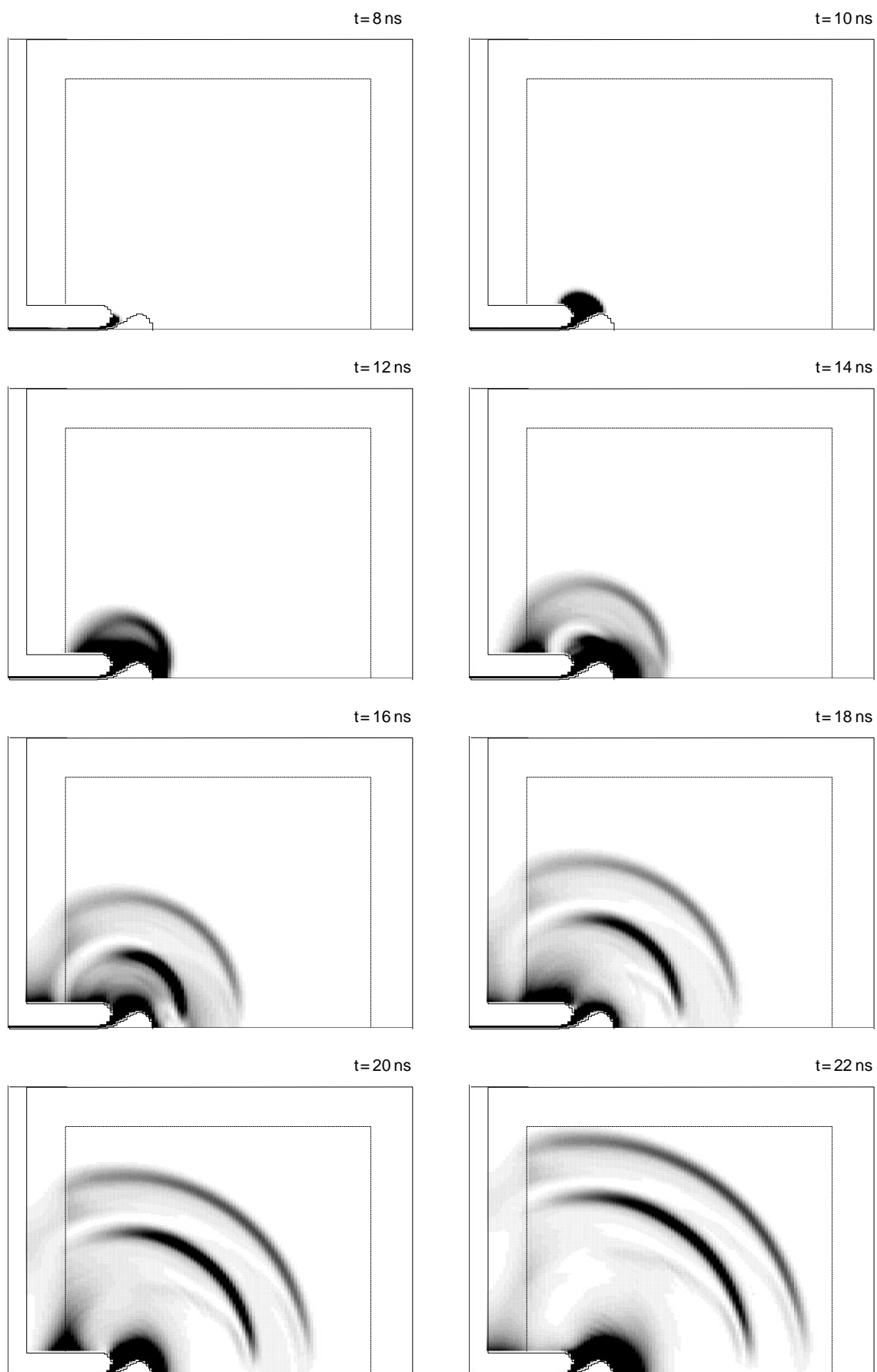


Рис. 108. Расчетная картина излучения импульса при  $\tau_p = 4 \text{ ns}$   
(продолжение на следующей странице)

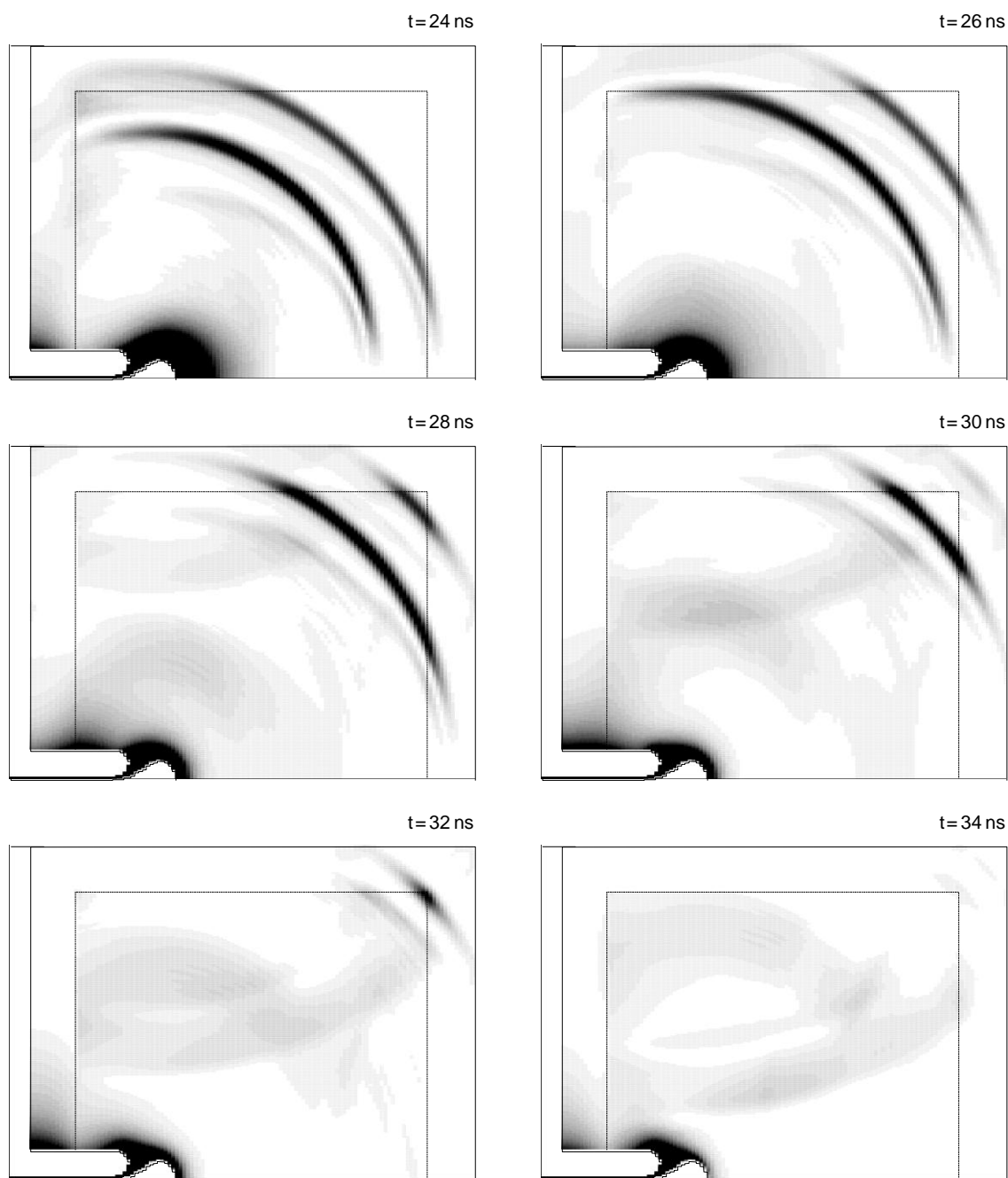


Рис. 109. Расчетная картина излучения импульса при  $\tau_p = 4\text{ ns}$  (окончание)

На рис. 110 приведены расчетные осциллограммы мощности электромагнитной волны на входе антенны и поперечного электрического поля в контрольной точке, расположенной на расстоянии  $\approx 5\text{ м}$  от излучателя под углом  $\approx \pi/4$  к оси системы. Данные приведены для длительности питающего импульса по основанию  $1\text{ нс}$  (фронты по  $0.2\text{ нс}$ ),  $4\text{ нс}$  (фронты по  $0.7\text{ нс}$ ) и  $6\text{ нс}$  (фронты по  $0.7\text{ нс}$ ). Случай с  $\tau_p = 2\text{ нс}$  проиллюстрирован на рис. 112.

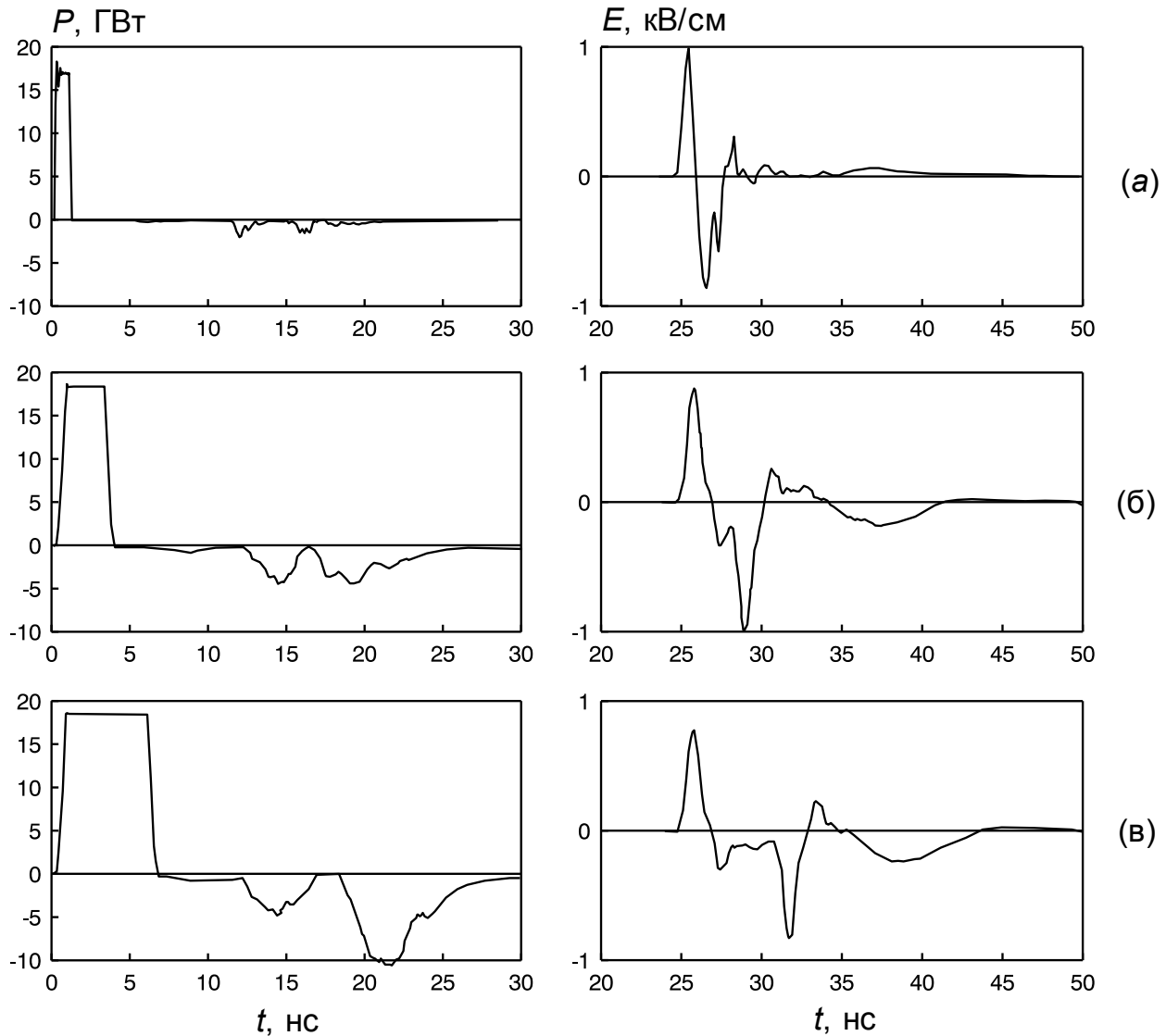


Рис. 110. Расчетные осциллограммы потока мощности на входе антенны (левая колонка) и осциллограммы электрического поля (поперечного к направлению распространения фронта излучения) в точке с координатами  $r=360$  см,  $z=550$  см (рис. 106). Длительность питающего импульса по основанию (а) 1 нс, (б) 4 нс, (в) 6 нс.

Часть энергии падающего импульса отражается от антенны и возвращается в фидер. Доля отраженной энергии растет с увеличением длительности падающего импульса (нулевая частотная компонента сигнала отражается антенной в режиме холостого хода). Эффективность излучения антенны как функция длительности падающего импульса, рассчитанная по величинам энергии в падающем и отраженном импульсах, представлена на рис. 111.

Вторая кривая на рис. 111 изображает зависимость доли энергии, переносимой обратной стержневой волной (отмечена стрелкой на рис. 112), в полной величине энергии, покинувшей антенну, от длительности питающего импульса. Эта величина условно определена по потоку энергии через поперечную кольцевую площадку,

охватывающую внешний проводник антенны в одном метре левее ее раскрыва. Внутренний радиус кольца 40 см, внешний — 1 м. Отметим, что в реальных условиях

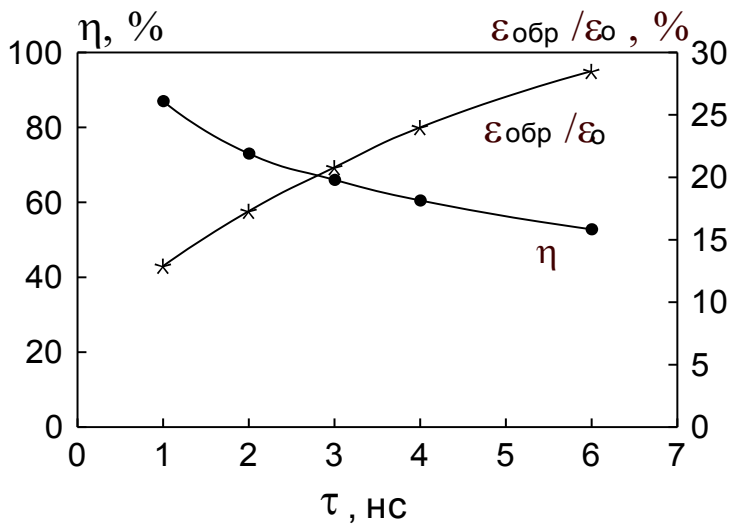


Рис. 111. Эффективность излучения антенны по энергии и доля энергии в обратной волне в зависимости от длительности питающего импульса

обратная волна может являться источником помех в окрестности излучателя. В частности, при вертикальном расположении антенны на поверхности земли обратная волна может частично трансформироваться в поверхностную волну, распространяющуюся радиально вдоль поверхности грунта с большим или меньшим затуханием, в зависимости от

электрических свойств поверхности.

При длительности падающего импульса, оптимально соответствующей геометрическому размеру антенны ( $\sim 2$  нс), доля отраженной от антенны энергии составляет менее 25%, а доля энергии, уносимой обратной стержневой волной — менее 20%.

Приведем расчетные данные о напряженности электрического поля в излученной волне. При мощности падающей волны в фидере  $\approx 18$  ГВт (амплитуда 1 МВ) величина напряженности электрического поля, измеренная на расстоянии  $R \approx 5$  м от антенны под углом  $\approx \pi/4$  к оси системы, составляет  $E_{\max} \approx 1$  кВ/см при  $\tau_p = 1$  нс и несколько уменьшается с ростом длительности падающего импульса (до 0.75 кВ/см при  $\tau_p = 6$  нс — рис. 107). Таким образом, «эффективное напряжение» антенны  $E_{\max}R$  достигает величины 0.5 МВ. При длительности падающего импульса, 2 нс пиковая мощность излучения, определенная интегрированием потока вектора Пойнтинга полярному углу от 0 до  $150^\circ$ , составляет  $\approx 4.2$  ГВт, что составляет чуть менее  $1/4$  от мощности, подведенной к антенне.

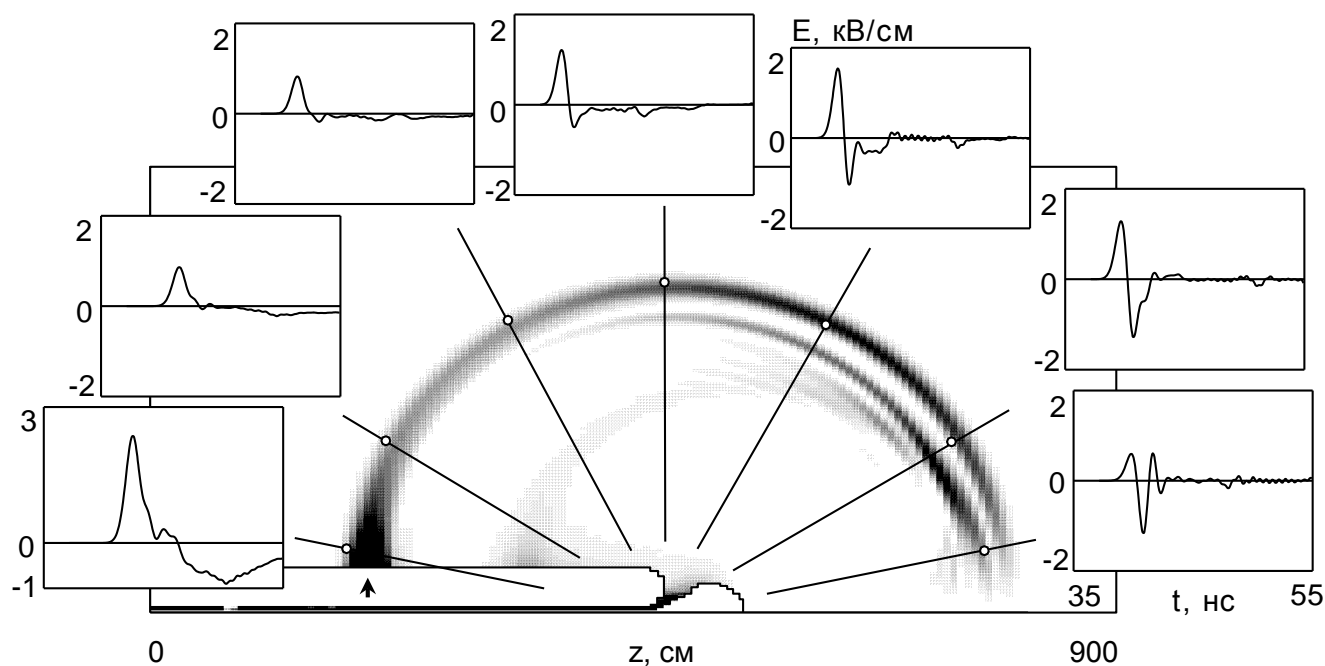


Рис. 112. Расчетная картина излучения импульса и осциллограммы электрического поля (нормального к направлению наблюдения) сигналов, излученных под различными углами. Контрольные точки расположены на дуге окружности радиусом 3.3 м. Амплитуда падающего импульса напряжения в коаксиальном фидере 1 МВ, длительность  $\tau_p = 2$  нс. Волновое сопротивление фидера 55 Ом.

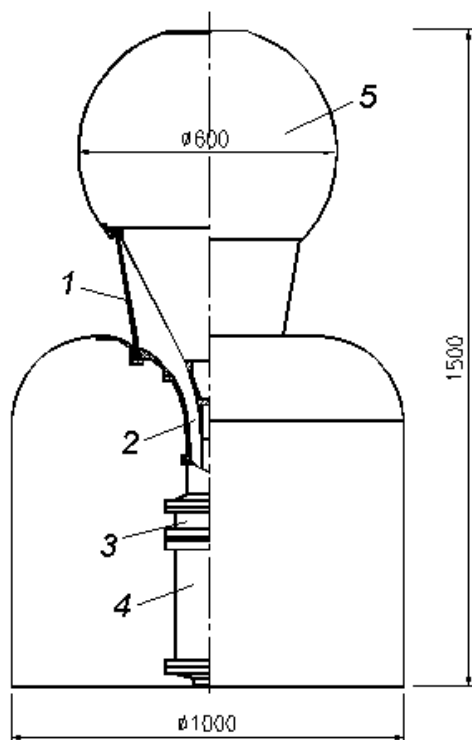
### 5.2.2. Экспериментальная реализация излучателя

С использованием антенны, разработанной на основе результатов численного эксперимента, и компактного генератора высоковольтных монополярных импульсов СИНУС–120 был создан<sup>21</sup> импульсно-периодический источник сверхширокополосного излучения (рис. 113). Размер антенны из соображений компактности источника был выбран приблизительно вдвое меньшим оптимально соответствующего длительности импульса генератора ( $\tau_p = 4$  нс). Особое внимание при разработке источника было уделено электрической прочности антенной конструкции. Поскольку напряженность электрического поля на внутреннем электроде при работе источника достигала 1 МВ/см, антенна со стороны передающей линии генератора была до разделительного изолятора заполнена трансформаторным маслом. Вес излучателя составил около 50 кг.

В режиме однократных импульсов генератор формировал импульсы амплитудой до 200 кВ в передающей линии с волновым сопротивлением 27 Ом. Таким образом,

<sup>21</sup> Авторы разработки В. П. Губанов, А. С. Степченко.

мощность, подводимая к антенне, составляла около 1.5 ГВт. Основываясь на результатах расчетов, приведенных выше, можно оценить пиковую мощность излучения источника величиной  $\sim 200$  МВт, а «эффективное напряжение» — величиной  $\sim 100$  кВ.



Была продемонстрирована работа источника в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов 100 Гц, при этом зарядное напряжение генератора было снижено до 250 кВ. С использованием излучателя были проведены эксперименты по излучению сверхширокополосных импульсов и приему отраженных сигналов от предметов простой формы [1а].

Рис. 113. Конструкция излучателя: 1 — разделительный изолятор, 2 — передающая линия с масляной изоляцией, 3 — высоковольтный газовый коммутатор, 4 — формирующая линия, 5 — центральный электрод антенны (рисунок предоставлен В. П. Губановым).

### 5.3. Заключение

Результаты, представленные в данной главе, демонстрируют возможности нестационарного численного эксперимента в области формирования и излучении наносекундных импульсов. В общем и целом, можно с удовлетворением констатировать, что современный уровень развития вычислительной техники и, что еще важнее, программного обеспечения, создаваемого при непосредственном участии ученых-физиков, позволяет выполнять численную оптимизацию основных компонентов источников мощных импульсов электромагнитного излучения за приемлемое время с точностью, допускающей прямой перенос результатов расчета в дизайн реальных устройств. Более того, такие сложные устройства как источник мощных микроволновых импульсов (включая генератор импульсов с формирующей линией, высоковольтным коммутатором и передающей линией, вакуумный диод и электродинамическую систему с сильноточным электронным пучком, катушки магнитного поля, излучающую антенну, а также безэховую камеру) или излучатель

сверхширокополосных импульсов (в аналогичном составе, исключая части, связанные с электронным пучком) уже могут быть рассчитаны в едином цикле. Разумеется, возможность моделирования подобных комбинированных устройств достигается путем компромисса между точностью расчета и затратами вычислительных ресурсов.



## ОБЩЕЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты диссертационной работы.

1. Разработан и реализован в виде компьютерных программ ряд специализированных нестационарных релятивистских численных моделей на основе метода макрочастиц, предназначенных для расчетов собственной динамики сильноточных потоков заряженных частиц и их взаимодействия с электромагнитными полями:

(а) Одномерная PIC-модель для исследования динамики сильноточных электронных и ионных потоков в секционированных планарных системах в заданном ВЧ поле и поле собственного объемного заряда, учитываемого в потенциальном приближении;

(б) Трехмерная потенциальная PIC-модель в цилиндрической системе координат, предназначенная для нестационарного моделирования собственной динамики сильноточного электронного потока в магнетронном диоде.

(в) Одномерная PIC-модель на основе уравнения возбуждения волновода, предназначенная для моделирования динамических процессов в одномодовых СВЧ-приборах с инерционной группировкой электронов в сильном продольном магнитном поле, с учетом собственного объемного заряда электронного пучка;

2. Экспериментально зарегистрирован импульс электронного тока одиночного взрывоэмиссионного центра в вакуумном коаксиальном диоде с магнитной изоляцией при релятивистском уровне напряжения. Обнаружено, что, несмотря на постоянство напряжения в течение импульса, ток монотонно во времени нарастает и, не испытывая насыщения, достигает величины 3—5 А за время  $\sim 20$  нс.

3. В численных расчетах с использованием кода SuperSAM получено выражение для тока электронного пучка в планарном вакуумном диоде с расположенным на катоде уединенным эмиттером полусферической или полуцилиндрической формы,

имеющим неограниченную эмиссионную способность и радиус  $R$ , малый по сравнению с диодным зазором  $D$ . Ток полусферического эмиттера  $I \approx 0.47(e/m)^{1/2}(RU/D)^{3/2}$ , ток на единицу длины полуцилиндрического эмиттера  $dI/dl \approx 0.08(e/m)^{1/2}R^{1/2}(U/D)^{3/2}$ , здесь  $U$  — величина напряжения в диоде.

Получено полуэмпирическое выражение для тока планарного диода с эмиссионной поверхностью в виде периодически расположенных эмиттеров полусферической формы. Показано, что в этом случае, при условии малости размера эмиттеров по сравнению с расстоянием между ними нерелятивистский характер зависимости тока от напряжения распространяется в область релятивистских максимальных энергий частиц в диоде при условии, что кинетическая энергия, приобретаемая электронами в окрестности эмиттера (с размером порядка его радиуса), является нерелятивистской.

4. Численно подтверждена возможность повышения стабильности импеданса сильноточного вакуумного диода без магнитного поля в течение импульса наносекундной длительности (ослабления зависимости величины импеданса от размеров катодной плазмы) путем использования планарного катода с эмиссионной поверхностью в виде тонких лезвий, установленных на основании катода перпендикулярно к нему с интервалом, обеспечивающим электростатическую экранировку основания.

5. В численном эксперименте исследован механизм ограничения длительности импульса СВЧ-излучения релятивистской лампы обратной волны гигаваттного уровня мощности.

Аналитически решена задача о собственных числах стартового режима ЛОВ при условии линейного пространственного затухания рабочей волны в замедляющей системе. В нелинейной численной модели исследовано влияние быстро «включающегося» волнового поглотителя (распределенного и сосредоточенного) на процесс генерации ЛОВ. Определена критическая величина поглощения, приводящая к срыву генерации.

Показано, что чисто электронная волновая нагрузка (с током эмиссии, ограниченным объемным зарядом) не может приводить к срыву генерации в релятивистской ЛОВ.

Дана аналитическая и численная оценка максимального декремента затухания волны  $E_{01}$  в круглом гофрированном волноводе при заданной толщине поглощающего слоя.

Предложен сценарий ограничения длительности импульса излучения мощной релятивистской ЛОВ, согласно которому срыв генерации наступает вследствие диссипации энергии рабочей электромагнитной волны электронами, эмитированными из плотной (взрывоэмиссионной) плазмы на поверхности электродинамической системы в интенсивных ВЧ полях. При этом достижение критической диссипации становится возможной благодаря нейтрализации объемного заряда эмитируемых электронов ионной компонентой эмиссии. В этих условиях длительность импульса излучения генератора определяется временем накопления ионов в объеме его электродинамической системы. Сценарий подтвержден результатами нестационарного моделирования, выполненного с помощью кода KARAT.

6. Численно, с использованием нестационарных моделей на основе PIC-метода, исследован процесс взаимодействия между электронным потоком с виртуальным катодом и интенсивным ВЧ полем. Показано, что модуляция проходящего и отраженного токов, возникающая в результате изменения кинетической энергии частиц под действием ВЧ поля, способна обеспечить эффективную фазовую сепарацию электронов. Продемонстрировано, что использование двухсекционной электродинамической системы с определенным сдвигом фаз ВЧ поля, при малой надкритичности тока, позволяет за счет эффекта предмодуляции электронного пучка и благоприятного распределения ВЧ поля на траектории электрона достичь более высокой эффективности энергообмена по сравнению с одноззорным случаем (более чем втрое в области напряжений до 1 МВ). Найдены оптимальные величины амплитуд полей в секциях и сдвига фаз. Проанализирован вклад пролетных и отраженных частиц в процесс энергообмена. Показана возможность эффективной генерации в генераторе на отраженном потоке.

7. В численном эксперименте с использованием трехмерной декартовой версии кода KARAT выполнен поиск рабочих параметров конструкций двухсекционных виркаторов с электродинамической обратной связью. Показано, что использование резонансной электродинамической системы позволяет обеспечить постоянство частоты генерации в широком диапазоне токов электронного пучка. Предложен

способ управления частотой генерации виркатора в пределах 20 % за счет варьирования фазовой скорости электромагнитной волны в волноводном резонаторе с изменяемой шириной.

Полученные результаты позволили с использованием сильноточных электронных ускорителей реализовать ряд виркаторов дециметрового диапазона длин волн (частота генерации 1.4, 2.1 и 2.6 ГГц) без внешнего магнитного поля, с пиковой мощностью до 1 ГВт при эффективности генерации до 10 %, с возможностью управления частотой генерации в пределах 15 %.

8. Численными методами исследованы возможные причины ограничения длительности и энергии импульса излучения двухсекционного виркатора (дрейф параметров электронного пучка в течение импульса, эмиссия заряженных частиц с поверхностей электродинамической системы).

9. Предложен, теоретически обоснован и реализован в эксперименте способ генерирования коротких, в несколько ВЧ периодов, мощных импульсов СВЧ-излучения, основанный на эффекте пространственного накопления энергии в бегущем СВЧ-импульсе при его взаимодействии с длительным встречным сильноточным электронным пучком в существенно неоднородной замедляющей системе, длина которой значительно превышает длину СВЧ-импульса. Показано, что при этом пиковая мощность излучения не ограничена мощностью электронного пучка.

Сформулированы физические условия, необходимые для реализации режима пространственного накопления электромагнитной энергии в солитоноподобном волновом импульсе. Установлено, что необходимая зависимость сопротивления связи пучка с синхронной гармоникой волны от продольной координаты является гиперболической. Показано, что в данном режиме реализуется точный синхронизм между электронным пучком и электромагнитной волной (ВЧ ток сфазирован по центру тормозящей фазы ВЧ поля), что соответствует постоянной, действительной и отрицательной ВЧ проводимости электронного потока. Получено выражение для электрического поля на фронте бегущего импульса в полуограниченной системе.

Дана оценка минимальной длительности формируемого ВЧ импульса, а в численном расчете подтверждено, что она может составлять несколько ВЧ периодов. В идеализированной одномерной нестационарной модели исследована зависимость

величины электронного КПД (отнесенной к основному импульсу излучения) от длительности импульса и показано, что она может достигать 40 %.

В численном эксперименте с использованием одномерной нестационарной модели, а также осесимметричной версии кода KARAT, определены основные физические факторы, ограничивающие энергию формируемого СВЧ-импульса в системах конечной длины. Показано, что в случае одномерного движения частиц пучка и отсутствии взаимодействия с несинхронными гармониками коэффициент конверсии по мощности может достигать 15, а в условиях реальных электродинамических систем, для трубчатых пучков в конечном ведущем магнитном поле достижима величина конверсии 3—3.5.

В численном эксперименте продемонстрирована возможность и определены условия для генерации последовательности коротких мощных СВЧ-импульсов сильноточным пучком достаточной длительности.

На основе результатов численной оптимизации разработана экспериментальная конструкция генератора с однократным проходом СВЧ-импульса в длинной неоднородной электродинамической системе.

С использованием компактного сильноточного ускорителя электронов получены импульсы СВЧ-излучения 3-см диапазона длин волн с пиковой мощностью  $\sim 3$  ГВт и длительностью  $\sim 0.65$  нс, при коэффициенте преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения до 180 %.

10. Разработана методика нестационарного численного моделирования процессов генерирования высоковольтных импульсов в генераторах на основе коаксиальных формирующих линий с использованием полностью электромагнитного PIC-кода KARAT. Выполнен расчет дисперсионной характеристики электромагнитной волны в коаксиальной передающей линии с внутренним проводником в виде спирально проводящего цилиндра. С использованием разработанной методики проведены расчет высоковольтного генератора СИНУС–130 с комбинированной линией.

11. Показано, что в генераторе с комбинированной формирующей линией (с центральным проводником, составленным из обычной и спиральной секций) даже при условии согласования волновых сопротивлений обычного и спирального участков линии на формируемом импульсе напряжения наблюдается короткий

интенсивный выброс, появление которого связано с локальной неоднородностью волнового сопротивления в месте перехода секций.

12. С использованием осесимметричной версии кода KARAT выполнено численное моделирование процесса излучения монополярных электромагнитных импульсов в открытое пространство с использованием осесимметричной антенны ТЕМ-типа. Определена форма электродов и размеры излучающей антенны, позволяющей излучать импульсы наносекундной длительности с эффективностью по энергии до 80 %. Показано, что для антенны оптимальных размеров, при трапецеидальной форме питающего импульса, форма импульса, излученного вблизи максимума кольцевой диаграммы направленности, является биполярной с длительностью около одного цикла. Результаты расчетов позволили на основе компактного импульсно-периодического высоковольтного генератора реализовать источник сверхширокополосных электромагнитных импульсов.

## **БЛАГОДАРНОСТИ**

Автор отдает дань светлой памяти академика РАН Сергея Дмитриевича КОРОВИНА — научного консультанта диссертационной работы, заведующего Отделом физической электроники Института сильноточной электроники. Без постоянного внимания и поддержки с его стороны, плодотворных и вдохновляющих научных бесед данная работа вряд ли состоялась бы.

Автор признателен академику, вице-президенту РАН Геннадию Андреевичу МЕСЯЦУ, задавшему общее направление его научной деятельности, за внимание к работе и поддержку, а также члену-корреспонденту РАН Михаилу Ивановичу ЯЛАНДИНУ за первый опыт самостоятельной экспериментальной работы в релятивистской сильноточной электронике и последующее сотрудничество.

А также считает своим приятным долгом поблагодарить:

К.ф.-м.н. Святослава Яковлевича БЕЛОМЫТЦЕВА за помощь в теоретической разработке вопросов, связанных с физикой сильноточных электронных пучков.

К.ф.-м.н. Владимира Павловича ТАРАКАНОВА, автора кода KARAT, за долгое и плодотворное сотрудничество и дружескую поддержку.

К.ф.-м.н. Сергея Декабrevича ПОЛЕВИНА за сотрудничество в исследованиях СВЧ-генераторов с виртуальным катодом.

Д.ф.-м.н. Владислава Владимировича РОСТОВА за обсуждение вопросов, связанных с генерацией сверхкоротких СВЧ-импульсов.

Антонa Александровича ЕЛЬЧАНИНОВА за сотрудничество в исследованиях по генерации сверхкоротких СВЧ-импульсов и увлекательные дискуссии.

Проф. Юрия Дмитриевича КОРОЛЕВА за инициирование исследования установления тока в плоском диоде, существенно облегчившего понимание автором сущности релаксационных колебаний в сильноточном электронном потоке.

Проф. Дмитрия Ильича ПРОСКУРОВСКОГО за обсуждение вопросов, связанных с исследованиями взрывной эмиссии.

Проф. Михаила Ивановича ПЕТЕЛИНА за интерес к исследованию виркаторов и ценные замечания.

Проф. Наума Самуиловича ГИНЗБУРГА за ценные замечания по вопросам генерации сверхкоротких СВЧ-импульсов.

Владимира Петровича ГУБАНОВА, Александра Владимировича ГУНИНА, Сергея Александровича КИЦАНОВА, к.ф.-м.н. Алексея Ивановича КЛИМОВА, Ивана Константиновича КУРКАНА, Олега Петровича КУТЕНКОВА, Алексея Станиславовича СТЕПЧЕНКО, Евгения Марковича ТОТЬМЕНИНОВА, а также всех сотрудников Отдела физической электроники ИСЭ СО РАН — за помощь, сотрудничество и дружескую поддержку.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### Приложение 1. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПУАССОНА В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Рассмотрим область длиной  $L_z$ , заключенную между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ . Между электродами приложено напряжение  $U$ . С точки зрения расчета электрического поля, нас интересуют только относительные величины потенциала, поэтому положим потенциал на внутреннем электроде равным нулю. Соответственно, величина потенциала на внешнем электроде будет равна  $U$ . Остальные граничные условия есть условия периодичности:  $\Phi(r, \varphi, z) = \Phi(r, \varphi + 2\pi n, z + L_z k)$ , для целых  $k, n$ . Уравнение Пуассона в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$\Delta\Phi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial\Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = -4\pi\rho.$$

Заполним расчетную область радиально-цилиндрической сеткой с шагами разбиений  $\Delta r, \Delta\varphi, \Delta z$  и числом разбиений  $N_r, N_\varphi, N_z$  (число узлов, будет, соответственно, на единицу больше). Представим величины потенциала и плотности заряда в узлах сетки в виде разложений по пространственным фурье-гармоникам. Так, для потенциала имеем запись (нижние индексы означают номер узла сетки, верхние — номера гармоник):

$$\Phi_{ijk} = \frac{1}{2\pi L_z} \sum_{m=0}^{N_\varphi-1} \sum_{l=0}^{N_z-1} \exp\left(2\pi i \frac{mj}{N_\varphi}\right) \exp\left(2\pi i \frac{lk}{N_z}\right) \phi_i^{ml}. \quad (1-1)$$

Амплитуды фурье-гармоник плотности заряда, подставляемые в правую часть уравнения Пуассона, вычисляются по известным величинам  $\rho_{ijk}$ :

$$\rho_i^{ml} = \Delta z \Delta\varphi \sum_{j=0}^{N_\varphi-1} \sum_{k=0}^{N_z-1} \exp\left(-2\pi i \frac{mj}{N_\varphi}\right) \exp\left(-2\pi i \frac{lk}{N_z}\right) \rho_{ijk}.$$



Представляя оператор Лапласа в конечно-разностной форме, получим трехдиагональную систему линейных алгебраических уравнений, описывающую радиальную зависимость амплитуд гармоник с номерами  $m, l$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_2^{ml} \phi_2^{ml} + \alpha_3 \phi_3^{ml} = \beta \rho_2^{ml} - \alpha_1 \phi_1^{ml} \\ \dots\dots\dots \\ \alpha_{i-1} \phi_{i-1}^{ml} + \alpha_i^{ml} \phi_i^{ml} + \alpha_{i+1} \phi_{i+1}^{ml} = \beta \rho_i^{ml} \\ \dots\dots\dots \\ \alpha_{N_r-1} \phi_{N_r-1}^{ml} + \alpha_{N_r}^{ml} \phi_{N_r}^{ml} + = \beta \rho_{N_r}^{ml} - \alpha_{N_r+1} \phi_{N_r+1}^{ml} \end{array} \right. , \quad (1-2)$$

где  $\beta = -8\pi(\Delta r)^2$ , коэффициентами:

$$\alpha_{i\mp 1} = 1 \mp \frac{\Delta r}{r_i}, \quad \alpha_i^{ml} = -4 \left[ \frac{1}{2} + \left( \frac{\Delta r}{r_i \Delta \varphi} \sin \left( \frac{\pi m}{N_\varphi} \right) \right)^2 + \left( \frac{\Delta r}{\Delta z} \sin \left( \frac{\pi l}{N_z} \right) \right)^2 \right].$$

Из известных величин потенциалов на электродах определяем значения

$$\phi_1^{ml} = 0, \quad \phi_{N_r+1}^{ml} = 2\pi L_z U \delta_m^0 \delta_l^0,$$

подставляемые в правые части первого и последнего уравнений системы. Здесь  $\delta_i^j$  — символ Кронекера.

Система (1—2) решается методом Гауссова исключения, затем значения потенциала в узлах сетки восстанавливается обратным преобразованием Фурье (1—1).

## Приложение 2. ОДНОМЕРНАЯ РС-МОДЕЛЬ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

### Постановка задачи

Сформулируем простейшую модель ЛОВ на основе метода макрочастиц в рамках одноволнового приближения. Предположим, что:

- пучок взаимодействует с полем только одной волноводной моды, поперечная структура которой считается известной и фиксированной. Собственно, в модели используются только фазовая и групповая скорость волны и коэффициент связи пучка с волной, которые и определяются ее поперечной структурой и частотой;

- пучок находится в черенковском синхронизме и взаимодействует только с  $(-1)$  пространственной гармоникой встречной волны, а его взаимодействие со всеми остальными, несинхронными гармониками пренебрежимо мало;
- поперечного движения электронов в пучке нет (что соответствует присутствию продольного по отношению к оси волновода магнитного поля бесконечной напряженности);
- пучок является трубчатым и имеет стенку бесконечно малой толщины;
- возможное смещение рабочей точки вдоль дисперсионной кривой волны при изменении частоты генерации не учитывается.

### Описание возбуждения электромагнитной волны

При названных условиях влияние на движение пучка оказывает только продольная составляющая электрического поля  $(-1)$  пространственной гармоники волны. Представим ее в виде:

$$E_z(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \hat{A}(z, t) \hat{E}(\mathbf{r}_\perp) \exp \left[ i \left( \omega t - \int_0^z h_{-1}(z) dz \right) \right] \right\}. \quad (2-1)$$

Переходя к амплитуде  $A = \hat{A} \sqrt{N}$ , где  $N$  — норма волны, определяемая как  $N \equiv \frac{c}{8\pi} \text{Re} \int_{S_\perp} [\hat{\mathbf{E}} \times \hat{\mathbf{H}}^*] d\mathbf{S} = 4P$ ,  $P$  — средняя за период колебания мощность, переносимая через поперечное сечение волновода волной единичной амплитуды, получим выражение для электрического поля в месте нахождения пучка:

$$E_z(z, r_b, t) = \text{Re} \left\{ A(z, t) \hat{Z}(z) \exp \left[ i \left( \omega t - \int_0^z h_{-1}(z) dz \right) \right] \right\}.$$

Здесь  $r_b$  — радиус пучка,  $A$  — комплексная амплитуда волны (медленная функция своих переменных),  $\hat{Z}(z) = \hat{E}(r_b) / \sqrt{N}$  — коэффициент связи<sup>22</sup> пучка с  $(-1)$  пространственной гармоникой волны (в общем случае зависящий от  $z$ ),  $h_{-1} = \bar{h} - h_0$  — ее продольное волновое число (зависящее от  $z$  при продольной неоднородности фазовой скорости),  $\bar{h} = \frac{2\pi}{d}$ ,  $h_0$  — продольное волновое число нулевой

<sup>22</sup> Далее употребляется величина *сопротивления связи*, определенная как  $Z = 2 |\hat{E}(r_b)|^2 / k^2 N$

пространственной гармонике,  $d$  — период гофрировки замедляющей системы. Частоту  $\omega$  выберем из условия точного черенковского синхронизма  $\omega = h_{-1} V_0$

Пространственно-временная зависимость амплитуды поля описывается обобщенным уравнением Вайнштейна [108]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} - |V_{gr}| \frac{\partial A}{\partial z} = |V_{gr}| \hat{Z}(z) j_{\omega}(z, t) \exp \left[ i \int_0^z h_{-1}(z) dz \right], \quad (2-2)$$

где  $V_{gr}$  — групповая скорость волны,  $T$  — период колебания,

$$j_{\omega}(z, t) = \frac{\omega}{\pi} \int_{t-T}^t j(z, t') \exp(-i\omega t') dt'$$

— амплитуда первой фурье-гармоники тока пучка на частоте  $\omega$ . Условие применимости уравнения (2—2) есть медленное по сравнению с ВЧ осцилляциями изменение амплитуды ВЧ поля:

$$\frac{\partial |A|}{\partial t} \ll \omega |A|. \quad (2-3)$$

Используя однородную по  $z$  и  $t$  пространственно-временную сетку, аппроксимируем уравнение (2—2) четырехточечной разностной схемой:

$$\frac{A_i^j - A_i^{j-1}}{V_{gr} \tau} = \frac{A_{i+1}^{j-1} - A_{i-1}^{j-1}}{2\Delta z} + \frac{A_{i+1}^{j-1} - 2A_i^{j-1} + A_{i-1}^{j-1}}{2\Delta z^2} V_{gr} \tau + F_i^j. \quad (2-4)$$

Здесь  $\Delta z$ ,  $\tau$  — пространственный и временной шаги интегрирования. Верхние индексы означают номер временного, нижний — пространственного слоя сетки,

$$F_k^j = Z_k j_{\omega, k}^j \exp \left( i \Delta z \sum_{l=1}^k h_{-1, l} \right),$$

$$j_{\omega, k}^j = \frac{2}{N_f} \sum_{l=0}^{N_f-1} j_k^{j-l} \exp \left( -2\pi i \frac{l}{N_f} \right) \text{ — фурье-компонента тока, } N_f \text{ — число временных}$$

шагов на периоде волны. Разностная схема (2—4) имеет второй порядок точности по временному и пространственному шагу и сходится при  $\tau V_{gr} < \Delta z$  (условие Куранта, Фридрикса и Леви [39]).

*Описание электронного пучка*

Электронный пучок представляется макрочастицами в виде листов конечной толщины. Используется линейное взвешивание сеточных величин (одномерный РС-метод). Поскольку число макрочастиц конечно, в системе возможно появление нефизического дробового шума. Однако он занимает гораздо более высокий диапазон по частоте и волновым числам, чем рабочая волна, и не оказывает существенного влияния на процесс генерации. В данной модели реализована инжекция частиц с их равномерным позиционным распределением в ячейке, поэтому дробовой шум у невозмущенного пучка отсутствует. На каждом временном шаге инжектируется одинаковое число частиц с зарядом, пропорциональным текущему значению тока инжекции. Такой способ задания заряда макрочастиц выгодно отличается от противоположного варианта, когда число инжектируемых частиц пропорционально току, а заряд всех частиц одинаков. В последнем случае, на фронте тока, когда число представляющих частиц мало, возможен более сильный дробовой шум.

Начальные (предгенерационные) шумы в ЛОВ в рамках данной модели возникают из-за временного возмущения плотности тока на переднем фронте электронного пучка.

Заметим, что использование кинетического описания пучка в виде РС-метода позволило избежать известного ограничения на величину КПД электронного взаимодействия, возникающего в гидродинамической модели [38] при расчете быстропеременных процессов. Это ограничение связано с пренебрежением изменением скорости электронов (как при инжекции, так и в результате взаимодействия с волной), которое, в свою очередь, позволяет перейти к использованию универсальной переменной  $\tau = \frac{\omega}{c}(t - z/V_{\parallel})(1/V_{gr} - 1/V_{\parallel})^{-1}$  [38, 36]. При этом на пределе выполнения условия (2—3) применимости уравнения возбуждения (2—2) допустимая величина КПД может быть записана как  $\eta_{\text{lim}} \sim \frac{\lambda}{L} [(\gamma_0 + 1)\sqrt{\gamma_0^2 - 1}]$ , где  $L$  — длина системы,  $\lambda$  — длина волны. Таким образом, в ультрарелятивистском случае при  $L \sim \lambda\gamma_0^2$  корректно описываются режимы с  $\eta_{\text{lim}} \sim 1$ , но в

нерелятивистском случае допустимый КПД ограничен малой величиной  $\eta_{\text{lim}} \sim 2\beta \frac{\lambda}{L}$ .

Описываемая модель данного ограничения не содержит.

### Учет объемного заряда

Электрическое поле собственного объемного заряда электронного пучка учитывается в потенциальном приближении. Потенциал  $\Phi$  удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi = -4\pi\rho. \quad (2—5)$$

Здесь  $\rho$  — объемная плотность заряда пучка. Код существует в двух вариантах, отличающихся способами численного решения уравнения Пуассона.

### А. Метод преобразований Фурье

Использование Фурье-преобразования является оправданным, если глубина гофрировки электродинамической системы мала. В этом случае вместо гофрированного можно рассматривать гладкий волновод. Представим сеточные величины  $\Phi$ ,  $\rho$  конечными пространственными рядами Фурье. Так, для потенциала следует запись:

$$\Phi_{jk}(r) = \frac{1}{2\pi L_z} \sum_{m=0}^{N_\varphi-1} \sum_{l=0}^{N_z-1} \phi_{ml} \exp\left(\frac{2\pi i m}{N_\varphi} j\right) \exp\left(\frac{2\pi i l}{N_z} k\right).$$

Периодичность по азимутальному углу не вызывает возражений. Неудобства, создаваемые периодичностью по  $z$ , будут обсуждены ниже. Подставив разложения в (2—5), получим для фурье-компонент потенциала и плотности заряда связывающее их уравнение

$$\left(\Delta_r - h_l^2 - \frac{v_m^2}{r^2}\right)\phi_{ml} = -4\pi\rho_{ml}, \quad (2—6)$$

где  $h_l = \frac{\sqrt{2}}{\Delta z} \sin \frac{\pi l}{N_z}$ ,  $v_m = \frac{\sqrt{2}}{\Delta \varphi} \sin \frac{\pi m}{N_\varphi}$ ,  $\Delta_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right)$ . Уравнение (2—6) после

введения переменных  $x_l = h_l r$  приобретает вид неоднородного модифицированного уравнения Бесселя порядка  $v_m$ :

$$\phi_{ml}'' + \frac{1}{x_l} \phi_{ml}' - \left(1 + \frac{v_m^2}{x_l^2}\right)\phi_{ml} = -\frac{4\pi}{h_l^2} \rho_{ml}. \quad (2—7)$$

Штрихами обозначено дифференцирование по  $x_l$ . Решение (2—7) ищем в виде

$$\phi_{ml}(x_l) = C_m^{(1)}(x_l)I_{\nu_m}(x_l) + C_m^{(2)}(x_l)K_{\nu_m}(x_l),$$

где  $I_{\nu_m}$ ,  $K_{\nu_m}$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. В случае осевой симметрии системы, полагая азимутальный индекс равным нулю и опуская его, записываем решение в виде

$$\phi_l(x_l) = C_l^{(1)}(x_l)I_0(x_l) + C_l^{(2)}(x_l)K_0(x_l).$$

Действуя методом вариации постоянных, получаем выражения для производных коэффициентов:

$$C_l^{(1)'} = \frac{4\pi}{h_l^2} \rho_l \frac{K_0}{I_0 K_0' - K_0' I_0}, \quad C_l^{(2)'} = -\frac{4\pi}{h_l^2} \rho_l \frac{I_0}{I_0 K_0' - K_0' I_0}.$$

Дальнейшие действия упрощаются в случае бесконечно тонкого трубчатого пучка. Его объемная плотность заряда выражается через линейную  $\xi$ :

$$\rho_l(x_l) = \frac{\xi h_l^2}{2\pi x_b} \delta(x_l - x_{l,b}). \quad (2—8)$$

Здесь и далее индекс  $_b$  или  $_w$  у величины означает, что она определена на радиусе пучка или волновода, соответственно. С учетом (2—8) получаем для фурье-компонент потенциала на радиусе пучка выражение

$$\phi_l(x_{l,b}) = \xi_l D_l, \quad \text{где } D_l = \frac{2}{x_{l,b}} \left( \frac{I_0^2}{I_0 K_1 + I_1 K_0} \right)_{x_{l,b}} \left[ \left( \frac{K_0}{I_0} \right)_{x_{l,b}} - \left( \frac{K_0}{I_0} \right)_{x_{l,w}} \right].$$

Коэффициент  $D_0$  для нулевой гармоники определяется при предельном переходе  $x_l \rightarrow 0$ :

$$D_0 = 2 \ln \frac{x_{0,w}}{x_{0,b}}.$$

Использование преобразования Фурье при вычислении полей объемного заряда неизбежно навязывает периодичность потенциала и плотности заряда по  $z$ , при которой возмущение плотности заряда вблизи правого края системы вызывает возмущение электрического поля на левом краю, в месте инжекции пучка. Это может приводить к возникновению нефизической обратной связи, проявляющаяся в преждевременной и «неправильной» группировке инжектируемого пучка силами объемного заряда. Чтобы избежать этого, дополним расчетную область справа

переходной зоной, в которой взаимодействие пучка с волной отсутствует и где производится искусственное согласование по плотности заряда между правым и левым краями пространства взаимодействия. Положим в этой зоне

$$\tilde{\rho}(z) = \alpha(z)\rho(z) + [1 - \alpha(z)]\rho(0).$$

Здесь  $\tilde{\rho}$  — величина плотности заряда, подставляемая в уравнение Пуассона,  $\rho$  — величина, получаемая из уравнений движения;  $\alpha(z) = (z_2 - z)/(z_2 - z_1)$ ,  $z_1, z_2$  — координаты начала и конца переходной зоны. Длину зоны развязки следует выбирать достаточной для существенного (при данных радиусах пучка и волновода) спада поля локального возмущения плотности заряда. Грубо говоря, она должна значительно превышать расстояние от пучка до стенки волновода.

### Б. Интегральный метод (метод функций Грина)

Применение метода разложений Фурье затруднительно, если граничные условия заданы на поверхности сложной формы, хотя бы и обладающей симметрией вращения. В ЛОВ это происходит, если глубина гофрировки велика и нельзя довольствоваться приближением гладкого волновода.

Наибольшие возможности для решения уравнения Пуассона в областях со сложной геометрией обеспечивают, несомненно, интегральные методы.

Воспользуемся формализмом функций Грина. Согласно этому подходу, потенциал в данной точке пространства определяется как

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V \rho(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')d\mathbf{r}' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \left[ G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \Phi(\mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} \right] da',$$

где  $G$  — функция Грина,  $\rho$  — объемная плотность заряда. Имеется в виду, что расчетная область окружена замкнутой поверхностью  $S$  и на этой поверхности известно распределение потенциала и его нормальной производной. Возьмем в качестве этой поверхности бесконечно удаленную сферу, на которой потенциал и его производная равны нулю. Это соответствует открытому пространству (альтернативный способ — взять в качестве поверхности  $S$  внутреннюю поверхность электродинамической системы, но в этом случае мы связываем себя условием ее замкнутости). Поверхностный интеграл исчезает, и

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int_V \rho(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')d\mathbf{r}' .$$

Функция Грина должна удовлетворять уравнению Пуассона

$$\Delta_{\mathbf{r}}G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}').$$

Нас интересует потенциал только в месте нахождения осесимметричного трубчатого пучка с бесконечно тонкой стенкой, представляющего собой все свободные заряды в системе. Поэтому функцию  $G(r, z; r', z')$  необходимо вычислять только для пар точек  $(r_b(z), z; r_b(z'), z')$ , лежащих на траектории пучка. С точки зрения машинных вычислений, это означает существенное сокращение времени и объема хранимой информации. Матрица функций Грина вычисляется только один раз перед началом расчета, и затем используется на каждом временном шаге. Одна и та же матрица пригодна для расчета любых вариантов с одинаковыми геометриями электродинамической системы и пучковой траектории.

Используя связь между объемной  $\rho$  и линейной  $\xi$  плотностями заряда бесконечно тонкого трубчатого пучка

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{\xi(z)}{2\pi r_b(z)} \delta(r - r_b(z)),$$

получим выражение для потенциала на траектории:

$$\Phi(r_b(z), z) = \int_0^L \xi(z') G[r_b(z), z; r_b(z'), z'] dz'.$$

Физический смысл функции  $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  — это потенциал, создаваемый в точке  $\mathbf{r}$  находящимся в точке  $\mathbf{r}'$  единичным зарядом при учете влияния всех индуцированных зарядов в системе (в соответствие с граничными условиями). Для вычисления взаимного влияния зарядов воспользуемся интегральным подходом, согласно которому, потенциал в произвольной точке пространства определяется как суперпозиция ньютоновских потенциалов, создаваемых всеми зарядами системы, распределенными в объеме и на поверхностях потенциалов, создаваемых всеми зарядами системы, распределенными в объеме и на поверхностях [56]:

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\int_S \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} da' - \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'.$$

В нашей задаче объемное распределение заряда создается электронным пучком и является заданным. Поверхностные же заряды суть заряды на поверхности металла, образующего электродинамическую систему. Их распределение должно быть



определено из системы интегральных уравнений с граничными условиями Дирихле на металлических поверхностях:

$$\Phi|_{S_i} = \Phi_i.$$

Пусть система осесимметрична. Для формулировки задачи в дискретном виде разобьем поверхности металла и пучка на бесконечно тонкие заряженные кольца (узлы). Тогда потенциал в  $i$ -ом «пучковом» узле есть

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^{N_b} Q_j G_{ij},$$

где  $Q_j$  — заряды в «пучковых» узлах,  $N_b$  — число этих узлов. Величины функции Грина  $G_{ij}$ , согласно их физическому смыслу, определяются как

$$G_{ij} = \sum_{k=1}^{N_s} q_k \alpha_{ik} + \alpha_{ij},$$

где  $N_s$  — число узлов на поверхности металла,  $q_k$  — индуцированные заряды в этих узлах. Последние находятся с учетом названных условий Дирихле. Соответствующая система линейных алгебраических уравнений имеет вид:

$$\sum_{k=1}^{N_s} q_k \alpha_{jk} = -\alpha_{ij} + \Phi_j.$$

Здесь коэффициенты  $\alpha_{ij}$  при  $i \neq j$  есть эллиптические интегралы 1-го рода:

$$\alpha_{ij} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{(z_i - z_j)^2 + r_i^2 + r_j^2 - 2r_i r_j \cos \varphi}},$$

а коэффициенты  $\alpha_{ii}$  определяются путем задания конечной ширины заряженных колец.

#### *Программная реализация модели*

Программа реализована на языке программирования FORTRAN. В силу блочности построения модель может быть легко адаптирована к расчету других СВЧ-приборов, не обязательно с инерционным типом группировки. При этом изменению подлежит только уравнение возбуждения электромагнитной волны, которое должно быть записано в виде, характерном для приборов данного класса. Алгоритм описания электронного потока (PIC-метод) является универсальным и не требует изменений.

Задаваемые параметры

- Длина пространства взаимодействия
- Время расчета
- Число электронов, инжектируемых за временной шаг
- Число интервалов разбиения сетки
- Базовая частота электромагнитной волны
- Групповая скорость электромагнитной волны
- Фаза отражения обратной волны на катодном крае прибора
- Мощность волны на катодном и коллекторном краях прибора (для усилительной задачи ЛБВ)
- Дифференциальное сопротивление связи (для задачи с условием синфазности ВЧ поля и ВЧ тока)
- Декремент продольного затухания или коэффициент скачкообразного ослабления волны
- Время активации связи пучка с волной
- Индикатор учета попутной волны
- Радиус трубчатого электронного пучка
- Средний радиус волновода
- Параметр Куранта
- Временные профили для тока пучка и энергии электронов
- Частота и глубина модуляции, величина энергетического разброса
- Продольные профили сопротивления связи с нулевой и  $(-1)$  пространственными гармониками
- Продольный профиль фазовой скорости.

Сохраняемые временные зависимости

- Коллекторный и катодный токи
- Полный заряд электронов в системе
- Электронный КПД (без усреднения по периоду колебаний)
- Волновой КПД
- Электрическое поле в выбранной точке
- Мощность волны на катодном и коллекторном краях системы
- Кинематическая мощность на катодном и коллекторном краях системы.

Информация, сохраняемая через заданные промежутки времени

- Фазовый портрет электронного пучка
- Разность фаз ВЧ поля и ВЧ тока как функция продольной координаты
- Амплитуды прямой и обратной волн как функции продольной координаты
- Величины модуля и фазы комплексной амплитуды ВЧ поля как функции продольной координаты
- Величины модуля и фазы первой временной гармоники ВЧ тока как функции продольной координаты
- Поле объемного заряда как функция продольной координаты
- Мощность энергообмена как функция продольной координаты
- Распределение электронов, покидающих систему, по кинетической энергии
- Энергетические траектории пробных электронов
- Фазовые траектории пробных электронов.

### Приложение 3. СООТНОШЕНИЯ ПОДОБИЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО ДИОДА И ТОК ОДИНОЧНОГО ЭМИТТЕРА<sup>23</sup>

*Соотношения подобия для электронного тока в диоде*

Рассмотрим стационарный электронный поток в диоде произвольной конфигурации, на катоде которого имеется эмиттер с неограниченной эмиссионной способностью. Считаем, что начальная скорость эмитированных электронов равна нулю. Предположим, что движение частиц в промежутке является нерелятивистским:  $\Gamma - 1 \ll 1$ , где  $\Gamma = 1 + eU/mc^2$ ,  $U$  — напряжение в диоде. Считаем, что внешнее магнитное поле отсутствует, а влиянием собственного магнитного поля на движение электронов пренебрегаем. Для простоты предположим, что электронный пучок может быть описан однопоточной гидродинамической моделью. Тогда параметры системы — скорость электронов  $\mathbf{v}$ , плотность заряда  $\rho$  и потенциал электрического поля  $\varphi$  — связаны системой уравнений

$$\begin{cases} (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\frac{e}{m}\nabla\varphi \\ \Delta\varphi = -4\pi\rho \\ \operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = 0 \end{cases}$$

с граничными условиями: на катоде  $\mathbf{v}|_k = 0$ ,  $\varphi|_k = 0$ ,  $\nabla_t\varphi|_k = 0$  (на неэмитирующей поверхности),  $\nabla\varphi|_{\text{э.м}} = 0$  (на эмитирующей поверхности), на аноде:  $\varphi|_a = \varphi_0 = U$  (где  $U$  — напряжение в диоде),  $\nabla_t\varphi|_a = 0$  (индекс  $t$  обозначает касательную к поверхности компоненту). Обозначив через  $L$  характерный линейный размер системы, введем безразмерные переменные и дифференциальные операторы  $\mathbf{r} = \mathbf{r}/L$ ,  $\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}(e\varphi_0/m)^{-1/2}$ ,  $\tilde{\varphi} = \varphi/\varphi_0$ ,  $\tilde{\rho} = \rho L^2/\varphi_0$ ,  $\tilde{\nabla} = L\nabla$ ,  $\tilde{\Delta} = L^2\Delta$ . Система уравнения и граничные условия в новых обозначениях принимают вид:

$$\begin{cases} (\tilde{\mathbf{v}}\tilde{\nabla})\tilde{\mathbf{v}} = -\tilde{\nabla}\tilde{\varphi} \\ \tilde{\Delta}\tilde{\varphi} = -4\pi\tilde{\rho} \\ \operatorname{div}(\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{v}}) = 0 \end{cases}, \quad (3-1)$$

<sup>23</sup> Теоретические результаты, приведенные в Приложении 3, получены С.Я. Беломытцевым и С.Д. Коровиным.

$\tilde{\mathbf{v}}|_k = 0$ ,  $\tilde{\varphi}|_k = 0$ ,  $\tilde{\nabla}_t \tilde{\varphi}|_k = 0$ ,  $\tilde{\nabla} \tilde{\varphi}|_{\text{э.м}} = 0$ ,  $\tilde{\varphi}|_a = 1$ ,  $\tilde{\nabla}_t \tilde{\varphi}|_a = 0$ . Граничные условия более не содержат  $\varphi_0$ . Следовательно, функции  $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ ,  $\rho(\mathbf{r})$ , являющиеся решением системы (3—1), также не зависят от  $\varphi_0$ . Вид этих функций определяется только формой электродов и не зависит от их абсолютных размеров. Величина плотности тока

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = I_a (e\varphi_0/mc^2)^{3/2} L^{-2} \tilde{\mathbf{j}}(\tilde{\mathbf{r}}) = \sqrt{e/m\varphi_0}^{3/2} L^{-2} \tilde{\mathbf{j}}(\tilde{\mathbf{r}})$$

где  $\tilde{\mathbf{j}} = \tilde{\rho}\tilde{\mathbf{v}}$ ,  $I_a = mc^3/e \approx 17$  кА — альфвеновский ток. Полный ток в системе равен

$$I = I_a (e\varphi_0/mc^2)^{3/2} F = \sqrt{e/m\varphi_0}^{3/2} F \quad (3—2)$$

причем величина форм-фактора  $F = \int_S \tilde{\mathbf{j}}(\mathbf{r}) d\mathbf{S}$  определяется лишь относительными размерами электродов и при пропорциональном изменении всех линейных размеров в диоде не изменяется. Последний интеграл берется по любой поверхности, содержащей поперечное сечение пучка, например, по поверхности эмиссии. Из выражения (3—2) следует зависимость тока от напряжения по закону «трех вторых», а также сохранение величины тока при пропорциональном изменении всех линейных размеров в диоде.

Полученные результаты справедливы и для гидродинамической модели с конечным числом потоков больше единицы (как показало численное моделирование, в случае полусферического эмиттера имеется взаимное пересечение электронных траекторий: число потоков равно двум — рис. 8, а).

#### *Ток диода с малым одиночным эмиттером*

Рассмотрим планарный диод с зазором  $D$ , с расположенным на плоскости катода полусферическим эмиттером радиуса  $R$ . Эмиттер обладает неограниченной эмиссионной способностью. Если поперечный размер электродов значительно превышает  $D$ , то, поскольку форма эмиттера задана, форм-фактор системы  $F$  является функцией единственного параметра  $R/D$ . Следовательно, в нерелятивистском приближении,

$$I = \sqrt{e/m\varphi_0}^{3/2} F(R/D).$$

Для определения вида функции  $F$  воспользуемся малостью радиуса эмиттера по сравнению с диодным зазором:  $R/D \ll 1$ . Очевидно, что при стремлении радиуса эмиттера к нулю ток и толщина электронного потока также стремятся к нулю, и

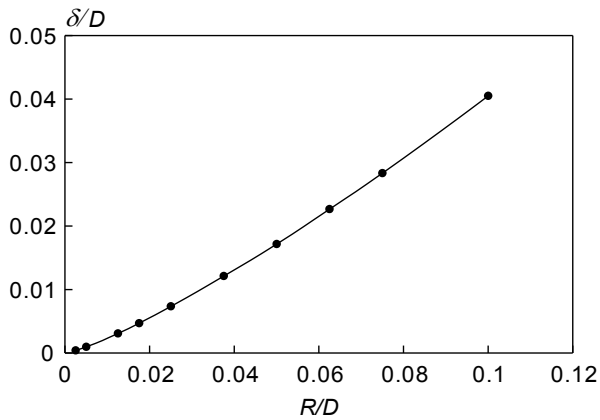


Рис. 114. Сдвиг поверхности с потенциалом  $U/2$  относительно середины диодного промежутка как функция радиуса полусферического эмиттера ( $\delta$  — величина сдвига). Расчет для зазора  $D = 4$  см,  $U = 500$  кВ (код SAM).

электронный поток слабо возмущает электрическое поле в зазоре. Распределение потенциала в диоде близко к линейному:  $\varphi(z) \approx \varphi_0 z/D$ . Численные расчеты подтверждают, что в практически важной области отношений  $R/D$  это действительно так (рис. 114).

Очевидно, что в диоде с линейным распределением потенциала величина тока при пропорциональном изменении напряжения и длины диодного промежутка сохраняется. Следовательно,

$\varphi_0^{3/2} D^{-3/2} = const$ , и  $F \propto (R/D)^{3/2}$ . Итак, выражение для тока одиночного эмиттера может быть записано в виде

$$I = \beta \sqrt{e/m} (RU/D)^{3/2}$$

где величина безразмерного множителя  $\beta$  определяется только формой эмиттера и может быть найдена численно (см. Главу 1, п. 1.4).

Аналогичные рассуждения приводят к выводу, что для эмиттеров «линейного» типа (например, полуцилиндрического — рис. 8, б) ток на единицу длины эмиттера зависит от его радиуса как  $dI/dl \propto R^{1/2} D^{-3/2}$ .

#### Приложение 4. О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИБЛИЖЕННОЙ РЕАЛИЗАЦИИ УСЛОВИЯ СИНФАЗНОСТИ ВЧ ТОКА И ВЧ ПОЛЯ В ОДНОРОДНОЙ ВЧ-СИСТЕМЕ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ОТВОДОМ МОЩНОСТИ

Обратим внимание на то, что синфазность ВЧ поля и ВЧ тока (4.4) в бегущем импульсе есть следствие баланса между процессом усиления волны, происходящим за счет ее взаимодействия с пучком (слагаемое  $\frac{1}{2}k^2ZI_\omega$  в правой части уравнения (4.2)), и диссипативным процессом, который заключается в непрерывном «перевode» энергии волны из синхронной гармоники в основную гармонику за счет уменьшения связи с синхронной гармоникой (слагаемое  $\frac{1}{2}E_s \frac{1}{Z} \frac{dZ}{dz}$ ). При этом «потери» носят активный характер — не сопровождаются изменением фазы ВЧ поля — откуда и следует синфазность ВЧ поля и ВЧ тока.

А. А. Ельчаниновым<sup>24</sup> было указано на принципиальную возможность реализации условия синфазности в системе с однородной связью при введении затухания для основной гармоники волны. Уравнение для комплексной амплитуды обратной волны в этом случае приобретает вид

$$\frac{1}{V_{gr}} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{N} I_\omega \hat{E}(r_b, z) e^{ih_s z} + h'' A,$$

здесь  $h''$  — декремент затухания. Сопоставляя это уравнение с уравнением (4.2), заметим, что неоднородная система с дифференциальным сопротивлением связи  $Z_d = kZ^2(dZ/dz)^{-1}$  эквивалентна однородной системе с затуханием волны, если декремент затухания зависит от продольной координаты как  $h''(z) = kZ_{-1}(z)/2Z_d \propto (z_{max} - z)^{-1}$ . Для обратной волны, распространяющейся в отсутствие электронного пучка, это означало бы затухание по закону  $A \propto (z_{max} - z)^{-1/2}$  — более слабое, чем «обычное» экспоненциальное.

В однородной системе с затуханием волны, в отличие от системы с неоднородной связью, невозможно обеспечить локальное, вблизи коллекторного края, самовозбуждение колебаний проходящим фронтом тока. Поэтому формирование компактного бегущего импульса в этом случае возможно лишь в идеализированной ситуации с нешумящим пучком и подачей начального сигнала на

<sup>24</sup> Не опубликовано.

коллекторный край прибора. Впрочем, как оказалось, привлекательность однородной системы с затуханием заключается не в возможности формирования короткого бегущего импульса, а в возможности получении высокоэффективной генерации ВЧ колебаний в квазистационарном режиме.

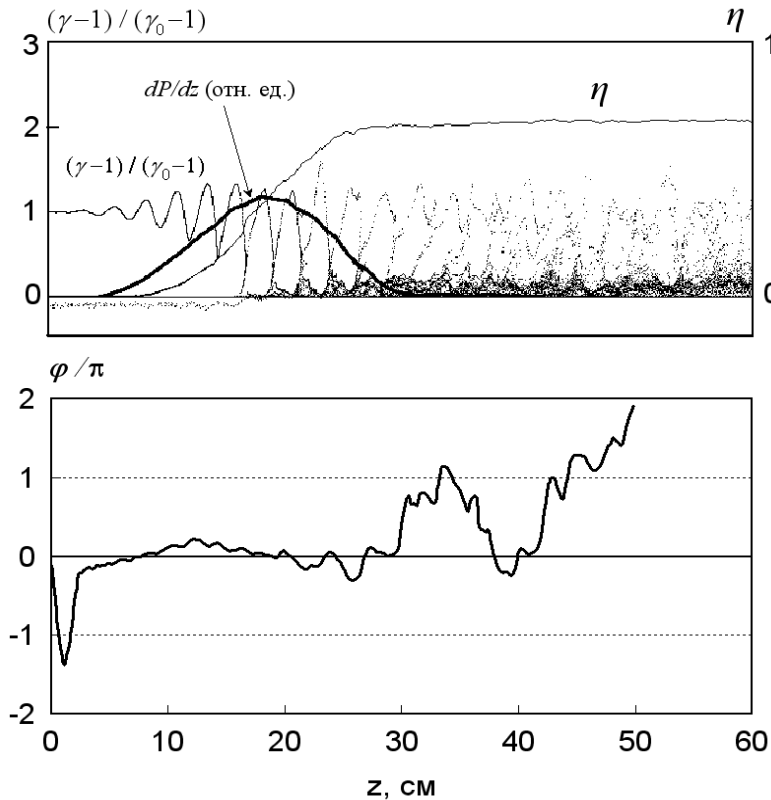


Рис. 115. Вверху: характеристики установившегося квазистационарного состояния: фазовый портрет, профиль энергообмена и зависимость КПД от продольной координаты в ЛОВ с диссипацией рабочей волны. Внизу: зависимость разности фаз ВЧ тока и ВЧ поля от продольной координаты ( $\epsilon_0 = 335$  кэВ,  $I_b = 6$  кА,  $Z_{-1} = 4$  Ом, декремент затухания волны  $h'' = 0.65$ ).

Расчет в одномерной модели с учетом объемного заряда пучка (средний радиус волновода 2 см, радиус пучка 1.7 см).

мощности излучения на катодном конце прибора практически отсутствует. Установившееся состояние никак не зависит от того, каким образом — локальным или нелокальным — происходило возбуждение системы. Как показали расчеты, величина электронного КПД (при оптимальной величине объемного заряда) может достигать 60—70 % в системе длиной  $\sim 10 \lambda$  и более (рис. 115).

Описанный факт пока не нашел объяснения. Заметим лишь, что данная ситуация характерна именно для экспоненциального затухания волны — более

На рис. 115 приведены результаты одномерного расчета для ситуации, когда рабочая волна затухает по экспоненциальному закону с *постоянным* декрементом. Особенность ситуации состоит в том, что возбужшийся ВЧ импульс при приближении к катодному краю системы прекращает движение (эффективная величина групповой скорости обращается в нуль). Происходит установление квазистационарного состояния, в котором ВЧ ток и ВЧ поле практически синфазны на участке, соответствующем наиболее интенсивному энергообмену. При этом поток

сильного, чем требуется для реализации автомодельного режима с бегущим импульсом.

Очевидно, что в гипотетическом квазистационарном СВЧ-генераторе, основанном на этом эффекте, должен быть реализован отвод СВЧ-мощности, распределенный по длине замедляющей системы, причем такой, чтобы получить требуемый декремент затухания волны  $h''$ . Данный вопрос требует отдельного изучения и выходит за рамки настоящей работы.



## ЛИТЕРАТУРНЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Абдуллин Э. Н., Шпак В. Г. **Генератор высоковольтных импульсов напряжения прямоугольной формы** // Приборы и техника эксперимента. – 1974. – № 5. – С. 86—88.
2. Айрапетов А. Ш., Феоктистов А. Л. **Предельный ток в нестационарном плоском диоде** // Краткие сообщения по физике. – 1990. – № 2. – С. 18—20.
3. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А., Слепков А. И. **Особенности черенковского излучения релятивистского электронного потока в гофрированном волноводе** // Журнал технической физики. – 1980. – Т. 50. – В. 11. – С. 2381—2389.
4. Александров А. Ф., Бляхман Л. Г., Галузо С. Ю., Нечаев В. Е. **Пристеночный вторично-эмиссионный разряд в электронике больших мощностей** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. В. 3. – Горький: ИПФ АН СССР, 1983. – С. 219—240.
5. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Кубарев В. А., Михеев В. В., Плетюшкин В. А. **СВЧ-пробой в релятивистском черенковском генераторе** / Тез. докл. IV Всес. симп. по сильноточной электронике. – Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982. – Ч. 1. – С. 163—166.
6. Андреев А. В. **Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты** // УФН. – 1990. – Т. 160. – В. 12. С. 1—46.
7. Антошкин М. Ю., Григорьев В. П., Коваль Т. В., Саблин Н. И. **Электромагнитный код в полярной системе координат для математического моделирования излучения в коаксиальном триоде с виртуальным катодом** // Математическое моделирование. – 1995. – Т. 7. – В. 8. – С. 25—35.
8. Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. **Исследование численной модели релитрона с модуляцией электронного потока и внешней управляемой обратной связью** // Известия Академии наук. Серия физическая. – 1999. – Т. 63. – № 12. – С. 2308—2315.
9. Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. **Численное исследование характеристик генерации виркатора-клизтрона с внешней запаздывающей обратной связью** // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т. 46. – № 5. – С. 588—592.
10. Артеменко С. Н., Августинович В. А., Каминский В. Л., Чумерин П. Ю., Юшков Ю. Г. **Экспериментальное исследование макета 25-мегаваттного СВЧ компрессора трехсантиметрового диапазона длин волн** // Журнал технической физики. – 2000. – Т. 70. – № 12. – С. 102—105.

11. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. **Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений.** – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
12. Банков С., Курушин А., Разевиг В. Д. **Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ–структур с помощью HFSS.** – Солон-пресс, 2004. – 208 с.
13. Безручко Б. П., Кузнецов С. П., Трубецков Д. И. **Экспериментальное наблюдение стохастических автоколебаний в динамической системе электронный пучок - обратная электромагнитная волна** // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – В. 3. – С. 180—184.
14. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. **Эффект экранировки в сильноточных диодах** // Письма в ЖТФ. – 1980. – Т. 6. – В. 18. – С. 1089—1092.
15. Беломытцев С. Я., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Федосов А. И. **Характеристики электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией** // Физика плазмы. – 1981. – Т. 7. – В. 1. – С. 86—90.
16. Бондарь Ю.Ф., Заворотный С.И., Ипатов А.Л., Карбушев Н.И., Ковалев Н.Ф., Лоза О.Т., Мхеидзе Г.П., Овчинников А.А., Рухадзе А.А., Цопп Л.Э. **Исследование генерации высокочастотного излучения в карсинотроне с релятивистским электронным пучком** // Физика плазмы. – 1983. – Т. 9. – В. 2. – С. 383—391.
17. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Нусинович Г. С., Петелин М. И. **Общие свойства высокочастотных приборов с длительной инерционной группировкой электронов** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. В. 1. – Горький: ИПФ АН СССР, 1979. – С. 249—274.
18. Бугаев С. П., Зайцев Н. И., Ким А. А., Кошелев В. И., Федосов А. И., Фукс М. И. **Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. В. 2. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – С. 37.
19. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. **Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы.** – Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1991. – 296 с.
20. Бугаев С. П., Литвинов Е. А., Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. **Взрывная эмиссия электронов** // УФН. – 1975. – Т. 115. – В. 1. – С. 101.
21. Бурсиан В., Павлов В. **Об одном частном случае влияния объемного заряда на прохождение потока электронов в пустоте** // Журнал Русского физико-химического общества. – 1923. – Т. LV. – В. 1—3. – С. 71—80.
22. Бэдсел Ч., Ленгдон А. **Физика плазмы и численное моделирование.** – М.: Энергоиздат, 1989. – 455 с.
23. Вайнштейн Л. А. **Электромагнитные волны.** – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
24. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. **Лекции по сверхвысокочастотной электронике.** – М.: Советское радио, 1973. – 398 с.

25. Власов С. Н., Казакова Н. Г., Копосова Е. В. **Компрессия СВЧ импульсов с помощью дифракционных решеток** // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68. – № 2. – С. 82—90.
26. Воронин В. С., Зозуля Ю. Т., Лебедев А. Н. **Самосогласованные стационарные состояния потока релятивистских электронов в пролетном пространстве** // Журнал технической физики. – 1972. – Т. XLII. – Вып. 3. – С. 546—552.
27. Гадецкий Н. П., Магда И. И., Найстетер С. И., Прокопенко Ю. В., Чумаков В. И. **Генератор на сверхкритическом токе РЭП с управляемой обратной связью — виртод** // Физика плазмы. – 1993. – Т. 19. – В. 4. – С. 530—538.
28. Галаган А.В., Руженцев И.В., Шадрин А.А. **Численное моделирование электронно-волнового взаимодействия в системах со скрещенными полями с учетом трехмерных эффектов** // Радиотехника и электроника. – 1992. – В. 3. – С. 494—503.
29. Гапонов–Грехов А. В., Петелин М. И. **Релятивистская высокочастотная электроника** // Вестник АН СССР. – 1979. – № 4. – С. 11—23.
30. Гвоздовер З. Д. **Теория электронных приборов сверхвысоких частот.** – М: Гостехтеориздат, 1956. – 527 с.
31. Гинзбург Н. С. **Об эффекте сверхизлучения сгустков релятивистских электронных осцилляторов** // Письма в ЖТФ. – 1988. – Т. 14. – В. 5. – С. 440—443.
32. Гинзбург Н. С., Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кулагин И. С., Новожилова Ю. В., Розенталь Р. М., Сергеев А. С. **Хаотическая генерация в лампе обратной волны мегаваттного уровня мощности** // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71. – В. 11. – С. 73—80.
33. Гинзбург Н. С., Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кулагин И. С., Новожилова Ю. В., Сергеев А. С., Ткаченко А. К. **Наблюдение автомодуляционных режимов генерации в мощной ЛОВ** // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – В. 20. – С. 66—71.
34. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Коноплев И. В., Сергеев А. С., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Яландин М. И. **Экспериментальное наблюдение эффекта циклотронного сверхизлучения** // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63. – В. 5. – С. 322—326.
35. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. **Об особенностях усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарных электронных пучков** // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – В. 23. – С. 8—15.
36. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. **Генерация и усиление импульсов черенковского сверхизлучения электронными пучками с изменяющейся энергией частиц** // Известия вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46. – № 10. – С. 883—890.
37. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П. **Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника.

- Проблемы повышения мощности и частоты излучения. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – С. 101—144.
38. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. **Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ** // Известия вузов. Радиофизика. – 1978. – Т. 21. – № 7. – С. 1037—1052.
39. Годунов С.К., Рябенский В.С. **Разностные схемы.** – М.: Наука, 1977. – 439 с.
40. Григорьев В. П., Антошкин М. Ю., Коваль Т. В. **Численное исследование излучения аксиально-несимметричных электромагнитных волн в коаксиальных триодах с виртуальным катодом** // Журнал технической физики. – 1995. – Т. 65. – № 3. – С. 80—85.
41. Гришин Д. М., Губанов В. П., Коровин С. Д., Любутин С. К., Месяц Г. А., Никифоров А. В., Ростов В. В., Рукин С. Н., Словиковский Б. Г., Ульмаскулов М. Р., Шарыпов К. А., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И. **Генерирование мощных субнаносекундных СВЧ импульсов диапазона 38 ГГц с частотой повторения до 3.5 кГц** // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – В. 19. – С. 24—31.
42. Губанов В. П., Гунин А. В., Коровин С. Д., Степченко А. С. **Наносекундный высоковольтный импульсно-периодический генератор на основе спиральной формирующей линии** // Приборы и техника эксперимента. – 2002. – № 1. – С. 73—75.
43. Диденко А. Н., Григорьев В. П., Жерлицын А. Г. **Генерация электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом** // в кн.: Плазменная электроника. – Киев: Наукова думка, 1989. – С. 112—131.
44. Диденко А. Н., Рашиков В. И. **Генерация мощных СВЧ колебаний в системах с виртуальным катодом** // Физика плазмы. – 1992. – Т. 18. – В. 9. – С. 1182—1190.
45. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. **Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности.** – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
46. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. **Эмиссионная электроника.** – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1966. – 564 с.
47. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. **Моделирование виркатора с внутренней обратной ТЕМ-связью** // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – В. 20. – С. 89—94.
48. Ельчанинов А. А., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Ландль В. Ф., Лопатин В. В., Месяц Г. А. **Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов** / в кн.: Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. – Новосибирск: Наука, 1983. – С. 5—21.
49. Ельчанинов А. А., Климов А. И., Куркан К. И. **Гетеродинный измеритель спектральных характеристик мощных наносекундных С.В.Ч.-импульсов трехсантиметрового диапазона** // Приборы и техника эксперимента. – 2000. – № 1. – С. 98—100.
50. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. **Ограничение длительности мощных импульсов СВЧ излучения в**

- релятивистском карсинотроне** // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7. – В. 19. – С. 1168—1171.
51. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. **Сильноточные импульсно–периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ–излучения** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 2. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – С. 5—21.
52. Железняков В. В. **Что такое сверхизлучение** // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – № 4. – С. 52—57.
53. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. **Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах** // Успехи физических наук. – 1989. – Т. 159. – В. 2. – С. 193—260.
54. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кольчугин Б. Д., Фукс М. И. **Экспериментальное исследование релятивистского карсинотрона** // Журнал технической физики. – 1982. – Т. 52. – В. 8. – С. 1611—1617.
55. Зайцев Н. И., Ковалев Н. Ф., Кораблев Г. С., Кулагин И. С., Офицеров М. М. **Релятивистский карсинотрон с длиной волны 3 сантиметра и длительностью импульса 0,4 микросекунды** // Письма в ЖТФ. – 1981. – Т. 7. – В. 14. – С. 879—882.
56. Иванов В. Я. **Методы автоматизированного проектирования приборов электроники. Ч. 1. Алгоритмы расчета физических полей.** – Новосибирск: Институт математики, 1986. – 192 с.
57. **Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов** / Г. В. Глебович, А. В. Андриянов, Ю. В. Введенский и др. Под ред. Глебовича Г. В. – М.: Радио и связь, 1984. – 256 с.
58. Ковалев Н.Ф. **Исследование высокочастотных генераторов обратной волны, основанных на индуцированном черенковском излучении сильноточных релятивистских электронных потоков.** Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. – Горький, 1983. – 173 с.
59. Ковалев Н.Ф. **Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ** // Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ. – 1978. – № 3. – С. 102.
60. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. **Приборы типа «О», основанные на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов** / в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. В. 1. – Горький: ИПФ АН СССР, 1979. – С. 76—113.
61. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В., Цопп Л. Э. **Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов** // Письма в ЖТФ. – 1973. – Т. 18. – № 4. – С. 232—235.
62. Ковалев Н. Ф., Петрухина В. И., Сморгонский А. В. **Радиотехника и электроника.** – 1975. – Т. 20. – № 7. – С. 1547.

63. Коровин С. Д. **Трансформатор Тесла в сильноточных импульсно–периодических ускорителях.** Препринт № 47. – Томск: ТФ СО АН СССР, 1988. – 38 с.
64. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В., Ульмаскулов М. Р., Шарыпов К. А., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Яландин М. И. **Высокоэффективная генерация импульсов субнаносекундной длительности в релятивистской ЛОВ миллиметрового диапазона длин волн** // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28. – В. 2. – С. 81—89.
65. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В. **Влияние попутной волны на работу однородной релятивистской ЛОВ** // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20. – В. 1. – С. 12—16.
66. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Морэлэнд Л. Д., Шамильоглы Э. **Влияние попутной волны на эффективность генерации СВЧ–излучения в релятивистской ЛОВ** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 49—55.
67. Коровин С. Д., Ростов В. В. **Сильноточные наносекундные импульсно–периодические ускорители электронов на основе трансформатора Тесла** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 21—30.
68. Котетешвили П. В., Рыбак П. В., Тараканов В. П. **KARAT — средство вычислительного эксперимента в электродинамике.** Препринт № 44. – М.: ИОФ АН СССР, 1991. – 46 с.
69. Кузелев П. В., Поезд А. О., Рухадзе А. А., Свешников А. Г., Якунин С. А. **Применение консервативных разностных схем для моделирования нестационарных процессов в виркаторах** // Математическое моделирование. – 1989. – № 10. – С. 16—22.
70. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. **Плазменная релятивистская СВЧ–электроника** / Под ред. А. А. Рухадзе. – Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002. – 543 с.
71. Курилко В. И., Файнберг Я. Б. **Об одной возможности модуляции сильноточных электронных пучков** // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2. – В. 2. – С. 397—400.
72. Куркан И. К., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. **О возможности снижения магнитного поля в релятивистской ЛОВ** // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – № 10. – С. 43—47.
73. Лоза О. Т. **Сильноточные релятивистские электронные пучки микросекундной длительности и СВЧ–генераторы на их основе.** Дисс. ... докт. физ.–мат. наук. – М., 2004. – 322 с.
74. Магда И. И., Пашенко А. В., Романов С. С., Шаповал И. Н. **К теории пучковых обратных связей в генераторах с виртуальным катодом** // Вопросы атомной науки и техники. Серия 3. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2003. – № 4. – С. 167—170.
75. Меньшиков Л. И. **Сверхизлучение и некоторые родственные явления** // Успехи физических наук. – 1999. – Т. 42. – В. 2. – С. 113—154.

76. Месяц Г. А. **Импульсная энергетика и электроника**. – М.: Наука, 2004. – 704 с.
77. Месяц Г. А. **Эктоны. Ч. 1—3**. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993, 1994.
78. Месяц Г. А. **Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга**. – М.: Наука, 2000. – 423 с.
79. Месяц Г. А. **Генерирование мощных наносекундных импульсов**. – М.: Советское радио, 1974. – 256 с.
80. Месяц Г. А., Литвинов Е. А. **О вольтамперной характеристике диода с острым катодом в режиме взрывной эмиссии электронов** // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1972. – В. 8. – С. 158—160.
81. Месяц Г. А., Проскуровский Д. И. **Импульсный электрический разряд в вакууме**. – Новосибирск: Наука, 1984. – 256 с.
82. Миллер Р. **Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц**. – М.: Мир, 1984. – 431 с.
83. Молоковский С. И., Сушков А. Д. **Интенсивные электронные и ионные пучки**. – Л.: Энергия, 1972. – 270 с.
84. Нечаев В. Е. **Аналитическая теория формирования трубчатых электронных пучков различной толщины в сильноточных коаксиальных диодах с магнитной изоляцией** // Известия вузов. Радиофизика. – 1991. – Т. 34. – № 9. – С. 1027—1039.
85. Нечаев В. Е. **Приближенное аналитическое решение задачи формирования релятивистского электронного пучка в коаксиальном диоде при различных изолирующих магнитных полях** // Известия вузов. Радиофизика. – 1984. – Т. 27. – № 5. – С. 628—634.
86. Нечаев В. Е., Солуянов Е. И., Фукс М. И. **Управление током трубчатого пучка электронов с помощью экранирующего пучка в диоде с магнитной изоляцией** // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5. – В. 2. – С. 113—117.
87. Привезенцев А. П., Саблин Н. И., Филипенко Н. М., Фоменко Г. П. // **Радиотехника и электроника**. – 1992. – Т. 37. – № 7. – С. 1242—1247.
88. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. **Введение в теорию колебаний и волн**. – М.: Наука, 1984. – 432 с.
89. Романов П. В., Рошаль А. С., Галимуллин В. Н. **О расчете методом Монте-Карло электронного потока в скрещенных полях** // Известия вузов. Радиофизика. – 1979. – Т. 13. – № 10. – С. 1554.
90. Рошаль А. С. **Моделирование заряженных пучков**. – М.: Атомиздат, 1979. – 340 с.
91. Рухадзе А. А., Столбецов С. Д., Тараканов В. П. **Виркаторы (обзор)** // **Радиотехника и электроника**. – 1992. – № 3. – С. 385—396.
92. Селемир В. Д., Алехин Б. В., Ватрунин В. Е., Дубинов А. Е., Степанов Н. В., Шамро О. А., Шибалко К. В. **Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ-приборов с виртуальным катодом** // **Физика плазмы**. – 1994. – Т. 20. – В. 7, 8. – С. 689—708.

93. Сигов Ю. С. **Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Избранные труды** / Сост. Г. И. Змиевская, В. Д. Левченко. – М.: Физматлит, 2001. – 288 с.
94. Силин Р. А., Сазонов В. П. **Замедляющие системы**. – М.: Сов. радио, 1966. – С. 104.
95. **Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии** / под ред. Г. А. Месяца. – Новосибирск: Наука, 1983. – 168 с.
96. Тараканов В. П. **Универсальный электромагнитный код КАРАТ** / в кн.: Математическое моделирование. Проблемы и результаты. – М.: Наука, 2003. – С. 456—476.
97. Тараненко З. И., Трохименко Я. К. **Замедляющие системы**. – Киев, 1965. – С. 39.
98. Тиунов Б. М., Фомель В. П., Яковлев В. П. **SAM — интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ**. Препринт № 89–159. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989. – 66 с.
99. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. **Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Том 1**. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 496 с.
100. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. **Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Том 2**. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 648 с.
101. Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П. **К расчету характеристик электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией** // Известия вузов. Физика. – 1977. – № 10. – С. 134—135.
102. Хармут Х.Ф. **Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи**. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
103. Храмов А. Е. **О влиянии обратной связи на характеристики генерации прибора с виртуальным катодом** // Радиотехника и электроника. – 1999. – Т. 44. – № 1. – С. 116—117.
104. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. **Аналитические методы расчета в СВЧ-электронике**. М.: Советское радио, 1970. – 584 с.
105. Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Яландин М. И., Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С., Коноплев И. В., Фелпс А. Д. Р., Кросс А. В., Кук С., Айткен П. **Циклотронное сверхизлучение сильноточного электронного сгустка в режиме группового синхронизма** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 89—97.
106. Шпак В. Г., Яландин М. И., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р. **Генерирование мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов субнаносекундной длительности** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 119—127.
107. Шубин А. Ф., Юрике Я. Я. **О росте тока в начальной стадии вакуумного пробоя между плоскими электродами при медленном увеличении напряжения** // Известия вузов. Физика. – 1975. – № 6. – С. 134—136.
108. **Электроника ламп с обратной волной** / под ред. В. Н. Шевчика, Д. И. Трубецкова. – Саратов: Саратов. университет, 1975. – 195 с.



109. Artemenko S. N., Avgustinovich V. A., Stuly A. A. **Time compression of high-power microwave pulses in multimode cavities** // Proc. 1<sup>st</sup> Int'l Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 24—29 Sept 2000. – V. 2. – PP. 429—433.
110. Agee F. J. **Evolution of pulse shortening research in narrow band, high power microwave sources** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. – V. 26. – No. 3. – PP. 235—245.
111. Andreev Yu. A., Gubanov V. P., Efremov A. M., Koshelev V. I., Korovin S. D., Kovalchuk B. M., Kremnev V. V., Plisko V. V., Stepchenko A. S., Sukhushin K. N. **High-power ultrawideband radiation source** // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – No. 2. – PP. 211—217.
112. Baum C. E., Farr E. G. **Impulse radiating antennas** / В кн.: Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics. H. L. Bertoni, L. Karin, L. B. Felsen, Eds. New York: Plenum Press, 1993. – PP. 139-147.
113. Benford J., Benford G. **Survey of pulse shortening in high-power microwave sources** // IEEE Trans. Plasma. Sci. – 1997. – V. 25. – No. 2. – PP. 311—317.
114. Benford J., Swegle J. **High-power microwaves**. Norwood, MA: Artech House, Inc., 1992. – 412 p.
115. Bridges W. B., Birdsall C. K. **Space-charge instabilities in electron diodes. II** // J. Applied Phys. – 1963. – V. 34. – No. 10. – PP. 2946—2955.
116. Bykov N. M., Gubanov V. P., Gunin A. V., Korovin S. D., Kutenkov O. P., Landl V. F., Polevin S. D., Rostov V. V. **Development of long lifetime cold cathode** / Proc. 10<sup>th</sup> IEEE Int. Pulsed Power Conf., Albuquerque, NM, July 3—6, 1995. – PP. 71—74.
117. Bykov N. M., Gubanov V. P., Gunin A.V., Korovin S. D., Polevin S. D., Mesyats G. A., Roitman A. M., Rostov V. V. **Relativistic pulsed-periodic microwave oscillators** / Proc. 8<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'90), Novosibirsk, July 2—5, 1990. – PP. 1141—1146.
118. Carmel Y., Ivers J., Krebel R. E., Nation J. A. **Intense coherent radiation due to the interaction of a relativistic electron beam with a slow-wave structure** // Phys. Rev. Letters. – 1974. – V. 33. – P. 21.
119. Chumerin P. Yu., Yushkov Yu. G. **Obtaining of microwave compressor output pulses of gigawatt power level** // Proc. 1<sup>st</sup> Int'l Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 24—29 Sept 2000. – V. 2. – PP. 434—436.
120. **Computer applications in plasma science and engineering** / Drobot A. T. (Ed.). – Springer-Verlag, 1991. – 457 p.
121. Davis H. A., Bartsch R. R., Kwan T. J. T., Sherwood E. G., Stringfield R. M. **Experimental confirmation of the Reditron concept** // IEEE Trans. Plasma. Sci. – 1988. – V. 16. – No. 2. – PP. 192—198.
122. Dicke R. H. **Coherence in spontaneous radiation processes** // Phys. Rev. – 1954. – V. 93. – No. 1. – PP. 99—110.

123. Djogo G., Cross J. D. **Circuit modeling of a vacuum gap during breakdown** // IEEE Trans. Plasma. Sci. – 1997. – V. 25. – N. 4. – PP. 617—624.
124. El'chaninov A. S., Zagulov F. Ya., Korovin S. D., Mesyats G.A., Rostov V.V. **The REB pulse-periodic microwave generators** / Proc. 4<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beams (BEAMS'81), Palaiseau, 1981. – V. 2. – PP. 847—852.
125. Gill E. W. B., Morrell J. H. **Short electric waves obtained by valves** // Phil. Mag. S. 6. – 1922. – V. 44. – No. 259. – PP. 161—178.
126. Ginzburg N. S., Novozhilova N. Yu., Zotova I. V., Sergeev A. S., Peskov N. Yu., Phelps A. D. R., Wiggins S. M., Cross A. W., Ronald K., He W., Shpak V. G., Yalandin M. I., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Tarakanov V. P. **Generation of powerful subnanosecond microwave pulses by intense electron bunches moving in a periodic backward wave structure in the superradiative regime** // Phys. Rev. E. – 1999. – V. 60. – PP. 3297—3304.
127. Giri D. V., Lackner H., Smith I. D., Morton D. W., Baum C. E., Marek J. R., Prather W. D., Scholfield D. W. **Design, fabrication, and testing of a paraboloidal reflector antenna and pulser system for impulse-like waveforms** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1997. – V. 25. – No. 2. – PP. 318—326.
128. Goplen B., Ludeking L., McDonald J., Warren G., Worl L. **MAGIC User's Manual**. Rep. MRC/WDC-R-216. – Mission Research Corp., Newington, VA. – 1988.
129. Granatstein V. L., Alexeff I. **High-power microwave sources**. Artech House, 1987. – 564 p.
130. **High-power microwave sources and technology** / R. J. Barker, E. Schamiloglu, Eds. – New York, NY: IEEE Press/John Wiley and Sons, 2001. – 528 p.
131. Hockney R. W., Eastwood J. W. **Computer simulation using particles**. – Institute of Physics Publishing, 1988. – 540 p.
132. **HP High-Frequency Structure Simulator 5.0. User's Reference**. Hewlett-Packard, 1987.
133. Huttlin G.A., Bushell M.S., Conrad D.B., Davis D.P., Ebersole K.L., Judy D.C., Lezcano P.A., Litz M.S., Pereira N.R., Ruth B.G., Weidenheimer D.M., Agee, F.J. **The Reflex-Diode HPM Source on Aurora** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1990. – V. 18. – PP. 618—625.
134. Jiang W., Kristiansen M. **Theory of the virtual cathode oscillator** // Physics of plasmas. – 2001. – V. 8. – No. 8. – PP. 3781—3787.
135. Jiang W., Woolverton K., Dickens J., Kristiansen M. **High power microwave generation by a coaxial virtual cathode oscillator** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27. – No 5. – PP. 1538—1542.
136. Jiang W., Dickens J., Kristiansen M. **Efficiency enhancement of a coaxial virtual cathode oscillator** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1999. – V. 27. – No. 5. – PP. 1543—1544.
137. Jory H. R., Trivelpiece A. W. **Exact relativistic solution for the one-dimensional diode** // Journal of Applied Physics. – 1969. – V. 40. – No. 10. – PP. 3924—3926.

138. Kovalev N. F., Nechaev V. E., Petelin M. I., Zaitsev N. I. **Scenario of output pulse shortening in microwave generators driven by relativistic electron beams** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. – V. 26. – No. 3. – PP. 246—251.
139. Koshelev V. I., Buyanov Yu. I., Kovalchuk B. M., Andreev Yu. A., Belichenko V. P., Efremov A. M., Plisko V. V., Sukhushin K. N., Vizir V. A., Zorin V. B. **High-power ultrawideband electromagnetic pulse radiation** // Proc. SPIE. – 1997. – V. 3158. – PP. 209—219.
140. Langmuir I. **The effect of space charge and initial velocities on the potential distribution and thermionic current between parallel plane electrodes** // Physical Review. – 1923. – V. 21. – No. 4. – PP. 419—425.
141. Loza O. T., Strelkov P. S. **Microwave pulse shortening in relativistic high-current microwave oscillators** // Digest of Technical Papers. Int. Workshop on HPM Generation and Pulse Shortening, Edinburg, UK, 10—12 June 1997. – PP. 103—108.
142. Menzel M. T., Stokes H. K. **User's guide to POISSON/SUPERFISH group of codes**. – Los Alamos, NM: LANL, 1987.
143. Mesyats G. A. **Physics of electron emission from metal-dielectric cathodes** // IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation. – 1995. – V. 2. – N. 2. – P. 272 – 276.
144. Mesyats G. A. **The problem of pulse shortening in relativistic microwave generators** / in: High Power Microwave Generation and Applications. P. Caldirola, E. Sindoni, C. Wharton (Eds.). Bologna, Italy: SIF, 1992. – P. 345.
145. Mesyats G. A., Korovin S. D., Gunin A. V., Gubanov V. P., Stepchenko A. S., Grishin D. M., Landl V. F., Alekseenko P. I. **Repetitively pulsed high-current accelerators with transformer charging of forming lines** // Laser and Particle Beams. – 2003. – V. 21. – Issue 2. – PP. 197—209.
146. Miller R. B., McCullough W. F., Lancaster K. T., Muehlenweg C. A. **Super-Reltron theory and experiments** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1992. – V. 20. – No. 3. – PP. 332—343.
147. Myakishev D. G., Tiunov M. A., Yakovlev V. P. **Code SUPERSAM for calculation of electron guns with high beam area convergence** // Int. J. Mod. Phys. A (Proc. Suppl.) 2B. – 1993. – V. II. – PP. 915—917.
148. Nezhevenko O. A., Yakovlev V. P., Gold S. H., Kinkead A. K. **High-power high-convergence electron gun for an 11.424-GHz pulsed magnicon** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – V. 30. – No. 3. – pp. 1120—1231.
149. Poulsen P., Morrison J. J., Greenwood D. W. **Results of the AFWL/LLNL SSVCO experiments** / Proc. 7<sup>th</sup> IEEE Int. Pulsed Power Conf., Monterey, CA, 1989. – PP. 927—930.
150. Price D., Fittinghoff D., Benford J., Sze H., Woo W. **Operational features and microwave characteristics of the Vircator II experiment** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1988. – V. 16. – No. 2. – PP. 177—184.
151. Schumer J. W., Swanekamp S. B., Ottinger P. F., Commisso R. J., Weber B. V., Smithe D. N., Ludeking L. D. **MHD-to-PIC transition for modeling of conduction**

- and opening in a plasma opening switch** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2001. – V. 29. – No. 3. – PP. 479—493.
152. Stark R. A., Chen H. C., Uhm H. S. **Simulation studies of relativistic magnetrons** // SPIE Proc. – 1990. – V. 1226. – P. 90.
153. Tarakanov V. P. **User's manual for code KARAT**. – Springfield, VA: Berkeley Research Associates, Inc., 1992.
154. Theodorou E. A., Gorman B. A., Rigg P. R., Kong F. N. **Broadband pulse-optimized antenna** // Proc. IEE. – 1981. – V. 128. – Pt. H. – No. 3. – PP. 124—130.
155. **Ultrawideband Radar** / LaHaie I. J. (Ed.). – Los Angeles: SPIE Proceedings Series, 1992. – V. 1631.
156. Verboncoeur J. P., Langdon A. B., Gladd N.T. **An object-oriented electromagnetic PIC code** // Computer Physics Communications. – 1995. – No. 87. – P. 199.
157. Yalandin M. I., Shpak V. G., Shunailov S. A., Oulmaskoulov M. R., Ginzburg N. S., Zotova I. V., Novozhilova Yu. V., Sergeev A. S., Phelps A. D. R., Cross A. W., Wiggins S. M., Ronald K. **Generation of powerful subnanosecond microwave pulses in the range of 38—150 GHz** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2000. – V. 28. – No. 5. – PP. 1615—1619.
158. Yu S. P., Kooyers G. P., Buneman O. **Time-dependent computer analysis of electron-wave interaction in crossed fields** // Journal of Applied Physics. – 1965. – V. 36. – No. 8. – P. 2550.

#### Список публикаций по теме диссертации с участием автора

- 1а. Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В., Степченко А. С. **Исследование генерации мощного широкополосного излучения** / в кн.: Физика микроволн. – Нижний Новгород, ИПФ РАН: 1996. – Т. 1. – С. 49—56.
- 2а. Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В., Степченко А. С. **Исследование генерации мощного широкополосного излучения. 2. Генератор мощных наносекундных импульсов с высокой частотой повторения** / в кн.: Физика микроволн: сборник отчетов по научным проектам МНТП России. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. – Т. 1. – С. 47—50.
- 3а. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Пегель И. В. **Ток в сильноточном планарном диоде с дискретной эмиссионной поверхностью** // Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69. – Вып. 6. – С. 97—101.
- 4а. Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Пегель И. В. **Условие постоянства тока во времени в сильноточном планарном диоде** // Письма в ЖТФ. – 1998. – Т. 24. – № 5. – С. 63—69.
- 5а. Гапоненко А. М., Карлик К. В., Кицанов С. А., Климов А. И., Коновалов И. Н., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Пегель И. В., Полевин С. Д., Проскуровский Д. И., Сухов М. Ю. **Увеличение длительности микроволнового импульса релятивистской ЛОВ с мощностью 3 ГВт** // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27. – В. 4. – С. 39—46.

- 6а. Губанов В. П., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В., Степченко А. С., Тараканов В. П. **Генерация мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов наносекундной длительности в системе с коаксиальным ТЕМ–рупором** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 110—118.
- 7а. Гунин А. В., Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Степченко А. С., Сухов М. Ю. **Релятивистская 3–сантиметровая ЛОВ с импульсной мощностью 3 ГВт** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 84—88.
- 8а. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В., Рукин С. Н., Шпак В. Г., Яландин М. И. **Сверхизлучательный режим релятивистской ЛОВ с высокой пиковой мощностью микроволновых импульсов** // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2003. – Т. 46. – В. 3–4. – С. 55—65.
- 9а. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В. **Генерирование коротких мощных СВЧ–импульсов в режиме пространственного накопления электромагнитной энергии** // Вопросы атомной науки и техники. Серия 3. Плазменная электроника и новые методы ускорения. – 2003. – № 4. – С. 20—25.
- 10а. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В., Яландин М. И. **Генерация мощных сверхкоротких импульсов СВЧ–излучения** // Известия вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46. – № 8—9. – С. 1—9.
- 11а. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Ростов В. В., Пегель И. В., Месяц Г. А., Яландин М. И., Гинзбург Н. С. **Черенковское сверхизлучение с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного потока** // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Т. 77. – № 6. – С. 266—269.
- 12а. Ефремов А. М., Жерлицын А. А., Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Ковальчук Б. М., Куркан И. К., Кутенков О. П., Логинов С. В., Пегель И. В., Полевин С. Д. **Виркатор дециметрового диапазона с предмодуляцией электронного пучка на основе компактного генератора с индуктивным накопителем энергии** // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27. – В. 7. – С. 57—63.
- 13а. Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д. **Виркатор с предмодуляцией электронного пучка на основе сильноточного импульсно–периодического ускорителя** // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72. – В. 5. – С. 82—90.
- 14а. Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д. **Релятивистская резонансная ЛОВ дециметрового диапазона длин волн** // Известия вузов. Радиофизика. – 2003. – Т. 46. – № 10. – С. 891 – 896.
- 15а. Кицанов С. А., Коровин С. Д., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д. **Резонансная релятивистская ЛОВ дециметрового диапазона с импульсной мощностью 5 ГВт** // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29. – В. 6. – С. 87—94.
- 16а. Коровин С. Д., Гунин А. В., Губанов В. П., Климов А. И., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ройтман А. М., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. **Разработка, создание и исследование мощных эффективных источников СВЧ–**

- излучения на базе сильноточных импульсно–периодических ускорителей** / в кн.: Физика микроволн. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1996. – Т. 1. – С. 43—48.
- 17а. Коровин С. Д., Гунин А. В., Губанов В. П., Климов А. И., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ростов В. В., Тотьменинов Е. М. **Разработка, создание и исследование мощных эффективных источников СВЧ–излучения на базе сильноточных импульсно–периодических ускорителей** // в кн.: Физика микроволн: сборник отчетов по научным проектам МНТП России. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. – Т. 1. – С. 41—44.
- 18а. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Пегель И. В., Полевин С. Д., Тараканов В. П. **Механизм ограничения длительности микроволнового импульса релятивистской ЛОВ** // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25. – В. 6. – С. 27—36.
- 19а. Коровин С. Д., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ростов В. В. **Виркаторы** / в кн.: Вакуумная СВЧ электроника (сборник обзоров). – Нижний Новгород, 2002. – С. 149—152.
- 20а. Коровин С. Д., Пегель И. В., Полевин С. Д., Ростов В. В. **Импульсно–периодические микроволновые генераторы с релятивистскими электронными пучками** / в кн.: Вакуумная СВЧ электроника (сборник обзоров). – Нижний Новгород, 2002. – С. 144—148.
- 21а. Пегель И. В. **Влияние объемного заряда на процессы формирования сильноточных электронных пучков и их взаимодействия с электромагнитными полями** / Дисс. ... канд. физ.–мат. наук. – Томск, 1995. – 171 с.
- 22а. Пегель И. В. **Исследование нестационарных процессов при формировании сильноточных электронных пучков наносекундной длительности** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 31—48.
- 23а. Пегель И. В. **Моделирование нестационарных процессов в релятивистской лампе обратной волны методом макрочастиц** // Известия вузов. Физика. – 1996. – № 12. – С. 62—83.
- 24а. Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р., Яландин М. И., Пегель И. В. **Экспериментальное исследование динамики сильноточного наносекундного сгустка субнаносекундной длительности** // Письма в ЖТФ. – 1996. – Т. 22. – В. 7. – С. 65—69.
- 25а. Belomytsev S. Ya., Korovin S. D., Pegel' I. V. **Time dependence of high–current vacuum diode impedance resulting from cathode plasma expansion** / Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on High–Power Particle Beams (BEAMS'98), Haifa, Israel, 7—12 June 1998. – V. 1. – PP. 424—427.
- 26а. Belomytsev S. Ya., Korovin S. D., Pegel' I. V. **Time dependence of high–current vacuum diode impedance resulting from cathode plasma expansion** // IEEE Trans. Plasma. Sci., Dec 1999, V. 27, No. 6, PP. 1572—1577.
- 27а. Elchaninov A. A., Korovin S. D., Pegel I. V., Rostov V. V., Shpak V. G., Yalandin M. I. **Highly efficient generation of subnanosecond microwave pulses in Ka–band**

- and nanosecond pulses in X-band** / Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'02), Albuquerque, NM, 23—28 June 2002. – PP. 279—282.
- 28a. Eltchaninov A. A., Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Rostov V. V., Shpak V. G., Yalandin M. I. **Review of studies of superradiative microwave generation in X-band and Ka-band relativistic BWO's** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2004. – V. 32. – No. 3. – Part 1. – PP. 1093–1099.
- 29a. Eltchaninov A. A., Korovin S. D., Rostov V. V., Pegel I. V., Mesyats G. A., Rukin S. N., Shpak V. G., Yalandin M. I., Ginzburg N. S. **Production of short microwave pulses with a peak power exceeding the driving electron beam power** // Laser and particle beams. – 2003. – V. 21. – Issue 02. – PP. 187—196.
- 30a. Gaponenko A. M., Karlik K. V., Kitsanov S. A., Klimov A. I., Konovalov I. N., Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Proskurovsky D. I., Sukhov M. Yu. **Lengthening of microwave pulse in a 3-GW relativistic BWO** / Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'2000), Nagaoka, Japan, June 25—30, 2000. – PP. 730—733.
- 31a. Ginzburg N. S., Korovin S. D., Pegel I. V., Rostov V. V., Yalandin M. I. **Production of ultra-short high-power microwave pulses in Čerenkov backward-wave systems (Review)** // Laser Physics. – 2006. – V. 16. – No. 1. – P. 79—88.
- 32a. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Roitman A. M., Rostov V. V., Stepchenko A. S. **Compact 1000 pps high-voltage nanosecond pulse generator** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1997. – V. 25. – No. 2. – PP. 258—265.
- 33a. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Rostov V. V., Stepchenko A. S., Totmeninov E. M. **Compact source of high power microwaves** / Proc. SPIE “Intense Microwave Pulses IV”, Denver, Colorado, 1996. – V. 2843. – PP. 228—237.
- 34a. Gunin A. V., Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Rostov V. V., Stepchenko A. S. **High-current periodically-pulsed electron accelerators and their application for high-power microwave production** / Proc. Int. Conf. on Pulsed Power Applications. Gelsenkirchen, March 29—30, 2001. – PP. G04/1—G04/6.
- 35a. Gunin A. V., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Stepchenko A. S., Totmeninov E. M. **X-band 3 GW relativistic BWO based on high-current repetitively-pulsed accelerator** / Proc. 11<sup>th</sup> Int. Pulsed Power Conf. – Baltimore, June 29 — July 2, 1997. – PP. 141—146.
- 36a. Gunin A. V., Klimov A. I., Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Stepchenko A. S. **Relativistic X-band BWO with 3 GW pulse power** / Proc. Int. Workshop on High Power Microwave Generation and Pulse Shortening. Edinburgh, UK, 10—12 June 1997, pp. 173—177.
- 37a. Gunin A. V., Klimov A. I., Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Roitman A. M., Rostov V. V., Stepchenko A. S. **Relativistic X-band BWO with 3-GW output power** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1998. – V. 26. – No. 3. – PP. 326—331.
- 38a. Gunin A. V., Landl V. F., Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Rostov V. V. **Experimental studies of long-lifetime cold cathodes for high power microwave oscillators** // IEEE Trans. Plasma. Sci. – 2000. – V. 28. – No. 3. – PP. 537—541.

- 39a. Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kovalchuk B. M., Kurkan I. K., Loginov S. V., Pegel I. V., Polevin S. D., Zherlitsyn A. A. **S–band vircator with electron beam premodulation based on compact pulse driver with inductive energy storage** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – V. 30. – No. 2. – PP. 1179—1185.
- 40a. Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Kutenkov O. P., Pegel I. V., Polevin S. D., Rostov V. V., Tarakanov V. P., Wioland R. **Tunable L–band and S–band gigawatt vircators with feedback** / Proc. 1<sup>st</sup> Int'l Congress on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials with Particle Beams and Plasma Flows. Tomsk, 24—29 Sept 2000. – V. 2. – PP. 423—428.
- 41a. Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Kutenkov O. P., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P., Wioland R. **Tunable L–band and S–band gigawatt vircators with feedback** / Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on High–Power Particle Beams (BEAMS'2000), Nagaoka, Japan, June 25—30, 2000. – PP. 726—729.
- 42a. Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D. **A vircator with electron beam premodulation based on high–current repetitively pulsed accelerator** // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2002. – V. 30. – Issue 1. – Part 2. – PP. 274—285.
- 43a. Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D. **S–band resonant BWO with 5 GW pulse power** / Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. on High–Power Particle Beams (BEAMS'02), Albuquerque, NM, 23—28 June 2002. – PP. 255—258.
- 44a. Kitsanov S. A., Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D., Rostov V. V., Totmeninov E. M. **Broadband frequency tuning in a gigawatt S–band relativistic BWO** / Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. on High–Power Particle Beams (BEAMS'02), Albuquerque, NM, 23—28 June 2002. – PP. 259—262.
- 45a. Korovin S., Kurkan I., Pegel I., Polevin S., Rostov V., Totmeninov E. **Gigawatt S–band frequency–tunable sources of high–power microwave pulses** / Proc. 4<sup>th</sup> Int. Symp. Pulsed Power and Plasma Applications and Int. Workshop on Applications of Pulsed Power to Nanosized Materials. Nagaoka, Japan, 19—22 October 2003. – PP. 70—75.
- 46a. Korovin S. D., Gubanov V. P., Gunin A. V., Pegel I. V., Stepchenko A. S. **Repetitive nanosecond high–voltage generator based on spiral forming line** / Proc. Int. IEEE Pulsed Power Plasma Science Conf. (PPPS–2001), Las Vegas, 2001. – PP. 1249—1251.
- 47a. Korovin S. D., Kitsanov S. A., Klimov A. I., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D., Rostov V. V., Tarakanov V. P. **Tunable vircators with e–beam premodulation** / Proc. Int. IEEE Conf. Pulsed Power Plasma Science (PPPS–2001), Las Vegas, 2001. – PP. 495—499.
- 48a. Korovin S. D., Kurkan I. K., Loginov S. V., Pegel I. V., Polevin S. D., Volkov S. N., Zherlitsyn A. A. **Decimeter–band frequency–tunable sources of high–power microwave pulses** // Laser and particle beams. – 2003. – V. 21. – Issue 02. – PP. 175—185.
- 49a. Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D. **Gigawatt S–band frequency–tunable HPM sources** / Conf. Records of the 25<sup>th</sup> Int. Power Modulator Symp. and



- 2002 High Voltage Workshop. Hollywood, CA, June 30—July 03 2002. – PP. 244—247.
- 50a. Korovin S. D., Kurkan I. K., Pegel I. V., Polevin S. D. **Gigawatt S–band frequency–tunable sources of high–power microwave pulses** / Proc. Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas”, 1—9 August 2002. – Nizhny Novgorod: IAP RAS. – V. 1. – PP. 70—81.
- 51a. Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Mechanism of microwave pulse shortening in the relativistic backward wave oscillator** / Proc. Int. University Conf. "Electronics and Radiophysics of Ultra–High Frequencies" (UHF–99). St. Petersburg, May 24—28, 1999. – PP. 229—232.
- 52a. Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Study of spontaneous microwave pulse shortening in the relativistic BWO** / Proc. 4<sup>th</sup> Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas” (Nizhny Novgorod — Saratov, Russia, 1—8 August, 1999). – V. 2.– Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2000. – PP. 839—844.
- 53a. Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Mechanism of microwave pulse shortening in the relativistic backward wave oscillator** / Proc. 12<sup>th</sup> Int. Pulsed Power Conf. – Monterey, CA, 1999. – V. 2. – PP. 848—851.
- 54a. Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Mechanism of microwave pulse shortening in the relativistic backward wave oscillator** // J. of Communication Technology and Electronics. – 2000. – V. 45. – Suppl. 1. – PP. S19—S31.
- 55a. Korovin S. D., Mesyats G. A., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Pulse width limitation in the relativistic backward wave oscillator** // IEEE Trans. Plasma. Sci. – 2000. – V. 28. – No. 3. – PP. 485—495.
- 56a. Korovin S. D., Pegel I. V., Polevin S. D., Tarakanov V. P. **Numerical simulation of efficient 1.5 GHz vircator** / Proc. 11<sup>th</sup> Int. Pulsed Power Conf. Baltimore, June 29 — July 2, 1997. – PP. 736—741.
- 57a. Korovin S. D., Pegel I. V., Tarakanov V. P. **Numerical experiment with the relativistic BWO using KARAT code** / Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas” (Moscow — St. Petersburg, Russia, 7—14 August 1996). – Nizhny Novgorod: IAP RAS, 1997. – V. 2. – PP. 835—840.
- 58a. S. D. Korovin, V. V. Rostov, S. D. Polevin, I. V. Pegel, E. Schamiloglu, M. I. Fuks, R. J. Barker. **Pulsed power–driven high–power microwave sources** // Proc. IEEE. – 2004. – V. 92. – No. 7. – PP. 1082—1095.
- 59a. Krasik Ya. E., Dunaevsky A., Krokhmal A., Felsteiner J., Gunin A. V., Pegel I. V., Korovin S. D. **Emission properties of different cathodes at  $E \leq 10^5$  V/cm** // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 89. – No. 4. – PP. 2379—2399.
- 60a. Pegel I. V., Moreland L. D., Roitman A. M., Schamiloglu E., Gubanov V. P., Gunin A. V., Korovin S. D., Rostov V. V., Tarakanov V. P. **Numerical simulation and experimental measurement of pulse generation in coaxial forming lines** / Abstr. IEEE Int. Conf. on Plasma Science (ICOPS'94). – Santa Fe, NM, U.S.A. – P. 197.

- 61a. Polevin S. D., Efremov A. M., Zherlitsyn A. A., Kitsanov S. A., Klimov A. I., Korovin S. D., Kovalchuk B. M., Kurkan I. K., Kutenkov O. P., Loginov S. V., Pegel I. V. **S-band vircator with electron beam premodulation based on compact inductive energy storage generator** / Proc. Int. IEEE Pulsed Power Plasma Science Conf. (PPPS-2001), Las Vegas, 2001. – PP. 1642—1645.
- 62a. Polevin S.D., Kitsanov S.A., Korovin S.D., Kovalchuk B.M., Kurkan I.K., Loginov S.V., Pegel I.V., Volkov S.N., Zherlitsyn A.A. **Spontaneous pulse width limitation in S-band two-sectional vircator** / Proc. 15<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'04), St.-Petersburg, 2004. – PP. 483—486.
- 63a. Polevin S. D., Korovin S. D., Kovalchuk B. M., Karlik K. V., Kurkan I. K., Ozur G. E., Pegel I. V., Proskurovsky D. I., Sukhov M. Yu., Volkov S. N. **Pulse lengthening of S-band resonant relativistic BWO** / Proc. 13<sup>th</sup> Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia, 25—30 July 2004. – PP. 246—249.
- 64a. Shpak V. G., Shunailov S. A., Ulmaskulov M. R., Yalandin M. I., Pegel I. V., Tarakanov V. P. **Compact high-current, subnanosecond electron accelerator** / Proc. 11<sup>th</sup> Int. Conf. on High Power Particle Beams (BEAMS'96), Prague. – 1996. – PP. 913—916.