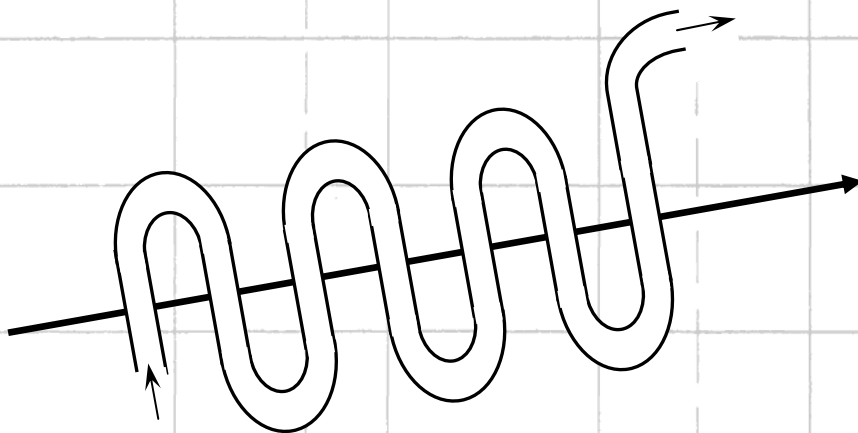


А.В. АКСЕНЧИК, А.А. КУРАЕВ

МОЩНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

С ДИСКРЕТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

(теория и оптимизация)



БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

А.В. Аксенчик, А.А. Кураев

**МОЩНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ С ДИСКРЕТНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ**
(теория и оптимизация)

Минск
Бестпринт
2003

УДК.621.385.6

ББК

А

Рецензенты:

Г.Я. Слепьян, доктор физико-математических наук,
Главный научный сотрудник НИИ ядерных проблем при БГУ

М.А. Вилькоцкий, доктор технических наук, начальник НИЛ
электромагнитных измерений НИИ "ГИПРОСВЯЗЬ"

А 33 Аксенчик А.В., Кураев А.А.

Мощные приборы СВЧ с дискретным взаимодействием (теория и оптимизация). - Мн.: Бестпринт, 2003. - 376 с.

Монография посвящена нелинейной теории и оптимизации мощных приборов СВЧ с дискретным взаимодействием - многорезонаторным клистроном (МРК) и лампам бегущей волны на цепочках связанных резонаторов (ЛБВ на ЦСР). В монографии развиты нелинейные трехмерные и двумерные математические модели процессов взаимодействия в МРК с учетом релятивистских факторов, обратного и колебательного движения электронов, динамического расслоения пучка, неоднородного фокусирующего магнитного поля, произвольной конфигурации зазоров резонаторов. Разработаны математические модели нерегулярных ЛБВ на ЦСР, многосекционных ЛБВ, ламп обратной волны (ЛОВ). В моделях учтено возбуждение встречных волн. Разработан метод синтеза параметров эквивалентных схем и геометрических размеров элементов нерегулярных ЦСР. Изложены эффективные методы решения нелинейных задач оптимального управления процессами взаимодействия в СВЧ приборах, включая метод глобальной оптимизации и алгоритм с использованием атомарных функций. Приведены многочисленные варианты оптимизированных МРК и ЛБВ на ЦСР. Выяснены основные физические особенности оптимального взаимодействия в указанных приборах. Приведены описания программ оптимизации МРК и ЛБВ на ЦСР.

Предназначена для научных работников, разработчиков электронных приборов СВЧ, преподавателей, аспирантов и студентов специализирующихся в области радиофизики и электроники СВЧ.

Табл. 40. Ил.121. Библиогр.: 178 назв.

УДК.621.385.6

ББК

ISBN 985-6633-74-5

А.В. Аксенчик, А.А. Кураев, 2003
Бестпринт, 2003

Предисловие

Практическое использование электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона началось в конце 30-х годов прошлого века, когда были разработаны мощные генераторы, на базе которых были созданы первые радиолокационные установки. В конце 50 - начале 60-х годов приборы СВЧ получили дальнейшее развитие в связи с потребностями космической радиосвязи. Совершенствование приборов СВЧ-устройств шло быстрыми темпами. С одной стороны, появились новые приборы, такие как, например, гиротроны. С другой стороны, повышалась надежность и долговечность "классических" приборов за счет использования новых материалов, технологических процессов и конструкций, улучшались их основные параметры, уменьшались размеры.

В конце 80-х годов прошлого века всесторонне обсуждалась проблема будущего электронных приборов в сравнении с твердотельными приборами. В то время как в вакуумных приборах электроны движутся со скоростями v , сравнимыми со скоростью света в пустоте, в полупроводниковых приборах заряженные частицы движутся в 10^4 раз медленнее. В твердом теле потери энергии движущихся частиц, за счет взаимодействия с кристаллической решеткой, также весьма велики. По потоку энергии электронные приборы превосходят твердотельные в $10^3 - 10^6$ раз и к тому же их рабочие частоты практически не ограничены (лазеры на свободных электронах эффективны вплоть до рентгеновского диапазона длин волн). Таким образом, электронные приборы средней, большой и сверхвысокой мощности оказываются вне конкуренции.

В настоящее время в ряде ведущих мировых научных центров проводятся интенсивные работы в области проектирования, разработки и исследования электронных приборов сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн: В США (Станфордский, Мэрилендский, Калифорнийский университеты, Национальные лаборатории Лос-Аламоса, NRL, VEB, LED, CPI, HED, MPE, MPT и др.), во Франции (Thomson Tubes Electroniques, ITHPP, CFG и др.), Англии (CSC, Lancaster University, University of Glasgow и др.), Германии (TTE, DESY и др.), Индии (NSWC, TSC, MTR и др.), Тайване (THU, ERSO/ITRI, SRCC и др.), Японии (NEC согр. и др.), Китае (Пекинский, Чарджоуский университеты), в России (ФИАН, МРТИ, ИРЭ РАН, МГУ, ИПФАН, НИИЯФ

при ТПИ, ИЯ СОРАН, СГУ и др.), на Украине (ХГУ, КПИ, ХиРЭ и др.), в Беларуси (НИИЯП БГУ, НИИПФПБГУ, БГУИР и др.).

Высокий интерес к электронным приборам в мире подтверждают впервые за многие десятилетия организованные International Vacuum Electronics Conference 2000 (IVЕС 2000), IVЕС 2001, IVЕС 2002. Их материалы посвящены различным модификациям черенковских усилителей и генераторов средней и высокой мощности, клистроном, ЛБВ, магнетроном, гиротроном, гироклистроном, гиро-ЛБВ, пениотроном и оротроном. Возможность с помощью электронных приборов генерировать в см и мм диапазонах длин волн сверхмощные электромагнитные импульсы длительностью порядка 10^{-6} – 1 сек. при условии достижения относительно высоких КПД определяет прогресс в таких важнейших областях как термоядерный синтез, создание эффективных систем ПВО на новых принципах, синтез новых материалов, создание новейших мощных РЛС, высокоэффективных систем телекоммуникаций. Этим обусловлен повышенный интерес к электронным приборам средней и высокой мощности, их проектированию и исследованию.

Современный этап развития электронных приборов СВЧ характеризуется широким использованием строгих математических методов исследования, привлечением к исследованию физики процессов взаимодействия в приборах, методов оптимального управления. В сущности, теория и оптимизация электронных приборов СВЧ взаимосвязаны: наибольший интерес представляют исследования именно оптимальных процессов в оптимальных системах; с другой стороны – глубокое исследование физики процессов в заданных системах и режимах на основе достаточно полных математических моделей позволяет осуществить поиск новых эффективных механизмов усиления и генерации СВЧ-колебаний электронными потоками.

При использовании численных методов возникает вопрос о степени соответствия математической модели реальному процессу взаимодействия в приборе, а также допустимой области параметров и режимов прибора. Учет большего количества факторов, влияющих на процесс взаимодействия, улучшает соответствие. Однако при усложнении модели резко возрастает трудоемкость вычислений. Это особенно ощутимо при оптимизации. При достаточно точной математической формулировке реальный эксперимент может быть заменен компьютерным экспериментом.

Главными проблемами теории являются: создание трехмерных нелинейных моделей процессов взаимодействия, расчет и синтез электродинамических систем сложной конфигурации, учет взаимодействия релятивистских электронов (задача взаимодействия неравномерно движущихся релятивистских заряженных частиц до настоящего времени не имеет точного решения), организация процедуры поиска и оптимизации.

К настоящему времени в США созданы комплексы программ для использования при моделировании СВЧ-приборов: MAFIA (solutions of Maxwell's equations by the Finite integration Algorithm), MWS (Cst Microwave Studio) CHRISTINE, MICHELLE и др. Программа MAFIA реализует алгоритм конечно-разностного интегрирования уравнений Максвелла при заданных

граничных условиях. Выполнение программы требует весьма трудоемких вычислений, а сходимость решения не всегда гарантирована. Основанная на ней программа MWS предназначена для расчета «холодных» (т.е. без воздействия электронного пучка) характеристик электродинамических систем приборов СВЧ. Программа CHRISTINE реализует расчет нелинейных характеристик спиральных ЛБВ на основе дисковой модели электронного потока. Программа MICHELLE предназначена для расчета многоступенчатого коллектора. Может показаться, что совокупность этих программ решает все проблемы моделирования приборов СВЧ. Однако это не так: программа MAFLA не может быть использована при анализе и синтезе ЛБВ на цепочке связанных резонаторов (ЦСР), если ЦСР содержит много элементов со сложной конфигурацией. Дисковая модель CHRISTINE специализирована для полей в виде бегущих волн в спиральной замедляющей системе и одномерного и однонаправленного движения электронов (колебательное и обратное движение электронов не может быть рассчитано); кинематика и взаимодействие дисков рассчитывается в нерелятивистском приближении. Поэтому эта программа неприменима для расчета и тем более оптимизации слаборелятивистских и релятивистских клистронов и ЛБВ на ЦСР. Таким образом, следует признать, что нелинейная теория, методы моделирования и оптимизации электронных приборов СВЧ средней и большой мощности далеки от завершения.

В предлагаемой читателю монографии развиты нелинейная теория, модели и методы оптимизации многорезонаторных клистронов (МРК) и ЛБВ на ЦСР, находящих весьма широкое применение практически во всех областях СВЧ-техники. В теории и моделях учтены все факторы, обеспечивающие достоверность получаемых результатов: точный трехмерный расчет полей в зазорах электродинамических систем, расчет неоднородных и несимметричных магнитных фокусирующих полей, учет релятивизма в движении и взаимодействии электронов, оптимальный выбор формы заряженных частиц, учет динамического расслоения электронного пучка и трехмерности движения электронов, использование координат Лагранжа t, z в уравнениях движения, позволяющих учесть обратное и колебательное движение электронов. В книге приведены многочисленные варианты оптимальных МРК и ЛБВ на ЦСР, а также синтез конфигураций их электродинамических систем. Дан подробный анализ физических особенностей оптимальных нелинейных процессов взаимодействия в рассматриваемых приборах и основных факторов, влияющих на эти процессы.

В названии книги указаны «приборы СВЧ с дискретным взаимодействием». Эта особенность взаимодействия объединяет приборы, на первый взгляд, совершенно разные по принципу действия: МРК и ЛБВ на ЦСР. Но это различие относится лишь на конструкции электродинамической системы: в МРК резонаторы автономны, в ЛБВ на ЦСР они связаны, образуя ЦСР, в которой распространяются попутные (пучку) и встречные волны. С точки же зрения электроники, эти приборы однотипны: электроны взаимодействуют с полем в дискретно расположенных на их пути движения зазорах. Отсюда и общность в названии приборов, вынесенная в название

книги. На этот факт обращалось внимание еще в статье [101], где была построена полная линейная теория (с учетом, кстати, и монотронного эффекта в зазорах). Указанная общность взаимодействия в МРК и ЛБВ на ЦСР имеет глубокое физическое значение: только с позиции дискретного взаимодействия возможно адекватное описание ЛБВ на ЦСР, попытки построения волновых (и многоволновых) моделей этого прибора не привели к успеху.

Материалом для книги послужили статьи, опубликованные авторами в различные годы в соавторстве с А.К. Синициным, С.В. Колосовым, Б.М. Пармоновым, И.Г. Артюхом и др., которые внесли существенный вклад в развитие теории и методов оптимизации МРК и ЛБВ на ЦСР. Авторы чтят память рано ушедшего из жизни И.Г. Артюха, долгие годы сотрудничавшего с нами, внесшего большой вклад в развитие излагаемых в книге вопросов теории МРК и особенно в реализацию оптимизированных МРК с рекордным КПД.

Монография издана при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

ГЛАВА 1

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В МОЩНЫХ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНАХ

Первым СВЧ прибором, основанным на преобразовании скоростной модуляции электронного потока в модуляцию по плотности с последующим отбором энергии от сгруппированных сгустков, является *пролетный клистрон*. Он предложен Д.А. Рожанским в 1932 г. и получил теоретическое обоснование в работе [1], запатентован Варианом Р. в 1937 г. [2]. Основы теории и группирования в клистродах разрабатывались Варианом Р. [2], Савельевым В.Я. [3, 4], Вебстером Д. [5, 6], Ханом В. [7, 8], Девятковым Н.Д. [9], Кацманом Ю.А. [10 – 12]. Эти исследователи разработали фундаментальную концепцию скоростной модуляции, связанную с использованием пролетно-временных эффектов и успешно применили ее в теории и разработке клистронов. Дальнейшее развитие теория клистронов получила в работах Вебера С. [13], Роу Дж. [14], Михрана Т. [15], Хайкова А.З. [16, 17], Акментыньша Я.Я. [18], Солнцева В.А. [19], Петрова Д.М. [20], Победоносцева А.С. [21], Малыхина А.В. [22, 23], Канавца В.Н. [24], Сандалова А.Н. [25].

На рис. 1.1 изображена схема (рис. 1.1,а) и пространственно-временная диаграмма (рис. 1.1,б) трехрезонаторного клистрона. Клистрон состоит из трех тороидальных резонаторов, соединенных трубками дрейфа длиной L_1 и L_2 , коллектора, которые все вместе составляют общую цепь, находящуюся под положительным потенциалом ускоряющего напряжения V_0 и которая обычно заземляется. На катодный узел – источник электронов – подается отрицательный потенциал ускоряющего напряжения V_0 . Электроны, эмиттируемые катодом, ускоряются напряжением V_0 и создают электронный поток, движущийся со скоростью v_0 . На рис. 1.1,а не показана фокусирующая магнитная система, создающая продольное постоянное магнитное поле для фокусировки электронного потока.

Группирователь, состоящий из первых двух резонаторов, предназначен для группировки электронного потока в плотные сгустки, следующие с частотой входного сигнала $f = \omega / 2\pi$. В третьем резонаторе – называемом отбирателем, кинетическая энергия сгруппированных сгустков преобразуется в энергию электромагнитного СВЧ поля при торможении сгустков электрическим полем зазора третьего резонатора. Рассмотрим подробнее процессы группировки и энергообмена в приведенной схеме клистрона.

Первый резонатор возбуждается через петлю связи входной мощностью $P_{вх}$, поступающей от генератора СВЧ сигнала с амплитудой E_r и частотой ω . В результате в зазоре первого резонатора возникает продольное электрическое СВЧ поле, которое действует на электроны, влетающие в зазор с одинаковой скоростью. Электроны, попадающие в тормозящую фазу поля (см. рис. 1.1,б), замедляются, скорость их уменьшается. Вслед за ними идущие электроны, во втором полупериоде U_1 , попадают в ускоряющую фазу поля зазора, скорость

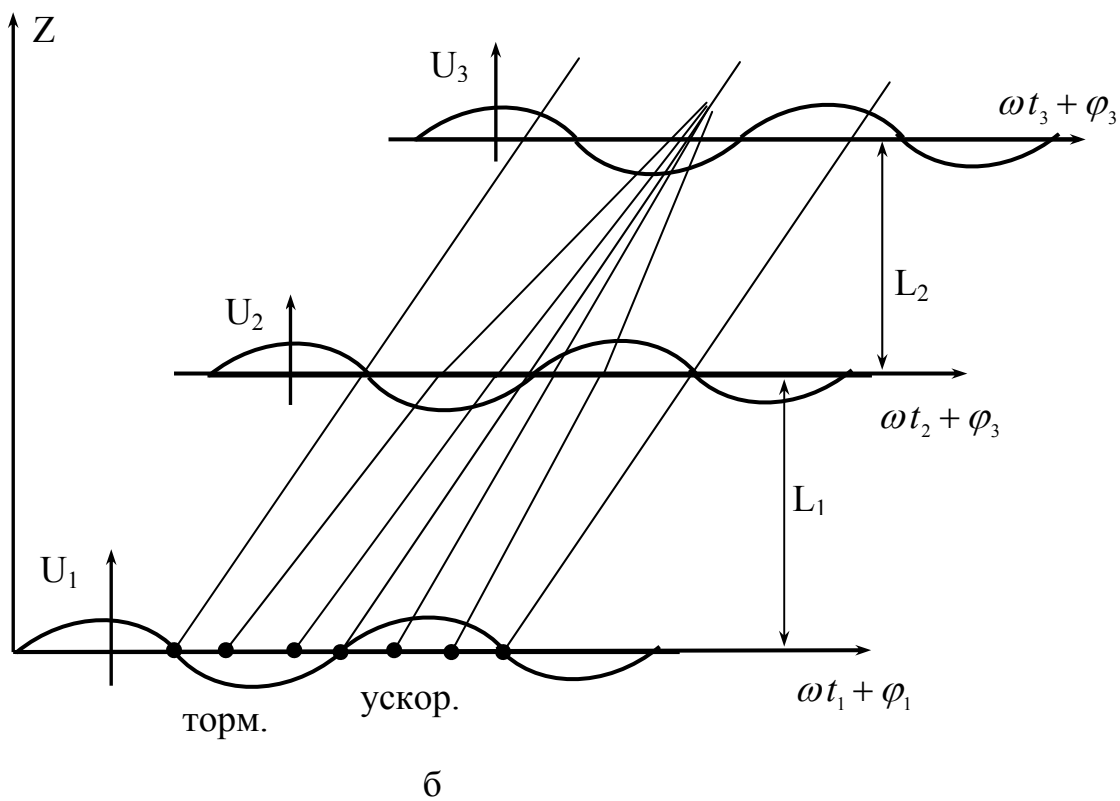
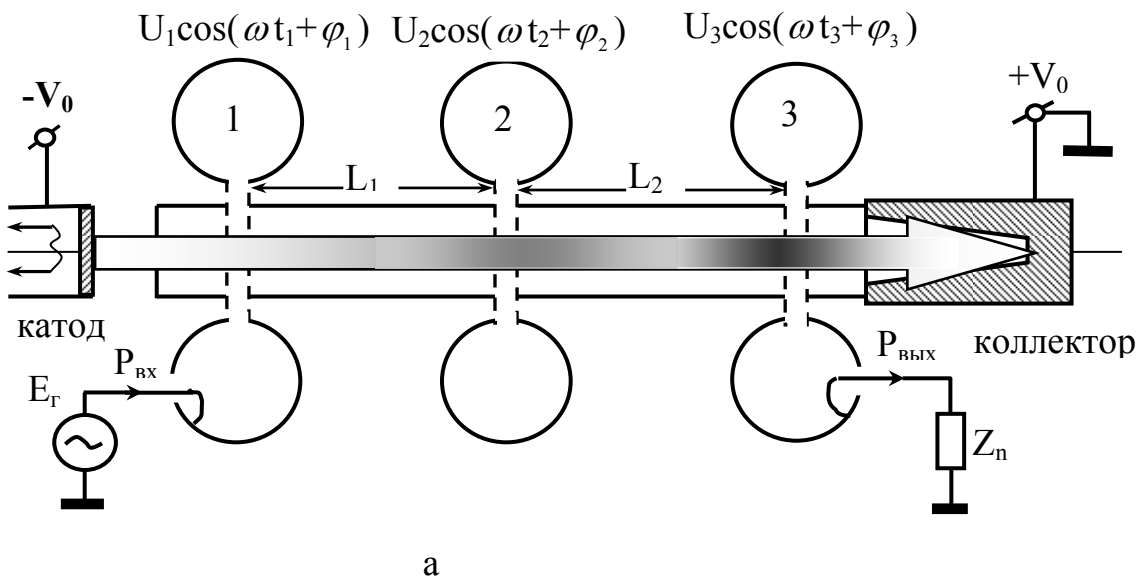


Рис. 1.1. Схема и пространственно-временная диаграмма трехрезонаторного клистрона

их увеличивается. Таким образом, в электрическом поле зазора первого резонатора происходит модуляция скорости электронов. После зазора электроны попадают в трубку дрейфа длиной L_1 . В трубке дрейфа на электроны никакие внешние поля не действуют (действуют только электрические поля самих электронов – поля пространственного заряда) и они движутся по инерции с полученными в зазоре скоростями. В итоге ускоренные электроны начинают догонять замедленные и образуется сгусток электронов, ширина которого меньше 2π (см. рис. 1.1,б). В момент времени t_2 они влетают в зазор второго резонатора и внутри резонатора, в стенках, появляется наведенный ток. Происходит возбуждение второго резонатора предварительно сгруппированным электронным потоком, сгустками электронов, следующими с частотой входного сигнала. На электроны начинает действовать продольное электрическое поле $E_2=(U_2/d)\cos(\omega t_2 + \varphi_2)$ зазора второго резонатора, который настраивается на режим группировки, т. е. замедленные электроны тормозятся еще больше, а ускоренные увеличивают свою скорость (см. рис. 1.1,б). В трубке дрейфа длиной L_2 ускоренные электроны сближаются с замедленными, происходит уплотнение сгустка. Надо заметить, что при сближении электронов между ними начинают действовать кулоновские силы расталкивания, которые препятствуют образованию плотного сгустка. В конце второй трубки дрейфа стоит третий резонатор – отбиратель, который также возбуждается влетающими в зазор электронными сгустками. Настройка этого резонатора выбирается таким образом, чтобы влетающие в зазор резонатора сгустки тормозились электрическим полем $E_3=(U_3/d)\cos(\omega t_3 + \varphi_3)$ зазора резонатора. В результате при торможении сгустков кинетическая энергия электронов преобразуется в энергию электромагнитного поля третьего резонатора, амплитуда СВЧ колебаний в нем достигает значительной величины и через петлю связи (см. рис. 1.1,а) электромагнитные колебания значительной мощности выводятся из резонатора и поступают в нагрузку Z_n (волновод, антенну и т.д.). Электроны после прохождения зазора третьего резонатора отдали кинетическую энергию СВЧ полю этого резонатора, в результате скорость их значительно уменьшилась. Далее они поступают на коллектор (см. рис. 1.1,а), где их оставшаяся кинетическая энергия рассеивается в виде тепла.

В настоящее время расширение области применения мощных многорезонаторных клистронов (МРК) в радиотехнических системах, обработке материалов СВЧ полем, в термоядерной энергетике, в системах передачи энергии с помощью электромагнитных волн СВЧ требует улучшения многих параметров: КПД, коэффициента усиления, выходной мощности, полосы частот и других параметров. Улучшения этих параметров требует и развитие традиционных областей применения: радиолокации, связи, линейных ускорителей, радионавигации, телевидения, космической связи и т.д. Это вызывает необходимость использовать для расчета параметров и характеристик МРК строгих математических моделей описания процессов взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями. Экспериментальное исследование режимов и конструкций МРК с целью определения параметров,

обеспечивающих максимальные КПД, связано с большими материальными затратами и неприемлемо большим временем исследований. Численный эксперимент на ЭВМ позволяет существенно уменьшить материальные затраты, сократить время поиска и значительно улучшить параметры разрабатываемых приборов.

Теоретические основы машинного синтеза и анализа приборов с улучшенными характеристиками заложены в работах В.М. Лопухина, В.А.Солнцева, В.И. Канавца, Д.М. Петрова, А.С. Победоносцева, В.Г. Бороденко, А.А. Кураева и их сотрудников [26 – 32, 20, 33 – 43, 44 – 50, 51 – 69, 70 – 74]. В [75 – 77] объяснены сложные физические процессы, происходящие в отдельных узлах приборов, что дало возможность построить математические модели процессов взаимодействия, пригодные для оптимизации параметров МРК. В работах [24, 25, 31, 34 – 38, 51 – 53, 68, 71, 72] сформулированы двумерные модели процесса взаимодействия, но из-за больших затрат машинного времени для оптимизации процессов взаимодействия они практически не используются. Для целей оптимизации используются, в основном, одномерные модели и квазилинейные аналитические приближения [28, 29, 41 – 43, 47, 65]. В целевую функцию задачи оптимизации нередко входит критерий качества, определяемый током первой гармоники [52, 65, 42, 43, 47, 19]. Используемый в этих работах критерий оптимальности отбора энергии, определяемый максимумом первой гармоники тока на входе отбирателя при минимальном разбросе скоростей электронов не вполне обоснован. Как показали расчеты с использованием нелинейной модели с реальным пространственным распределением поля зазора, более обоснованными являются критерии оптимальности, основанные на физических предположениях, приведенных в [22, 23, 44, 45, 48]. Соответствующий цикл исследований [72, 18, 59] физических особенностей энергообмена в бессеточных зазорах на основе численных расчетов по нелинейной модели подтверждает упомянутые выше физические предположения и представляет возможность дальнейшего их развития. В большинстве работ не учитывается реальная форма зазора резонатора (провисание поля), а используется либо приближение плоского зазора, либо аналитические формулы распределения полей в бессеточных зазорах [22 – 25, 27, 28 – 30, 36 – 38, 51 – 53, 55, 59, 41–43, 47, 48, 60, 62, 65, 66], что влияет на точность оптимизационных расчетов в многокаскадных приборах при изменении размеров электронного потока, трубки дрейфа, ширины зазоров резонаторов.

В работах [25, 30, 31, 34, 35, 38, 42, 51] математические двумерные модели сформулированы в системе z , что делает невозможным учет колебательного и обратного движений электронов в отбирателе при численных расчетах. В работах [36, 52, 58, 69] предлагается выделять в МРК усилитель, нелинейный группирователь и отбиратель и стыковать отдельно оптимизированные названные компоненты МРК. Этот подход при реализации может вызвать значительные трудности ввиду того, что неизвестно, по какому критерию оптимизировать и как обеспечивать необходимые распределения электронов по скоростям, координатам и времени на входе в нелинейный

отбиратель и группирователь. В работах [36, 71, 72, 78 – 84] для уменьшения времени оптимизационных расчетов предлагается проводить оптимизацию параметров МРК с помощью комплекса программ возрастающей сложности, основанных на аналитической, нелинейной одномерной дисковой и двумерной многослойной моделях. При использовании такого комплекса программ возникает проблема совместимости моделей процессов взаимодействия, т.е. оптимальные параметры МРК, полученные по аналитической модели, не должны резко отличаться от оптимальных параметров МРК, полученных по нелинейной одномерной модели; а оптимальные параметры, полученные по нелинейной одномерной модели, не должны сильно отличаться от параметров, полученных по двумерной многослойной модели. Для этого выделяется ряд факторов, существенно влияющих на совместимость моделей, и совокупность которых отсутствует в описанных в литературе математических моделях.

1.1. Трехмерная модель процесса взаимодействия электронного потока с ВЧ-полями зазоров в многорезонаторных клистронах с неоднородным фокусирующим магнитостатическим полем

Проблема учета неоднородного фокусирующего магнитного поля в пролетном канале возникает в многопучковых пакетированных МРК и ЛБВ с постоянным магнитом, когда точное выравнивание магнитного поля невозможно.

Релятивистское уравнение движения электрона во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т.е. до $\beta = v/c < 0,99$) имеет вид [85]:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ \vec{E} + [\vec{v}, \vec{B}] - \frac{1}{c^2} \vec{v}(\vec{v}, \vec{E}) \right\}, \quad (1.1)$$

где \vec{v} – скорость электрона;
 $\eta_0 = e/m_0$, e – заряд электрона;
 m_0 – масса покоя электрона;
 c – скорость света в вакууме.

В цилиндрической системе координат релятивистские уравнения движения в трехмерном приближении записываются в виде:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\phi}^2 &= -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ E_r + r\dot{\phi}B_z - \dot{z}B_\phi - \frac{1}{c^2} \dot{r}(\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \right\} \\ 2\dot{r}\dot{\phi} - r\ddot{\phi} &= -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ E_\phi + \dot{r}B_z - \dot{z}B_r - \frac{1}{c^2} r\dot{\phi}(\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \right\} \\ \ddot{z} &= -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ E_z + rB_\phi - r\dot{\phi}B_r - \frac{1}{c^2} \dot{z}(\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

Воспользуемся далее слаборелятивистским приближением, когда $\beta^2 = v^2 / c^2 \ll 1$. Это упрощает решение задачи в трехмерном приближении, позволяет не учитывать \vec{H} поля, порождаемые потоком нерелятивистских электронов. Тем не менее, слаборелятивистское приближение позволяет рассчитывать приборы с ускоряющим напряжением до 50 кВ. Учтем также, что ВЧ-магнитное поле в области взаимодействия очень мало в сравнении с электрическим, т.е. $|c\vec{B}| \ll |\vec{E}|$ (достаточно малый по сравнению с длиной волны диаметр пролетного канала и зазоров). Тогда трехмерные уравнения (1.2) в слаборелятивистском приближении запишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\phi}^2 &= -\eta_0(1 - 0,5\beta^2)(E_r + r\dot{\phi}B_z^0 - \dot{z}B_\phi^0) + \eta_0 \frac{\dot{r}}{v^2} \beta^2 (\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \\ r\ddot{\phi} - 2\dot{r}\dot{\phi} &= -\eta_0(1 - 0,5\beta^2)(E_\phi + \dot{z}B_r^0 - \dot{r}B_z^0) + \eta_0 \frac{r\dot{\phi}}{v^2} \beta^2 (\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \\ \ddot{z} &= -\eta_0(1 - 0,5\beta^2)(E_z + rB_\phi^0 - r\dot{\phi}B_r^0) + \eta_0 \frac{\dot{z}}{v^2} \beta^2 (\dot{r}E_r + r\dot{\phi}E_\phi + \dot{z}E_z) \end{aligned} \right\} (1.3)$$

Для вывода уравнений состояния МРК с неоднородным магнитостатическим полем введем следующие предположения:

1. Будем считать магнитостатическое поле симметричным относительно общей оси прибора (и магнитной системы). Расчетная схема сечения многопучкового МРК представлена на рис. 1.2. Здесь O_I – общая ось прибора (соответствующая ей ось Z_I цилиндрической системы координат R, φ_1, Z_1 направлена за чертеж); O – ось пролетного канала (ей соответствует ось Z расчетной системы координат r, φ, z). Смещение центра пролетного канала относительно общей оси прибора равно b . Радиус пролетного канала равен a .

2. Будем считать магнитное поле слабонеоднородным, в связи с чем в разложении для радиальной и осевой составляющих этого поля по радиусу в системе координат, связанной с общей осью, достаточно ограничиться первыми членами разложений поля в ряды.

Для осесимметричного поля \vec{B}^0 в системе R, φ_1, Z_1 можно записать с учетом предположений 1, 2 :

$$\begin{aligned} B_z^0 &= B_0(z) - \frac{R^2 B_0''(z)}{4} + \dots \approx B_0(z) \\ B_R^0 &= -\frac{R}{2} B_0'(z) + \frac{R^3 B_0'''(z)}{16} - \dots \approx -\frac{R}{2} B_0'(z). \end{aligned} \quad (1.4)$$

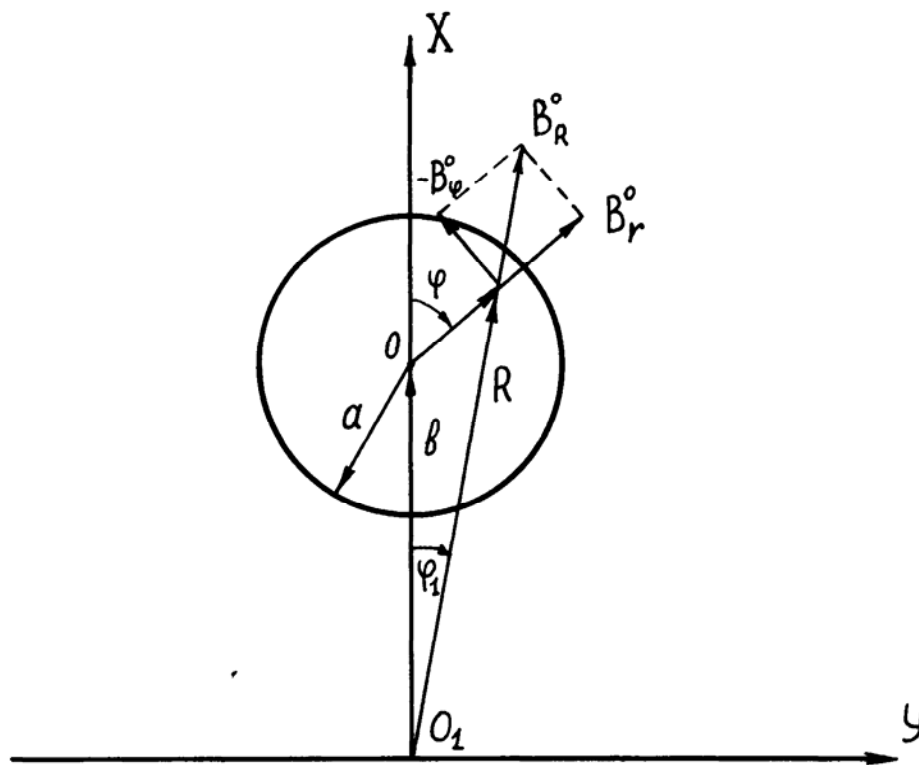


Рис. 1.2. Расчетная схема МРК с неазимутально-симметричным магнитным полем в пролетном канале

В расчетной системе координат r, φ, z получим:

$$B_r^0 = B_R^0 \cos(\varphi - \varphi_1), \quad B_\varphi^0 = -B_R^0 \sin(\varphi - \varphi_1), \quad B_z^0 = B_0(z). \quad (1.5)$$

Проводя расчет φ_1 , получаем:

$$B_r^0 = -\frac{1}{2} B_0'(z)(b \cos \varphi + r), \quad (1.6)$$

$$B_\varphi^0 = \frac{1}{2} B_0'(z) b \sin \varphi.$$

Введем далее следующую систему безразмерных переменных и параметров:

$$\theta = \omega t, \quad X = \frac{\omega}{v_0} z, \quad Y = \frac{\omega}{v_0} r, \quad \mathcal{E} = \frac{\omega}{v_0} b,$$

$$\Omega_0 = \frac{e}{m_0} B_0(z), \quad \phi = \frac{\Omega_0(X)}{\omega}, \quad D = \frac{d\omega}{v_0}, \quad \dot{\alpha} = \frac{\Delta \dot{V}_m}{2V_0},$$

$$\delta = \frac{\Delta Z}{\lambda_e}, \quad \omega_{pa}^2 = \frac{\eta_0 I_0}{\varepsilon_0 \pi a^2 v_0}, \quad \sigma = \frac{\omega_{pa}}{\omega},$$

$$f_7 = \frac{\beta}{\vec{v}} \left(Y \frac{d\varphi}{d\theta} \right) \frac{dY}{d\theta}, \quad f_8 = \beta^2 \left(Y \frac{d\varphi}{d\theta} \right) \frac{dX}{d\theta} \frac{1}{\vec{v}}, \quad f_3 = 1 + \frac{\beta_0^2}{2} - \beta^2,$$

$$f_4 = 1 - \frac{1}{2} \beta^2 \left(1 + 2 \frac{\dot{Y}^2}{\vec{v}^2} \right), \quad f_5 = 1 - \frac{1}{2} \beta^2 \left(1 + 2 \frac{\dot{X}^2}{\vec{v}^2} \right), \quad f_6 = \beta^2 \frac{\dot{Y}\dot{X}}{\vec{v}^2},$$

$$\beta^2 = \frac{v_0^2}{c^2} \vec{v}^2, \quad \vec{v}^2 = \dot{Y}^2 + (Y\dot{\varphi})^2 + \dot{X}^2, \quad \vec{E} = \vec{E}^0 + \vec{E}^p,$$

$$\vec{E}^0 = \frac{\alpha}{2d\eta_0} \vec{\varepsilon}^0(X, Y) e^{j\theta}, \quad \vec{E}^p = \omega^2 \frac{\delta \sigma^2}{\eta_0} \vec{\varepsilon}^p(X, Y, \varphi),$$

где $v_0 = \frac{dz(0)}{dt}$; $\beta_0 = \beta(0)$; d – ширина зазора резонатора;

ΔV_m – амплитуда ВЧ-напряжения на зазоре резонатора;

$\lambda_e = \frac{2\pi v_0}{\omega}$ – электронная длина волны;

$\Delta Z = \frac{\lambda_e}{N}$ – длина крупной частицы;

N – число крупных частиц (число фазовых траекторий);

\vec{E}^0 – напряженность поля в зазоре;

\vec{E}^p – напряженность поля пространственного заряда.

Уравнение возбуждения резонатора на заданном виде колебаний произвольными, но периодическими во времени источниками может быть записано в виде *):

$$\vec{E}_k = \dot{A}_k \vec{\varepsilon}_k^0 e^{j\theta},$$

$$\dot{A}_k = -j \frac{\omega}{\varepsilon_0} \frac{1}{e_k (\dot{\omega}_k^2 - \omega^2)} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_{V_p} \dot{\delta}_{cm} \vec{\varepsilon}_k^0 dV e^{-j\theta} d\theta. \quad (1.7)$$

Здесь $\dot{\delta}_{cm}$ – плотность тока сторонних источников;

$e_k = \int_{V_p} (\vec{\varepsilon}_k^0)^2 dV$ – норма k -го вида колебаний;

$\dot{\omega}_k = \omega_k (1 + \frac{j}{2Q_k})$ – комплексная собственная частота колебаний k -го

вида;

Q_k – нагруженная добротность на k -ом виде колебаний.

Полагая, что $\frac{1}{Q_k} \ll 1$ и $\frac{|\omega - \omega_k|}{\omega_k} \ll 1$ и используя закон сохранения

заряда для однослойной модели пучка, перепишем (1.7) в следующей форме:

$$\dot{A} = A_a + jA_r = -\frac{Q_k}{\omega} \frac{1 + j\varphi Q_k}{1 + (\varphi Q_k)^2} \frac{1}{e_k \varepsilon_0} \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\tau_0} e^{-j\theta} \vec{v} \vec{\varepsilon}_0(\vec{r}) d\tau d\theta, \quad (1.8)$$

*) Здесь и далее (см. 1.29) приводятся уравнения возбуждения резонаторов, которые описаны во многих работах, например [5]. Однако они не являются вполне строгими. Строгие уравнения с учетом проводимости стенок резонатора получены Кураевым А.А., Попковой Т.Л. и приведены в статье "Возбуждение объемных резонаторов с конечной проводимостью стенок", ДНАНБ, 1998. Т.42. №2. С.120–122. Они дают поправку к вычислению ω_{p0} – резонансной частоты резонатора и уточненная ω_{p0} определяется так:

$$\omega_{p0} \approx \omega_p \left(1 - \frac{1}{2Q_p}\right). \text{ Чтобы учесть это в формулах (1.7, 1.8) и далее, надо положить}$$

$$\omega_k = \omega_{p0}, \text{ (p=k).}$$

где $\varphi = 2 \frac{\omega - \omega_k}{\omega}$.

Для удобства дальнейших вычислений введем переменную $\dot{Z} = Z_a + jZ_r = \dot{A} \frac{V_0}{2\omega V_0}$. Тогда система самосогласованных уравнений для области взаимодействия примет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{d(Z_a + jZ_r)}{d\theta} &= -\frac{Q_k}{\bar{e}} \frac{1 + j\varphi Q_k}{1 + (\varphi Q_k)^2} \sigma^2 \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N e^{-j\theta} \left(\frac{dY_i}{d\theta} \varepsilon_r^0 + \frac{dX_i}{d\theta} \varepsilon_z^0 \right), \\
 \frac{d^2 Y_i}{d\theta^2} &= Y_i \left(\frac{d\varphi_i}{d\theta} \right)^2 - \left(1 - \frac{1}{2} \beta_i^2 \right) \left(\varphi Y_i \frac{d\varphi_i}{d\theta} - \frac{\phi''}{2} \varepsilon \sin \varphi_i \frac{dX_i}{d\theta} \right) + \delta \sigma^2 \varepsilon_r^p - \\
 &\quad - \operatorname{Re}(\dot{Z} e^{j\theta}) (\varepsilon_r^0 f_{4i} - f_{6i} \varepsilon_z^0), \\
 Y_i \frac{d^2 \varphi_i}{d\theta^2} &= 2 \frac{dY_i}{d\theta} \frac{d\varphi_i}{d\theta} + \left(1 - \frac{1}{2} \beta_i^2 \right) \left[\frac{dX_i}{d\theta} \varphi + \frac{dY_i}{d\theta} \frac{\phi''}{2} (\varepsilon \cos \varphi_i + Y_i) \right] + \\
 &\quad + \delta \sigma^2 \varepsilon_\varphi^p + \operatorname{Re}(\dot{Z} e^{j\theta}) (\varepsilon_r^0 f_{7i} - f_{8i} \varepsilon_z^0), \\
 \frac{d^2 X_i}{d\theta^2} &= -\left(1 - \frac{1}{2} \beta_i^2 \right) \left[\frac{dY_i}{d\theta} \varepsilon \sin \varphi_i + Y_i \frac{d\varphi_i}{d\theta} (\varepsilon \cos \varphi_i + Y_i) \right] \frac{\phi'}{2} + \delta \sigma^2 \varepsilon_z^p - \\
 &\quad - \operatorname{Re}(\dot{Z} e^{j\theta}) (\varepsilon_z^0 f_{5i} - f_{6i} \varepsilon_r^0)
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

где $\phi' = \frac{d\phi(X)}{dX}$, $\bar{e} = \frac{\pi}{a^2 \lambda_e v} \int (\varepsilon_0)^2 dV$.

В рассматриваемом случае $\bar{e} = \frac{120\pi}{2\rho} \left(\frac{d}{a} \right)^2 \frac{1}{\beta_{0z}}$, $\beta_{0z} = \frac{v_0}{c}$, ρ – волновое сопротивление резонатора.

1.2. Нелинейная релятивистская двумерная модель процесса взаимодействия в многорезонаторных клистронах с учетом обратного движения электронов и динамического токооседания в полосе частот

В разделе 1.1 приведены трехмерные релятивистские уравнения движения электрона во внешнем электромагнитном поле в цилиндрической системе координат, см. (1.2).

Используя (1.2), запишем релятивистские уравнения движения электрона в двумерном приближении (поля E и B считаем азимутально-симметричными: $E_\varphi = 0$, $B_{0\varphi} = 0$ – для магнитоэстатического поля, но для ВЧ-магнитных полей $B_\varphi \neq 0$):

$$\left. \begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ E_r + r\dot{\varphi}B_z - \dot{z}B_\varphi - \frac{1}{c^2} \dot{r}(\dot{r}E_r + \dot{z}E_z) \right\} \\ \ddot{z} &= -\eta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \left\{ E_z + rB_\varphi - r\dot{\varphi}B_r - \frac{1}{c^2} \dot{z}(\dot{r}E_r + \dot{z}E_z) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

Составляющую $\dot{\varphi}$, входящую в (1.10), определяем, используя закон сохранения для азимутально-симметричных полей (в адиабатическом приближении) [13]:

$$m_1 r_0^2 \dot{\varphi}_0 - \frac{er_0^2}{2} B_0(z_0) = m r^2 \dot{\varphi} - \frac{er^2}{2} B_0(z). \quad (1.11)$$

Перепишем (1.11) в виде:

$$\frac{m_0}{f_0} r_0^2 (\dot{\varphi}_0 - \Omega_0/2) = \frac{m_0}{f_1} r^2 (\dot{\varphi} - \Omega/2) \quad (1.12)$$

Из (1.12) находим:

$$\dot{\varphi} = M^0 / r^2 + \Omega/2, \quad (1.13)$$

где $\Omega_0 = \frac{e}{m} B_0(z_0)$; $\Omega = \frac{e}{m} B_0(z)$; $m = m_0 / f_1$;

$$f_0 = \sqrt{1 - (v_0/c)^2}; \quad f_1 = \sqrt{1 - (v/c)^2};$$

$B_0(z)$ – распределение индукции магнитного поля на оси;

$$M^0 = M f_1 / f_0; \quad M = r_0^2 (\dot{\varphi}_0 - \Omega_0/2);$$

$r_0, \dot{\varphi}_0, v_0, \Omega_0$ – значения соответствующих параметров во входном сечении.

Индукцию магнитного поля в уравнениях (1.10) представим в виде:

$$B = B_0 + B^0 + \tilde{B} + B_p, \quad (1.14)$$

где B_0 – индукция внешнего фокусирующего магнитного поля;
 B^0 – индукция собственного магнитного поля электронного луча;
 \tilde{B} – индукция переменного магнитного ВЧ-поля в зазоре резонатора;
 B_p – индукция магнитного поля пространственного заряда.
 Электрическое поле E представим в виде

$$E = E^p + E^0, \quad (1.15)$$

где E^p – поле пространственного заряда;
 E^0 – электрическое поле зазора резонатора.

Расчет поля пространственного заряда проводим, используя преобразования Лоренца, т.е. переходя от движущейся со скоростью электрона - источника системы координат k' к неподвижной относительно трубки дрейфа системе. При этом учтем, что в движущейся системе k' поле источника является чисто электрическим. Преобразования Лоренца для электрических и магнитных полей имеют вид [85]:

$$\begin{aligned} E_{||} &= E^{1p}; & B_{||}^p &= B_p^1; \\ E_{\perp}^p &= \frac{(E^{1p} - v \times B_p^1)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}; & B_{\perp}^p &= \frac{(B_p^1 + v \times E^{1p} / c^2)}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

где $E_{||}^p, B_{||}^p$ и E_{\perp}^p, B_{\perp}^p – продольные и поперечные составляющие электрических и магнитных полей; E^{1p} и B_p^1 – поля пространственного заряда в движущейся системе координат k' , относительно которой заряд неподвижен (далее учтем, что $B_p^1 = 0$); E^p и B^p – поля пространственного заряда, пересчитанные в неподвижную систему координат k , v – скорость частицы или движущейся системы координат.

В цилиндрической системе координат (с учетом того, что $B_p^1 = 0$, $E_{\phi}^p = 0$) преобразования Лоренца для составляющих полей имеют вид:

$$E_z^p = E_z^{1p}; \quad B_{\phi}^p = \frac{1}{c^2} \frac{(\dot{r}E_z^{1p} - \dot{z}E_r^{1p})}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}; \quad (1.17)$$

$$E_r^p = \frac{E_r^{1p}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}; \quad B_r^p = \frac{1}{c^2} \frac{r\dot{\phi}E_z^{1p}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

Продольная разность координат Δz , входящая в правые части полей E^p и B^p , пересчитывается по формуле:

$$\Delta z = |z_i - z_i'| = \Delta z' / \sqrt{1 - (v/c)^2}. \quad (1.18)$$

Поперечные координаты не изменяются. Из уравнений (1.17) видно, что при преобразовании полей пространственного заряда появляются азимутальные и радиальные составляющие магнитных полей. Продольная и поперечная составляющие поля пространственного заряда E_p имеют следующий вид:

$$E_z^p = \frac{-dq}{2\pi\epsilon_0 a^2} \epsilon_z^p; \quad E_r^p = \frac{-dq}{2\pi\epsilon_0 a^2} \epsilon_r^p, \quad (1.19)$$

где a – радиус трубки дрейфа;

ϵ^p – функция, учитывающая пространственное распределение полей;

dq – заряд частицы.

Электронный поток моделировался методом крупных частиц и методика расчета полей пространственного заряда приведена в разделе 1.5.

Магнитные поля, действующие на электроны (заряженные частицы), как отмечалось выше, представлены в виде суперпозиции полей (1.14). Собственное магнитное поле электронного луча определяется с помощью закона Био-Савара [86] и имеет только азимутальную составляющую:

$$B_\phi^0 = \begin{cases} 0, & 0 < r < R_1; \\ \mu_0 \frac{I_0}{2\pi} \frac{r^2 - R_1^2}{(R_2^2 - R_1^2)r}, & R_1 \leq r \leq R_2; \\ \mu_0 I_0 / (2\pi r), & r > R_2, \end{cases} \quad (1.20)$$

где I_0 – ток электронного луча;

R_1 , R_2 – внутренний и внешний соответственно радиусы электронного луча.

Магнитостатическое фокусирующее поле считаем азимутально-симметричным, поэтому составляющие его записываются в виде:

$$B_{0z} = B_0(z); \quad B_{0r} = -\frac{r}{2} \frac{dB_0(z)}{dz}.$$

Электрические поля в зазорах резонаторов. При расчете МРК в динамическом режиме на электронный поток воздействует электрическое поле зазора резонатора, к которому подводится напряжение:

$$\dot{U} = U_m e^{i\omega t}, \quad (1.21)$$

Тогда составляющие электрического поля в зазоре можно записать в виде:

$$\dot{E}_z^0 = \zeta \varepsilon_z^0 e^{i\omega t}; \quad \dot{E}_r^0 = \zeta \varepsilon_r^0 e^{i\omega t}, \quad (1.22)$$

где $\zeta = \frac{U_m}{d}$ – амплитуда напряженности поля;

d – ширина зазора резонатора;

$\varepsilon_z^0, \varepsilon_r^0$ – функции пространственного распределения полей в зазорах.

Электрическое поле \dot{E}_0 в зазоре резонатора определяется путем решения уравнения Лапласа для области, соответствующей реальной конфигурации зазора резонатора. Решение уравнения Лапласа проводится методом сеток – последовательной верхней релаксации. Составляющие электрического поля E_z^0 и E_r^0 определяются путем численного дифференцирования по найденной сетке потенциалов. Значения соответствующих функций ε_z^0 и ε_r^0 , учитывающих пространственное распределение полей в зазоре, заносятся в соответствующие массивы и методика подробно описана в разделе 1.6.

Поскольку используются релятивистские уравнения движения, следует учитывать и ВЧ-магнитные поля, возбуждаемые ВЧ-электрическими полями, действующими в зазорах.

Индукцию ВЧ-магнитного поля определим из второго уравнения Максвелла:

$$\text{rot} \dot{E} = -i\omega \dot{B}, \quad (1.23)$$

где $\dot{B} = \dot{B}_0(r, \varphi, z) e^{i\omega t}$.

Учитывая, что $E_\varphi = 0$, а E_r, E_z от φ не зависят, получаем азимутальную составляющую для ВЧ-магнитного поля :

$$\tilde{B}_\varphi = \frac{1}{i\omega} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right) \quad (1.24)$$

Подставляя ВЧ-электрические и магнитные поля (1.22), (1.24) совместно со статическими полями в уравнения движения (1.10), можно решить задачу о движении электронов.

Система нормированных релятивистских самосогласованных нелинейных уравнений МРК. Для численного решения уравнений движения их необходимо нормировать. Для этого вводятся следующие безразмерные параметры:

$$X = \frac{\omega z}{v_0}; \quad \theta = \omega t; \quad Y = \frac{\omega r}{v_0}; \quad \Omega = \frac{e}{m} B_0(z); \quad \beta_0 = \frac{v_0}{c}; \quad \beta = \frac{v}{c} = \beta_0 \bar{v};$$

$$\phi_0 = \frac{\Omega_0}{\omega}; \quad v = \frac{\dot{\phi}_0}{\omega}; \quad \bar{v} = \frac{v}{v_0}; \quad \Omega = \frac{e}{m_0} B_0(z). \quad (1.25)$$

В уравнения движения (1.10) входит полная скорость электрона:

$$v^2 = \dot{r}^2 + (r\dot{\phi})^2 + \dot{z}^2. \quad (1.26)$$

Азимутальную составляющую скорости определяем, используя (1.13)– из закона сохранения для азимутально-симметричных полей (в адиабатическом приближении). Подставляя (1.13) в (1.26) и вводя нормированные параметры (1.25), получаем:

$$\frac{v^2}{v_0^2} = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right) \left[\frac{Y_0^2}{Y} \left(v - \frac{\phi_0}{2}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} + \frac{Y\phi}{2} \right] + \left(\frac{dY}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dX}{d\theta}\right)^2. \quad (1.27)$$

Решая (1.27) относительно v/v_0 , получим:

$$\bar{v}^2 = \frac{A_1 + A_2}{1 + \beta_0^2 A_2}, \quad (1.28)$$

где $\bar{v} = \frac{v}{v_0}; \quad A_1 = \frac{Y_0^2}{Y} \left(v - \frac{\phi_0}{2}\right) \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} + \frac{Y\phi}{2};$

$$A_2 = \left(\frac{dY}{d\theta}\right)^2 + \left(\frac{dX}{d\theta}\right)^2.$$

Для формулировки самосогласованной задачи необходимо к уравнению (1.10) добавить уравнение возбуждения резонатора на заданном виде колебаний периодическими во времени источниками:

$$\begin{aligned} \dot{E}_k &= \dot{A}_k \varepsilon_k^0 e^{i\theta}; \\ \dot{A}_k &= -i \frac{\omega}{\varepsilon_0 e_k (\dot{\omega}_k^2 - \omega)} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_{V_p} \dot{\delta}_{cm} \varepsilon_k^0 dV e^{-i\theta} d\theta. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Здесь $e_k = \int_V (\varepsilon_k^0)^2 dV$ – норма k -го вида колебаний;

$\dot{\omega}_k = \omega_k (1 + i/2Q_k)$ – комплексная собственная частота k -го вида колебаний;

δ_{cm} – плотность тока сторонних источников;

Q_k – нагруженная добротность на k -м виде колебаний.

Полагая, что $1/Q_k \ll 1$ и $|\omega - \omega_k|/\omega_k \ll 1$ и используя закон сохранения заряда для однослойной модели электронного луча, перепишем (1.29) в следующей форме:

$$\dot{A} = A_a + iA_r = -\frac{Q_k}{\omega} \frac{1 + i\varphi_k Q_k}{1 + (\varphi_k Q_k)^2} \frac{1}{\varepsilon_0 e_k} \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi\tau_0} \int_0^\theta e^{-i\theta} v \varepsilon(r) d\tau d\theta. \quad (1.30)$$

Используя закон сохранения заряда для каждого элементарного слоя пучка j ($j=1, M$) (1.30), можно записать в следующей форме для конечного числа N дискретных фазовых траекторий в каждом j -м слое:

$$\dot{A} = A_a + iA_r = -\frac{Q_k}{\omega} \frac{1 + i\varphi_k Q_k}{1 + (\varphi_k Q_k)^2} \frac{2}{\varepsilon_0 e_k N M} \sum_{j=1}^M I_{0j} \sum_{i=1}^N \int_{\theta_{ij}}^{\theta_{2ij}} e^{i\theta} v_{ij} \varepsilon^0(r_{ij}) d\tau. \quad (1.31)$$

Уравнение возбуждения (1.31) относится к одиночному резонатору. Для расширения полосы рабочих частот к выходному резонатору подключают холостые резонаторы с соответствующей подстройкой собственных частот относительно рабочей.

Эквивалентная схема данной фильтровой системы типа "звезда" приведена на рис. 1.3.

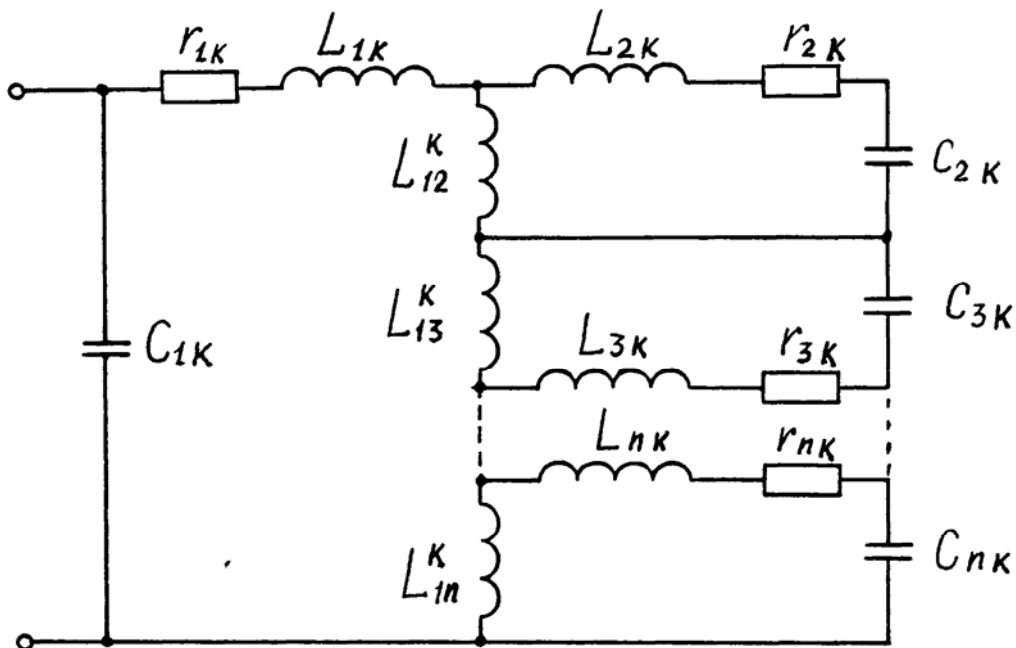


Рис. 1.3. Эквивалентная схема фильтровой системы типа "звезда" k -го каскада клистрона.

Здесь $r_{1k}, C_{1k}, L_{1k} + \sum L_{1i}^k$ – параметры основного контура k -го каскада клистрона; r_{ik}, C_{ik}, L_{ik} – параметры дополнительных контуров; L_{1i}^k – взаимная индуктивность основного контура и i -го дополнительного контуров. Входное сопротивление на емкости зазора основного резонатора рассчитывается так:

$$Z_k^0 = Q_{1k} \varphi_{1k} \frac{1 + F_{1k} + i(Q_k \varphi_{1k} + F_{2k})}{(1 + F_{1k})^2 + (Q_k \varphi_{1k} + F_{2k})^2}, \quad (1.32)$$

$$\text{где } F_{1k} = \sum_{i=2}^n (1 + Q_1^2 \varphi_{1k}^2)^{-2}; \quad F_{2k} = \sum_{i=2}^n \frac{\bar{K}_{ik} Q_{ik} \varphi_{ik}}{1 + (Q_{ik} \varphi_{ik})^2};$$

$$\varphi_{ik} = \frac{2(\omega_k - \omega_i)}{\omega_0}; \quad \bar{K}_{ik} = (K_{ik})^2 \frac{Q_{ik} Q_{1k} \rho_{ik}}{\rho_{1m}};$$

$$K_{ik} = \frac{L_{1i}^k}{L_{ki} + L_{1i}}; \quad \rho_{ik} = (L_{ik} + L_{1i}) \omega;$$

$$\omega_n = 1 / \sqrt{(L_{1k} + \sum_{i=2}^n L_{1i}) C_{1k}}; \quad \omega_i = 1 / \sqrt{(L_{ik} + L_{1i}) C_{ik}};$$

Тогда (1.31) для фильтровой системы с учетом (1.32) будет иметь вид:

$$A_a + jA_r = -Q_{1k} \rho_{1k} \frac{1 + F_{1k} + j(Q_{1k} \varphi_{1k} + F_{2k})}{(1 + F_{1k})^2 + (Q_{1k} \varphi_{1k} + F_{2k})^2} \frac{2}{\varepsilon_0 e_k NM} \sum_{j=1}^M I_{0i} \sum_{i=1}^N \int_{\theta_{1j}}^{\theta_{2j}} e^{i\theta} v_{ij} \varepsilon^0(r_{ij}) d\tau \quad (1.33)$$

Введем нормированную амплитуду:

$$\dot{Z}_k = Z_{ak} + jZ_{rk} = A \frac{v_0}{2\omega V_0} = \frac{\xi_k v_0}{2\omega d_k}, \quad (1.34)$$

где $\xi_k = \dot{U}_{mk} / V_0$, d_k – ширина зазора k -го резонатора, V_0 – ускоряющее напряжение электронного луча.

С учетом перечисленного система релятивистских самосогласованных нелинейных уравнений в нормированных переменных записывается в следующей форме:

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 X_{ij}}{d\theta^2} &= -\frac{2f_0}{\beta_0^2} (Z_{ak} \cos\theta - Z_{rk} \sin\theta) (f_{1ij}^3 \varepsilon_{zk}^0 - f_{1ij} f_{4ij} \varepsilon_{rk}^0) + \sigma^2 \frac{1}{NM} \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq i}}^N \cdot \\
&\cdot (f_{1ij}^3 \varepsilon_{zni}^p - f_{1ij} f_{4ni} \varepsilon_{rni}^p) - \frac{2f_0}{\beta_0^2} \frac{1}{Y_a} f_{1ij} \frac{dY_{ij}}{d\theta} (Z_{ak} \sin\theta - Z_{rk} \cos\theta) \left[\frac{\partial \varepsilon_{zk}^0}{\partial(r/a)} - \frac{\partial \varepsilon_{rk}^0}{\partial(z/a)} \right] - \\
&- \frac{dY_{ij}}{d\theta} \beta_0^2 f_{1ij} \frac{\sigma^2}{NM} \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq i}}^N \left(\frac{1}{f_{1nj}} \varepsilon_{zni}^p \frac{dY_{nj}}{d\theta} - \frac{1}{f_{1nj}} \frac{dX_{nj}}{d\theta} \varepsilon_{rni}^p \right) - \\
&- f_{1ij} \frac{dY_{ij}}{d\theta} \sigma^2 \beta_0^2 \frac{Y_{Rij} Y_a^2}{2Y_{ij}} \gamma_{1j} - f_{3ij} \frac{Y_{ij}}{2} \frac{d\phi}{dX_{ij}} - f_{1ij} f_{3ij} \sigma^2 \beta_0^2 \frac{1}{NM} \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq i}}^N \frac{f_{3nj}}{f_{1nj}} \varepsilon_{zni}^p ; \\
\frac{d^2 Y_{ij}}{d\theta^2} &= \frac{1}{Y_{ij}} f_{3ij}^2 - \frac{2f_0}{\beta_0^2} (Z_{ak} \cos\theta - Z_{rk} \sin\theta) (f_{5ij} \varepsilon_{rk}^0 - f_{4ij} \varepsilon_{zk}^0) + \\
&+ \sigma^2 \frac{1}{NM} \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq i}}^N (f_{5ij} f_{1nj} \varepsilon_{rni}^p - f_{1ij} f_{4ij} \varepsilon_{zni}^p) - \\
&- f_{1ij} f_{4ij} \varepsilon_{zni}^p - f_{3ij} \phi + \frac{2f_0}{\beta_0^2} \frac{1}{Y_a} f_{1ij} \frac{dX_{ij}}{d\theta} (Z_{ak} \sin\theta - Z_{rk} \cos\theta) \left[\frac{\partial \varepsilon_{zk}^0}{\partial(r/a)} - \frac{\partial \varepsilon_{rk}^0}{\partial(z/a)} \right] + \\
&+ \frac{dX_{ij}}{d\theta} \sigma^2 \beta_0^2 f_{1ij} \frac{\sigma^2}{NM} \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq i}}^N \left(\frac{1}{f_{1nj}} \varepsilon_{zni}^p \frac{dY_{nj}}{d\theta} - \frac{1}{f_{1nj}} \frac{dX_{nj}}{d\theta} \varepsilon_{rni}^p \right) + \\
&\quad + f_{1ij} \frac{dX_{ij}}{d\theta} \sigma^2 \beta_0^2 \frac{Y_{Rij} Y_a^2}{2Y_{ij}} \gamma_{1j} \\
&\quad \quad \quad i = \overline{1, N} ; \quad j = \overline{1, M} ;
\end{aligned} \tag{1.35}$$

$$\begin{aligned}
\frac{d(Z_{ak} + Z_{rk})}{d\theta} &= \frac{\varphi_k Q_k}{120(d/a)^2} \frac{1 + F_{1k} + j(Q_{1k} \varphi_{1k} + F_{2k})}{(1 + F_{1k})^2 + (Q_{1k} \varphi_{1k} + F_{2k})^2} \frac{\beta_0^3 \sigma^2}{f_0 NM} \times \\
&\times \sum_{j=1}^M \gamma_j \sum_{i=1}^N e^{-j\theta} \left(\frac{dY_{ij}}{d\theta} \varepsilon_{rk}^0 + \frac{dX_{ij}}{d\theta} \varepsilon_{zk}^0 \right).
\end{aligned}$$

Дополнительно к (1.25) здесь введены следующие обозначения:

$X_{ij} = \omega z_{ij} / v_0$; $Y_{ij} = \omega r_{ij} / v_0$; i (или n) – номер крупной частицы j -го слоя;

v_0 – начальная скорость электронов;

z_{ij} , r_{ij} – соответственно продольная и радиальная координаты центров масс кольцевой ij -й крупной частицы;

$$Y_{Rij} = \frac{Y_{ij}^2 - Y_{1j}^2}{Y_{2j}^2 - Y_{1j}^2}; \quad Y_{1j}^2 = \frac{2}{1 + K_\phi^2} Y_{ij}^2; \quad Y_{2j}^2 = \frac{2K_\phi^2}{1 + K_\phi^2} Y_{ij}^2;$$

$Y_{1j} = \omega r_{1j} / v_0$; $Y_{2j} = \omega r_{2j} / v_0$; r_{1j} , r_{2j} – внутренний и внешний радиусы крупной частицы j -го слоя;

$K_\phi = r_{2j} / r_{1j}$ – коэффициент формы крупной частицы;

$Y_a = \omega a / v_0$ – радиус трубки дрейфа;

$\gamma_j = S_i / S$; S и S_j – соответственно площади поперечного сечения электронного луча и j -го слоя;

$$f_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1} - 1; \quad f_{1ij} = \sqrt{1 - \beta_{ij}^2}; \quad \beta_{ij} = v_{ij} / c; \quad \gamma_{ij} = \sum_{\ell=1}^j S_\ell / S;$$

$$f_{2ij} = \sqrt{(1 - \beta_{ij}^2) / (1 - \beta_0^2)}; \quad f_{3ij} = \frac{Y_{0ij}^2}{Y_{ij}^2} (v_j - \frac{\phi_0}{2}) f_{2ij} + \frac{Y_{ij} \phi}{2}; \quad v_j = \phi_{0j} / \omega;$$

$$\phi = \Omega / \omega; \quad \Omega = \frac{e}{m} B_0(z); \quad \Omega_0 = \frac{e}{m_0} B_0(z); \quad \phi_0 = \Omega_0 / \omega;$$

$$f_{4ij} = \beta_0 \frac{dX_{ij}}{d\theta} \frac{dY_{ij}}{d\theta}; \quad f_{5ij} = 1 - \beta_0^2 \left(\frac{dY_{ij}}{d\theta} \right)^2; \quad \sigma^2 = \frac{eI_0}{\pi \epsilon_0 a^2 v_0 m_0 \omega^2}.$$

Компоненты электрического поля k -го зазора резонатора (1.22) нормируются следующим образом:

$$\dot{E}_z = \frac{\omega v_0 m_0}{e} \frac{2f_0}{\beta_0^2} \dot{Z}_k \epsilon_{zk}^0 (X_{ij}, Y_{ij}) e^{i\theta}; \quad \dot{E}_r = \frac{\omega v_0 m_0}{e} \frac{2f_0}{\beta_0^2} \dot{Z}_k \epsilon_{rk}^0 (X_{ij}, Y_{ij}) e^{i\theta}$$

Функции распределения составляющих электрического поля крупной частицы ϵ_{zj}^p , ϵ_{rj}^p описывают (1.82), (1.83), ρ_{1k} , Q_{1k} , ϕ_{1k} – соответственно, волновое сопротивление, добротность и расстройка k -го резонатора клистрона.

Начальные условия. Задавая начальные условия к системе (1.35) при $\theta = 0$, предусмотрим два вида фокусирующего магнитного поля – однородное магнитное поле и периодическая магнитная фокусировка.

В случае *однородного магнитного поля* задаются максимальные Y_{\max} и минимальные Y_{\min} значения координаты Y на статической траектории центра движения крупной частицы. Тогда продольные $dX_{ij} / d\theta$ и поперечные $dY_{ij} / d\theta$ скорости, с учетом закона сохранения (1.12), выражения (1.27), а также используя аналитическое решение уравнения поперечного движения, где поле

пространственного заряда задается равным среднему полю электронного луча [72], можно записать в качестве начальных условий к системе (1.35) во входном сечении зазора второго резонатора:

$$\dot{Z}_2(0) = 0; \quad X_{ij}(0) = (\ell_1 - \frac{2\pi i}{N})(1 + X \sin \frac{2\pi i}{N}); \quad \frac{dX_{ij}}{d\theta}(0) = 1 - X \sin \frac{2\pi i}{N};$$

$$\frac{dY_{ij}}{d\theta}(0) = \text{sign}(Y_{\max}) \sqrt{c^2 - (A/\bar{Y}_{0ij}^2 + B\bar{Y}_{0ij}^2)};$$

$$\bar{Y}_{0ij}(0) = Y_{0j}; \quad X = X_0 / \sqrt{1 + (\varphi_1 Q_1)^2}; \quad X_0 = \sqrt{K_p Q_1 G_0 \rho_1 M_0}; \quad K_p = P_{\text{ex}} / P_0;$$

$$A = [Y_{0j}^2 (v_j - \phi_0 / 2) f_{2ij}(0)]^2; \quad B = \frac{\phi_0^2}{4} (1 - \beta_0^2) - \frac{\sigma^2}{2} \sqrt{1 - \beta_0^2};$$

$$Q_1 = Q_{10} / (1 + g_{e0} \rho_1 Q_1); \quad G_0 = I_0 / V_0; \quad C = (Y_{j\max}^2 + Y_{j\min}^2) B,$$

(1.36)

где $Y_{j\max}$, $Y_{j\min}$ – максимальное и минимальное значение Y центра движения (центра масс) ij -й крупной частицы на статической траектории; M_0 , g_{e0} – коэффициент эффективности модуляции зазора первого резонатора и активная составляющая электронной проводимости для него.

Для *периодической магнитной фокусировки* задаются $dX/d\theta$ и $dY/d\theta$, а из (1.27) определяем:

$$\bar{Y}_{0ij} = Y_{0j} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{dX_{ij}}{d\theta}\right)^2 - \left(\frac{dY_{ij}}{d\theta}\right)^2} \right) - \frac{Y_{0j} \phi(X_{ij})}{2} \sqrt{1 - \beta_0^2},$$

где $\bar{Y}_{0ij} = \frac{Y_{0i}^2}{Y_{ij}} (v - \phi_0 / 2)$ – входит в систему (1.36);

$\phi(X_{ij})$ – разложение в ряд Фурье периодического магнитного поля (меандровое распределение):

$$\phi(x) = \frac{4\phi_0}{\pi} \sum_{k=1}^{\ell} \sin\left(\frac{2\pi}{T_m} (X - X_{s1})(2k - 1) + \varphi_m\right) / (2k - 1), \quad (1.37)$$

где X – продольная координата ведущего центра крупной частицы;

X_{s1} – координата центра положения 1-го зазора;

φ_m – фаза магнитного поля;

T_m – период магнитного поля;

k – номер гармоники периодического магнитного поля.

Согласование решений системы (1.35) может осуществляться разными путями. Наиболее приемлемыми представляются два:

а) итеративное решение, при котором Z_a и Z_r получаются из первого уравнения системы (1.35) при заданных фазовых траекториях (т. е. фактически при экстраполяции решений \dot{Y}, \dot{X} "вперед"), затем Z_a, Z_r уточняются после решения двух последних уравнений системы (1.35) и т.д.;

б) введение невязки по решению для Z_a и Z_r в целевую функцию и свободное варьирование Z_a, Z_r .

Путь а) целесообразен для резонаторов группирователя; путь б) следует использовать для резонатора отбирателя, где фазовые траектории меняются сильно.

Сформулированные релятивистские двумерные нелинейные самосогласованные уравнения (1.35) позволяют при оптимизации учесть динамическое токооседание путем ввода в целевую функцию членов, учитывающих радиальное движение электронов и развиваемую ими мощность при выходе на стенку трубки дрейфа или стенку зазора резонатора. В качестве модели частицы удобно использовать заряженное кольцо, бесконечно тонкое по z , но имеющее конечные размеры по r (от r_{\min} до r_{\max}) при равномерном распределении заряда по площади кольца. В качестве закона деформации выбирается пропорциональный закон:

$$\frac{r_{ij \max}}{r_{ij \min}} = K_j = \left[\frac{r_{j \max}}{r_{j \min}} \right]_{\theta=0}, \quad (1.38)$$

где i – номер частицы, j – номер слоя.

При этом центр масс движения $r_{ij} = \sqrt{0.5(r_{ij \max}^2 + r_{ij \min}^2)}$ при $r_{ij \max} < a$. При токооседании, когда $r_{ij \max} > a$, центр масс рассчитывается как $r_{ij} = \sqrt{0.5(a^2 + r_{ij \min}^2)}$. Изменение заряда частицы при токооседании определяется с помощью весовой функции G_{ij} , определяющей остаточную площадь кольца:

$$G_{ij} = \begin{cases} I_{0j} & \text{при } r_{ij \max} < a \\ \frac{a^2 - r_{ij \min}^2}{r_{ij \max}^2 - r_{ij \min}^2} I_{0j} & \text{при } r_{ij \max} > a. \end{cases} \quad (1.39)$$

Для вычисления мощности осевших электронов систему (1.35) следует дополнить функцией:

$$\frac{dQ_0}{d\theta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{Y_a^2}{Y_{ij}^2} V_{yij}^2 \frac{K_j^2 + 1}{K_j^2 - 1} V_{ij}^2 \sum_{k=1}^{k_0} \frac{c_1 Y_a^2}{(X_{ij} - X_{sk})^2 + Y_a^2} \quad (1.40)$$

где $V_y = v_r / v_0$, $V_x = v_z / v_0$, $Y_a = \omega a / v_0$, $V^2 = (v / v_0)^2 = \frac{A_1 + A_2}{1 + \beta_0^2 A_2}$;

$$A_1 = \frac{Y_0^2}{Y} \left(v - \frac{\phi_0}{2} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_0^2}} + \frac{Y\phi}{2}; \quad A_2 = \left(\frac{dY}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dX}{d\theta} \right)^2;$$

$$Y = \omega r / v_0; \quad Y_0 = \omega r_0 / v_0; \quad \frac{Y_a^2}{(X_{ij} - X_{sk})^2 + Y_a^2} - \text{весовая}$$

колоколообразная функция, усиливающая вес функции мощности токооседания в области зазоров резонаторов; X_{sk} – координата центра k-го зазора.

Совместное решение системы уравнений (1.35), (1.40) и соответствующим образом составленной целевой функции (она сформулирована ниже при описании программы оптимизации в разделе 6.4.2) позволяет минимизировать токооседание в трубках дрейфа при оптимизации параметров МРК в полосе частот.

Электронный КПД k-го каскада МРК вычисляется по формуле:

$$\eta_{ek} = \frac{f_0^{-1} - \frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N [1 - (\beta_0 v_{ij})^2]^{-1/2}}{f_0^{-1} - 1}, \quad (1.41)$$

где
$$v_{ij}^2 = \left(\frac{dX_{ij}}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dY_{ij}}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{Y_{0ij}}{Y_{ij}} + Y_{ij} \frac{\phi}{2} \right)^2.$$

Волновой КПД k-го каскада можно вычислить через наведенный ток и напряжение на зазоре резонатора:

$$\eta_{wk} = \text{Re} \frac{\dot{Z}_k \dot{A}_k^* f_0 \beta_0}{2\sigma^2 (1 - f_0)}, \quad (1.42)$$

где \dot{A}_k^* рассчитывается по (1.31), в случае одиночного резонатора, или по (1.33) для системы фильтров.

Сравнение η_{ek} и η_{wk} позволяет оценить погрешность численного моделирования процессов взаимодействия в МРК.

1.3. Одномерная нелинейная релятивистская модель процесса взаимодействия в МРК с учетом обратного движения электронов в системе t, t_0 в полосе частот

Уравнение движения электрона во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (1.1) для одномерного приближения принимает вид:

$$\frac{dv_z}{dt} = -\eta_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2} \left\{ \dot{E}_z - \frac{v_z}{c^2} \dot{E}_z \right\}. \quad (1.43)$$

Подставляя напряженность поля $\dot{E}_z = \dot{E}^0 + \dot{E}^p$ (где \dot{E}^0 – напряженность продольного ВЧ-поля в зазоре резонатора, в трубке дрейфа оно равно нулю; \dot{E}^p – напряженность продольного поля пространственного заряда), перепишем (1.43) в виде:

$$\frac{dv_z}{dt} = -\eta_0 \left[1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2 \right]^{3/2} \cdot \dot{E}_0 - \eta_0 \left[1 - \left(\frac{v_z}{c}\right)^2 \right]^{3/2} \dot{E}^p. \quad (1.44)$$

Выше отмечалось, что поток моделировался методом крупных частиц. Для i -й крупной частицы уравнение движения (1.44) в безразмерных переменных переписывается следующим образом:

$$\frac{d^2 X_i}{d\theta^2} = -\frac{2R^0}{\beta_i^2} f_{li} \cdot Z_k \cdot \varepsilon_k^0 \cdot e^{j\theta} + \sigma^2 \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i^p \cdot f_{li}, \quad (1.45)$$

где $X_i = \frac{\omega z_i}{v_0}$; $\theta = \omega t$; $R^0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2} - 1$;

$$\eta_0 = \frac{e}{m_0}; \quad \beta_0 = \frac{v_0}{c}; \quad \sigma^2 = \frac{\eta_0 \cdot I_0}{\pi \varepsilon_0 a^2 v_0 \omega^2}; \quad f_{li} = (1 - \beta_i^2)^{3/2};$$

$$\beta_i = \frac{v_i}{c}; \quad \dot{A}_k = \frac{\dot{V}_m}{d_k}; \quad \dot{Z}_k = \frac{\dot{A}_k \cdot v_0}{2\omega V_0}; \quad \dot{\xi} = \frac{\dot{V}_m}{V_0};$$

$$\dot{E}_k^0 = \dot{A}_k \cdot \varepsilon^0 \cdot e^{j\theta}; \quad \dot{E}_p = \frac{-dq}{2\pi \varepsilon_0 a^2} \cdot \varepsilon^p; \quad \frac{dq}{dt} = I_0;$$

N – число крупных частиц;

d_k – ширина зазора k -го резонатора;

a – радиус трубки дрейфа;

ε^0 и ε^p – описаны в (1.22) и (1.19) соответственно для продольной составляющей полей зазора резонатора и пространственного заряда.

Продольное электрическое поле зазора резонатора \dot{E}_k^0 , соответствующее его реальной конфигурации, рассчитывается методом сеток и соответствует (1.22). Продольная составляющая электрического поля крупной частицы рассчитывается по методике, изложенной в разделе 1.5.

Уравнение возбуждения резонатора (1.33) для одномерной однослойной модели, с учетом введенных здесь безразмерных параметров, записывается как:

$$\frac{d\dot{Z}_k}{d\theta} = \frac{\beta_0}{120(d_k/a)} \rho_k Q_k \frac{1 + j\varphi_k Q_k}{1 + (\varphi_k Q_k)^2} \frac{\beta_0^2}{2R^0} \frac{\sigma^2}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-j\theta} \varepsilon^0 \cdot \frac{dX}{d\theta} d\theta_0. \quad (1.46)$$

Здесь величина $\rho_k Q_k \frac{1 + j\varphi_k Q_k}{1 + (\varphi_k Q_k)^2}$ представляет собой эквивалентное сопротивление контура;

$$\varphi_k = 2 \frac{\omega - \omega_{0k}}{\omega_{0k}}; \quad \omega - \text{ опорная частота};$$

ω_{0k} – резонансная частота k -го резонатора;

Q_k – нагруженная добротность k -го резонатора.

Наведенный ток в зазоре k -го резонатора, в нормированных переменных, вычисляется следующим образом:

$$\dot{I}_k = \frac{\dot{A}_k}{\sigma^2 Y_a(d/a)}. \quad (1.47)$$

Для расширения рабочей полосы частот на выходе клистрона используется полосовой фильтр. Он может быть выполнен по схеме "звезда", как это указывалось в разделе 1.2, так и в виде "цепочки" последовательно связанных резонаторов (рис. 1.4), в которой последний резонатор клистрона,

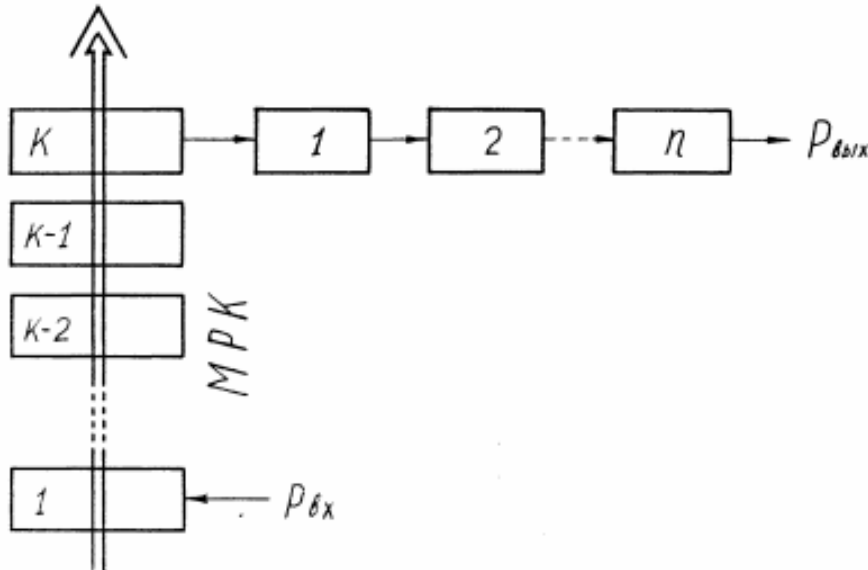


Рис. 1.4. Блок-схема подключения фильтровой системы "цепочка" к МРК

связанный с электронным потоком, будет первым в фильтровой системе. Ниже приведены формулы, позволяющие вычислить напряжение на зазоре резонатора с учетом подсоединенной фильтровой системы "цепочка", через

наведенный ток. Это позволяет решить самосогласованную задачу максимизации КПД МРК и ВЧ-мощности на выходе фильтрующей системы.

$$\dot{\xi}_1 = \frac{\rho_1 Q_1 + \frac{\dot{b}_{12} \cdot b_{21} \cdot \dot{c}_2 \cdot Q_1 \cdot \rho_1}{\dot{a}_2 + \dot{c}_3 \cdot b_{23} \cdot \dot{e}_3}}{\dot{a}_1 + b_{12} \cdot \dot{c}_2 \cdot \dot{e}_2} \quad (1.48)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{e}_n &= -\frac{\dot{b}_{n,n-1} \cdot \dot{c}_{n-1}}{\dot{a}_n} \\ \dot{e}_{n-1} &= -\frac{\dot{b}_{n,n-1} \cdot \dot{c}_{n-2}}{\dot{a}_{n-1} + \dot{c}_n \cdot b_{n-1,n} \cdot \dot{e}_n} \\ \dot{e}_{i-1} &= -\frac{\dot{b}_{i,i-1} \cdot \dot{c}_{i-2}}{\dot{a}_i + \dot{c}_{i+1} \cdot b_{i,i+1} \cdot \dot{e}_{i+1}} \end{aligned} \right\} \quad (1.49)$$

$$\dot{\xi}_i = \dot{e}_i \cdot \dot{\xi}_{i-1} \quad (1.50)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{a}_i &= 1 - j \left(\frac{1 + \varphi_i / 2}{1 + \varphi_m / 2} - \frac{1 + \varphi_m / 2}{1 + \varphi_i / 2} \right) Q_i \\ b_{i,j} &= K_{ij} \frac{Q_i}{Q_j} \left[\frac{\rho_i (1 + \varphi_i / 2)}{\rho_j (1 + \varphi_j / 2)} \right]^{1/2} \\ c_i &= 1 + j \left(\frac{1 + \varphi_m / 2}{1 + \varphi_i / 2} \right) Q_i \end{aligned} \right\} \quad (1.51)$$

$$\eta_{\text{ф.вых}} = R_l \left\{ \frac{1}{2} \frac{\dot{\xi}_n \dot{\xi}_n^* \cdot \dot{a}_n}{G_{0e} \rho_n Q_n} \eta_{\text{конт}} \right\} \quad (1.52)$$

$$\eta_{\text{конт}} = 1 - \frac{Q_n}{Q_{0n}} \quad (1.53)$$

где $\varphi_i = 2 \frac{\omega_i - \bar{\omega}_0}{\bar{\omega}_0}$; $\varphi_m = 2 \frac{\omega_m - \bar{\omega}_0}{\bar{\omega}_0}$; $K_{ij} = \frac{M_{ij}}{\sqrt{L_i L_j}}$;

ω_m – m -я опорная частота; ω_i – резонансная частота i -го резонатора фильтра;
 K_{ij} – коэффициент связи i -го и j -го резонаторов;
 L_i – индуктивность i -го резонатора фильтра;
 ρ_i – волновое сопротивление;
 Q_i – нагруженная добротность i -го резонатора;
 Q_{0n} – "холодная" ненагруженная добротность последнего резонатора фильтра;
 ξ_i – нормированное напряжение на i -м резонаторе;

n – число резонаторов в фильтре без единицы, т.е. выходной резонатор МРК является первым резонатором фильтра.

Формулы (1.48) – (1.51) рекуррентные, т.е. вначале для заданного n вычисляются коэффициенты по (1.48) – (1.51), затем по (1.50) вычисляются ξ_i через \dot{e}_i и ξ_{i-1} . После этого определяется КПД на выходе фильтра по (1.52) с учетом КПД контура (1.53).

1.4. Аналитическая одномерная модель процесса взаимодействия в МРК

Приведенная нелинейная одномерная модель достаточно точно описывает процессы взаимодействия в МРК, но при машинной оптимизации параметров МРК по ней требуется все же большое время счета. Поэтому создана упрощенная аналитическая модель, позволяющая за короткое время находить оптимальные параметры МРК, которые затем уточняются по более строгим нелинейным моделям. В основу аналитической модели была положена теория группирования, предложенная в [3, 6, 7, 9, 11].

Учет влияния пространственного заряда на процессы группирования в трубке дрейфа делается при следующих упрощениях: поток, в направлении перпендикулярном движению электронов, является бесконечно широким; постоянная составляющая объемного заряда скомпенсирована ионами; предполагается малая модуляция электронного потока по скорости, плотности заряда и тока. Решаются совместно уравнения Максвелла и уравнения движения:

$$\tilde{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = 0 ; \quad (1.54)$$

$$\frac{\tilde{\rho}}{\varepsilon_0} - \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = 0 ; \quad (1.55)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + (v_0 + \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} = \frac{e}{m} \tilde{E} . \quad (1.56)$$

Входящие в эти уравнения величины в переменных Эйлера представляются в виде:

$$\begin{aligned} \rho(z,t) &= \rho_0 + \tilde{\rho}(z,t); \\ v(z,t) &= v_0 + \tilde{v}(z,t) = \frac{dz}{dt}; \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$j(z,t) = j_0 + \tilde{j}(z,t), \quad j_0 = \rho_0 v_0 .$$

Здесь v_0 – средняя скорость электронного потока.

После исключения всех неизвестных, кроме \tilde{v} , получается уравнение:

$$\frac{d^2\tilde{v}}{dt^2} + \Omega_0^2\tilde{v} = 0, \quad (1.58)$$

где Ω_0 – плазменная частота, и определяется так:

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{e \rho_0}{m \varepsilon_0}}. \quad (1.59)$$

Интегрируя (1.58), получаем:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \Omega_0^2z - \Omega_0^2v_0t + A_0 = 0. \quad (1.60)$$

Решение этого уравнения записывается в виде:

$$z = v_0t - \frac{A_0}{\Omega_0^2} + A \cos \Omega_0t + B \sin \Omega_0t \quad (1.61)$$

Далее обычно авторы в [20, 32] при пересчете фазовых траекторий в конец трубки дрейфа делают некоторые дополнительные упрощения, получая аналитические формулы для каскадной группировки. Далее получены точные аналитические формулы каскадной группировки, приводящие к следующим рекуррентным соотношениям для пересчета фазовых траекторий в конечное сечение трубки дрейфа:

$$\frac{1}{\omega v_0} \frac{dv_k}{dt} \Big|_{t=t_k} = -(\bar{v}_{k-1} - v'_{k-1}) \frac{\Omega}{\omega} \sin \Omega(t_k - t_{k-1}) + \cos \Omega(t_k - t_{k-1}) \frac{1}{\omega v_0} \frac{dv_{k-1}}{dt} \Big|_{t=t_{k-1}} \quad (1.62)$$

$$\bar{v}_k^0 = \bar{v}'_{k-1} + (\bar{v}_{k-1} - \bar{v}'_{k-1}) \cos \Omega(t_k - t_{k-1}) + \sin \Omega(t_k - t_{k-1}) \frac{1}{\Omega/\omega} \frac{1}{\omega v_0} \frac{dv_{k-1}}{dt} \Big|_{t=t_{k-1}} \quad (1.63)$$

$$\omega t_k = \omega t_{k-1} + \frac{(z_k - z_{k-1})\omega}{\bar{v}'_{k-1}} - \frac{1}{\bar{v}'_{k-1}(\Omega/\omega)^2} \cdot [1 - \cos \Omega(t_k - t_{k-1})] \frac{1}{\omega v_0} \frac{dv_{k-1}}{dt} \Big|_{t=t_{k-1}} - \frac{(\bar{v}_{k-1} - \bar{v}'_{k-1})}{\Omega/\omega} \frac{1}{\bar{v}'_{k-1}} \sin \Omega(t_k - t_{k-1}), \quad (1.64)$$

$$\frac{\omega z(t)}{v_0} = \frac{\omega z}{v_0} \Big|_{t=t_{k-1}} + (\omega t - \omega t_{k-1}) \bar{v}'_{k-1} + \frac{\bar{v}_{k-1} - \bar{v}'_{k-1}}{\Omega/\omega} \cdot \sin \Omega(t_k - t_{k-1}) +$$

$$+ [1 - \cos \Omega(t_k - t_{k-1})] \frac{1}{(\Omega/\omega)^2} \frac{1}{\omega v_0} \frac{dv_{k-1}}{dt} \Big|_{t=t_{k-1}} \quad (1.65)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$\bar{v}_k^0 = v_k^0 / v_0$ – нормированная скорость электрона перед k -м зазором резонатора;

v_0 – средняя скорость немодулированного электронного потока;

$\bar{v}'_{k-1} = \frac{v'_{k-1}}{v_0} = \sqrt{(v'_{k-2})^2 - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(\bar{v}_{k-1}^{0i})^2 - (\bar{v}_{k-1}^i)^2]}$ – средняя скорость электронного

потока в $k-1$ -й трубке дрейфа с учетом энергообмена в $k-1$ -м зазоре;

Ω – плазменная частота электронного потока в $k-1$ -й трубке дрейфа;

t_{k-1} – время влета электрона в $k-1$ трубку дрейфа;

$z(t)$ – продольная координата электрона, находящегося в $k-1$ трубке дрейфа в текущий момент времени t ;

z_k – положение центра k -го зазора резонатора;

$\frac{d\bar{v}'_{k-1}}{dt} \Big|_{t=t_{k-1}}$ – ускорение электрона перед $k-1$ трубкой дрейфа;

$$\Omega(t_k - t_{k-1}) = \Omega \frac{z_k - z_{k-1}}{v_{k-1}} = \frac{\Omega \bar{l}_{k-1}}{\omega \bar{v}_{k-1}},$$

где \bar{l}_{k-1} – безразмерная длина $k-1$ -й трубки дрейфа $\left(\bar{l}_{k-1} = \frac{\omega l_{k-1}}{v_0} \right)$.

Уравнения (1.62) – (1.65) решаются при следующих начальных условиях:

$\frac{dv}{dt} \Big|_{t=t_1} = 0$ – ускорение на входе в 1-ю трубку дрейфа;

$z_1 \Big|_{t=t_1} = \frac{2\pi i}{N}$ – положение i -й частицы перед входным сечением первой трубкой дрейфа (N – число частиц);

$v_1' \Big|_{t=t_1} = v_0$ – средняя скорость электронного потока на входе в 1-ю трубку дрейфа.

Определим изменение скорости электрона при прохождении зазора резонатора. Будем рассматривать релятивистский случай. Изменение энергии электрона при прохождении зазора шириной d с напряжением на нем $V_m e^{j\theta}$ можно записать как:

$$W_2 - W_1 = -eV_m \operatorname{Re} \left(\frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon^0(z) e^{j(\omega t + \varphi)} dz \right), \quad (1.66)$$

где $\varepsilon^0(z)$ – пространственное распределение напряженности поля зазора;

e – заряд электрона;

W_1 – энергия электрона перед зазором;

W_2 – энергия электрона после прохождения зазора.

Введем параметр M – коэффициент эффективности взаимодействия электрона с полем зазора шириной d :

$$M = \frac{1}{d} \int_0^d \varepsilon^0(z) dz \quad (1.67)$$

Представив левую часть (1.66) через кинетические энергии, получаем:

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1-(v/c)^2}} - \frac{mc^2}{\sqrt{1-(v_0/c)^2}} = -eV_m M \cos(\omega t + \varphi). \quad (1.68)$$

Из (1.68) находим скорость \bar{v}_k на выходе зазора k -го резонатора, которая записывается в безразмерных переменных следующим образом:

$$\bar{v}_k = \frac{1}{\beta} \left\{ 1 - \left[\frac{1}{\sqrt{1-(\bar{v}_k^0 \beta_0)^2}} - |\dot{\xi}_k| M_k \cos(\theta_k N^0 + \varphi_k) \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta_0^2}} - 1 \right) \right]^{-2} \right\}^{1/2}, \quad (1.69)$$

где $\dot{\xi}_k = \frac{\dot{V}_{mk}}{V_0}$ – нормированное напряжение;

$\theta_k = \omega t_k$, N^0 – номер гармоники;

$M_k = \frac{\sin \frac{\theta_d N^0}{2}}{\frac{\theta_d N^0}{2}}$ – коэффициент эффективности взаимодействия k -го зазора;

$\theta_d = \frac{d\omega}{v_k^0} K_\phi$ – нормированная длина зазора;

K_ϕ – коэффициент формы зазора.

Коэффициент формы зазора K_ϕ учитывает провисание поля в бессеточном зазоре и определяется из совместного решения уравнения для M_k и уравнения:

$$M_k = \frac{1}{d_k} \int_0^{d_k} \varepsilon^0(z) dz. \quad (1.70)$$

Наведенные ток i_k и напряжение $\dot{\xi}_k$ на зазоре k -го резонатора определяются следующими уравнениями:

$$i_k = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} M_k \cos \theta_k N^0 d\theta_0 - j \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} M_k \sin \theta_k N^0 d\theta_0; \quad (1.71)$$

$$|\dot{\xi}_k| = \frac{\rho_k Q_k G_0}{\sqrt{1 + (\varphi_m - \varphi_{1k})^2 Q_k^2}} \cdot |\dot{I}_k|; \quad (1.72)$$

$$\varphi_k = -\arctg[(\varphi_m - \varphi_{1k}) Q_k] + \arctg \frac{\text{Im} \dot{I}_k}{\text{Re} \dot{I}_k}; \quad (1.73)$$

где $Q_k = \frac{Q_{0k}}{1 + G_0 g_{ek} \rho_k Q_{0k}}; \quad \varphi_{1k} = \varphi_{0k} - \rho_k G_0 b_{ek}; \quad G_0 = \frac{I_0}{V_0};$

Q_{0k} и φ_{0k} – соответственно "холодные" добротность и расстройка k -го резонатора;

$$\varphi_m = 2 \frac{\omega_m - \bar{\omega}_0}{\bar{\omega}_0}; \quad \varphi_{0k} = 2 \frac{\omega_k - \bar{\omega}_0}{\bar{\omega}_0}; \quad \omega_k - \text{резонансная частота } k\text{-го}$$

резонатора.

Активная и реактивная составляющие проводимости электронного потока, вносимой в резонатор, рассчитываются по нелинейным уравнениям (1.45) – (1.47) при малых напряжениях $\dot{\xi}$:

$$g_e = -\frac{|\dot{I}_k| \cos(\varphi_{\bar{I}_k} + \varphi_z)}{|\dot{Z}_k| 2Y_a(d_k/a)}; \quad (1.74)$$

$$b_e = -\frac{|\dot{I}_k| \sin(\varphi_{\bar{I}_k} + \varphi_z)}{|\dot{Z}_k| 2Y_a(d_k/a)}. \quad (1.75)$$

Для первого резонатора \dot{I}_1 рассчитывается по следующим формулам:

$$\text{Re} \dot{I}_1 = -\sqrt{\frac{8K_p^0}{G_0 \rho_1} \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_{01}} \right)}, \quad (1.76)$$

$$\text{Im} \dot{I}_1 = 0,$$

где $K_p^0 = \frac{P_{ax}}{P_0}; \quad P_0 = I_0 V_0; \quad P_{ax} - \text{ВЧ-мощность сигнала, подаваемого на}$

первый резонатор клистрона.

КПД многорезонаторного клистрона определяется исходя из релятивистского определения энергии движущейся частицы:

$$\eta_k = \frac{\sum_{i=1}^N \left[(1 - \beta_0^2 \bar{v}_{ki}^2)^{-1/2} - (1 - \beta_0^2 \bar{v}_i^2)^{-1/2} \right]}{\sum_{i=1}^N (1 - \beta_0^2 \bar{v}_{ki}^2)^{-1/2} - N}, \quad (1.77)$$

где $N - \text{число частиц};$

\bar{v}_{ki} и $\bar{v}_i - \text{соответственно нормированные скорости } i\text{-ой частицы на входе и}$

выходе k -го резонатора.

Теперь остановимся на расчете плазменной частоты Ω , входящей в (1.62)– (1.65). Расчетам плазменной частоты Ω посвящено много работ [18, 22, 87 – 90]. В (1.59) значение Ω_0 определено для бесконечно широкого потока. Для учета влияния проводящей стенки трубки дрейфа, в которой движется электронный поток, обычно вводят коэффициент редукции K_R [18] :

$$\begin{aligned} \bar{\Omega} &= \bar{\Omega}_0 K_R, \\ K_R &= \frac{Y_0[(\gamma^4 - 2\gamma^2 + \chi)^{3/2} - (\chi - 1)^{3/2}]}{13.2\sqrt{1 + 3/16Y_a^2(1 - 0.25\gamma^2)(1 - \gamma)}}, \end{aligned} \quad (1.78)$$

где $\gamma = 1/\bar{K}$; $\chi = 1 + 2(1 - \gamma)\ln\left(\frac{Y_a}{Y_0\bar{K}}\sqrt{\frac{1 + \bar{K}^2}{2}}\right)$;

$$Y_a = \frac{\omega a}{v_0}; \quad Y_0 = \frac{\omega r_0}{v_0}; \quad \bar{K} = \frac{r_2}{r_1}; \quad r_0 = \sqrt{(r_2^2 - r_1^2)}$$

$$\bar{\Omega}_0 = \Omega_0 / \omega; \quad \bar{\Omega} = \Omega / \omega;$$

r_1 и r_2 – соответственно внутренний и внешний радиусы электронного потока.

Формула (1.78), достаточно точно учитывающая влияние проводящей стенки трубки дрейфа, пригодна только для слабо модулированного потока. В многорезонаторных клистронах малая модуляция возникает только в первой трубке дрейфа (и при малом входном сигнале). В работе [22] предложено ввести зависимость Ω от модуляции потока по скорости следующим образом:

$$\bar{\Omega}_k = \bar{\Omega}_{k-1} \sqrt{0,5(1 + \sqrt{1 + 4,5 \frac{v_k^2}{(1 + Y_a^2)\bar{\Omega}_{k-1}^2}})}. \quad (1.79)$$

Однако проверка вариантов МРК, оптимизированным по аналитическим формулам, приведенным в этом параграфе с применением (1.79), путем численных расчетов с использованием нелинейной модели показало значительное (10 - 25%) расхождение в КПД. Было установлено, что это различие вызвано неточным расчетом плазменной частоты в группирователе.

Следует заметить, что введение плазменной частоты (51) справедливо для бесконечного, широкого электронного потока, собственные колебания которого действительно могут описываться одной частотой. Наличие в электронном потоке модуляции по скорости и по плотности приводит к тому, что в сгустках плазменная частота увеличена, а в разрежениях уменьшена по сравнению с (1.59), (1.78), и, в общем случае, это нелинейное состояние электронного потока не может описываться одной частотой. Ввиду того, что нас интересует совпадение интегральных характеристик нелинейной и аналитической моделей

– наведенного тока, КПД, можно ввести некоторую "эффективную" плазменную частоту $\Omega(\xi)$, определив этот усредненный параметр путем численных расчетов по нелинейной модели. Для разных фиксированных модулирующих напряжений ξ на зазоре резонатора составлялась таблица плазменных частот. Для каждого конкретного напряжения на зазоре k -го резонатора выбиралось соответствующее значение плазменной частоты из таблицы (в промежуточных точках таблицы используется интерполяция). Это привело к значительному улучшению соответствия аналитической и нелинейной моделей, ошибка не превышала (5 – 15%). Далее было установлено, что остающееся расхождение связано с неучтенной предварительной модуляцией электронного потока по плотности при составлении таблицы плазменных частот. При учете этой модуляции возможны два варианта решения задачи. Первый – рассчитывать двумерные таблицы плазменных частот с различной заданной предварительной модуляцией. Это наиболее строгий путь, облегчающий дальнейший выбор параметров МРК и обеспечивающий более точную оптимизацию выбранных параметров МРК на максимум КПД. Этот путь, однако, сложен и требует определенных затрат машинного времени. Вторым подходом состоит в том, чтобы к первоначально построенной одномерной таблице добавить эмпирическую формулу, учитывающую предварительную модуляцию пучка по плотности. Этот второй подход и был выбран. Значения плазменных частот $\Omega(\xi)$ из таблицы умножаются на эмпирическую функцию $P_k(I)$:

$$P_k(I) = A^{|\dot{I}_k|}, \quad (1.80)$$

где \dot{I}_k – относительная амплитуда первой гармоники тока (1.71) в k -м резонаторе содержит информацию о группировке электронов; A – эмпирическая величина ($A \in 1 - 2$) выбирается на основе анализа численных расчетов МРК.

Данный способ определения плазменных частот дает хорошее совпадение (1 – 5%) результатов расчета МРК, выполненных по аналитической и численным моделям. Описанная аналитическая модель используется для оптимизации МРК на первом этапе. Ввиду малого времени расчета по этой модели удастся провести почти полную оптимизацию МРК по большому числу параметров. На втором этапе полученные параметры МРК уточняются путем расчетов 2 – 4-х последних каскадов МРК по численной модели. Эта методика позволяет получить с минимальными затратами машинного времени оптимальные параметры МРК при заданных ускоряющих напряжениях, токах электронного луча, полосы частот.

1.5. Методы расчета трехмерных и двумерных полей пространственного заряда. Эффект "самодействия" частиц

Проблема расчета сил пространственного заряда является центральной в нелинейной теории приборов типа "О" как по сложности моделирования, так и по трудоемкости расчетов. Ее нельзя считать окончательно разрешенной в настоящее время; ожидать этого, по-видимому, можно будет лишь к тому времени, когда существенно увеличится память и быстродействие используемых ЭВМ. Основные усилия при разработке моделей учета сил пространственного заряда в основном и направлены в настоящее время на компенсацию указанных недостатков современных ЭВМ.

К сожалению, из предложенных к настоящему времени моделей нельзя выделить хотя бы одну, имеющую обоснованные преимущества перед другими; тем более нельзя заранее предсказать погрешность вычислений при использовании той или другой модели, можно лишь провести численное сравнение на конкретных примерах, что опять-таки не дает общего представления.

Прежде чем остановиться на характеристике отдельных моделей, отметим две основные проблемы, возникающие при моделировании.

1. В связи с ограниченным быстродействием и памятью используемых ЭВМ приходится ограничиваться конечным (и относительно небольшим) числом фазовых траекторий, т.е. приходится использовать модели с "дискретными частицами". Поэтому возникает проблема наилучшего приближения поля пространственного заряда с помощью дискретных источников к действительному полю с квазинепрерывным распределением зарядов, попутно может быть решена и задача упрощения расчетов самого поля.

2. Поскольку для расчета поля пространственного заряда необходимо знать координаты электронов-источников как "впереди", так и "позади" точки наблюдения по Z , возникает проблема прогнозирования положения источников "впереди" (естественная проблема) и "позади" (эта проблема уже связана с недостаточностью памяти ЭВМ, не позволяющей запоминать фазовые траектории электронов).

Остановимся на вопросах, связанных с первой из указанных проблем. Рассмотрим сначала используемые (и возможные) геометрические формы дискретных частиц, вводимых для расчета поля пространственного заряда в азимутально-симметричном случае рис.1.5. На рис. 1.5,*а* представлена элементарная модель дискретной заряженной частицы – бесконечно тонкое кольцо (линейный заряд). Обозначим эту модель A . Звездочкой обозначим здесь и дальше центр движения частицы в плоскости r, z .

При использовании модели A имеет место особенность поля (E_z и E_r) в центре движения. Из-за этого ряд, представляющий поле [14], сходится неравномерно и очень медленно. Особенность поля в модели A легко устраняется введением минимального сближения по Z , однако плохая сходимость рядов остается.

На рис. 1.5,*б* изображена плоская кольцевая модель частицы ($\Delta Z = 0$),^{*} причем частица задана как "недеформируемая", т.е. при изменении r

$\Delta r = const$. На рис. 1.5,б показана также плоская кольцевая модель, но уже "деформируемая", с $\Delta r = f(r^*)$. На рис. 1.5,г представлена недеформируемая модель типа толстого кольца с Δr и $\Delta Z = const$. На рис. 1.5,д изображено "деформируемое" по r кольцо, но с $\Delta Z = const$. На рис. 1.5,е представлен общий случай деформации кольца, когда изменяются и ΔZ и Δr , а также и форма сечения кольца. Распределение зарядов по r (и Z) в моделях б-е может быть задано различными способами, однако при практических расчетах распределение заряда полагается равномерным.

Сравнивая модели а - е, можно отметить следующее:

1. Все модели при увеличении числа частиц, моделирующих поток, переходят в модель а.

2. Введение распределенных моделей б - в и особенно г - е улучшает сходимость рядов, представляющих поля, за счет интегрирования поля типа а по конечному сечению кольца. Это улучшение тем заметнее, чем крупнее частица, т.е. чем грубее расчет поля пространственного заряда. Вопрос же об улучшении приближения поля пространственного заряда при использовании объемных моделей весьма проблематичен, поскольку дискретность источников по-прежнему остается, а заранее заданная форма распределения зарядов не отвечает реальной.

3. Деформируемые по r модели с заранее заданным законом деформации (иначе нельзя составить таблицу полей) могут давать лучшее приближение по сравнению с недеформируемыми моделями в случае ламинарных потоков и худшее – в случае турбулентных (слои по r перемешиваются).

4. Модели типа б, в дают лучшее описание поля пространственного заряда при группировке и перегруппировке, чем модели г и д с заданной протяженностью ΔZ .

5. Для моделей с конечным сечением таблицы полей пространственного заряда могут быть построены только для заданных относительных размеров сечения и заданных законов их деформации (причем только по r). Поэтому при изменении числа моделирующих поток частиц или при изменении геометрии потока таблицы должны составляться заново. Для модели е, например, таблицы не могут быть составлены.

Остановимся дополнительно на моделях описания движения и деформации частиц. В моделях б - д движение и радиальная деформация могут

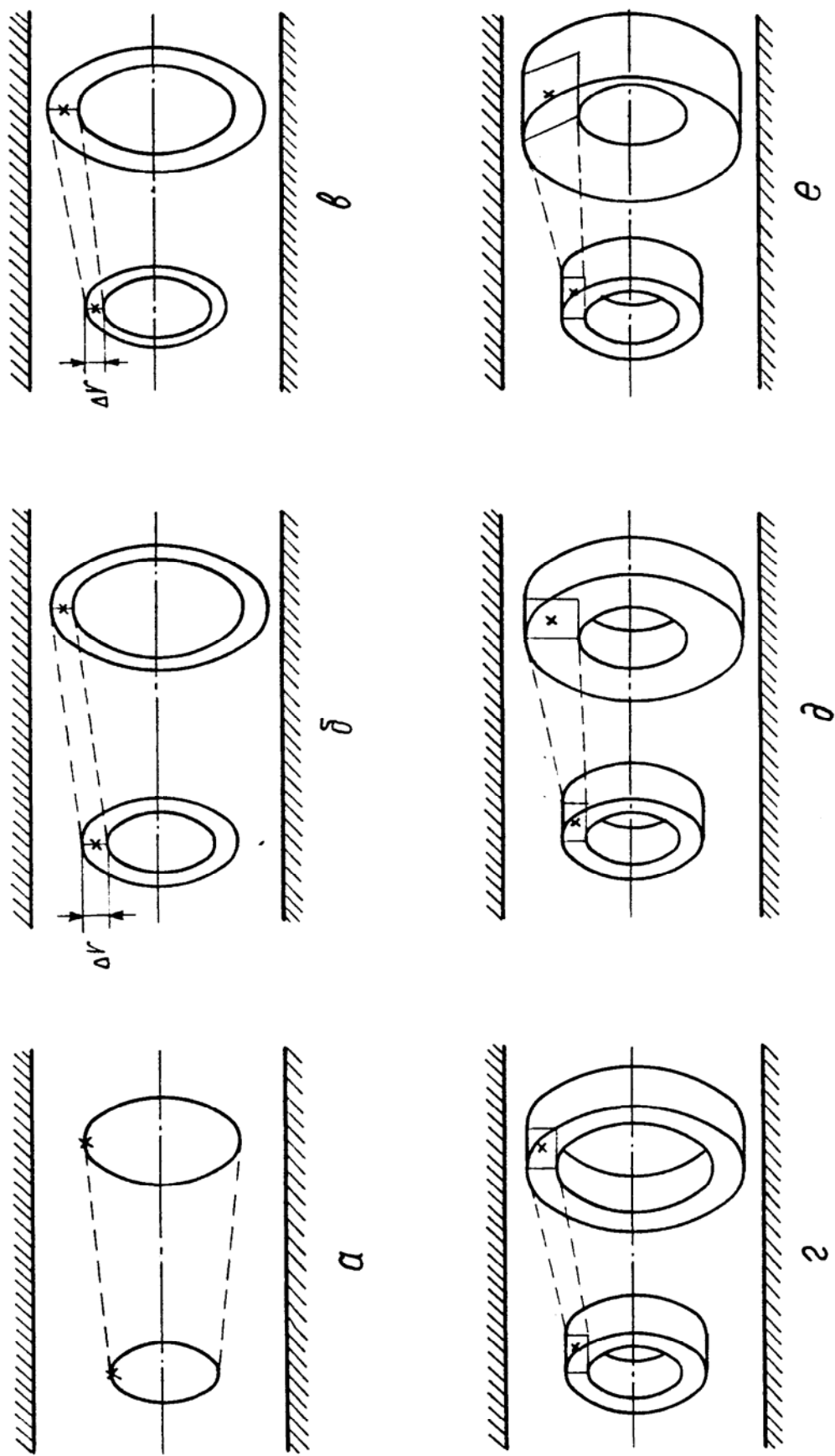


Рис. 1.5. Формы дискретных частиц.

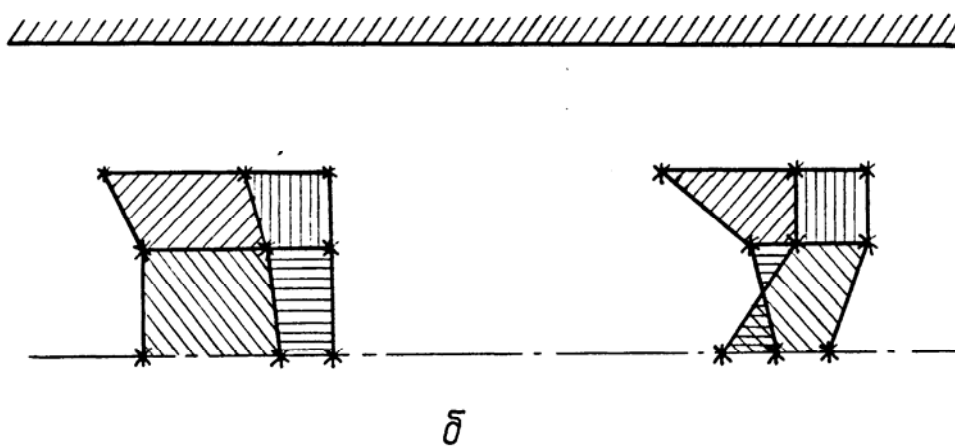
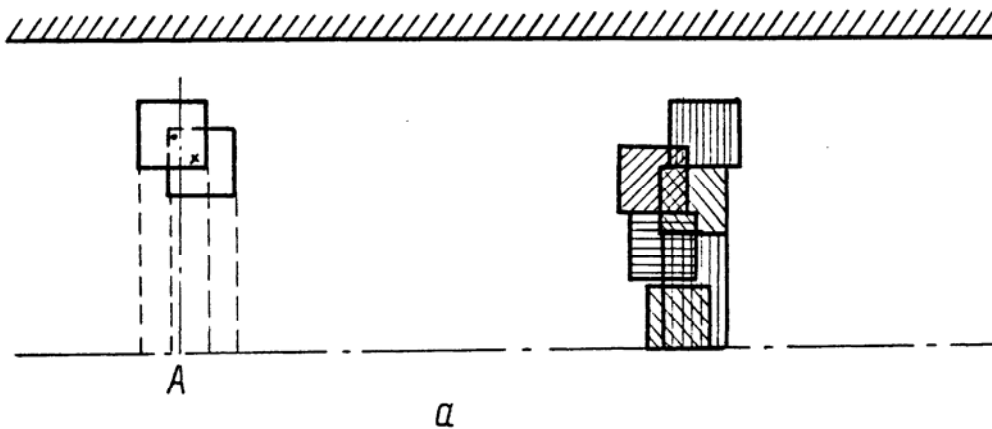


Рис. 1.6. Виды деформации частиц

задаваться только одним способом – траекторией центра движения "крупной частицы". Исключение представляет модель e , движение и деформацию которой можно описать траекториями движения граничных (угловых) электронов. Сравнение того и другого пути описания, при группировании, схематически показано на рис. 1.6 (a – "крупные частицы", b – частицы с изменяющейся геометрией). Очевидны неправильности в распределении заряда при группировании (наложении) с использованием "крупных частиц" (a): заряды, которые должны быть справа от точки наблюдения (A), оказываются слева ввиду неизменности ΔZ частицы. Устранение этого недостатка в модели с движущимися граничными электронами (модель e) показано на рис. 1.6,б. Отметим, что число фазовых траекторий в этом случае возрастает несущественно).

Как указывалось выше, задать таблицу полей крупных частиц в последнем случае невозможно. Однако, если есть таблица полей для элементарной модели рис. 1.5,а, поле крупной частицы по модели на рис. 1.5,в можно, используя эту таблицу, представить как суммарное поле достаточного числа элементарных колец рис. 1.5,а, распределенных равномерно или неравномерно по сечению деформированного кольца модели e .

Подводя итоги сравнения различных моделей дискретных частиц, можно сделать следующий основной вывод: модели крупных частиц с $\Delta Z = const$ позволяют улучшить сходимость рядов, представляющих поле и устранить особенности, присущие элементарной модели a , но не приводят к очевидным улучшениям в представлении поля пространственного заряда; это улучшение возможно только при использовании модели e в сочетании с таблицами, построенными по модели a . Отметим попутно, что использование непосредственно таблиц, даваемых моделью a , дает результаты, мало отличающиеся от тех, которые получаются при использовании моделей крупных частиц: интерполяция по двум узловым точкам наблюдения и двум узловым точкам источников по данным таблицы приводят к тем же эффектам усреднения (особенности при этом также автоматически устраняются).

Таким образом, элементарная модель рис. 1.5,а является базовой и целесообразно найти пути улучшенного представления поля для этой модели. Исходные ряды для составляющих компонент поля пространственного заряда [14] являются плохо сходящимися из-за имеющейся особенности поля точечных источников. Для улучшения сходимости рядов используется метод Крылова. Метод состоит в представлении исходного ряда в виде явно выделенной особенности и разностного ряда, который является быстро сходящимся. Ввиду громоздкости выкладок применение этого метода для получения выражений компонент трехмерных полей и двумерных полей с азимутальной симметрией с улучшенной сходимостью рядов приведено в приложении.

В тоже время, выбирая в качестве базовой модели бесконечно тонкое кольцо (рис. 1.5,а), для устранения особенностей в выражении для полей можно провести усреднение по радиусам точек наблюдения и источника по методике В. А. Солнцева [91], с использованием метода крупных частиц:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{z_i'}^p &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a}) \bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a})}{J_1^2(v_{0s})} e^{-v_{0s} |z-z'|/a}; \\ \varepsilon_{r_i'}^p &= \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{J}_1(v_{0s} \frac{r_i}{a}) \bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a})}{J_1^2(v_{0s})} e^{-v_{0s} |z-z'|/a}.\end{aligned}\quad (1.81)$$

В выражениях для полей (1.81) можно провести периодизацию [91], учитывая то, что сгустки электронов формируются в трубке дрейфа на расстоянии электронной длины волны $\lambda = \lambda_0 \beta_0$:

$$E_z = Q_0 \varepsilon_z^p = Q_0 \sum_{s=1}^{\infty} P_s \left\{ e^{-v_s |z-z'|/a'} - 2sh(v_s \frac{|z-z'|}{a'}) [(1 - e^{-v_s \lambda/a'})^{-1} - 1] \right\}; \quad (1.82)$$

$$E_r = Q_0 \varepsilon_r^p = Q_0 \sum_{s=1}^{\infty} P'_s \left\{ e^{-v_s |z-z'|/a'} - 2ch(v_s \frac{|z-z'|}{a'}) [(1 - e^{-v_s \lambda/a'})^{-1} - 1] \right\}, \quad (1.83)$$

где $Q_0 = \frac{-dq}{2\pi \varepsilon_0 a^2}$;

$$P_s = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a}) \bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a})}{J_1^2(v_{0s})};$$

$$P'_s = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{J}_1(v_{0s} \frac{r_i}{a}) \bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a})}{J_1^2(v_{0s})};$$

$$\bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_i}{a}) = \frac{2\pi}{S_i (v_{0s}/a)^2} \left[v_{0s} \frac{r_{2i}}{a} J_1(v_{0s} \frac{r_{2i}}{a}) - v_{0s} \frac{r_{1i}}{a} J_1(v_{0s} \frac{r_{1i}}{a}) \right];$$

$$\bar{J}_1(v_{0s} \frac{r_i}{a}) = \frac{-2\pi}{S_i (v_{0s}/a)} \left[J_0(v_{0s} \frac{r_{2i}}{a}) - J_0(v_{0s} \frac{r_{1i}}{a}) \right];$$

$$S_i = \pi(r_2^2 - r_1^2); \quad a' = a \sqrt{1 - (v/c)^2};$$

r_1 и r_2 – соответственно внутренний и внешний радиусы кольца.

Для двумерных полей пространственного заряда необходимо учитывать эффект "самодействия" частицы, на это указывалось в работе [31], однако его влияние на процессы взаимодействия в [31] не рассмотрены. Эффект "самодействия" частицы заключается в следующем. На рис. 1.7 показана схема взаимодействия

двух частиц. Точка 1 на рис. 1.7 – ведущий центр первой частицы, точка 2 – ведущий центр второй частицы. Электрическое поле частицы 1 действует на частицу 2 в точке 2 на радиусе ведущего центра r_0'' . Пусть E_r' радиальное поле частицы 1 в точке 2. Однако в точке 2 имеется еще одна радиальная

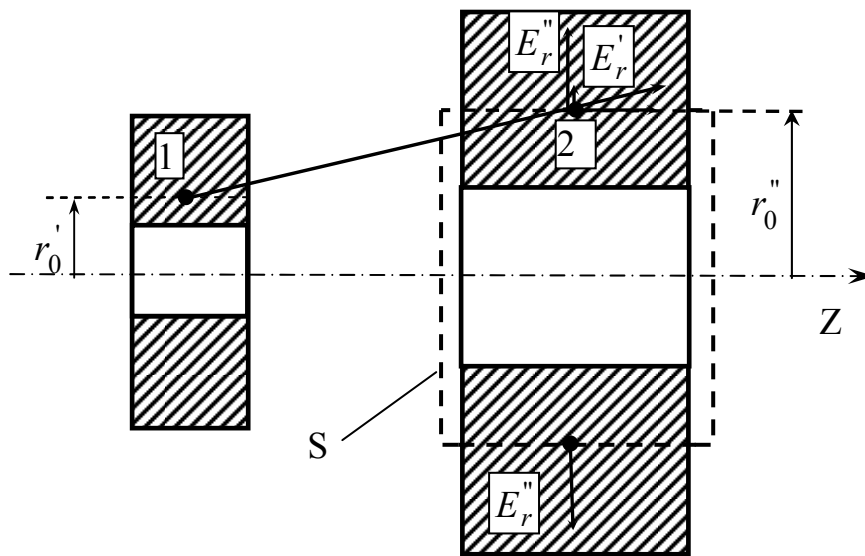


Рис. 1.7 Схема взаимодействия двух частиц

составляющая электрического поля самой частицы 2, возникающая при учете заряда частицы 2 заключенного в объеме V (на рис. 1.7 объем V выделен пунктирной поверхностью S). Напряженность поля E_r'' в точке 2 от заряда, находящегося внутри поверхности S , определяется теоремой Остроградского-Гаусса. Очевидно, чем крупнее частица (больше протяженность по Z), тем больше заряд внутри области S , больше E_r'' и сильнее проявляется эффект "самодействия" частицы. Влияние эффекта "самодействия" частицы на интегральные характеристики процесса взаимодействия в МРК или ЛБВ можно выявить, рассчитывая их с разным числом частиц на период и разным числом слоев, используя двумерные модели. Такие расчеты проведены и описаны в главе 3, раздел 3.1.2.

В одномерной нелинейной модели процесса взаимодействия используется заряженная частица в виде тонкого по Z кольца с заданным законом деформации по радиусу (рис. 1.8) [31]:

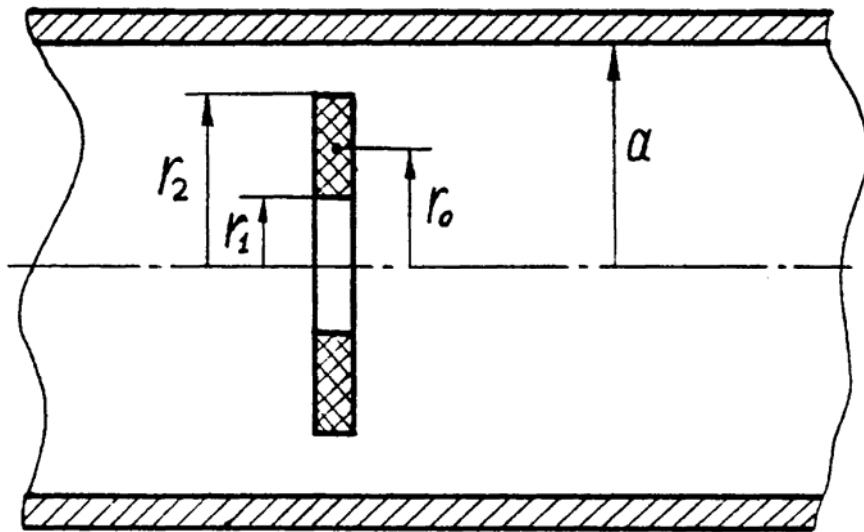


Рис. 1.8. Форма заряженной частицы для одномерной модели

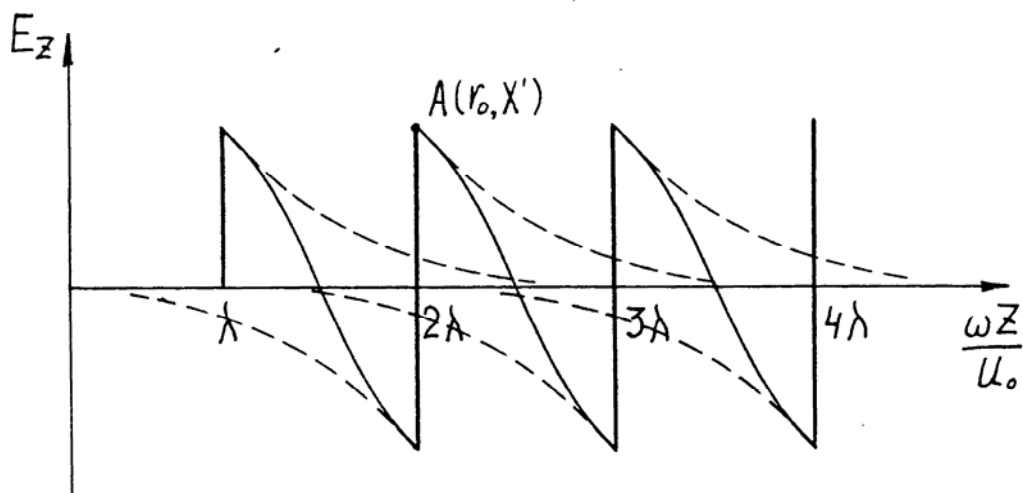


Рис. 1.9. Периодизация полей заряженных частиц

$$\frac{r_{\max}}{r_{\min}} = \frac{r_2}{r_1} = K = \text{const} . \quad (1.84)$$

Полагаем, что плотность заряда кольца распределена равномерно в пределах кольца [31], тогда:

$$r_0 = \sqrt{\frac{r_1^2 + r_2^2}{2}} . \quad (1.85)$$

Составляющую поля E_z для такой частицы нетрудно получить (см. приложение), используя методику, предложенную В.А. Солнцевым в [91]. После проведения усреднения по координате r источника и точки наблюдения поле кольца E_z определяется следующим образом:

$$E_z = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 a^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\bar{J}_0^2(v_s \frac{r_0}{a})}{J_1^2(v_s)} e^{-v_s \frac{|z-z'|}{aL}} , \quad (1.86)$$

где $\bar{J}_0(v_{0s} \frac{r_0}{a}) = \frac{2}{v_s (r_0/a)^2} \left[\frac{r_2}{a} J_1(v_s \frac{r_2}{a}) - \frac{r_1}{a} J_1(v_s \frac{r_1}{a}) \right];$

$z, r_0..$ – координаты центра масс источника;

z', r_0 – координаты точки наблюдения;

a – радиус трубки дрейфа;

$L = \sqrt{1 - \beta_0^2}$ – релятивистская поправка, учитывающая изменение поля E_z при переходе от движущейся системы координат к неподвижной.

Для ускорения времени счета по одномерной модели исключается экстраполяция траекторий электронов, о которой говорилось в разделе 1.2, и вводятся периодизированные поля пространственного заряда. Периодизация позволяет учесть влияние источников поля пространственного заряда, отстоящих друг от друга на расстояние λ .

Периодизацию полей можно провести аналитически (см. (1.81) – (1.83)) и численно. Проведение периодизации численно поясняет рис. 1.9. Поле в точках от 2λ до 3λ (рис. 1.9) определяется суммированием полей от 4-х источников, расположенных на расстоянии друг от друга ($\lambda = 2\pi/4$). Штриховыми линиями на рис. 1.9 показано распределение поля E_z вдоль координаты X

$(X = \frac{\omega Z}{v_0})$ от одного кольца. Сплошной линией – периодизированное поле с

учетом других, периодически расположенных колец справа и слева от точки наблюдения $A(r_0, X)$. Ограничение 4-мя источниками при расчете периодизированного поля вызвано тем, что полями от источников, расположенных на расстояниях больших λ и 2λ от точки наблюдения, можно пренебречь.

Далее составляются таблицы полей пространственного заряда для заданного r_0, r_1, r_2 и ряда фиксированных значений $|z - z'|$. Для одномерной нелинейной модели таблицы будут одномерными, в которых достаточна линейная интерполяция и для их составления используется (1.86).

1.5.1. Интерполяция между узлами трехмерной таблицы для двумерных полей пространственного заряда

При учете сил пространственного заряда посредством таблиц обычно для двумерных полей строят трехмерные таблицы полей пространственного заряда для дискретных значений трех независимых переменных $r_{набл}, r_{ист}, z_{набл}$ с запоминанием значений E_z или E_r в каждой точке трехмерного пространства. В предлагаемой методике предлагается запоминать значения E_z или E_r только в точках, помеченных на рис. 1.10 кружочком, что позволяет в два раза сократить объем запоминаемой информации.

Это возможно благодаря применению специального метода интерполяции между узлами таблицы, применяемого в решении задач по планированию эксперимента – метода факторного планирования 1-го порядка. Под этим методом понимают активный экспериментальный метод определения коэффициентов b_i уравнения:

$$X = b_0 + \sum_{i=1}^N b_i y_i . \quad (1.87)$$

В данном методе используется оптимальный двухуровневый план. План строится для числа экспериментов N , где $n + 1 \leq N = 2^m \leq 2^n$, m – целое положительное число.

Матрица плана строится следующим образом – первые m строк построены по принципу уменьшения вдвое частоты чередования знаков для каждой последующей строки по сравнению с предыдущей; следующие получаются путем поэлементного перемножения различных комбинаций из первых m – строк. Всего может быть получено $2m-1$ строк. Первая строка представляет собой чередование $+1$ и -1 . План позволяет находить

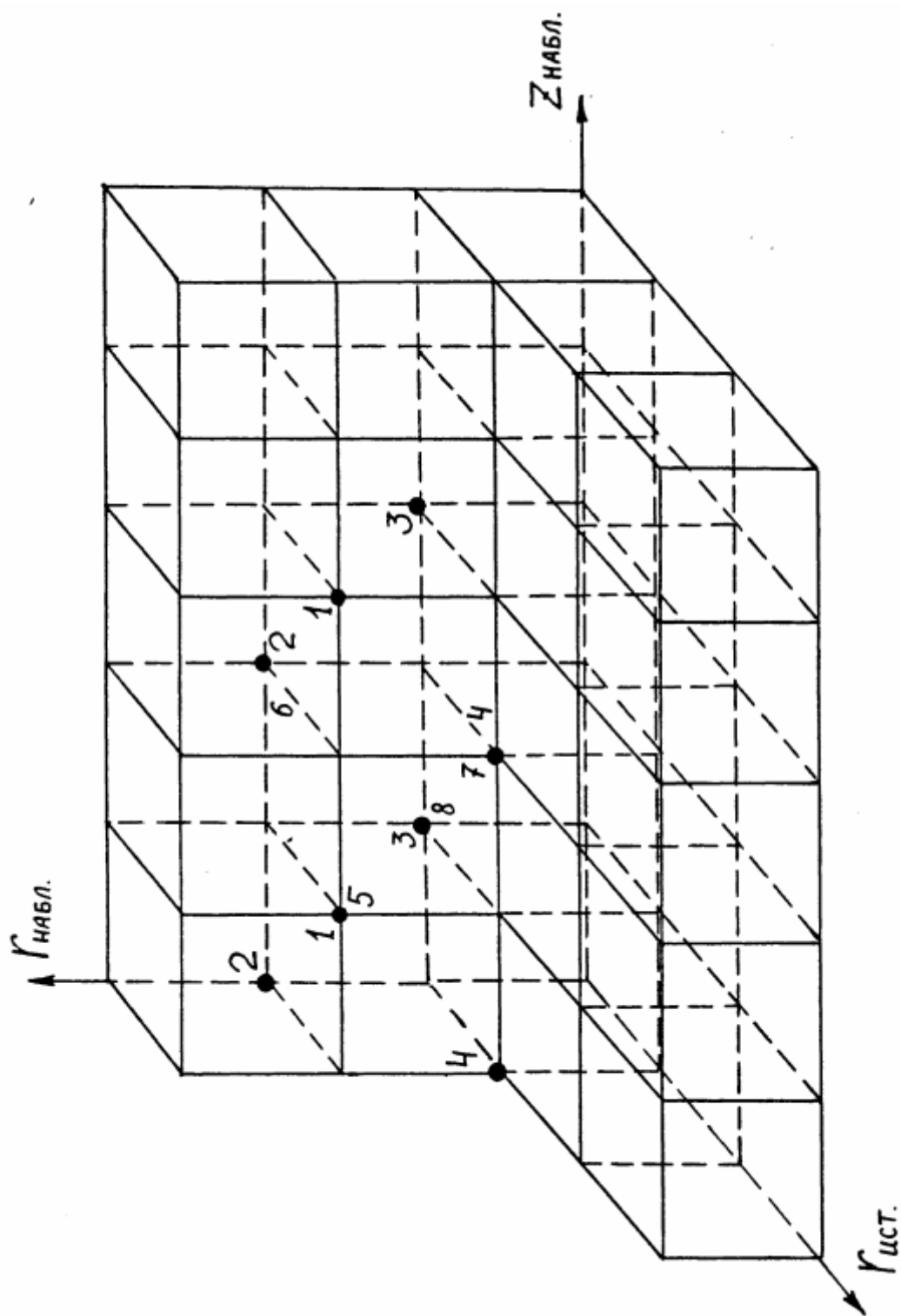


Рис. 1.10. Трехмерная таблица двумерного поля пространственного заряда

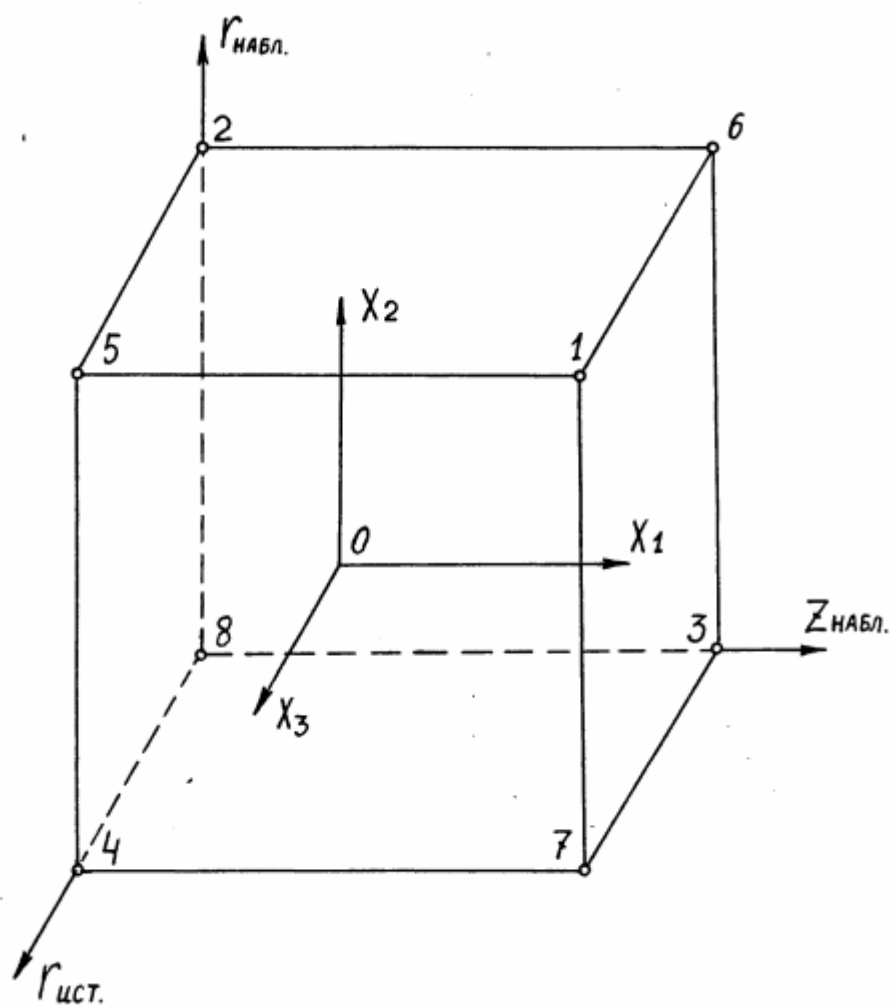


Рис. 1.11. Трехмерный симплекс

коэффициенты b_i с минимально возможной, при данном числе экспериментов и данной площади, покрываемой планом, средней ошибкой.

Если выполнено условие $n+1=N$ (что, как легко заметить, возможно не всегда), то план позволяет находить коэффициенты уравнения (1.87). При $N=2^n$ план геометрически задается вершинами n -мерного равностороннего симплекса с центром в начале координат и стороной длины $\sqrt{2(n+1)}$. При $n+1 \leq N = 2^m < 2^n$ такой план называется дробным. Расчетные формулы следующие:

$$b_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i, \tag{1.88}$$

$$b_i = \frac{1}{N\lambda_i} \sum_{j=1}^N a_{ij} y_j.$$

На рис. 1.11. приведен трехмерный симплекс, вершины его обозначены соответствующими номерами, центр находится в точке пересечения 3-х координат X_1, X_2, X_3 .

Оптимальный двухуровневый план позволяет определить значение функции в любой точке внутри этого многоугольника по известным значениям функции в четырех углах, например, для углов 1,2,3,4 расчетные формулы (1.88) будут иметь вид:

$$b_0 = \frac{1}{4}(Y_1 + Y_2 + Y_3 + Y_4),$$

$$b_1 = \frac{1}{4\lambda_1}(Y_1 - Y_2 + Y_3 - Y_4), \tag{1.89}$$

$$b_2 = \frac{1}{4\lambda_2}(Y_1 + Y_2 - Y_3 - Y_4),$$

$$b_3 = \frac{1}{4\lambda_3}(Y_1 - Y_2 - Y_3 + Y_4).$$

Для углов с номерами 5,6,7,8 формулы (1.88) имеют вид:

$$b_0 = \frac{1}{4}(Y_5 + Y_6 + Y_7 + Y_8),$$

$$b_1 = \frac{1}{4\lambda_1}(-Y_5 + Y_6 + Y_7 - Y_8), \quad (1.90)$$

$$b_2 = \frac{1}{4\lambda_2}(Y_5 + Y_6 - Y_7 - Y_8),$$

$$b_3 = \frac{1}{4\lambda_3}(Y_5 - Y_6 + Y_7 - Y_8),$$

В этих формулах λ_i равно половине соответствующей стороны многоугольника.

В таблице, описанной ранее и схематически изображенной на рис. 1.10, идет чередование многоугольников типа изображенных на рис. 1.11, в которых известны значения функций либо в точках 1,2,3,4, либо в точках 5,6,7,8, что и позволило почти вдвое уменьшить расчетные массивы для E_z и E_r .

1.6. Квазистатические электрические поля зазора резонатора

Задачу об определении поля зазора можно свести к решению электростатической задачи отыскания распределения потенциала для некоторого объема сложной формы с заданными граничными условиями. В конкретном случае объем сложной формы представляет собой цилиндрический резонатор с трубками дрейфа, расположенными на торцах и образующими между собой внутри резонатора некоторый зазор. Внутренний диаметр трубок дрейфа в общем случае различен. Определение потенциала в зазоре и трубках дрейфа при заданной геометрии сводится к решению уравнения Лапласа с заданными граничными условиями. Учитывая, что рассматриваемая система (резонатор и трубка дрейфа) аксиально-симметричная, уравнение Лапласа в цилиндрической системе координат запишется следующим образом:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.91)$$

Решение этого уравнения в аналитическом виде для области сложной формы получить довольно трудно, поэтому воспользуемся численными методами и получим решение в узлах некоторой сетки, построенной в этой области.

При применении метода сеток уравнение Лапласа заменяют приближенно некоторым уравнением в конечных разностях, которое получают из

дифференциального уравнения путем замены в нем производных их приближенными выражениями через разностные отношения или значения функции в отдельных точках сетки. Выражение производных через значения функции в узлах сетки получают следующим способом. Строят интерполяционный полином, который в точках сетки принимает те же значения, что и заданная функция, а затем производные от заданной функции приближенно считают равными соответствующим производным от интерполирующего полинома. Не вдаваясь в подробности получения разностных уравнений, приведем выражение для уравнения Лапласа в конечных разностях [92] для осесимметричной задачи в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} & \frac{2 \frac{r_{j-1/2}}{r_j}}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j-1,i} - \frac{2}{h_{r_{j-1}} h_{r_j}} U_{j,i} + \frac{2 \frac{r_{j+1/2}}{r_j}}{h_{r_j}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j+1,i} + \\ & + \frac{2}{h_{z_{i-1}}(h_{z_{i-1}} + h_{z_i})} U_{j,i-1} + \frac{2}{h_{z_i}(h_{z_{i-1}} + h_{z_i})} U_{j,i+1} - \frac{2}{h_{z_{i-1}} h_{z_i}} U_{j,i} = 0, \end{aligned} \quad (1.92)$$

где $h_{r_j} = r_{j-1} - r_j$; $h_{z_i} = z_{i+1} - z_i$; $r_{j\pm 1/2} = \frac{1}{2}(r_j + r_{j\pm 1})$.

При $r_j = 0$ вместо (1.92) получаем:

$$\begin{aligned} & \frac{2}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j-1,i} - \frac{2}{h_{r_{j-1}} h_{r_j}} U_{j,i} + \frac{2}{h_{r_j}(h_{r_{j-1}} + h_{r_j})} U_{j+1,i} + \\ & + \frac{1}{h_{z_{i-1}}(h_{z_{i-1}} + h_{z_i})} U_{j,i-1} + \frac{1}{h_{z_i}(h_{z_{i-1}} + h_{z_i})} U_{j,i+1} - \frac{1}{h_{z_{i-1}} h_{z_i}} U_{j,i} = 0 \end{aligned} \quad (1.93)$$

Итак, задача свелась к двумерной задаче отыскания распределения потенциала в области, ограниченной контуром сложной формы с заданными граничными условиями (рис. 1.12). Так как система симметрична относительно оси Z , то достаточно найти решение уравнения Лапласа для положительных r .

Как видно на рис. 1.12, граничные условия задаются следующим образом: на металлической поверхности левой трубки дрейфа (прямые 2,3,4) потенциал полагаем равным $+\varphi_0 = const$, на металлической поверхности правой трубки дрейфа потенциал полагаем равным $-\varphi_0$. Учитывая тот факт, что на достаточном расстоянии ($2Y_a$) от зазора потенциал внутри трубок дрейфа

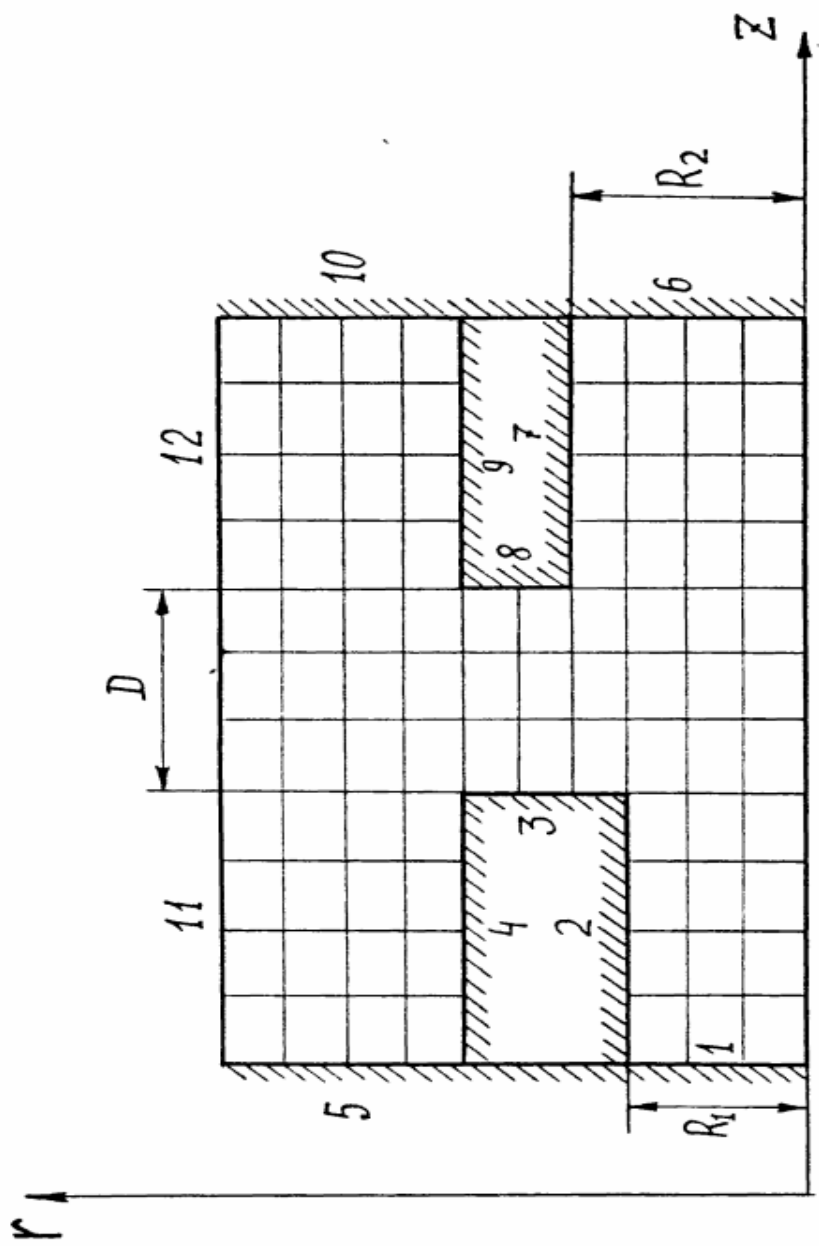


Рис. 1.12. Форма области решения уравнения Лапласа при определении полей в зазоре резонатора

постоянен, можно ограничить длину трубок дрейфа, как бы поставив металлические поверхности 1 и 6, принимая потенциал на них равным потенциалу соответствующей трубки. Граничные условия на прямых 11, 12 задаются следующим образом: принимается линейное изменение потенциала вдоль прямых 11, 12 от $+\varphi_0$ до $-\varphi_0$, пропорционально шагу сетки вдоль оси Z. Расположение прямых 5 и 10 и их размер вдоль оси выбираются из условия малого влияния изменения объема резонатора на поле в зазоре и трубках дрейфа. Это делалось экспериментально, при расчетах на ЭВМ.

Наиболее распространенными методами решения разностных уравнений являются итерационные. Системы разностных уравнений могут иметь порядок тысяч и десятков тысяч. Поэтому существенную роль при выборе алгоритма играет не только скорость решения, но и объем необходимой для запоминания в процессе решения информации. Кроме этого следует учитывать и простоту построения алгоритма для области сложной формы.

Используемый в данной работе метод последовательной верхней релаксации [92, 93] кратко можно описать следующим образом. На каждой итерации вычисление потенциалов $U_{i,j}$ в узлах сетки рассчитывалось по формулам:

$$\mathcal{U}_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{2}(b_1 U_{i-1,j}^{n+1} + b_2 U_{i,j-1}^{n+1} + b_3 U_{i+1,j}^n + b_4 U_{i,j+1}^n),$$

$$U_{i,j}^{n+1} = \omega \mathcal{U}_{i,j}^{n+1} + (1 - \omega) U_{i,j}^n, \quad (1.94)$$

$$i=1,2,\dots,\ell, \quad j=1,2,\dots,m.$$

Скорость сходимости этого метода зависит от параметра ω . Существуют теоретические оценки для выбора ω , но для этого надо знать собственные числа процесса (1.94), что не всегда легко определить. Поэтому не сложно практически подобрать параметр ω по минимуму числа итерации для заданной точности процесса (1.94). Оптимальное значение ω в расчетах находится в интервале 1,6...1,8. Согласно описанному алгоритму была составлена программа решения уравнения Лапласа (1.91), аппроксимированного пятиточечными разностными уравнениями (1.92), (1.93). Задаваемая точность решения порядка 10^{-5} достигалась за 30 – 60 итераций, в зависимости от формы задаваемой области рис. 1.12, при оптимально выбранном параметре ω .

Составляющие электрического поля E_z , и E_r рассчитывались путем численного дифференцирования полученного распределения потенциала на известной сетке по следующим формулам:

$$E_{r,i,j} = -\frac{\partial U}{\partial r} = (U_{i+1,j} - U_{i-1,j+2}) / [(h_{r_j} + h_{r_{j+1}}) / d],$$

$$E_{z_{i,j}} = -\frac{\partial U}{\partial z} = (U_{i,j+1} - U_{i+2,j+1}) / [(h_{z_i} + h_{z_{i+1}}) / d]. \quad (1.95)$$

Полученные значения $E_{z_{i,j}}$ и $E_{r_{i,j}}$ в каждом узле сетки заносятся в соответствующие массивы. Интерполяция между узлами сетки проводится на основе метода факторного планирования 1-го порядка. Подробно об общих принципах построения интерполяционных формул данным методом излагалось в разделе 1.5, поэтому здесь приведем лишь конечные выражения:

$$E = \frac{1}{4}(b_0 + b_1 X_1 + b_2 X_2) \quad (1.96)$$

где $b_0 = E_1 + E_2 + E_3 + E_4$,

$$b_1 = (E_1 + E_2 - E_3 - E_4) / \lambda_1,$$

$$b_2 = (E_1 - E_2 + E_3 - E_4) / \lambda_2.$$

Нумерация узлов для E_i в (1.96) показана на рис. 1.13.

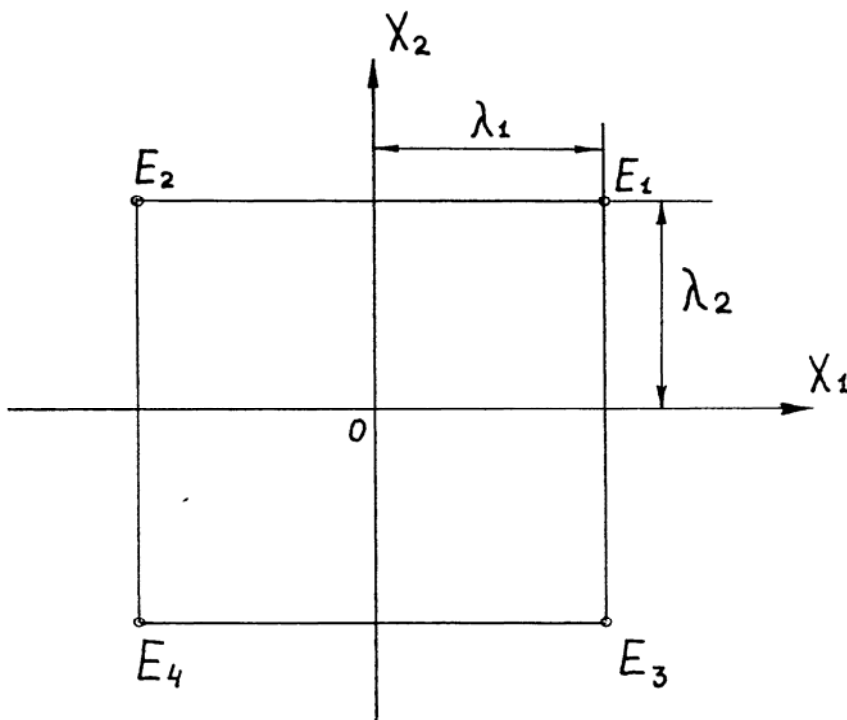


Рис. 1.13. Нумерация узлов сетки для электрического поля E

Для одномерной нелинейной модели использовалась только одномерная таблица E_z , построенная с использованием (1.95), и обычная линейная интерполяция.

ГЛАВА 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПО КПД ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В МОЩНЫХ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНАХ

2.1. Исследование влияния тока электронного луча, ширины зазоров резонаторов, резонаторов на второй гармонике на оптимальные по КПД процессы взаимодействия в многорезонаторных клистродах

Оптимизационные расчеты выполнялись для шести- и восьмirezонаторных клистронов. С целью выяснения влияния тока луча или пространственного заряда на процессы группирования указанные расчеты выполнялись для различных значений параметра пространственного заряда σ (1.45).

Оптимизация по КПД шести- и восьмirezонаторных клистронов проводилась при следующих заданных параметрах: $d/a = 2,2$; $Y_a = 0,616$; $Y_0 = 0,36$; $\rho = 65$; $V_0 = 6$ кВ; $I_0 = 1,5$ А; $N_{\text{луч}} = 7$. В данных расчетах в качестве модели заряженных частиц использовались "толстые" диски, коррекция параметра пространственного заряда σ в аналитически рассчитываемых каскадах осуществлялась в соответствии с методикой, изложенной в разделе 1.5. Оптимальные параметры шестirezонаторного клистрона для разных значений σ (или P_μ) приведены в таблице 2.1. Приведенные данные показывают, что в шестirezонаторной схеме достигается достаточно высокий КПД ($\eta = 0,866$) при малых σ . С увеличением тока луча η_{max} монотонно понижается. Причины этого понижения могут быть выяснены из сравнения распределений $\xi_k = \frac{\tilde{V}_k}{V_0}$, $I_k = \tilde{I}_{1k} / I_0$ и анализа графиков фазовой группировки и скоростной модуляции на входе отбирателя для предельных случаев $\sigma = 0,05$ и $\sigma = 0,286$.

Из сравнения указанных зависимостей видно, что с увеличением σ группировка в оптимальном режиме ухудшается, а требуемая для сохранения компактности фазового пакета скоростная модуляция значительно возрастает. Последнее приводит к необходимости повышения напряжений ξ_k на зазорах резонаторов группирователя (табл. 2.1). С другой стороны, Q_{rk} – нагруженная электронным потоком "горячая" добротность резонаторов группирователя с увеличением σ резко уменьшается, что делает необходимым увеличивать оптимальные расстройки так, чтобы фазовый сдвиг тока и напряжения на зазоре соответствовал оптимальной по группировке модуляции. То и другое требования противоположны, и поэтому даже при оптимальном компромиссе между ними итоговая группировка с увеличением σ ухудшается. Это и

Таблица 2.1

Параметры шестирезонаторных клистронов

$P_\mu \cdot 10^6$	σ	Параметры	k						K _p [дБ]	η
			1	2	3	4	5	6		
0,03	0,05	l_k	64,73	46,0	16,22	11,7	3,57		43	0,866
		φ_k	0,0	0,0014	0,0077	0,0068	0,0044	-0,0003		
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500	1200		
		$Q_{\Gamma k}$	543	1930	1930	1930	1930			
		ξ_k	0,012	0,183	0,146	0,227	0,347	1,62		
		I_k	0,021	0,232	1,031	1,391	1,380	1,38		
0,12	0,10	l_k	44,94	34,43	19,7	10,55	5,41		56	0,82
		φ_k	-0,003	-0,0021	0,0095	0,013	0,009	-0,0002		
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500	300		
		$Q_{\Gamma k}$	458	1165	1165	1165	1165			

Продолжение таблицы 2.1

P_μ	σ	Параметры	К						К _р [дБ]	η
			1	^	3	4	5	6		
0,4 3	0,186	l_k	42,7	29,87	21,4	7,81	7,12	80	61	0,756
		φ_k	0,0	-0,001	-0,032	0,055	0,027			
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500			
		$Q_{Гк}$	310	526	526	526	526			
1,0 2	0,286	l_k	17,62	17,66	15,42	6,54	3,12	40	63	0,63
		φ_k	0,0	0,002	0,049	0,07	0,053			
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500			
		$Q_{Гк}$	201	275	275	275	275			
		ξ_k	0,002	0,085	0,262	0,442	0,772			
		I_k	0,003	0,009	0,347	0,848	1,091			

Таблица 2.2

Параметры восьмirezонаторных клистронов

$P_{\mu} \cdot 10^6$	σ	Параметры	к								К _р [дБ]	η
			1	2	3	4	5	6	7	8		
0,00	0,05	l_k	65	56,3	45,2	25,76	15,2	11,15	9,57		33	0,903
		φ_k	0	0,025	0,013	0,015	0,013	0,013	0,006	-0,0002		
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500	2500	2500	1200		
		$Q_{\Gamma k}$	543	1930	1930	1930	1930	1930	1930			
		ξ_k	0,039	0,028	0,073	0,081	0,107	0,125	0,299	-1,81		
		I_k	0,066	0,646	0,89	1,11	1,249	1,42	1,55	1,45		
0,12	0,10	l_k	36,36	22,44	22,07	13,87	9,46	7,0	5,76		32	0,895
		φ_k	0	0,04	0,046	0,035	0,03	0,015	-0,0002			
		$Q_{\Gamma k}$	580	2500	2500	2500	2500	2500	2500	300		
		$Q_{\Gamma 0}$	458	1165	1165	1165	1165	1165	1165			
		ξ_k	0,071	0,069	0,088	0,133	0,172	0,147	0,453	1,65		
		I_k	0,035	0,626	0,92	1,07	1,189	1,37	1,51	1,4		
0,43	0,186	l_k	29,7	21,35	15,9	16,31	11,56	5,54	5,6		57	0,816
		φ_k	0	0,007	0,057	0,079	0,059	0,046	0,035	-0,003		
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500	2500	2500	80		
		$Q_{\Gamma k}$	310	526	526	526	526	526	526			

Продолжение таблицы 2.2

$P_\mu \cdot 10^6$	σ	Параметры	1	2	3	4	5	- 6	7	8	K_p [дБ]	η
		ξ_k	0,004	0,078	0,121	0,162	0,26	0,361	0,574	1,58		
		I_k	0,0009	0,031	0,45	0,843	0,997	1,089	1,31	1,346		
1,02	0,286	l_k	39,62	10,4	6,58	16,3	7,3	4,73	3,38		45	0,706
		φ_k	0	0,002	0,098	0,097	0,092	0,077	0,068	-0,001		
		Q_{0k}	580	2500	2500	2500	2500	2500	2500	40		
		$Q_{Гк}$	210	275	275	275	275	275	275			
		ξ_k	0,016	0,094	0,107	0,214	0,351	0,414	0,624	1,422		
		I_k	0,0025	0,009	0,288	0,572	0,884	0,872	1,161	1^184		

Таблица 2.3

Зависимость η и ξ_8 от ширины зазора

d/a	η	ξ_8
0,5	0,917	1,401
1,0	0,915	1,458
2,2	0,894	1,658
3,2	0,867	2,199

является основной причиной снижения КПД с увеличением σ . Этот вывод подтверждает также следующий результат. При уменьшении протяженности зазоров резонаторов до $d/a = 1$, ($\rho_k = 155$, $\sigma = 0,186$, $P_\mu = 0,43 \cdot 10^{-6}$) и увеличении $Q_{гk}$ до 1450 электронный КПД возрастает до 0,805. Причем, повышение КПД связано не столько с улучшением энергоотбора в отбирателе, сколько с улучшением группирования. Следует обратить внимание на распределение оптимальных расстроек резонаторов по каскадам группирователя: в последних резонаторах расстройки в оптимальном по КПД режиме монотонно понижаются, а не увеличиваются, как это следует из ранее опубликованных статей по оптимальным режимам МРК [21]. Именно такой характер расстроек обеспечивает наилучшее распределение напряжений и, в конечном итоге, наилучшую группировку и распределение скоростей электронов на входе в отбиратель.

Необходимо отметить, что наиболее сложно осуществлялась оптимизация вариантов с большим σ . Именно здесь и проявил свои преимущества метод глобальной оптимизации, с помощью которого было определено 4 локальных минимума и выделен глобальный.

Оптимальные варианты восьмirezонаторных клистронов при тех же заданных σ (P_μ) приведены в таблице 2.2. Эти данные указывают на то, что МРК оптимальной конструкции может обеспечить КПД не меньший, чем наилучшие приборы магнетронного типа ($\eta > 90\%$). Основные закономерности, связанные с влиянием σ , остаются такими же, как и в предыдущем случае: с увеличением σ η_{\max} монотонно уменьшается, оптимальные расстройки φ_k вначале возрастают, затем убывают, модулирующие напряжения увеличиваются.

Анализ графиков фазовой группировки и скоростной модуляции электронов для $\sigma = 0,05$ и $\sigma = 0,286$ показывает, что с увеличением σ фазовая группировка ухудшается, а необходимая для поддержания плотного сгустка скоростная модуляция возрастает. Качество группировки и модуляции оказывается заметно лучшим, чем в шестirezонаторном клистроне.

Данные о влиянии ширины зазора резонатора отбирателя восьмirezонаторного клистрона при $\sigma = 0,1$ приведены в таблице 2.3. Параметры группирователя соответствуют приведенным в таблице 2.2 для $\sigma = 0,1$ (в резонаторах группирователя $d/a=2,2$). Как показывают эти данные, увеличение вплоть до 2,2 приводит к незначительному снижению КПД. При дальнейшем увеличении d/a угол пролета становится настолько большим, что энергообмен носит знакопеременный характер. Так, уже при $d/a=3,2$ в оптимальном режиме сгусток попадает в поле выходного зазора в конце ускоряющей фазы и только затем отдает энергию. При этом догруппировка сгустка в поле отбирателя ухудшается, что также приводит к снижению КПД.

Механизм группировки и энергообмена в поле отбирателя при $d/a = 1$ и $d/a=3,2$ поясняют приведенные на рис. 2.1, 2.2 графики фазовых траекторий и

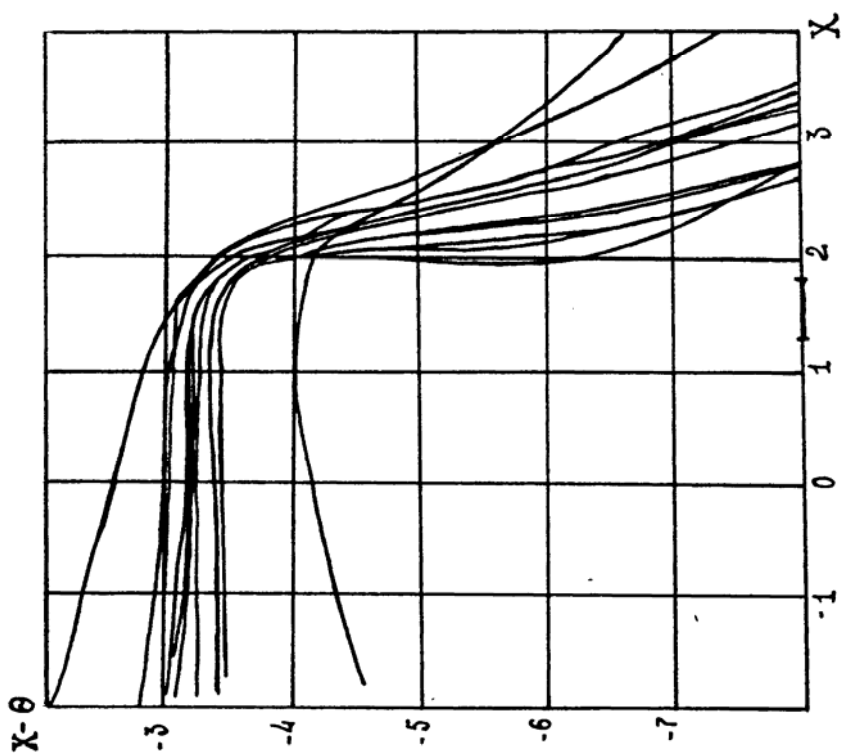
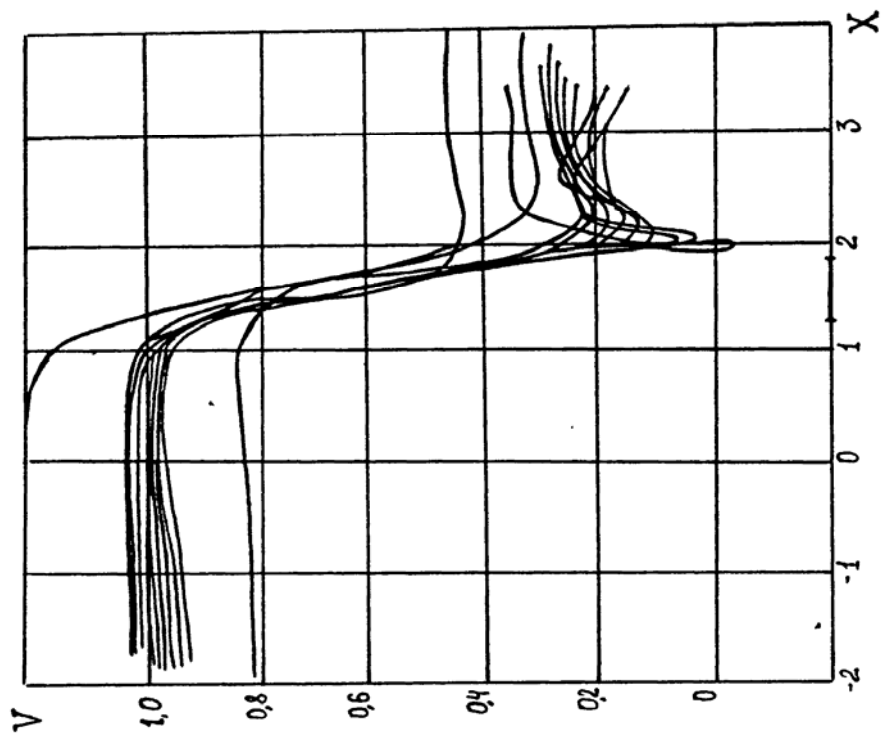


Рис. 2.1. Графики фазовых траекторий и скоростей (V) электронов в области отбирателя восьмимрезонаторного клистрона при $d/a=2$.

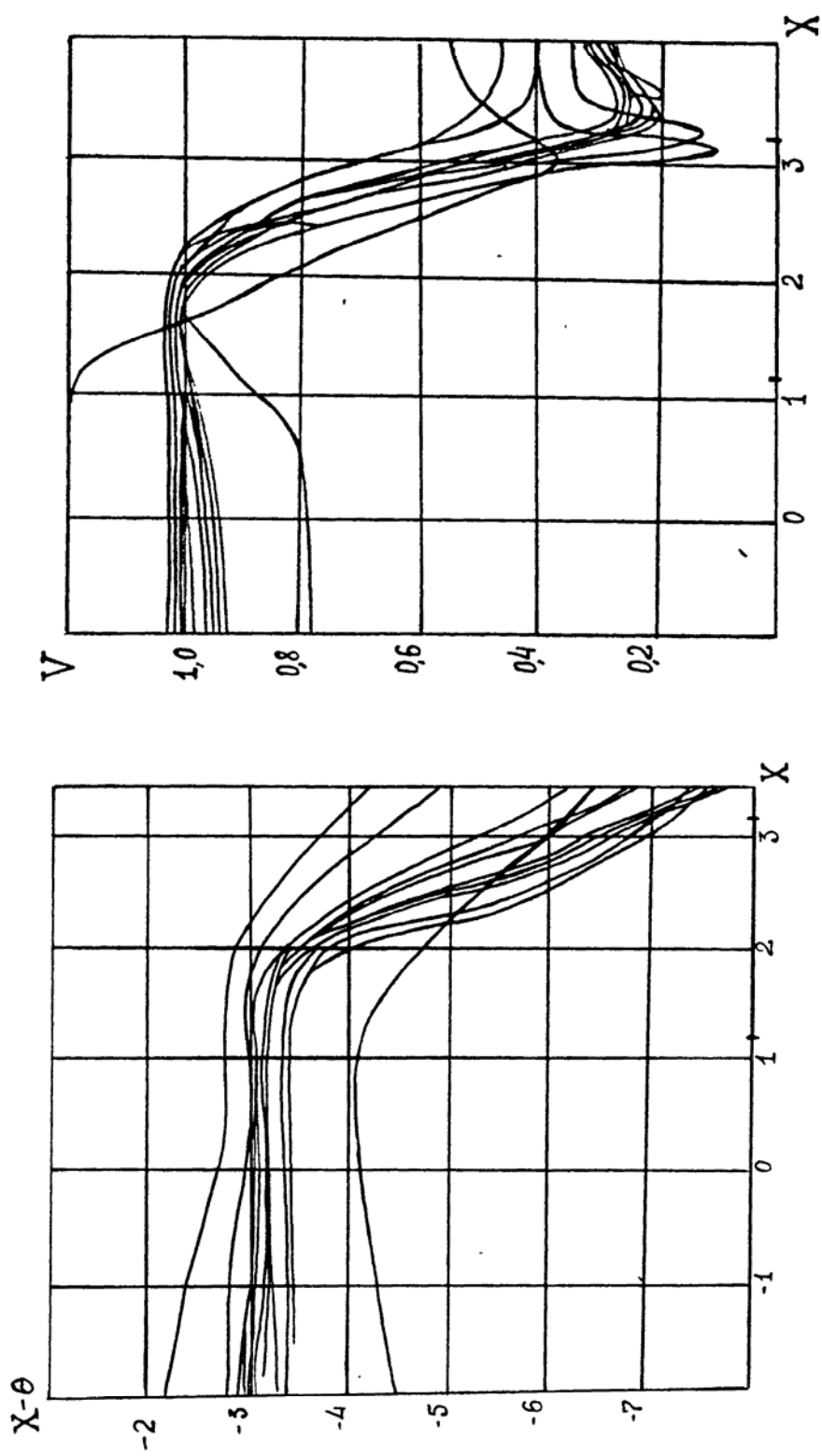


Рис. 2.2. Графики фазовых траекторий и скоростей (V) электронов в области отбирателя восьмимрезонаторного клистрона при $d/a=3,2$.

скоростей отдельных электронов. Приведенные зависимости указывают на следующие явления, сопровождающие отбор энергии от электронного сгустка:

1) непосредственно в области отбора энергии происходит заметная догруппировка электронов и одновременное выравнивание скоростей;

2) то и другое явления проявляются как при $d/a = 1$, так и при $d/a = 3,2$, но в последнем случае они выражены слабее из-за большого угла пролета;

3) как показывают графики скоростей \bar{v}_i , на выходе отбирателя сильно заторможенные электроны вновь ускоряются, что несколько снижает КПД; этот эффект существует как в узком, так и в широком зазоре;

4) после прохождения отбирателя фазовый пакет остается достаточно компактным, причем фазовая группировка оценивается численно функцией группировки:

$$\bar{F}_1 = 1 - \frac{1}{N^2} \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos X_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin X_i \right)^2 \right]; \quad (2.1)$$

$$\bar{F}_2 = 1 - \frac{1}{N^2} \left[\left(2 \sum_{i=1}^N \sin X_i \cos X_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \cos^2 X_i - \sin^2 X_i \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

где \bar{F}_1 и \bar{F}_2 – соответственно функции группировки по 1-й и 2-й гармонике тока;

N – число заряженных частиц;

X_i – продольная координата i -й частицы.

Функция группировки после прохождения сгустком отбирателя имеет то же значение, что и на входе в отбиратель.

Следует отметить так же увеличение оптимальной амплитуды ВЧ-напряжения на зазоре выходного резонатора ξ_8 при увеличении d/a (таблица 2.3). Это объясняется тем, что с ростом угла пролета электронов через зазор эффективное напряжение, действующее на них, понижается, что и требует повышения ξ_8 для сохранения эффективного отбора энергии.

Проводилось исследование влияния резонаторов на второй гармонике в группирователе на КПД клистрона в оптимальном по КПД режиме.

В качестве базового варианта использовался восьмирезонаторный клистрон со следующими основными параметрами: $V_0 = 6$ кВ; $I_0 = 1,5$ А; $\rho = 36$; $a = 0,15$ см; $b = 0,09$ см; $d/a = 1,1$; $\sigma = 0,236$; $N_{луч} = 7$; $K_\phi = 90$; $K_p = 66$ дБ. Оптимальные параметры этого варианта приведены в таблице 2.4. Этот вариант был получен в результате глобальной оптимизации по всем параметрам с использованием одномерной аналитической модели в группирователе, с расчетом таблиц плазменных частот по нелинейной модели и с учетом начальной модуляции электронного потока. Характерно изменение длин трубок дрейфа: начиная с четвертой, они довольно резко (почти в два раза) уменьшены.

Таблица 2.4

Параметры восьмirezонаторного клистрона

Параметры	К								η
	1	2	3	4	5	6	7	8	
l_k	20,0	18,0	15,0	7,0	6,50	4,90	4,18		0,782
φ_k	0,000	0,001	0,032	0,044	0,046	0,045	0,032	0,0014	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	2500	
$Q_{\Gamma k}$	440	1000	1000	1000	1000	1000	1000	108	
ξ_k	0,002	0,085	0,133	0,175	0,199	0,246	0,397	1,224	
I_k	0,000	0,010	0,470	0,851	1,000	1,212	1,399	1,238	

Таблица 2.5

Параметры восьмirezонаторного клистрона с 6-м резонатором на 2-й гармонике

Параметры	k								η
	1	2	3	4	5	6	7	8	
l_k	21,85	22,71	15,22	17,57	4,61	4,61	7,485		0,798
φ_k	0,0000	0,0004	0,0231	0,0378	0,0274	-0,029	0,0275	-0,001	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	2500	
$Q_{Гk}$	450	1046	1046	1046	1046	1236	1046	106	
ξ_k	0,001	0,067	0,150	0,198	0,337	0,079	0,427	1,232	
I_k	0,001	0,007	0,380	0,830	1,055	0,521	1,330	1,330	

Это говорит о том, что после 4-го резонатора электронный поток уже достаточно сильно сгруппирован по плотности и возросшие силы пространственного заряда привели к увеличению плазменной частоты в области сгустка (примерно в 1,8 раза) по сравнению с немодулированным потоком. 5, 6, 7-й резонаторы в большей степени служат для фазировки крайних электронов, подтягивая их к центру сгустка и еще дополнительно усиливают группировку по плотности. Это наглядно иллюстрируют графики фазовых траекторий, приведенных на рис. 2.3, построенные по данным аналитической модели^{*)}. Из анализа графиков скоростной модуляции (рис. 2.4) следует, что непосредственно перед каждым резонатором идет выравнивание скоростей электронов, а возрастание скоростной модуляции с увеличением номера каскада необходимо для преодоления возрастающих сил пространственного заряда и, одновременно, для подтягивания крайних электронов к основному сгустку. Это особенно характерно для 6-го и 7-го каскадов (рис. 2.4). Данные, полученные по аналитической модели группирования и последним каскадом (отбиратель), рассчитываемым по нелинейной модели численно, были проверены путем расчета последних четырех (семи) каскадов по нелинейной одномерной модели численно. Результаты показали одинаковый КПД – $\eta = 0,782$, это говорит о хорошем соответствии аналитической и нелинейной модели группирования. Графики фазовых траекторий и скоростной модуляции, полученные в результате численного расчета 4-х последних каскадов по нелинейной модели, приведены на рис. 2.5, 2.6. При сравнении их с соответствующими графиками на рис. 2.3, 2.4 можно отметить хорошее качественное соответствие фазовых траекторий и скоростной модуляции для той и другой модели. На рис. 2.7 приведены для этого варианта графики функций группировки и КПД. Здесь особенно заметна догруппировка сгустка в поле отбирателя. Характерна также "рекуперация" энергии в выходном резонаторе (почти 10%), которая происходит за счет ускорения сильнозаторможенных электронов. Это явление присуще всем вариантам МРК и часто бывает причиной невысоких КПД.

В таблице 2.5 приведены оптимальные длины, расстройки, добротности для МРК с такими же параметрами луча, как и в варианте, приведенном в таблице 2.4, но с шестым резонатором, настроенным на вторую гармонику – вариант В1: $V_0 = 6$ кВ; $I_0 = 1,5$ А; $\rho = 36$; $a = 0,15$ см; $b = 0,09$ см; $d/a = 1,1$; $N_{луч} = 7$; $\sigma = 0,236$; $K_\phi = 90$; $K_p = 69$ дБ. На рис. 2.8, 2.9 приведены фазовые траектории и графики скоростной модуляции. Резонатор на 2-й гармонике расположен

^{*)} Здесь и далее на всех рисунках вертикальными пунктирными линиями отмечено положение центров зазоров резонаторов. На графиках радиального движения центров масс слоев горизонтальной пунктирной линией отмечено положение стенки трубки дрейфа радиусом $Y_a = 0,616$.

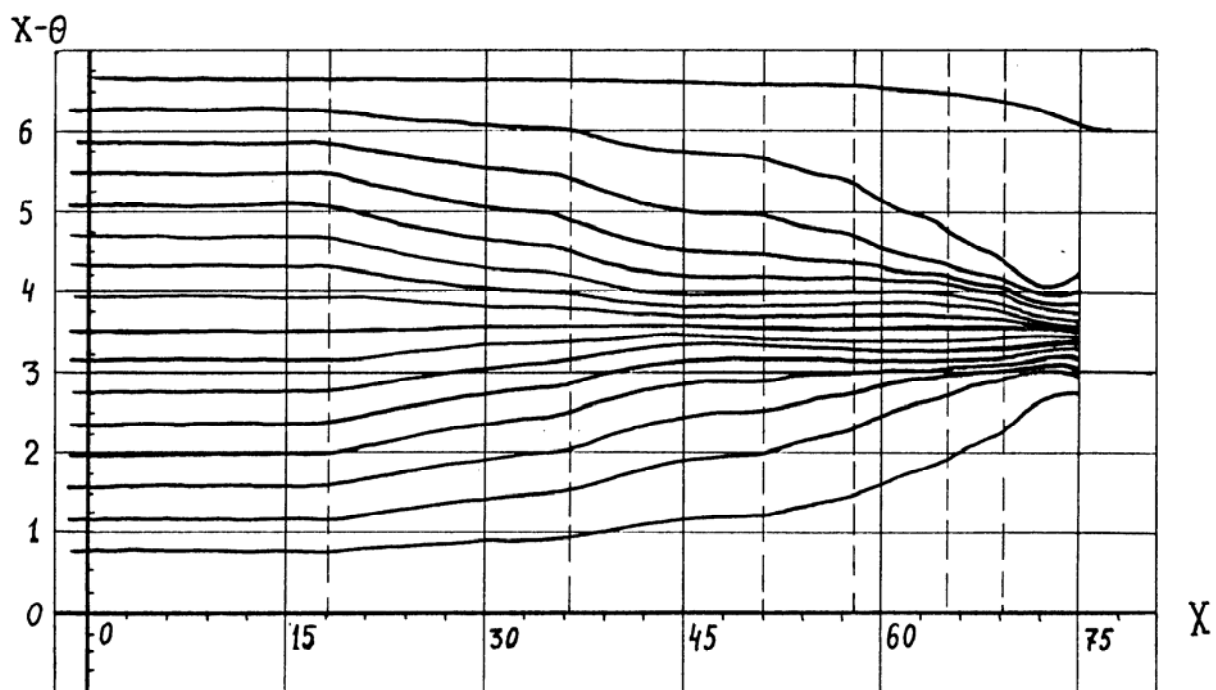


Рис. 2.3. Графики фазовых траекторий (по данным аналитической модели, $V_0 = 6$ кВ)

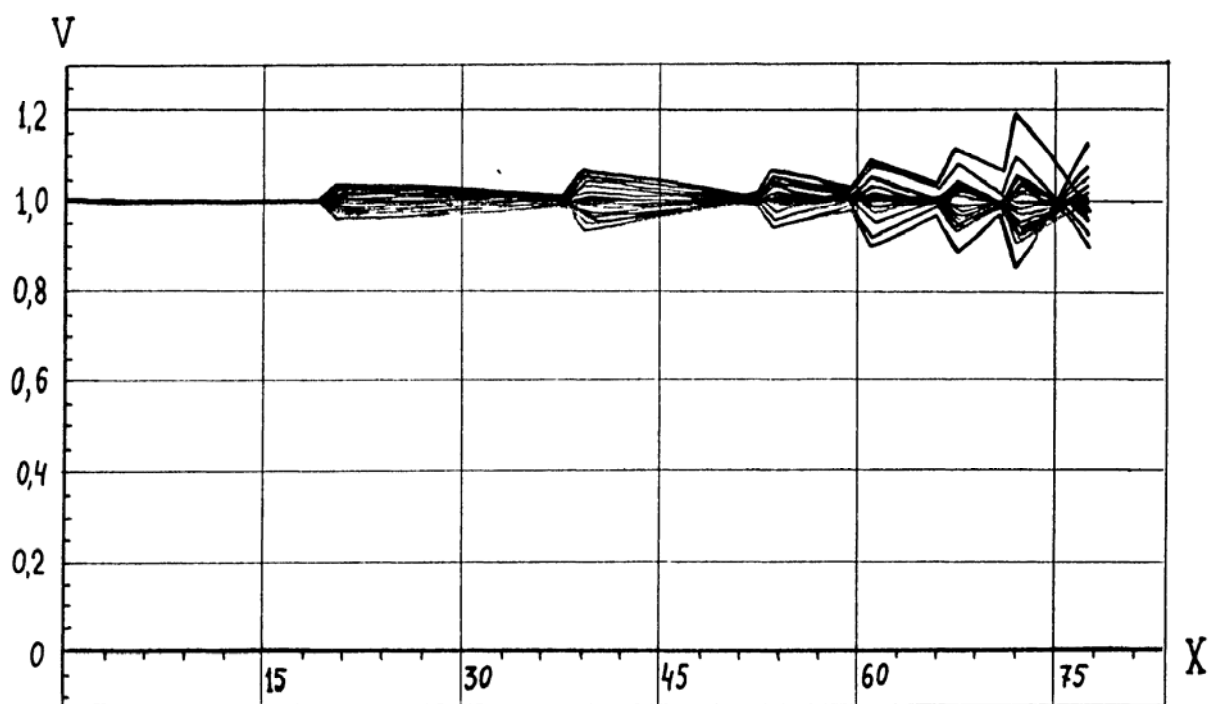


Рис. 2.2. Графики скоростной модуляции (по данным аналитической модели, $V_0 = 6$ кВ)

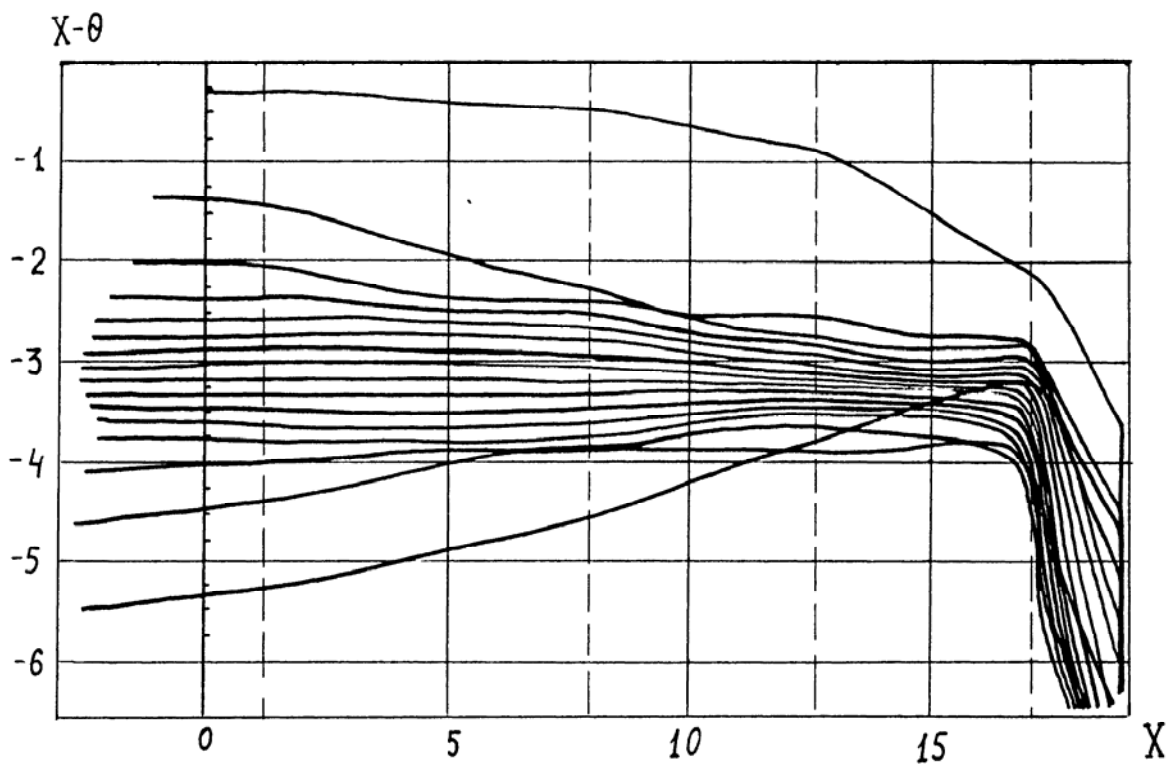


Рис. 2.5. Графики фазовых траекторий (5 – 8 каскады – по нелинейной модели, $V_0 = 6\text{кВ}$)

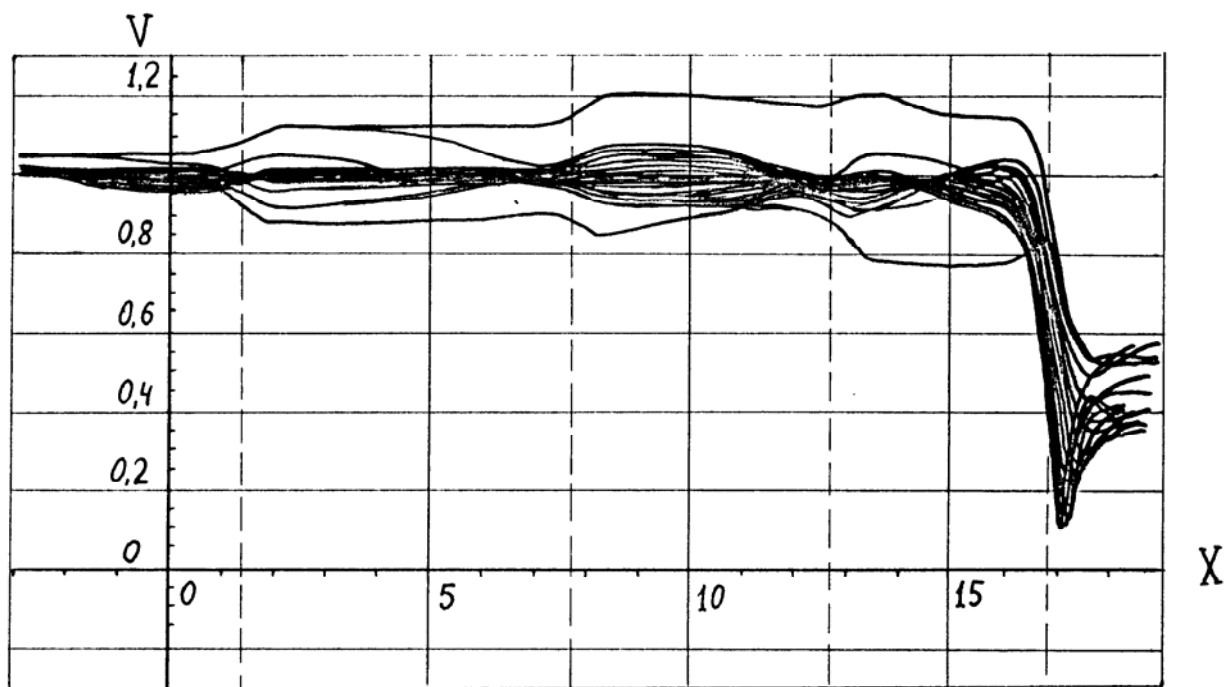


Рис. 2.6. Графики скоростной модуляции (5–8 каскады – по нелинейной модели, $V_0 = 6\text{кВ}$)

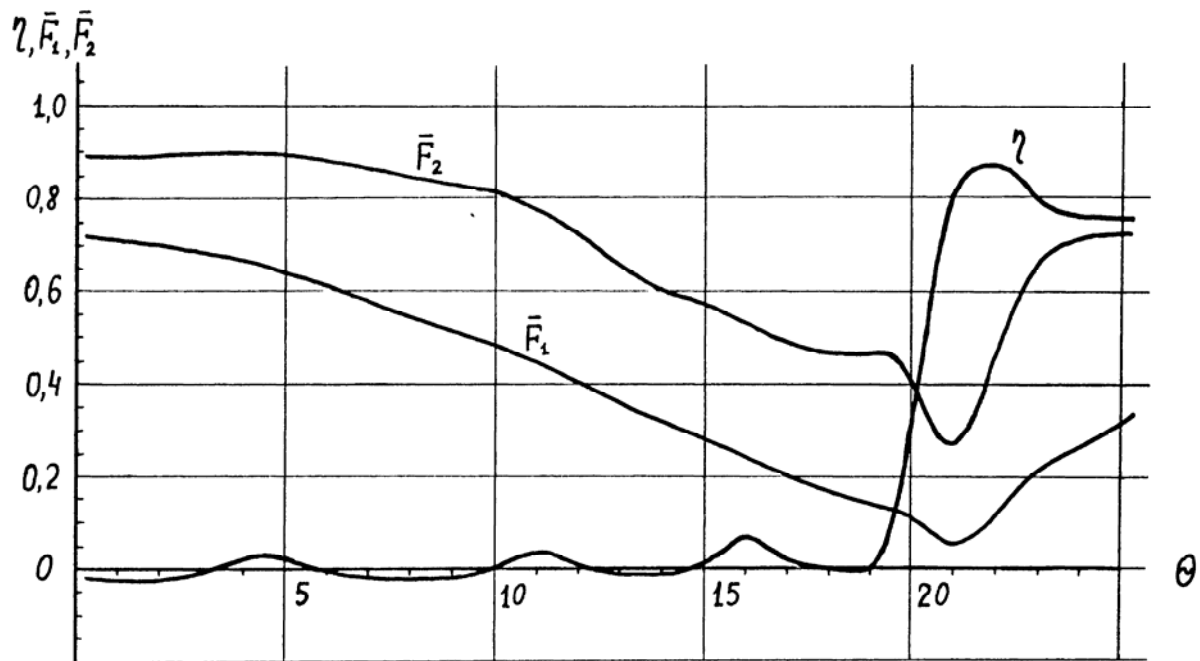


Рис. 2.7. Графики функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и КПД η (5–8 каскады – по нелинейной модели, $V_0 = 6\text{кВ}$)

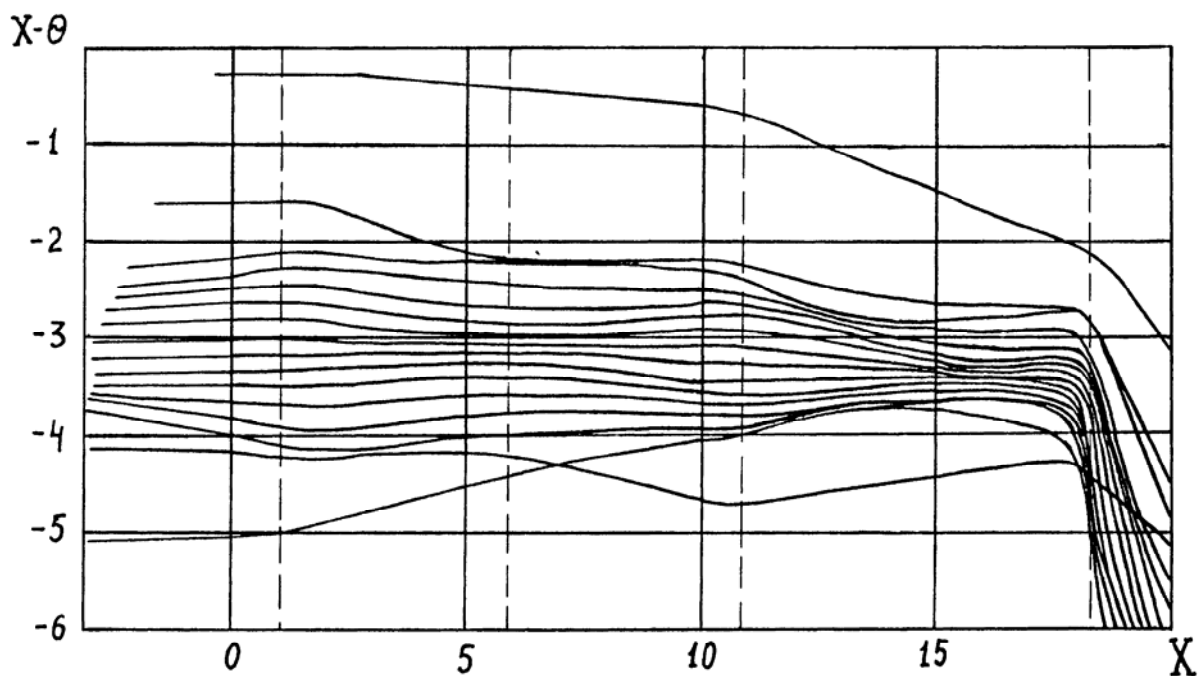


Рис. 2.8. Графики фазовых траекторий (5 – 8 каскады – по нелинейной модели, 6-й резонатор на 2-ой гармонике, $V_0 = 6\text{кВ}$)

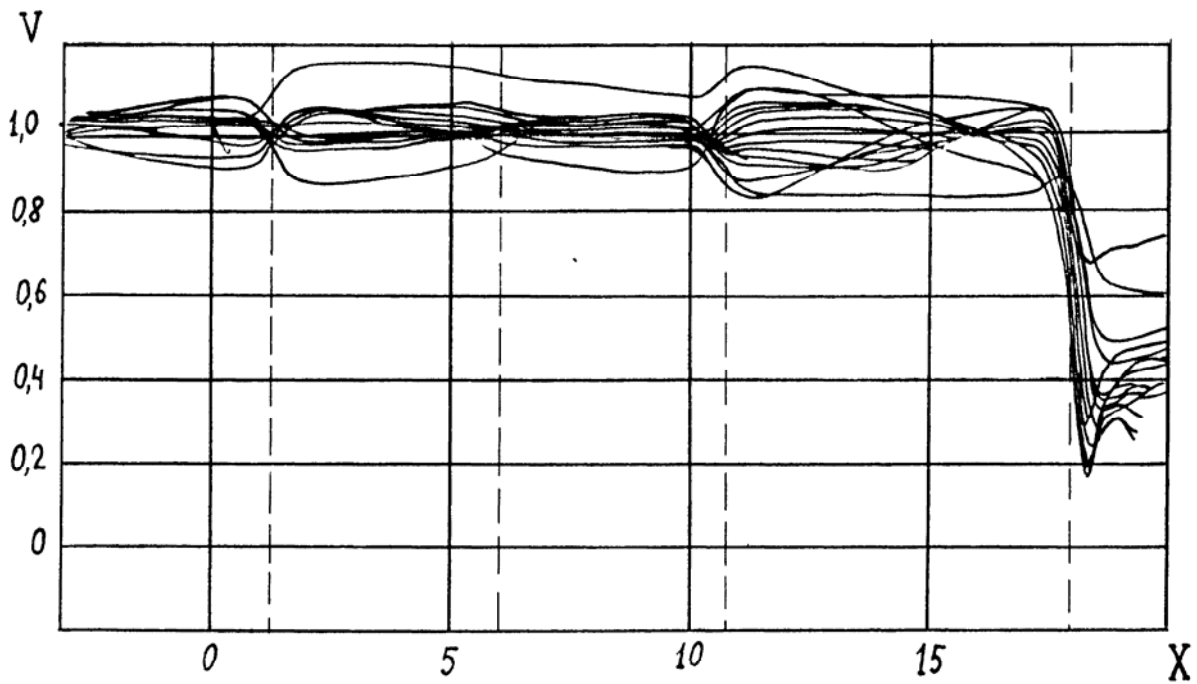


Рис.2.9. Графики скоростной модуляции (5 – 8 каскады – по нелинейной модели, 6-ой резонатор на 2-ой гармонике, $V_0 = 6\text{кВ}$)

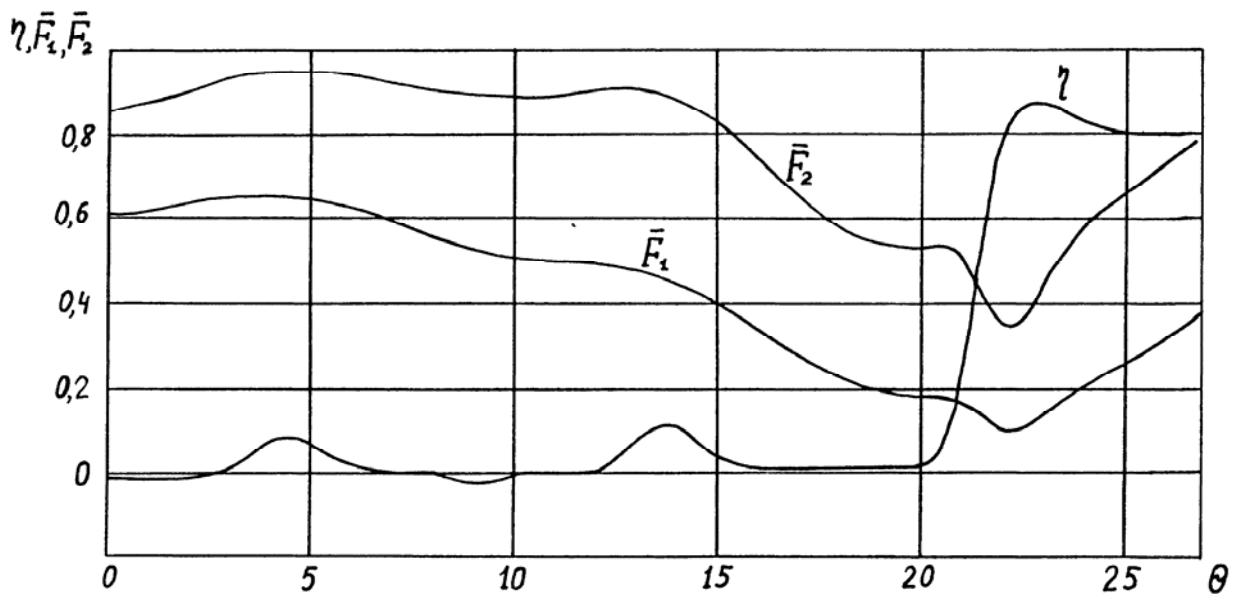


Рис. 2.10.. Графики функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и КПД η (5 – 8 каскады – по нелинейной модели, 6-ой резонатор на 2-ой гармонике, $V_0 = 6\text{кВ}$)

примерно на расстоянии $X = 5,6$. КПД клистрона получился несколько выше ($\eta = 0,81$), чем в варианте приведенном в таблице 2.4. Общая длина прибора сократилась незначительно. Выигрыш в КПД и вообще действие резонатора, настроенного на вторую гармонику, можно пояснить, сравнивая графики на рис. 2.8, 2.9 с соответствующими на рис. 2.5, 2.6. Можно отметить, что поле резонатора на 2-й гармонике в большей степени действует на электроны, находящиеся вдали от сгустка, как бы подтягивая их к сгустку. В центральной части сгустка его влияние на плотность группировки незначительно и носит характер небольшой разгруппировки. По графикам скоростной модуляции рис. 2.9 видно, что поле этого резонатора приводит к ускорению смены знака скорости электронов на противоположный. Это эквивалентно резкому уменьшению плазменной длины волны, что и приводит к уменьшению длины 5-й трубки дрейфа. Таким образом, можно сделать следующий вывод: при одинаковом числе резонаторов оптимальные по КПД варианты МРК с резонатором на 2-ой гармонике имеют КПД на 1 - 3% больший, чем аналогичный МРК с тем же количеством резонаторов на основной частоте и с оптимальными параметрами. Графики функций группировки и электронного КПД этого варианта приведены на рис. 2.10. Далее были исследованы оптимальные варианты МРК с резонатором на 2-й гармонике, стоящим в пятом каскаде; при этом $\eta = 0,63$.

В варианте с резонатором на 2-ой гармонике в 7-ом каскаде получен $\eta = 0,74$. Было проверено влияние отстройки резонатора на 2-й гармонике как в отрицательную сторону, так и в положительную. Наибольший эффект дает отрицательная отстройка.

2.2. Эффект догруппировки и исследование влияния ускоряющих напряжений и диаметров труб дрейфа на оптимальные процессы в многорезонаторных клистронах

В предыдущем разделе было установлено, что максимальный КПД клистрона заметно понижается с ростом тока луча. Поэтому для повышения мощности увеличение тока при сохранении V_0 не дает нужного эффекта. Необходимо повышение ускоряющего напряжения, что приведет к понижению проводимости луча, а значит, и к уменьшению нагрузки модулирующих резонаторов. Однако понижение проводимости луча имеет ограничение из-за невозможности обеспечить сколь угодно большие ρ и Q в выходном резонаторе. Если положить $I_0 = 1,5$ А и учесть, что $\rho_{\max} \approx 100 - 150$ (в однопучковом МРК), то уже при $V_0 \approx 50$ кВ Q_r выходного резонатора должна иметь величину порядка 300 - 400. При таких Q_r холодная добротность резонатора Q_0 для обеспечения приемлемого КПД контура должна быть порядка 10000 - 20000, что в десятисантиметровом диапазоне близко к пределу Q_0 , достигаемому за счет специальной формы и обработки поверхности

резонатора. Таким образом, задаваясь током $I_0 \approx 1,5$ А, можно считать, что $V_0 = 50$ кВ является пределом для однопучковой конструкции МРК.

Рассмотрим вначале пятирезонаторные клистроны. Оптимизация проводилась при следующих заданных параметрах: $I_0 = 1,5$ А; $V_0 = 40$ кВ; $\rho = 100$; $a = 0,175$ см; $b = 0,136$ см; $d/a = 2,2$.

В таблице 2.6 приведены параметры клистрона оптимизированного без ограничения на общую длину. Здесь $K_p = 56$ дБ, $\eta = 0,83$ (при численном расчете 4-х последних каскадов и "толстые" диски в модели электронного луча). В таблице 2.7 приведены оптимальные параметры клистрона с ограниченной длиной. В этом варианте $K_p = 40$ дБ, $\eta = 0,79$. Сравнение двух вариантов клистронов показывает, что при сокращении длины понижаются как КПД, так и коэффициент усиления (почти на порядок). В клистроне с укороченными длинами трубок дрейфа модулирующие напряжения заметно выше, что видно из сравнения таблиц 2.6, 2.7. Это увеличивает модуляционный разброс скоростей электронов и соответственно снижает эффективность отбора энергии в выходном резонаторе. Анализ фазовых траекторий электронов в приведенных вариантах показывает, что взаимодействие модуляций второго и третьего резонаторов приводит к объединению всех электронов одного периода в общий фазовый сгусток, конечное сжатие которого производится высоким модулирующим напряжением четвертого резонатора. Приведенные данные оптимизации пятирезонаторных клистронов говорят о том, что при заданных параметрах (V_0 , I_0 , a , b) предельный КПД этих приборов достигает 80%, т.е. того же уровня, что и восьмirezонаторных низковольтных клистронов.

Далее проводилось исследование шестирезонаторного клистрона. Оптимизация варианта проводилась при тех же заданных параметрах, что и пятирезонаторного. Данные для оптимального варианта приведены в таблице 2.8 (численно рассчитывались 4 последних каскада). В этом варианте $K_p = 36$ дБ, $\eta = 0,845$. Относительно низкий коэффициент усиления обусловлен большой расстройкой второго резонатора; однако именно благодаря этому реализуется режим высокого КПД с оптимальным взаимодействием модуляций всех резонаторов группирователя. Приведенные данные указывают на то, что при заданных V_0 , I_0 , a , b КПД шестирезонаторного клистрона приближается к 85%.

Исследование восьмirezонаторных клистронов проводилось для различных диаметров трубок дрейфа и разных ускоряющих напряжений. В таблицах 2.9, 2.10 приведены оптимальные параметры МРК, полученные при тех же V_0 , I_0 , a , b , что и описанные ранее пяти- и шестирезонаторные клистроны. В таблице 2.9 приведены параметры МРК (численно рассчитывались 2 последних каскада), которые обеспечили $\eta = 0,915$ при $K_p = 62$ дБ. Анализ фазовых диаграмм и функций группировки показал, что в оптимальном режиме имеет место некоторая перегруппировка электронов в двух последних каскадах. Для выяснения, насколько принципиальна эта

Таблица 2.6

Параметры клистрона с $V_0=40$ кВ

Параметры	k				
	1	2	3	4	5
ℓ_k	49,5	31,27	19,65	10,35	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	198
φ_k	0,000	0,003	0,021	0,014	-0.0004
I_k	0,004	0,111	1,21	1,448	1,600
ξ_k	0,009	0,137	0,187	0,409	1,21

Таблица 2.7

Параметры клистрона с $V_0=40$ кВ, длина ограничена

Параметры	k				
	1	2	3	4	5
ℓ_k	41,77	20,86	7,74	3,79	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	190
φ_k	0,000	0,005	0,016	0,008	-0,0004
I_k	0,015	0,360	1,425	1,538	1,601
ξ_k	0,032	0,263	0,314	0,598	1,112

Таблица 2.8

Параметры шестирезонаторного клистрона с $V_0=40$ кВ

Параметры	k					
	1	2	3	4	5	6
ℓ_k	49,59	30,90	27,98	15,93	12,12	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	195
φ_k	0,060	0,017	0,022	0,020	0,016	-0,0001
I_k	0,025	0,488	0,92	1,104	1,489	1,589
ξ_k	0,054	0,113	0,158	0,217	0,331	1,239

Таблица 2.9

Параметры восьмirezонаторного клистрона с $V_0=40$ кВ

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
l_k	49,84	38,80	28,20	18,60	15,20	13,50	13,40	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	210
φ_k	0,000	0,001	0,030	0,035	0,041	0,034	0,021	0,0004
I_k	0,001	0,032	0,907	1,162	1,208	1,322	1,611	1,787
ξ_k	0,027	0,107	0,П6	0,127	0,113	0,148	0,303	1,253

Таблица 2.10

Параметры восьмirezонаторного клистрона с $V_0=40$ кВ, длина увеличена

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
l_k	54,40	36,17	28,7	19,60	16,00	13,90	10,12	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	225
φ_k	0,000	0,0004	0,015	0,032	0,032	0,028	0,015	0,001

Таблица 2.11

Параметры восьмirezонаторного клистрона с $V_0=50$ кВ, диаметр канала увеличен

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
l_k	35,00	30,00	20,00	17,00	12,00	9,00	8,00	
Q_{0k}	550	1790	1790	1790	1790	1790	1790	170
φ_k	0,000	0,004	0,022	0,031	0,030	0,020	0,015	0,0001
I_k	0,004	0,066	0,477	0,809	1,034	1,230	1,563	1,493
ξ_k	0,006	0,048	0,066	0,081	0,103	0,177	0,288	1,128

Таблица 2.12

Параметры восьмirezонаторного клистрона с $V_0=50$ кВ, добротность увеличена

Параметры	K							
	1	2	3	4	5	6	7	8
l_k	35,00	30,00	20,00	17,00	12,00	9,00	8,00	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	168
φ_k	0,000	0,003	0,021	0,031	0,030	0,020	0,014	0,0006
I_k	0,002	0,046	0,477	0,828	1,048	1,196	1,512	1,506
ξ_k	0,004	0,050	0,068	0,082	0,108	0,179	0,295	1,128

особенность, был проведен оптимизационный расчет варианта с сокращенной выходной трубкой дрейфа, причем l_7 была выбрана по максимуму первой гармоники тока в предыдущем варианте. При численном расчете двух последних каскадов был получен следующий результат: $l_7=8$; $\xi_7=0,3547$; $\xi_8=1,609$; $I_7=1,606$; $I_8=1,803$; $\eta=0,905$, остальные параметры те же, что и в предыдущем варианте. Таким образом, некоторая перегруппировка электронов действительно характерна для оптимальных режимов с максимальным КПД. Однако η в режимах без перегруппировки ненамного ниже. В таблице 2.10 приведены данные оптимизированного варианта клистрона с повышенным коэффициентом усиления и несколько увеличенной длиной (численно рассчитывались четыре последних каскада). В этом варианте $K_p=76$ дБ, $\eta=0,88$.

В таблице 2.11 приведены параметры восьмirezонаторного клистрона с увеличенным диаметром канала и повышенным напряжением: $V_0=50$ кВ; $I_0=1,5$ А; $a=0,35$ см; $b=0,175$ см; $d/a=1,1$; $\rho_{1...7}=100$; $\rho_8=150$. В этом варианте $K_p=53$ дБ; $\eta=0,837$ (численно рассчитывались четыре последних каскада, использовалась модель "тонких" дисков при расчете сил пространственного заряда). В этой таблице приведены добротности резонаторов с учетом электронной нагрузки – Q_r , "холодные" добротности Q_0 задавались равными 2500. В таблице 2.12 приведены оптимальные параметры для того же клистрона, но с $Q_r=2500$. В этом варианте $K_p=57$ дБ, $\eta=0,85$. Приведенные данные свидетельствуют о том, что в клистроне с увеличенным диаметром пролетного канала η_{\max} оказывается меньшим из-за большего влияния сил пространственного заряда (возрастает радиус их действия). Кроме этого отношение b/a в этих вариантах меньше, чем в МРК с узким каналом. При расчете этих вариантов использовалась модель "тонких" дисков. Последнее приводит к некоторому занижению расчетного КПД.

На рис. 2.11, 2.12 приведены графики фазовых траекторий и скоростной модуляции МРК, оптимальные параметры которого даны в таблице 2.12. Эти графики приведены для четырех последних каскадов МРК. При анализе фазовых траекторий (рис. 2.11) можно отметить, что пятый резонатор (он на рисунках первый и расположен при $X \approx 2$) оказывает малое влияние на группировку центральной части сгустка: происходит небольшая разгруппировка (фазовые траектории в центре немного расходятся). Вместе с тем заметно подтягиваются к центральной части сгустка крайние электроны. Этот же факт отражают и графики функций группировки \bar{F}_1 и \bar{F}_2 , приведенные на рис. 2.13. На промежутке между 5-м и 6-м резонаторами ($T \approx 5-12$) функция группировки на второй гармонике \bar{F}_2 увеличивается; она более точно характеризует степень сжатия центральной части сгустка. В то же время функция группировки по первой гармонике \bar{F}_1 на этом же промежутке

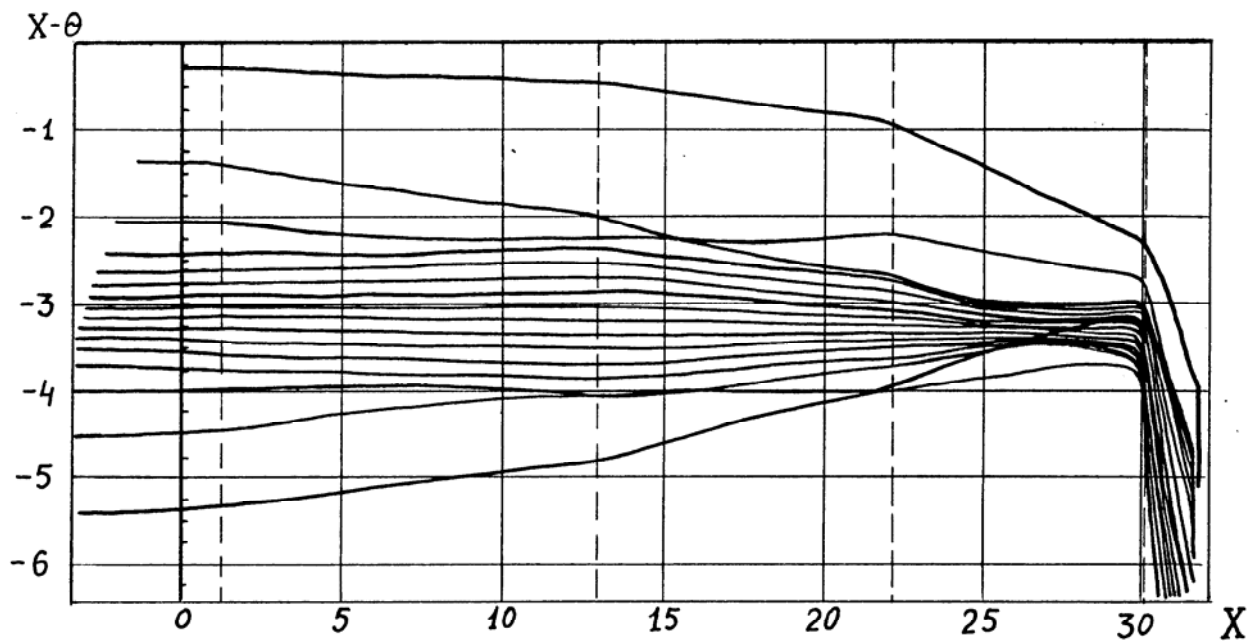


Рис. 2.11. Графики фазовых траекторий, $V_0 = 50$ кВ

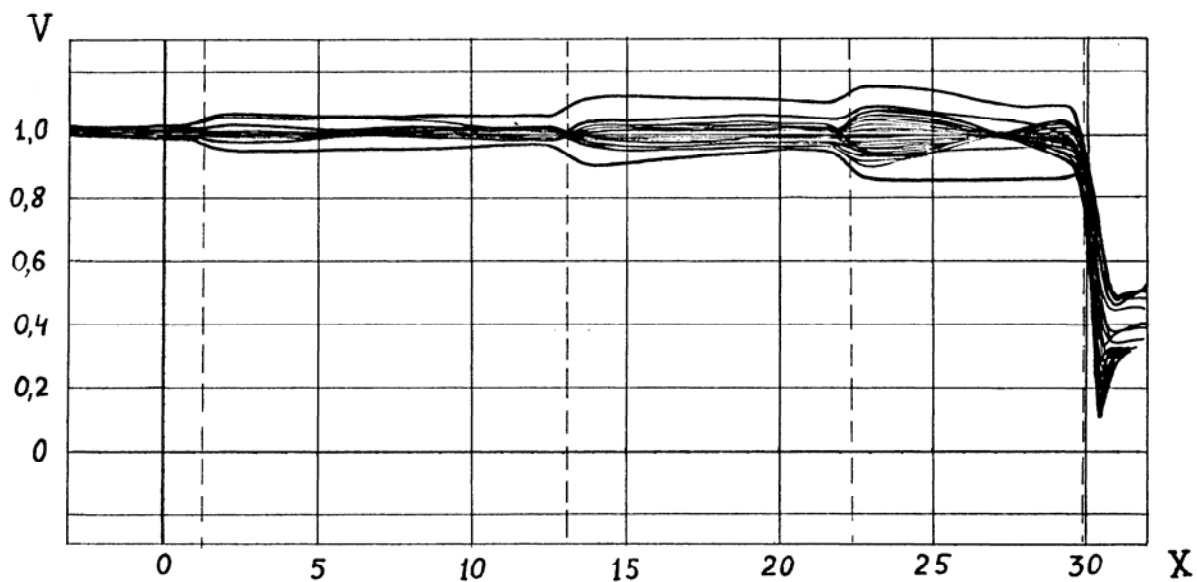


Рис. 2.12. Графики скоростной модуляции, $V_0 = 50$ кВ

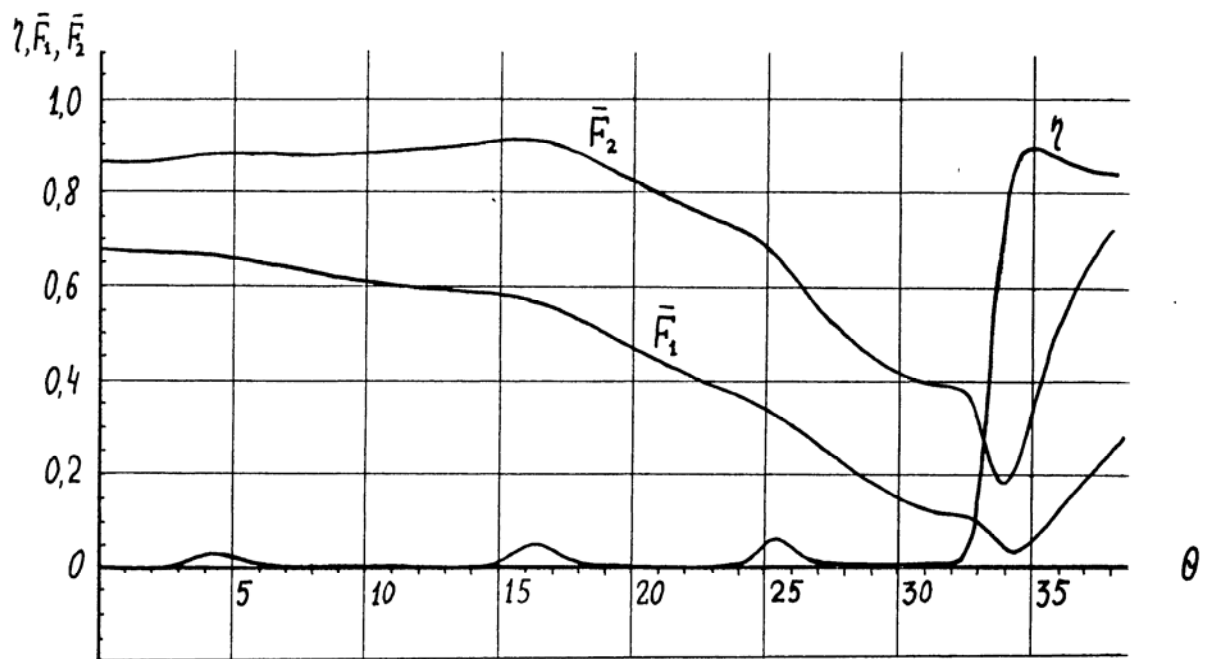


Рис. 2.13. Графики функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и электронного КПД $\eta(\theta)$ ($V_0 = 50$ кВ)

уменьшается; это следствие того, что \bar{F}_1 отражает среднее уменьшение ширины сгустка на протяжении периода электронной длины волны. Шестой и седьмой резонаторы увеличивают еще больше степень сжатия сгустка и компактность его. В последней трубке дрейфа (между 7-м и 8-м резонаторами) характер группирования становится заметно нелинейным: наблюдается пересечение траекторий, обгон одних электронов другими, хотя для большинства электронов сохраняется ламинарное изменение фазовых траекторий. Седьмой резонатор еще больше подтягивает к основному сгустку периферийные электроны, что позволяет всем электронам участвовать в энергообмене с полем восьмого резонатора. Необходимо обратить внимание на следующее обстоятельство. Почти в середине последней трубки дрейфа фазовые траектории электронов максимально сближаются. При этом переменная составляющая скорости большинства электронов становится равной нулю. Кинетическая энергия сгустка (в движущейся системе) в этот момент минимальна, а потенциальная (запасается в поле пространственного заряда) максимальна. Под действием полей пространственного заряда электроны начинают разлетаться с довольно большим ускорением, т.к. скорости их в последующих сечениях изменяются достаточно сильно (рис. 2.12), а фазовые траектории (рис. 2.11) расходятся незначительно. Далее электроны начинают входить в тормозящее поле отбирателя (восьмой резонатор). Первые электроны влетают в тормозящее поле с большим ускорением (за счет сильного поля пространственного заряда сгустка). Под действием тормозящего поля резонатора электроны замедляются, изменяется знак ускорения. Первые электроны, теряя скорость, начинают останавливаться. С ними быстро сближаются вслед идущие электроны и за счет того, что сближение происходит с гораздо большей скоростью, чем при группировании в трубке дрейфа, сгусток дополнительно уплотняется. Это явление обычно и называют *эффектом догруппировки*, который имеет место в любом отбирателе МРК. Следует отметить еще два сопутствующих явления. Первым электронам не дает остановиться поле пространственного заряда основного сгустка, который следует вслед за ними и "проталкивает" их через зазор резонатора. По мере того, как все больше и больше электронов теряют скорость и замедляются, они образуют новый компактный замедленный сгусток с большим пространственным зарядом, который начинает оказывать тормозящее действие на вслед за ними идущие электроны. В этот момент и могут появиться обратные электроны, на которые будет действовать не только тормозящее поле зазора резонатора, но и поле пространственного заряда. Именно это явление и позволяет получить несколько больший КПД в вариантах с "разлетающимся" сгустком, по сравнению со "слетающимся". Для подтверждения этого факта была укорочена последняя трубка настолько, чтобы то место, где скорости всех электронов становятся одинаковыми, приходилось на центр последнего зазора. Графики фазовых траекторий, скоростной модуляции, функций группировки и КПД приведены соответственно на рис. 2.14, 2.15, 2.16.

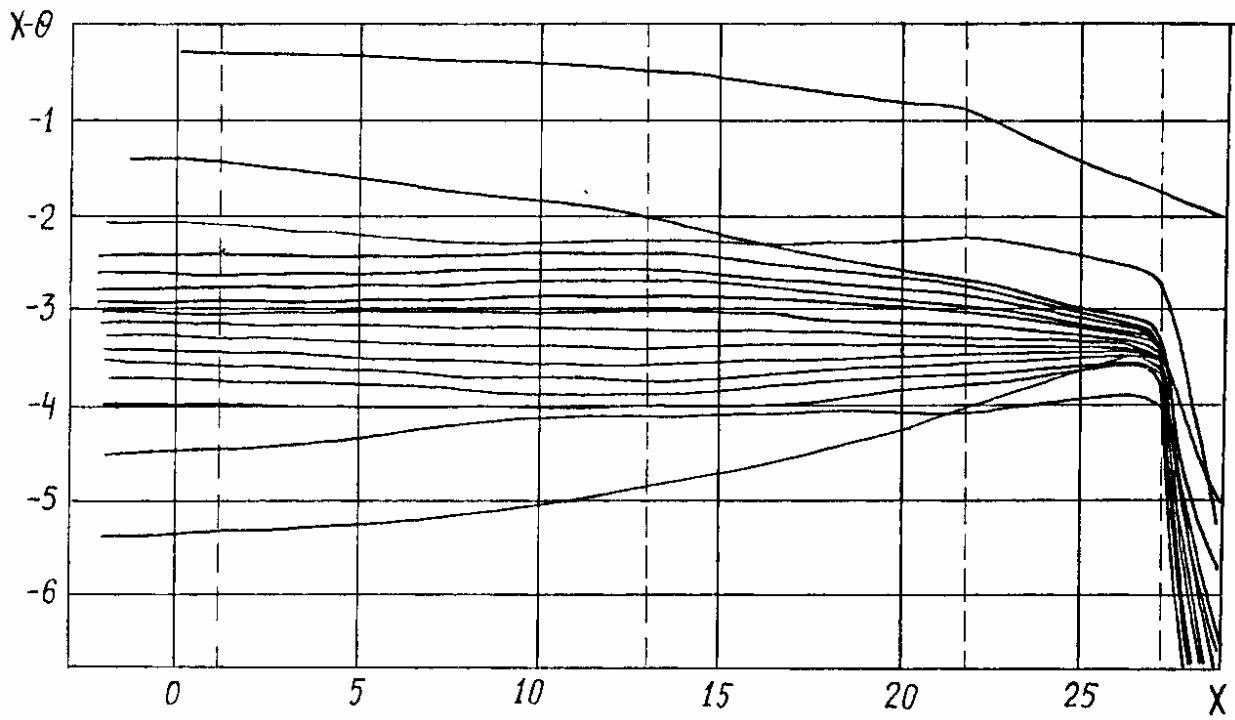


Рис. 2.14. Графики фазовых траекторий (ℓ_7 – укорочена), $V_0 = 50$ кВ

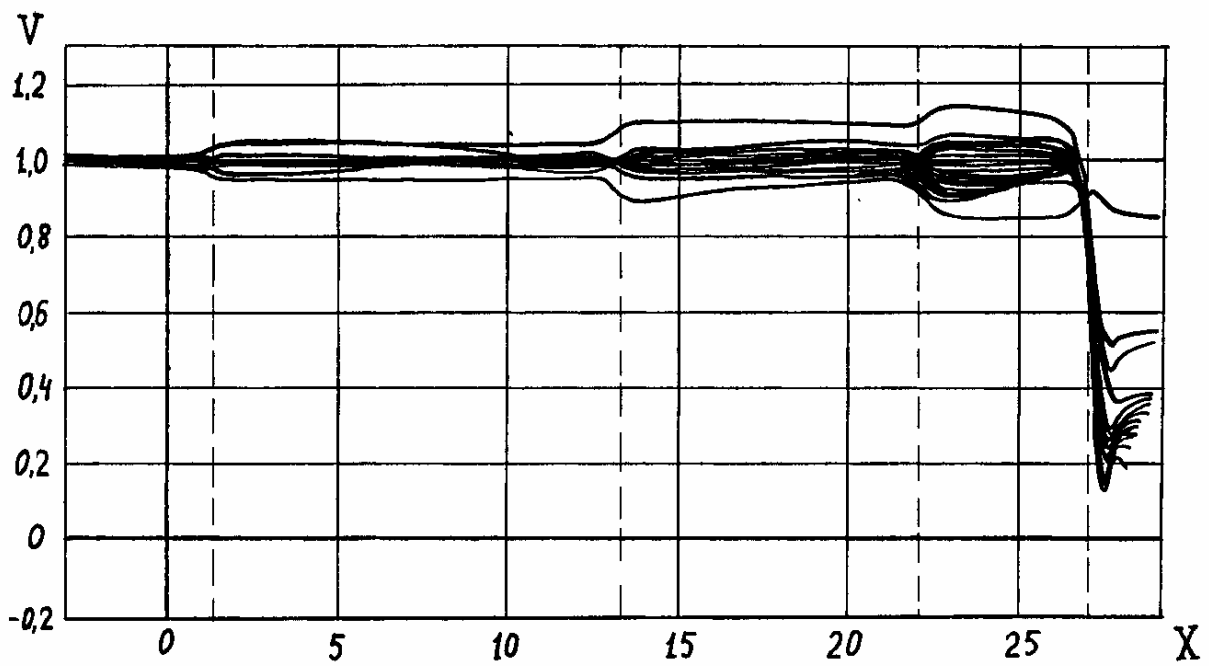


Рис. 2.15. Графики скоростной модуляции (ℓ_7 – укорочена), $V_0 = 50$ кВ

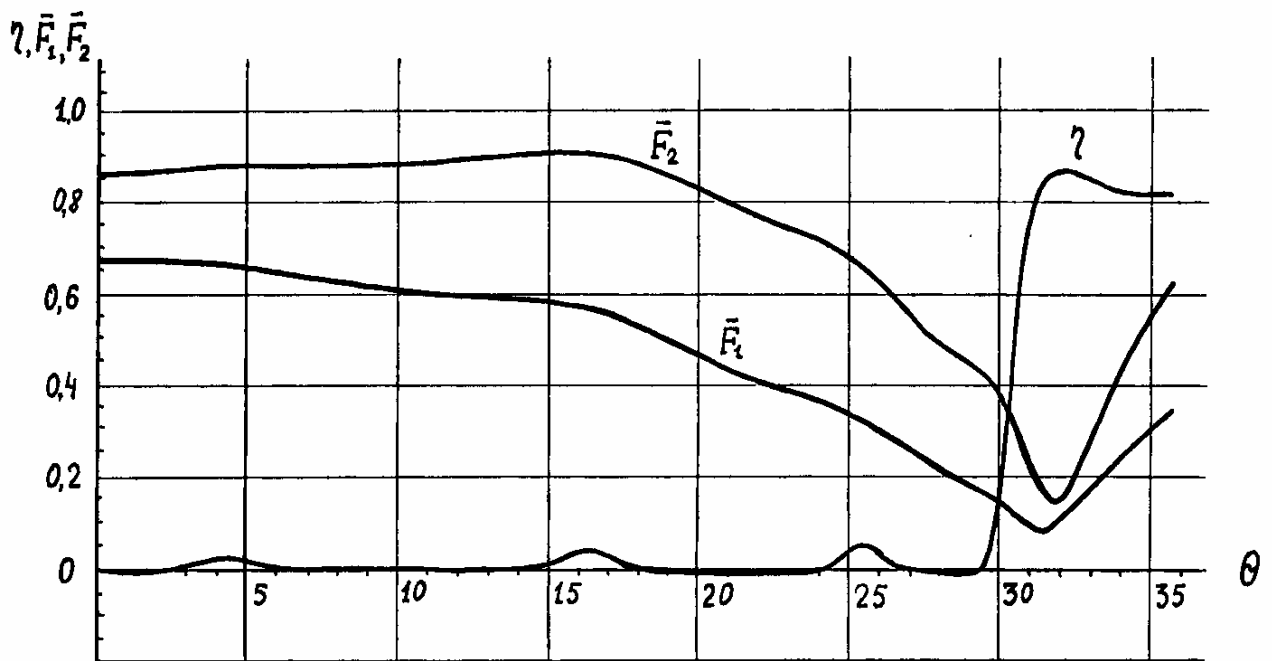


Рис. 2.16. Графики функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и электронного КПД $\eta(\theta)$ (ℓ_7 – укорочена, $V_0 = 50$ кВ)

Анализ фазовых траекторий (рис. 2.14) показывает, что основная часть электронов группируется в более узкий сгусток в отбирателе, что подтверждает и график функции группировки \bar{F}_2 (рис. 2.16); минимум \bar{F}_2 достигается меньший, чем \bar{F}_1 на рис. 2.13. По графикам на рис. 2.14 также видно, что торможение сгустка в отбирателе идет не так интенсивно, как на рис. 2.11, где наклон фазовых траекторий явно круче, особенно для второй половины сгустка. Поэтому, в варианте с короткой трубкой (рис. 2.16) несмотря на то, что \bar{F}_2 меньше, чем \bar{F}_1 на рис. 2.13, функция группировки \bar{F}_1 на рис. 2.16 все же немного больше, чем на рис. 2.13, т.е. отбор энергии в МРК с длинной трубкой проходит интенсивнее. Можно еще отметить следующее обстоятельство: в варианте с длинной трубкой (рис. 2.13) вначале идет догруппировка, затем отбор (минимум \bar{F}_2 находится немного ближе по T , чем минимум \bar{F}_1); в варианте с короткой трубкой (рис. 2.16) вначале идет отбор энергии от сгустка, затем догруппировка (здесь минимум \bar{F}_1 находится ближе по T , чем минимум \bar{F}_2). Это так же свидетельствует о том, что оптимальными сгустками являются сгустки "разлетающиеся" и вполне определенной, оптимальной длины.

Дополнительно была проведена оптимизация шестирезонаторного МРК для $V_0 = 26$ кВ; $I_0 = 15$ А; $N_{\text{луч}} = 6$; $\beta_0 = 0,32$; $\sigma = 0,24$; $Y_a = 0,56$; $Y_0 = 0,32$; $K_\phi = 20$; $d/a = 1,0$; $\rho_{1..6} = 14$; $K_p = 44$ дБ.

Оптимальные параметры МРК приведены в таблице 2.13.

Таблица 2.13

Параметры	К					
	1	2	3	4	5	6
l_k	22,210	19,950	13,180	10,840	6,307	
Q_{0k}	535	1630	1630	1630	1630	120
φ_k	0,0000	-0,0077	0,0170	0,0206	0,0123	0,0001
ξ_k	0,0300	0,1710	0,2640	0,3870	0,6940	1,2990

Проверка 5-ти последних каскадов с использованием нелинейной одномерной модели дала положительные результаты. Был получен КПД $\eta=0,82$. Проверка этого же варианта на нелинейной двумерной модели показала, что электронный КПД оказался равным $\eta=0,74$. Анализ фазовых траекторий показывает, что роль промежуточных резонаторов, особенно 3, 4 и 5-го, заключается в не столько в уплотнении центральной части сгустка, сколько в подтягивании крайних электронов к общему фазовому сгустку. Довольно большое значение электронного КПД при большом токе лучей в данном варианте объясняется большим значением нагруженных добротностей резонаторов в группирователе (см. таблицу 2.13), которые соответствуют 4 - 5 тыс. ненагруженным "холодным" добротностям.

2.3. Многорезонаторные клистроны, предназначенные для работы в полосе частот

Обычно клистроны работающие на одной частоте имеют относительную ширину полосы усиления 0,2 – 1%. Ширина полосы усиления зависит от диапазона рабочих частот клистрона и уменьшается с увеличением рабочей частоты. Для решения практических задач необходима максимально возможная полоса частот усиления, поэтому увеличение полосы частот усиления клистрона является важной задачей и решению этой задачи посвящено много работ, например [94 – 96]. Применение фильтровых систем, навесных резонаторов позволяет получить полосу усиления 2 – 2,5% при КПД 40 – 60% [94 – 96] в см диапазоне длин волн. Ниже показано, что оптимизация параметров МРК, таких как добротностей и расстроек резонаторов, длин труб дрейфа, токов лучей, входных мощностей на опорных частотах позволяет получить полосу усиления 2 – 4% с КПД 60 – 75% в диапазоне длин волн 3 – 5 см.

Исследование МРК в полосе частот проводилось для разных ускоряющих напряжений. В таблице 2.14 приведены оптимальные параметры шестирезонаторного МРК при следующих параметрах луча и резонаторов: $V_0=26$ кВ; $I_0=2,6$ А; $\beta_0=0,32$; $\sigma=0,1$; $Y_a=0,56$; $Y_0=0,32$; $d/a=1,0$; $\rho=14$;

$K_\phi = 20$; $N_{\text{луч}} = 6$. Оптимизация проводилась на пяти частотах с использованием модели луча в виде "толстых" дисков, при расчете группирователя использовалась методика, изложенная в разделе 1.4. В таблице 2.15 приведены значения электронного КПД и коэффициентов усиления на пяти опорных частотах в полосе 2%. В данном варианте МРК в качестве отбирателя использовалась фильтровая система. В таблице 2.16 приведены параметры фильтровой системы при разном числе (n) резонаторов в фильтре. Характерна низкая нагруженная добротность выходного резонатора при $n=3$. Он практически является буферным для предыдущей цепочки связанных резонаторов и позволяет сохранить для них высокую собственную добротность, чем и объясняются относительно низкие потери в этой схеме. Увеличение числа резонаторов в фильтре уменьшает неравномерность частотной характеристики, увеличивает крутизну склонов частотной характеристики, но при $n \geq 4$ увеличивает затухание в полосе частот. В таблице 2.17 приведены значения электронного КПД (η_e) и КПД на выходе фильтровых систем (η_ϕ), параметры которых приводились в таблице 2.15. Для оптимальных вариантов МРК в полосе частот характерна увеличенная длина последней трубки дрейфа, что видно из таблицы 2.14.

Таблица 2.14

Оптимальные параметры шестирезонаторного МРК, с $V_0 = 26$ кВ

Параметры	k					
	1	2	3	4	5	6
ℓ_k	48,49	12,93	23,20	14,14	19,18	
Q_{0k}	155	2500	2500	2500	2500	2500
φ_k	-0,0176	-0,0042	0,01000	0,0201	0,0302	0,0001

Таблица 2.15

Значения КПД и K_p на пяти опорных частотах

Параметры	1	2	3	4	5
η_e	0,734	0,745	0,716	0,721	0,698
K_p [дБ]	33	32	32	36	31

Таблица 2.16

Параметры фильтровых систем

n	Параметры	i				
		1	2	3	4	5
2	Q_i	2425	339	163		
	$\varphi_i \cdot 10^{-3}$	-0,5760	-0,1270	-0,0040		
	$K_{i,i+1}$	0,0169	0,0134			
	ρ_i	92	200	200		
3	Q_i	2425	6499	6495	8	
	$\varphi_i \cdot 10^{-3}$	-0,9800	-0,3750	-3,3800	-10,000	
	$K_{i,i+1}$	0,0148	0,0142	0,0330		
	ρ_i	50	200	200	200	
4	Q_i	2100	6500	6207	1410	112
	$\varphi_i \cdot 10^{-3}$	-0,0650	0,3540	0,3350	2,9200	-3,1000
	$K_{i,i+1}$	0,0176	0,0121	0,0106	0,0216	
	ρ_i	50	200	200	200	200

Таблица 2.17

Значения КПД на выходе фильтровой системы на трех опорных частотах

n	КПД	ω_i / ω		
		1,02	1,00	0,98
1	η_e	0,734	0,716	0,698
2	η_ϕ	0,374	0,637	0,312
3	η_ϕ	0,684	0,684	0,608
4	η_ϕ	0,640	0,631	0,569

Таблица 2.18

Параметры шестирезонаторного клистрона

Параметры	k					
	1	2	3	4	5	6
ℓ_k	17,90	11,285	10,895	12,840	7,782	
Q_{0k}	209	2000	2000	2000	2000	2000
φ_k	-0,0033	-0,0179	0,0176	0,0184	0,0459	0.0017

Таблица 2.19

Значения K_p клистрона и КПД на выходе фильтровой системы на пяти опорных частотах

Параметры	ω_i / ω_0				
	0,98	0,99	1,00	1,01	1,02
K_p [дБ]	58,1	58,4	57,3	57,1	58,1
η_e	0,590	0,596	0,584	0,598	0,613
η_ϕ	0,576	0,581	0,561	0,578	0,582

Таблица 2.20

Параметры четырехконтурной фильтровой системы

Параметры	i			
	1	2	3	4
Q_i	2000	9740	9990	37
$\varphi_i \cdot 10^3$	1,7710	-0,2770	-0,1120	1,0590
$K_{i,i+1}$	0,0189	0,0155	0,0203	
ρ_i	130	200	200	200

Рассчитывался шестирезонаторный клистрон при следующих параметрах: $V_0 = 6,8$ кВ; $I_0 = 1,7$ А; $a = 0,15$ см; $b = 0,09$ см; $d/a = 2,2$; $\rho = 65$; $N_{\text{луч}} = 7$; $\beta_0 = 0,16$; $\sigma = 0,2$; $K_\phi = 90$. Оптимизация проводилась для модели луча в виде "тонких" дисков, с табличным расчетом изменения $\bar{\Omega}$, на трех и пяти опорных частотах в полосе 2%. В таблице 2.18 представлены основные параметры МРК. В таблице 2.19 приведены значения электронного КПД η_e , коэффициента усиления клистрона \bar{K}_p и КПД на выходе фильтровой системы (η_ϕ) на пяти опорных частотах ω_i .

Параметры четырехконтурной фильтровой системы (первым ее резонатором является последний резонатор МРК) приведены в таблице 2.20. Здесь следует заметить, что длины труб дрейфа, приведенные в табл. 2.18, не являются оптимальными, а заданы из конструктивных особенностей реверсной магнитной системы МРК. Оптимизировались только расстройки и входная мощность. Оптимизация длин может повысить КПД МРК на 3 - 10%. В [97] приведены данные шестирезонаторного клистрона в полосе 4%.

Таким образом, оптимальные параметры МРК в полосе частот отличаются от оптимальных на одной частоте. Расстройки монотонно увеличиваются с номером каскада. Наилучшими с точки зрения максимума КПД и неравномерности частотной характеристики являются отрицательные отстройки первого и второго резонаторов. Предпоследний резонатор, как правило, отстроен за полосу пропускания МРК, этим обеспечивается исключение больших напряжений на зазоре резонатора на первой опорной частоте, а следовательно меньший разброс по скоростям и оптимальный отбор энергии.

2.4. Исследование влияния фокусирующего магнитного поля на процессы взаимодействия и выходные параметры многорезонаторного клистрона

Исследование влияния фокусирующего магнитного поля проводилось на восьмirezонаторном клистроне, на основе двумерной многослойной модели, описанной в первой главе.

При исследовании в качестве базового был использован вариант, полученный при оптимизации по одномерной модели, данные которого приведены в таблице 2.2 для $\sigma = 0,1$. Остальные, параметры МРК были заданы следующие: $\beta_0 = 0,152$; $Y_a = 0,616$; $d/a = 2,2$; $\rho = 65$; $N_{\text{луч}} = 7$; $Q_0 = 2500$; $Q_r = 1165$; $\phi = 1,0$.

В расчетах использовалась трехслойная модель со следующими радиусами центров слоев: $Y_{01} = 0,465$ (внешний слой); $Y_{02} = 0,36$ (средний слой); $Y_{03} = 0,201$ (внутренний слой). Радиусы центров слоев выбирались из расчета равномерного токораспределения по слоям. Конфигурация электронного потока ($K_\phi = 20$) соответствует сплошному цилиндрическому потоку. Число частиц в слое $N = 20$. Первые четыре каскада рассчитывались по аналитической

модели, последние четыре – по нелинейной двумерной, численно. При переходе от одномерной к двумерной модели, в данном варианте, уточнились (путем оптимизации КПД) только напряжения и фазы на зазорах резонаторов, рассчитанных по одномерной модели. Получен средний электронный КПД $\eta_e = 0,765$, при этом напряжения и фазы: $\xi_5 = 0,135$; $\xi_6 = 0,158$; $\xi_7 = 0,604$; $\xi_8 = 1,328$; $\varphi_5 = 3,332$; $\varphi_6 = 0,131$; $\varphi_7 = 5,61$; $\varphi_8 = 4,0$.

По слоям КПД распределились следующим образом $\eta_1 = 0,818$; $\eta_2 = 0,778$; $\eta_3 = 0,757$. Токопрохождение $T_I = I/I_0 = 88,3\%$, осело 7 электронов из внешнего слоя. $P_I = 0,052$ – коэффициент мощности осевших электронов, равный отношению мощности осевших электронов $P_{ос}$ к мощности потока P_0 . Уменьшение КПД при расчетах по двумерной модели (в одномерной был получен $\eta_e = 0,89$) связано с тем, что параметры оптимальные для одномерной модели (l, Q, φ) не являются оптимальными для двумерной. Кроме того, в одномерной модели рассчитывался один последний каскад численно, здесь четыре и использовались разные модели заряженных частиц: в одномерной – диски, в двумерной – бесконечно тонкие кольца. Имеет значение также разное число заряженных частиц, принятое в той и другой модели. Можно утверждать, что если провести полную оптимизацию по всем параметрам всех восьми каскадов по двумерной модели, то можно приблизиться к тому же уровню $\eta_e = 0,89$. Но это связано с большими затратами машинного времени: один просчет целевой функции с тремя слоями по 20 электронов в каждом и 4-мя каскадами, рассчитываемыми численно на ЭВМ с процессором Pentium-III - 500 МГц, занимает 145 сек. (расчеты выполнялись в 2000 г.). Поэтому и проводилась оптимизация только напряжений и фаз на зазорах резонаторов с меньшим числом частиц (12) в каждом слое. Затем вариант проверялся с большим числом частиц. Полученный в результате оптимизации вариант с $\eta_e = 0,785$ вполне пригоден для выявления основных закономерностей группирования и энергообмена в двумерном приближении.

На рис. 2.17, 2.19, 2.21, 2.23 приведены графики радиальных скоростей частиц (V_y) для внешнего слоя для разных относительных напряженностей магнитного поля (ϕ), соответственно: $\phi = 1,5; 1,2; 1,0; 0,8$. На рис. 2.18, 2.20, 2.22, 2.24 приведены графики траекторий центров масс (Y) трех слоев для соответствующих напряженностей магнитного поля: 1,5; 1,2; 1,0; 0,8.

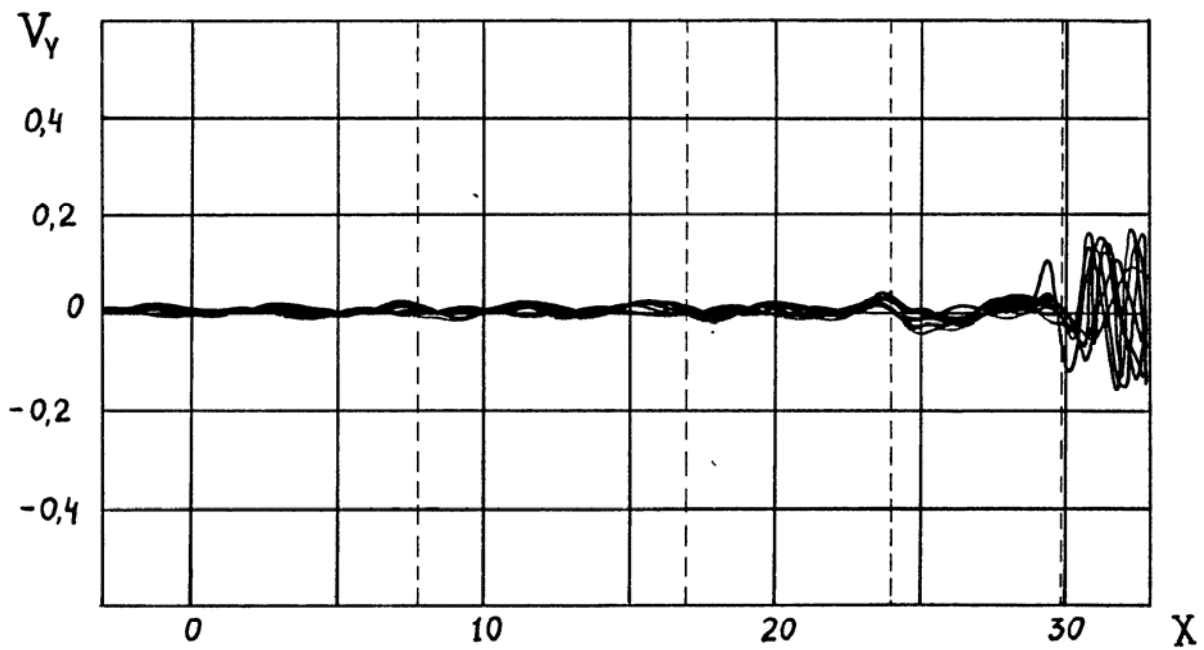


Рис. 2.17. Графики радиальных скоростей частиц внешнего слоя, $\phi=1,5$

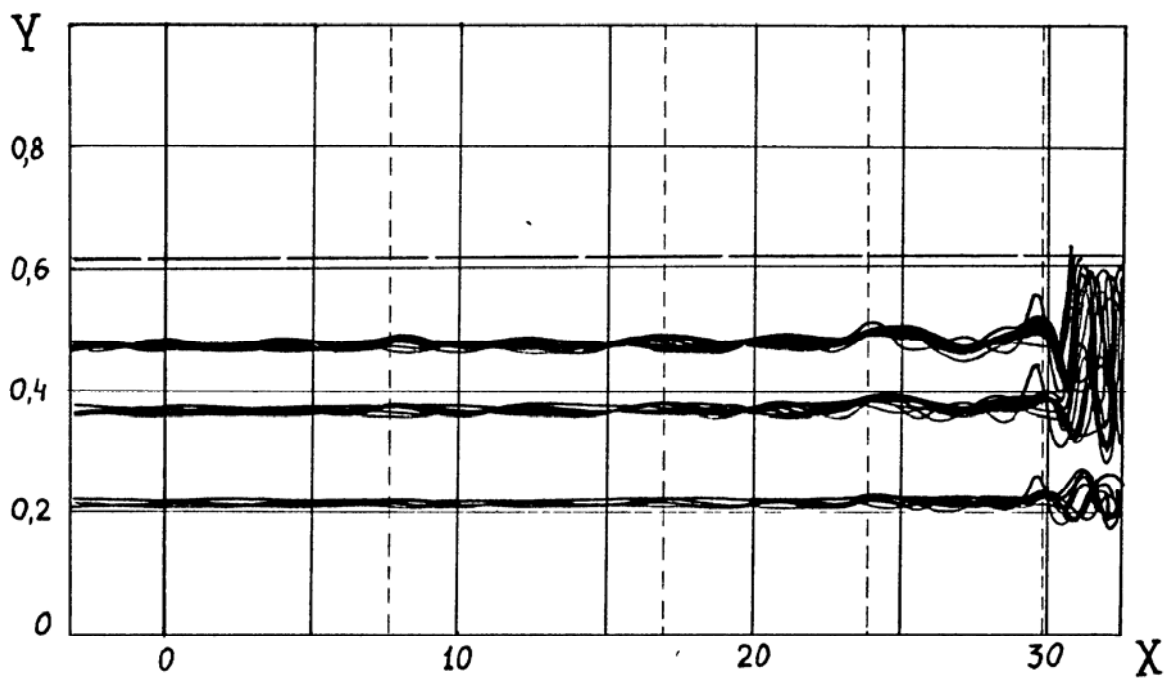


Рис. 2.18. Графики радиального движения центров масс трех слоев, $\phi=1,5$

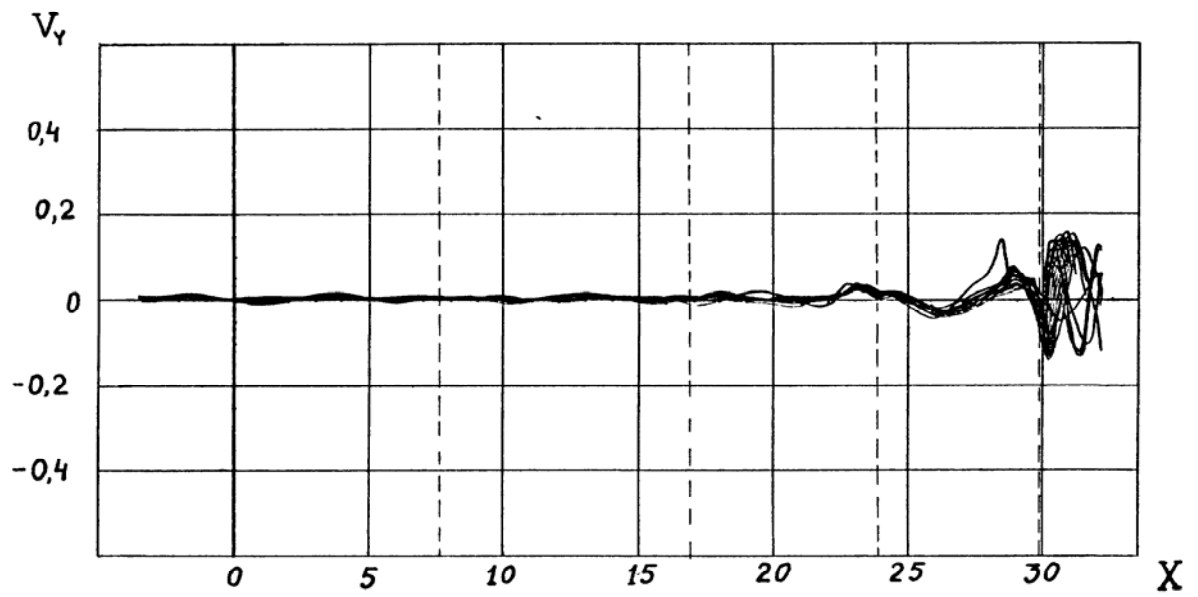


Рис. 2.19. Графики радиальных скоростей частиц внешнего слоя, $\phi = 1,2$

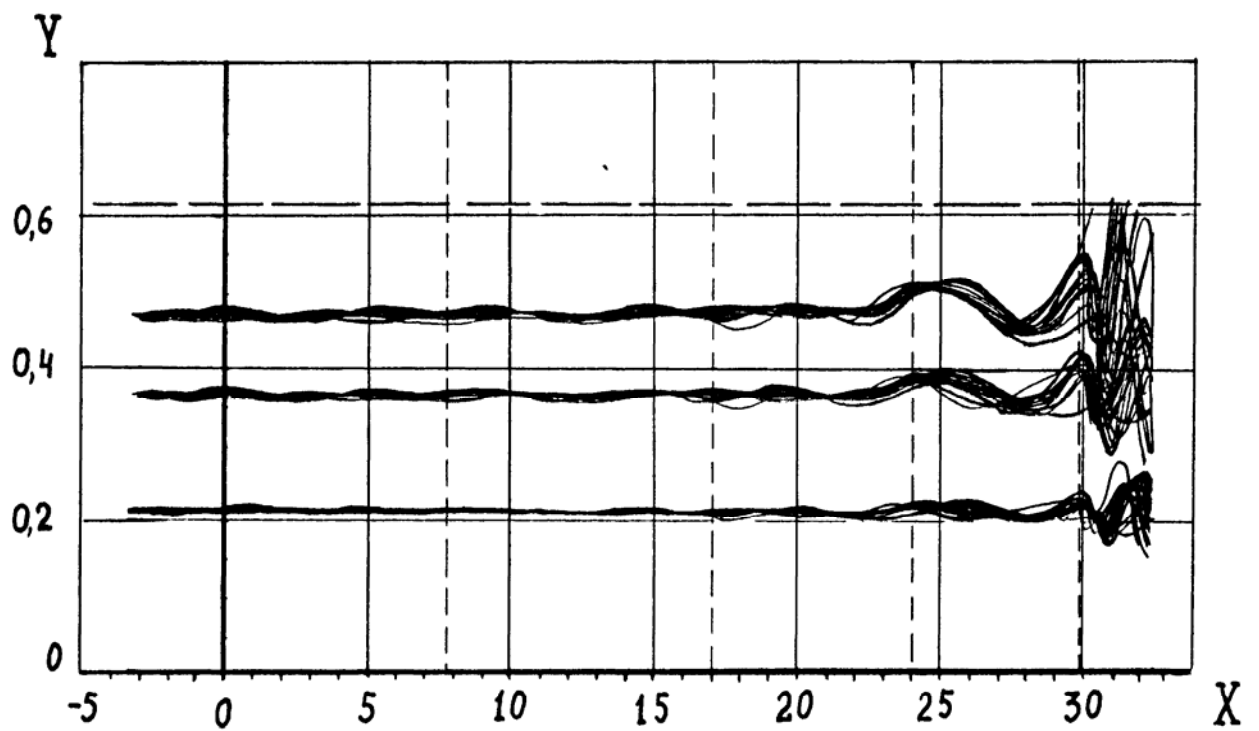


Рис. 2.20. Графики радиального движения центров масс трех слоев, $\phi = 1,2$

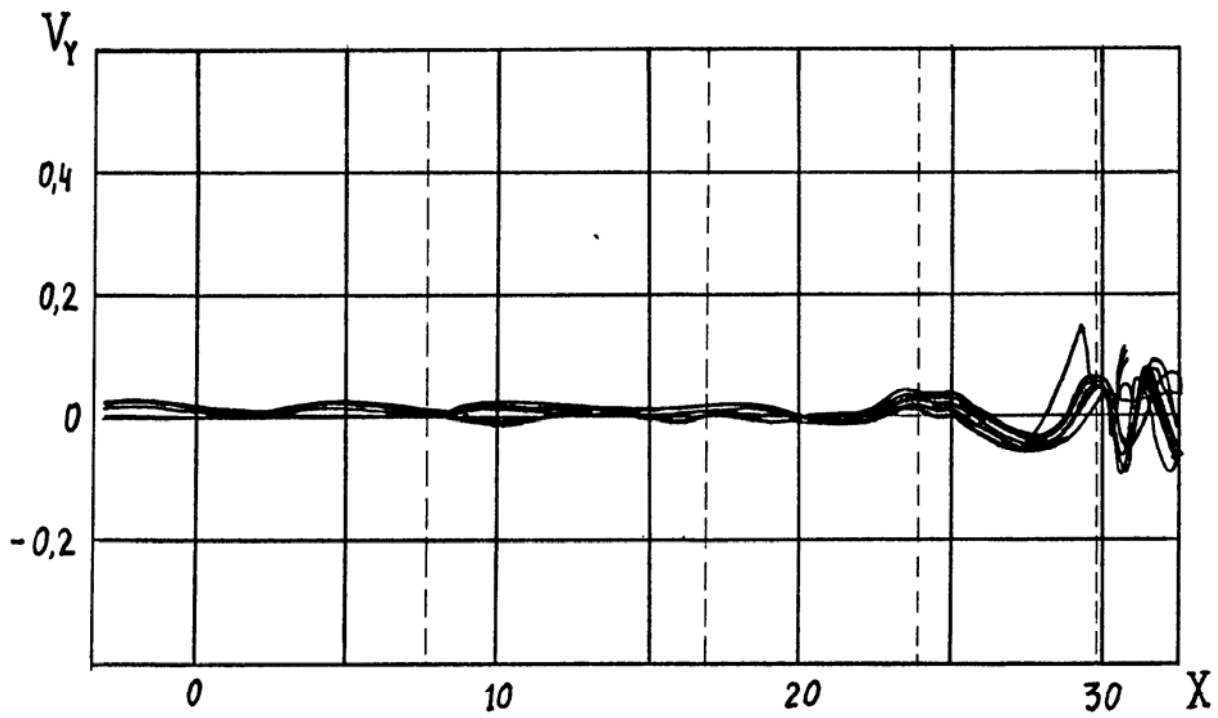


Рис. 2.21. Графики радиальных скоростей частиц внешнего слоя, $\phi = 1,0$

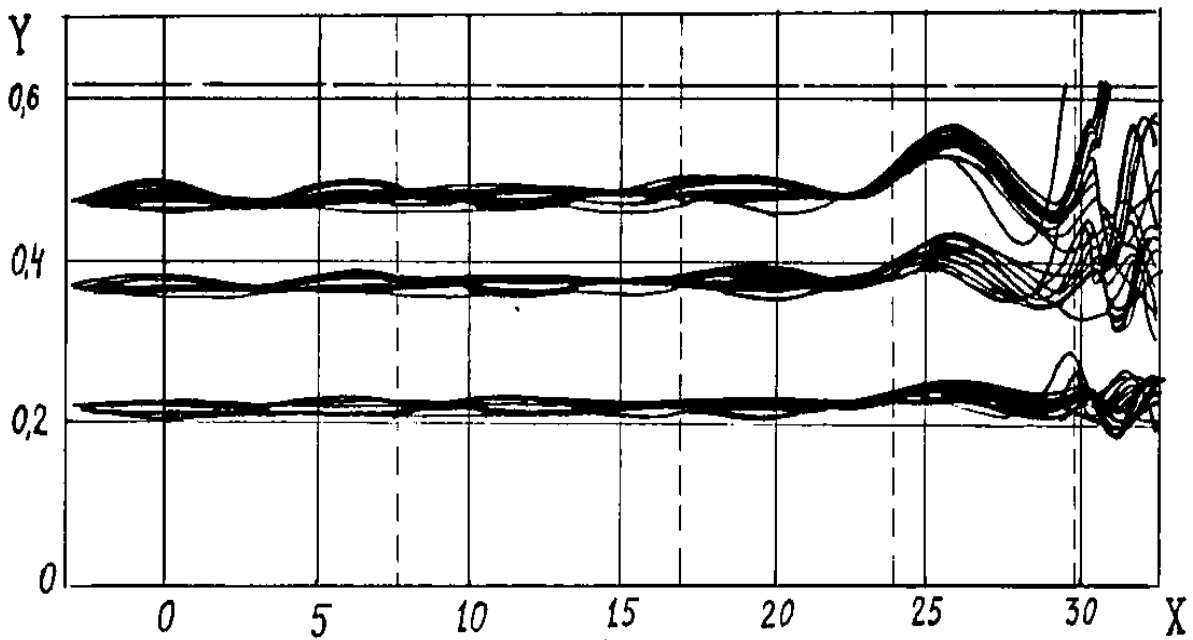


Рис. 2.22. Графики радиального движения центров масс трех слоев, $\phi = 1,0$

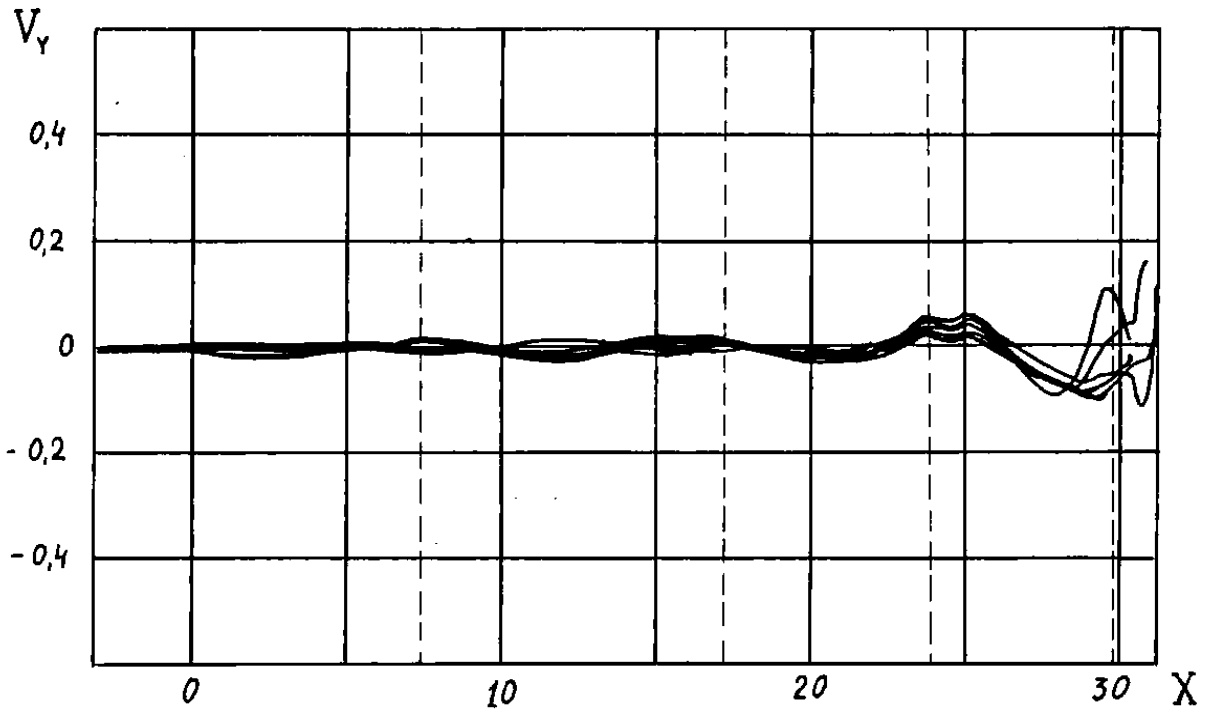


Рис. 2.23. Графики радиальных скоростей частиц внешнего (1-го) слоя, $\phi = 0,8$

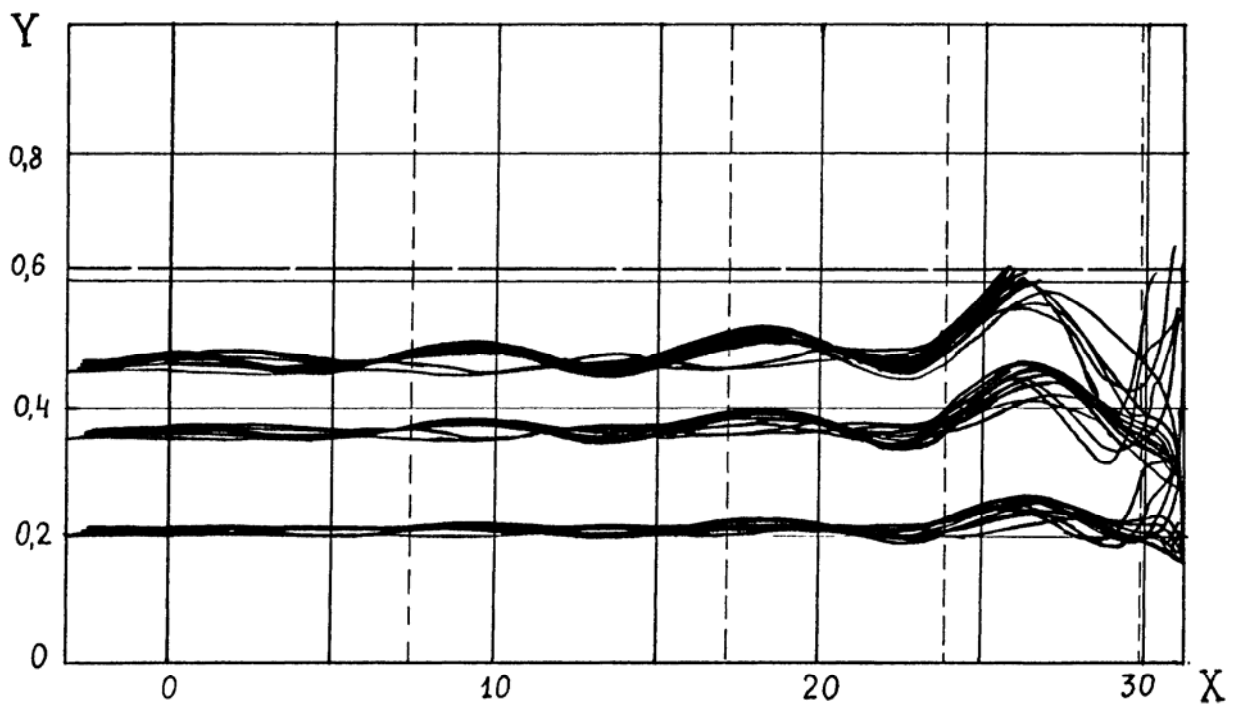


Рис. 2.24. Графики радиального движения центров масс трех слоев, $\phi = 0,8$

В таблице 2.21 приведены значения коэффициентов токопрохождения T_I , коэффициента мощности токооседания P_I , среднего электронного КПД η_e для различных относительных напряженностей магнитного поля ϕ .

Таблица 2.21

Значения коэффициентов токопрохождения T_I , коэффициента мощности токооседания P_I , среднего электронного КПД η_e для различных относительных напряженностей магнитного поля

Параметры	ϕ					
	0,8	0,9	1,0	1,2	1,5	1,8
T_I	0,635	0,864	0,875	0,802	0,896	0,979
P_I	0,149	0,048	0,052	0,025	0,036	0,077
η_e	0,595	0,784	0,785	0,779	0,7745	0,769

Как видно из таблицы 2.21, максимум токопрохождения не совпадает с минимумом мощности осевших электронов. Можно отметить рост мощности осевших электронов для $\phi = 1,5; 1,8$ по сравнению с $\phi = 1,2$. Это объясняется увеличением радиальной скорости при энергообмене в отбирателе. При больших относительных напряженностях магнитного поля ϕ (рис. 2.17) электроны, влетающие в отбиратель, имеют небольшую радиальную скорость. Продольное электрическое поле резонатора (E_x) тормозит их, а поперечное электрическое поле (E_y) в первой половине зазора отклоняет их от оси (рис. 2.18), радиальная скорость электронов становится положительной. Максимум энергообмена происходит тогда, когда электроны сгустка находятся в центре и во второй половине зазора резонатора, следовательно в этот момент времени напряженность электрического поля зазора резонатора максимальна. В этот момент электроны отдают максимум энергии, т.к. продольное поле резонатора E_x максимально, а поперечное – E_y уже действует на электроны в противоположном направлении, отклоняя их к оси. В результате энергообмена продольная скорость их резко уменьшается, что приводит к уменьшению периода радиальных пульсации пучка электронов, обусловленных действием постоянного магнитного поля. При больших напряженностях магнитного поля ($\phi = 1,2 - 1,8$) резкое уменьшение периода пульсации приводит и к быстрому изменению знака радиальной скорости, электроны гораздо быстрее изменяют скорость от отрицательной к положительной при больших ϕ , чем при малых (сравните 2.17, 2.19, 2.21). На указанных графиках видно, что изменения радиальной скорости для $\phi = 1,2 - 1,5$ гораздо больше, чем для $\phi = 1,0$ (рис. 2.23) в области отбора энергии ($X > 30$). Основной вклад в токооседание создают сильно замедленные электроны, а также электроны, не вошедшие в основной сгусток. Поэтому при больших напряженностях магнитного поля появляются

осевшие электроны, которых значительно меньше, чем при низких ϕ . Однако, они имеют значительную радиальную скорость, и по энергии токооседания могут превосходить энергию большего числа осевших электронов при меньших ϕ с меньшей радиальной скоростью. В таблице 2.21 можно отметить небольшое уменьшение токопрохождения и уменьшение мощности токооседания при $\phi = 1,2$ по сравнению с $\phi = 1,5$ и $\phi = 1,0$. Это объясняется тем, что при $\phi = 1,2$ изменение радиальной составляющей скорости электронов приобретает колебательный характер под действием поперечной составляющей электрического поля предпоследнего резонатора. Сравнивая рис. 2.17 и 2.19, можно отметить, что влияние предпоследнего резонатора уже значительно при $\phi = 1,2$: на промежутке $X \in [25 - 28]$ появляется радиальная составляющая скорости электронов весьма заметной величины. При $X > 28$ радиальная составляющая скорости электронов меняет знак и становится положительной, что объясняется действием поперечной составляющей электрического поля первой половины зазора отбирателя. Введем понятие динамической пульсации – поперечного колебательного движения основной массы электронов, вызванного воздействием поперечного высокочастотного электрического поля зазора резонатора. На рис. 2.20 отчетливо просматриваются динамические пульсации поперечной координаты большинства электронов для $X > 25$, которые вызваны действием поперечных ВЧ-полей седьмого и восьмого резонаторов. Торможение большинства электронов сгустка происходит в середине и во второй половине зазора резонатора отбирателя. Для заторможенных электронов резко уменьшается период колебательного изменения поперечной координаты ($X > 30$, рис. 2.20). Во второй половине зазора резонатора отбирателя поперечная составляющая ВЧ-поля отклоняет электроны к оси. Затем в какой-то момент времени возникшая неуравновешенность магнитной силы Лоренца, центробежной и силы пространственного заряда способствует отклонению электронов в противоположном от оси направлении. Радиальная составляющая скорости становится положительной. На рис. 2.19 видно, что для $X > 30$ изменение радиальной составляющей скорости электронов также носит колебательный характер, но с гораздо меньшим периодом, чем при $X \in [25...30]$. Большая амплитуда колебания поперечной составляющей скорости при $\phi = 1,2$ (рис. 2.19) вызвала появление большого числа осевших электронов, но оседание их происходило в тот момент, когда положительная поперечная составляющая скорости электронов уменьшалась. Поэтому мощность осевших электронов оказалась небольшой. А повышенное количество осевших электронов объясняется тем, что при $\phi = 1,2$ под действием поперечной составляющей поля зазора отбирателя произошло увеличение колебательного изменения поперечных составляющих координат и скоростей большого числа электронов. При $\phi = 1$ (рис. 2.21, 2.22) амплитуда колебания радиальной составляющей скорости хотя и меньше для $X > 30$, но несколько увеличилось действие поля E_y первой половины зазора отбирателя по сравнению с $\phi = 1,2$. Это произошло потому, что одновременно с уменьшением ϕ немного

изменился период динамической пульсации на промежутке $X \in [26...29]$ и часть электронов влетела в отбиратель с положительными радиальными скоростями. В результате действия поля E_y в первой половине зазора эта скорость еще больше увеличилась, что и выбросило эти электроны на стенку зазора. Появляются также осевшие электроны и во второй половине зазора резонатора, но из-за небольшой амплитуды колебания радиальной скорости, их все же меньше, чем для $\phi = 1,2$. Полная энергия электронов при оседании оказалась почти в 2 раза выше, чем для $\phi = 1,2$. Для $\phi = 0,9$ количество осевших электронов больше, чем для $\phi = 1$, в результате токопрохождение оказалось меньше, но оседание произошло с меньшими скоростями электронов, чем для $\phi = 1$. При снижении магнитного поля до 0,8 (рис. 2.23, 2.24) заметными становятся динамические пульсации, возникающие под действием ВЧ-полей зазоров 5, 6 и 7-го резонаторов. Причем, в данном варианте, их амплитуда и фаза настолько неблагоприятны, что появляется значительное число осевших электронов в седьмом резонаторе. В результате внешний слой оседает почти полностью, оседают также несколько электронов из среднего слоя, но уже в выходном резонаторе и суммарное токопрохождение резко уменьшается (табл. 2.21), а мощность токооседания увеличивается.

Таким образом видно, что изменение магнитного поля может значительно изменить условия токопрохождения и мощность токооседания, причем изменение магнитного поля на 10...20%, при определенных условиях, может заметно изменять токопрохождение и мощность токооседания.

Небольшое уменьшение электронного КПД η_e с увеличением напряженности магнитного поля (табл. 2.21) обуславливается значительным увеличением угловой скорости электронов, что препятствует образованию плотного сгустка. Но это изменение η_e , как видно из таблиц, незначительно.

2.5. Исследование влияния расслоения электронного потока на процессы взаимодействия в многорезонаторном клистроне и его выходные параметры

Исследование влияния расслоения электронного потока проводилось на модели, описанной в разделе 2.4. Относительное магнитное фокусирующее поле ϕ задавалось равным единице. Параметр $\pm Y_{\max}$ в исходном варианте задавался для каждого слоя равным 0,01. Этот параметр определяет амплитуду пульсации электронного слоя и начальную фазу амплитуды – положительную или отрицательную. На рис. 2.21, 2.25, 2.26 приведены графики радиальных скоростей V_y центров масс электронных колец для внешнего, среднего и внутреннего слоев; на рис. 2.22 – графики изменения поперечной координаты Y центров масс для трех слоев; на рис. 2.27 графики функций группировки \bar{F}_1 , \bar{F}_2 , и электронного КПД η_e для каждого слоя. На рис. 2.28 приведены графики средних значений для трех слоев функций группировки \bar{F}_1 , \bar{F}_2 и электронного КПД η_e . На рис. 2.29 - 2.31 приведены графики фазовых траекторий $(X - \theta)$ центров масс колец, соответственно для 1, 2 и 3-го слоев; на рис. 2.32 - 2.34 – графики скоростной модуляции V_x , соответственно для 1, 2 и 3-го слоя. При анализе функций группировки \bar{F}_1 и \bar{F}_2 для каждого слоя (рис. 2.27) можно отметить, что наилучшая группировка на протяжении всей длины прибора достигается для внешнего слоя, несколько хуже для среднего и внутреннего. Тем не менее перед отбирателем функции группировки для всех трех слоев становятся почти одинаковыми, даже можно отметить некоторое увеличение \bar{F}_1 и \bar{F}_2 для внешнего слоя по сравнению с \bar{F}_1 и \bar{F}_2 для внутреннего слоя, т.е. на входе в отбиратель группировка внутреннего слоя оказывается немного лучше, чем у внешнего слоя. Этот факт подтверждают и фазовые характеристики для каждого слоя, приведенные на рис. 2.29, 2.30, 2.31. Несмотря на то, что действие полей резонаторов сильнее всего проявляется на внешнем слое и слабее на среднем и внутреннем, на указанных графиках видно, что во внешнем слое достаточно плотный и компактный сгусток образовался уже после шестого резонатора (рис. 2.29). И для сохранения достигнутой плотности важно, чтобы поле седьмого резонатора не разрушило этот сгусток. При оптимизации этого варианта фаза поля 7-го резонатора рассчиталась таким образом, что он оказывает наименьшее влияние на разгруппировку внешнего слоя, что видно из графиков скоростной модуляции рис. 2.32. Из рис. 2.32 видно, что седьмой (предпоследний) резонатор почти не изменяет скоростей большинства электронов, т.е. скоростная модуляция сохраняется и плотность сгустка даже немного увеличивается, хотя появляются электроны, выходящие из основного сгустка. Под действием поля 7-го резонатора крайние электроны несколько подтягиваются к общему сгустку, хотя и недостаточно для эффективного энергоотбора в выходном резонаторе. Для среднего слоя (рис. 2.30, 2.33)

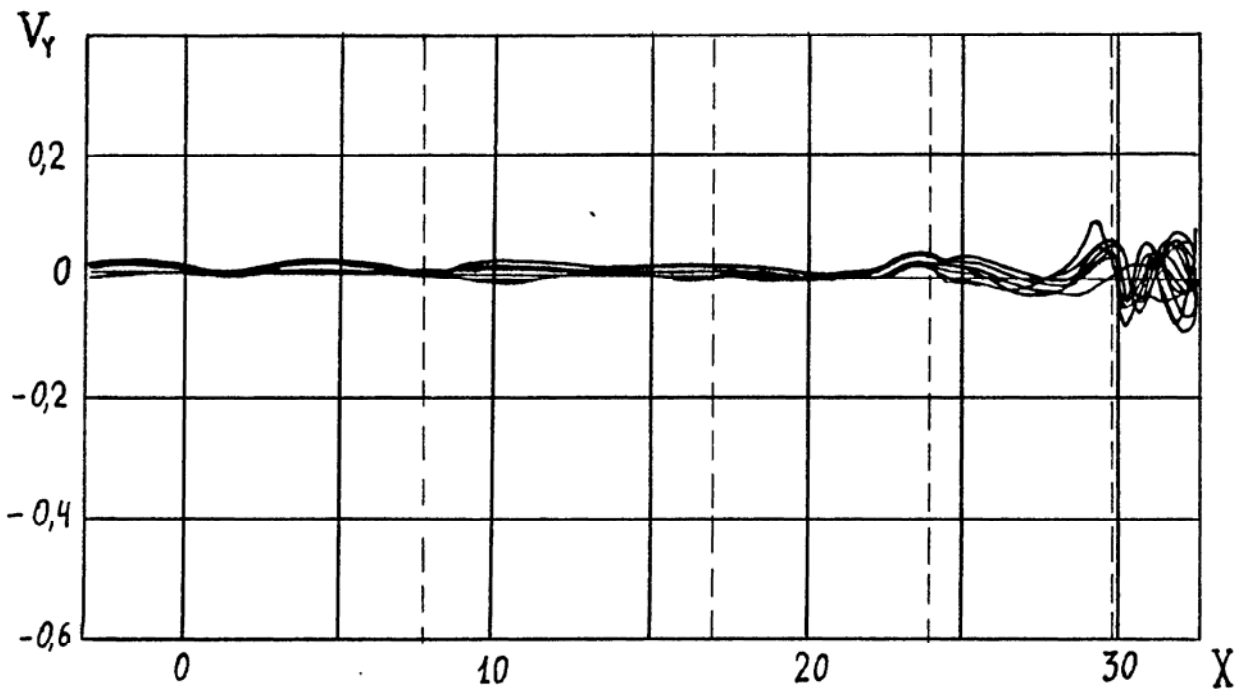


Рис. 2.25. Графики радиальных скоростей частиц среднего (2-го) слоя, $\phi=1,0$

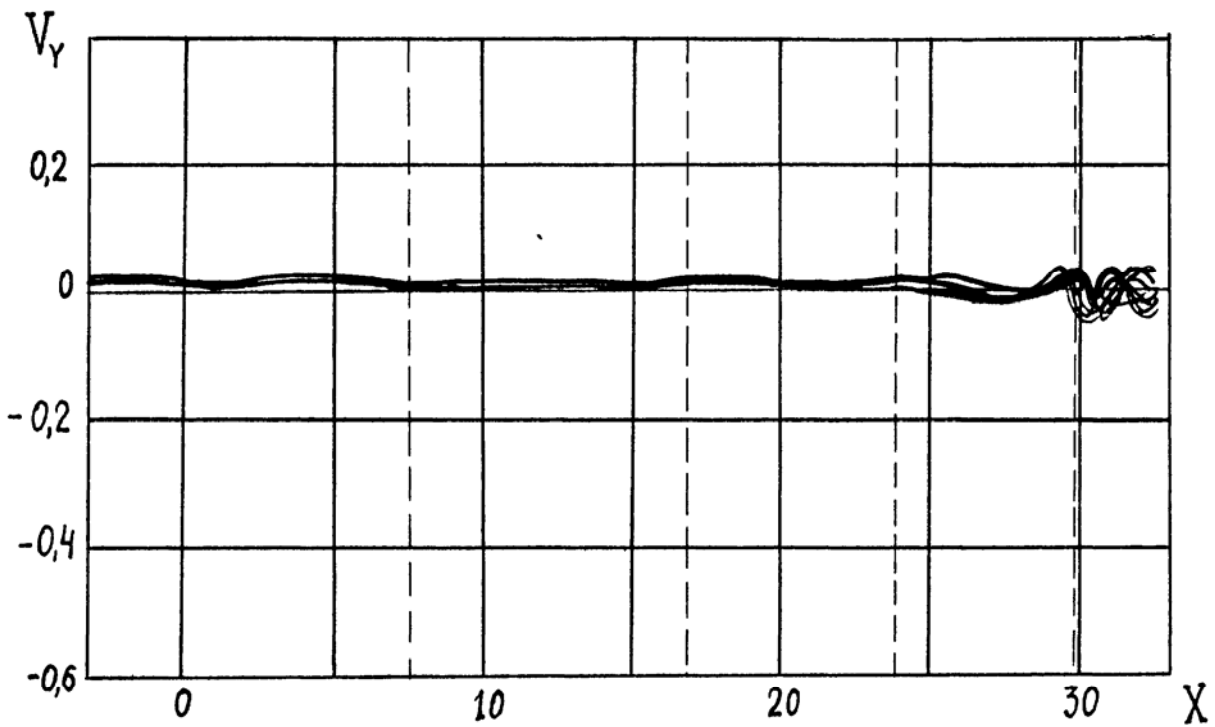


Рис. 2.26. Графики радиальных скоростей частиц внутреннего (3-го) слоя,
 $\phi = 1,0$

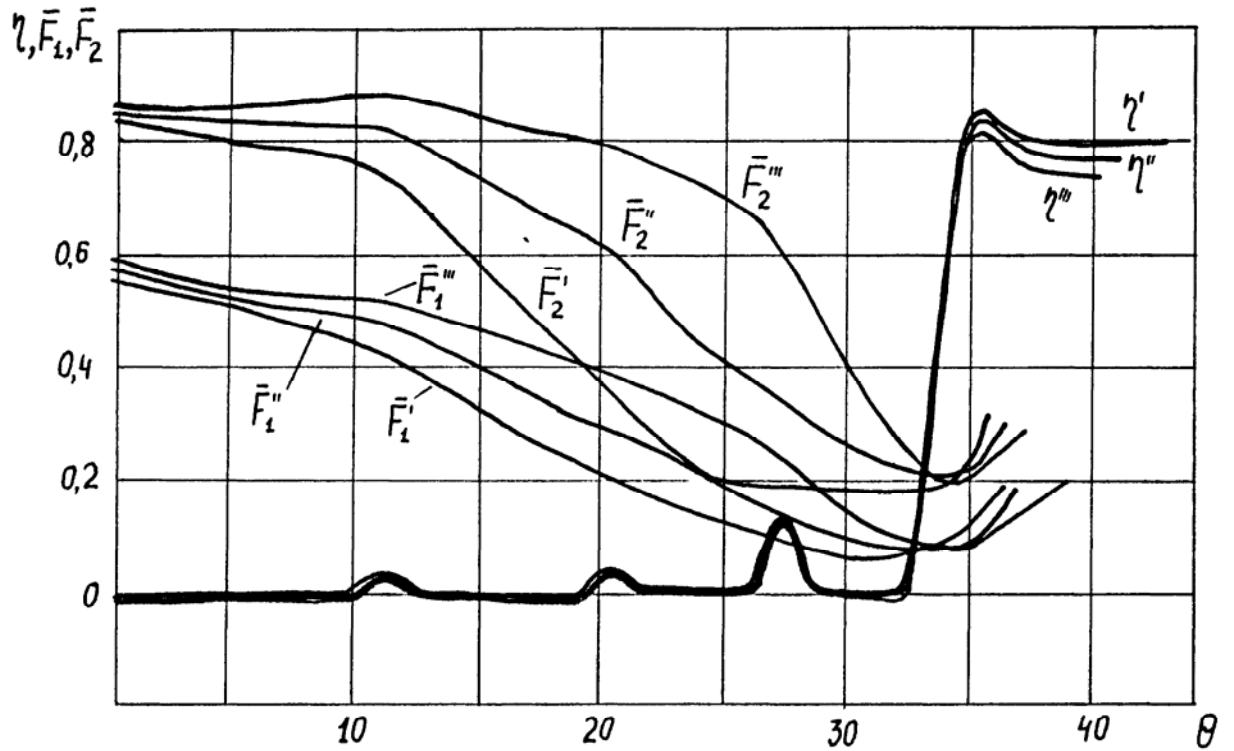


Рис. 2.27. Графики функций группировки $\bar{F}_1'(\theta)$, $\bar{F}_2'(\theta)$, $\bar{F}_1''(\theta)$, $\bar{F}_2''(\theta)$, $\bar{F}_1'''(\theta)$, $\bar{F}_2'''(\theta)$ и электронного КПД $\eta'(\theta)$, $\eta''(\theta)$, $\eta'''(\theta)$ соответственно для внешнего, среднего и внутреннего слоев, $\phi = 1,0$

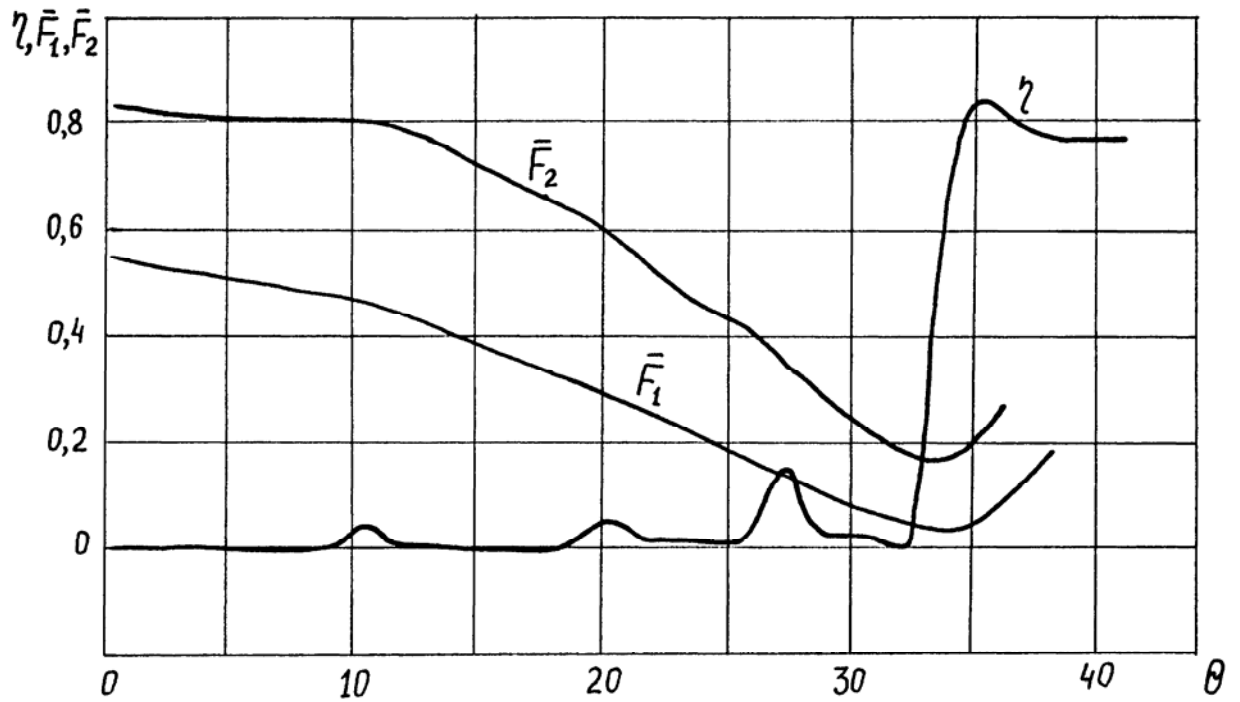


Рис. 2.28. Средние значения функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и электронного КПД $\eta(\theta)$, $\phi = 1,0$

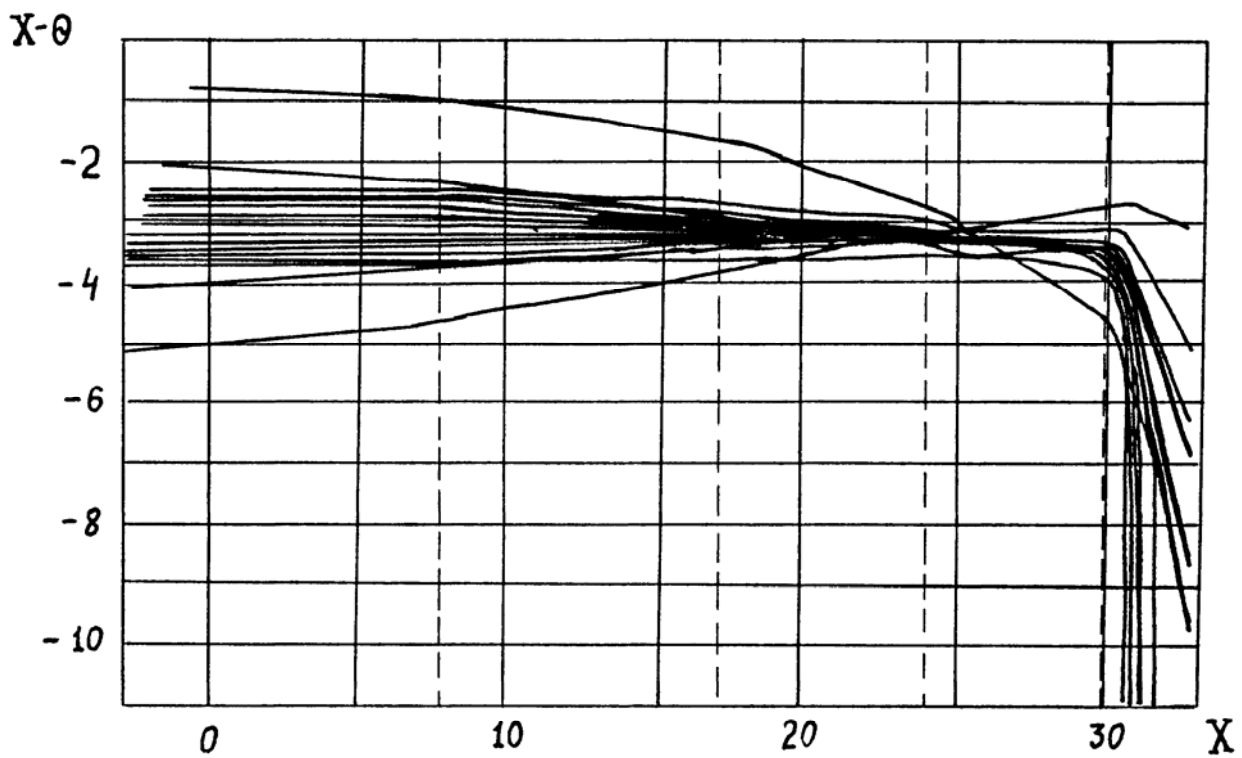


Рис. 2.29. Графики фазовых траекторий центров масс внешнего (1-го слоя), $\phi = 1,0$

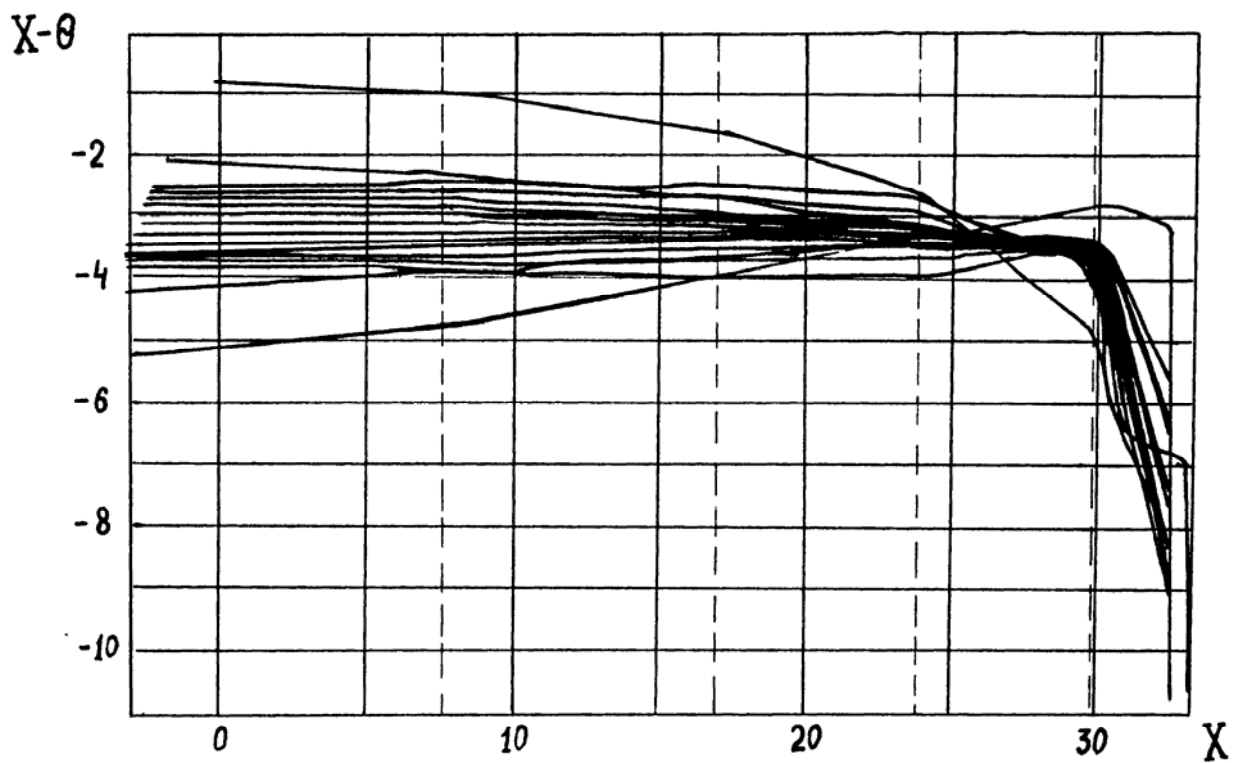


Рис. 2.30. Графики фазовых траекторий центров масс среднего (2-го слоя), $\phi = 1,0$

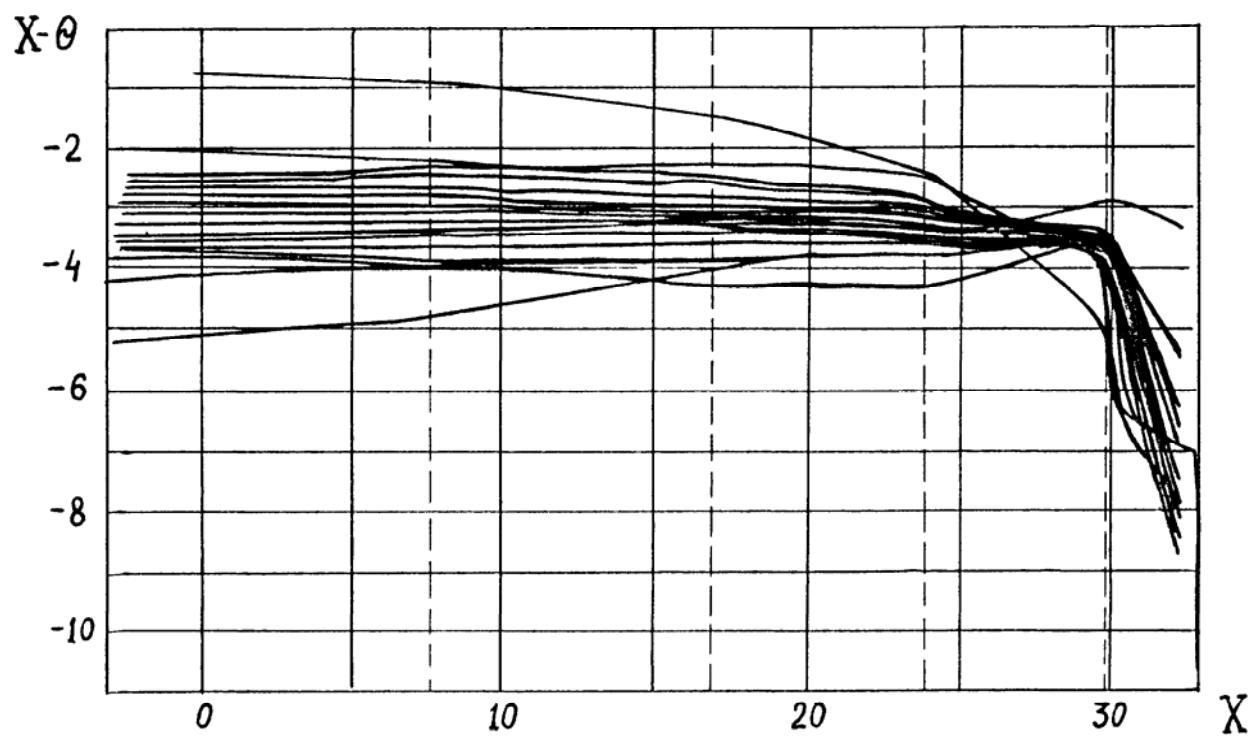


Рис. 2.31. Графики фазовых траекторий центров масс внутреннего (3-го) слоя, $\phi = 1,0$

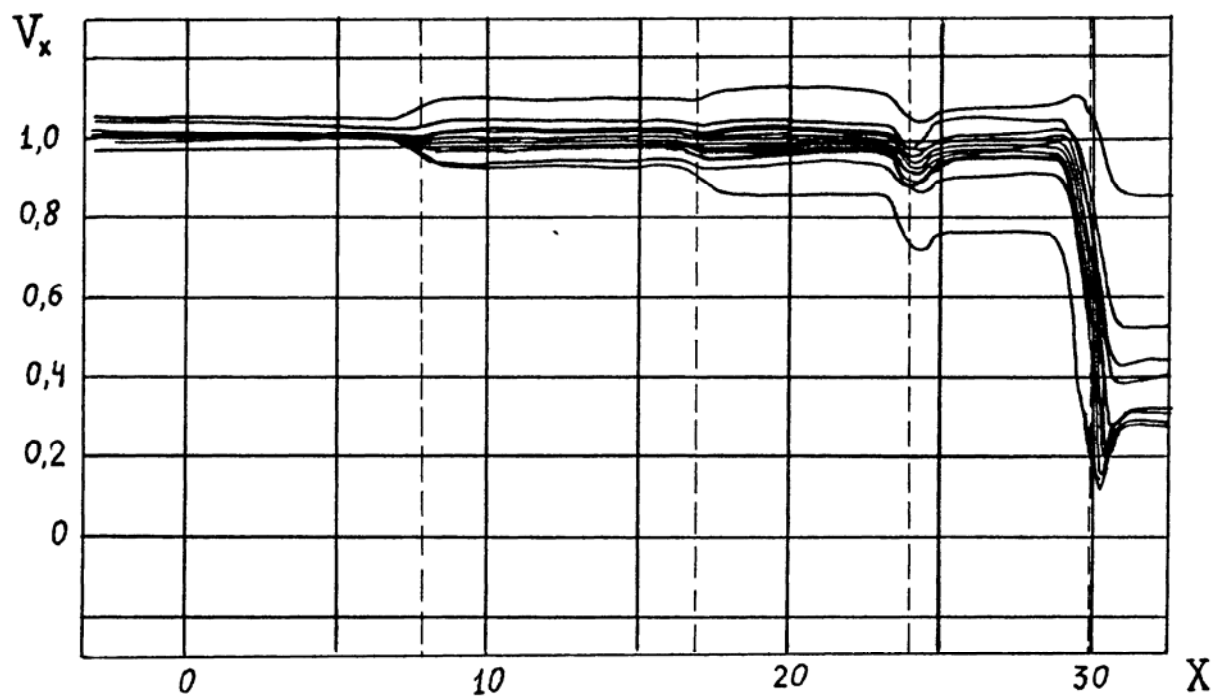


Рис. 2.32. Графики скоростной модуляции частиц внешнего (1-го) слоя, $\phi = 1,0$

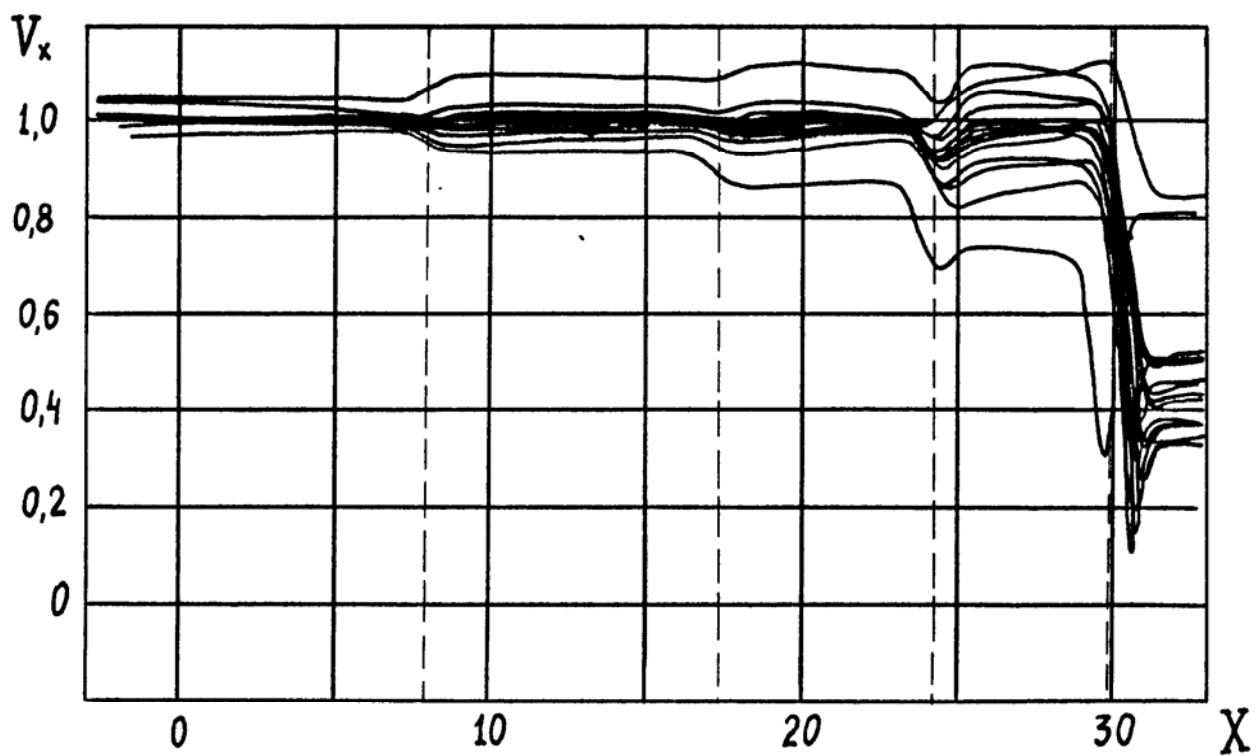


Рис. 2.33. Графики скоростной модуляции частиц среднего (2-го) слоя, $\phi = 1,0$

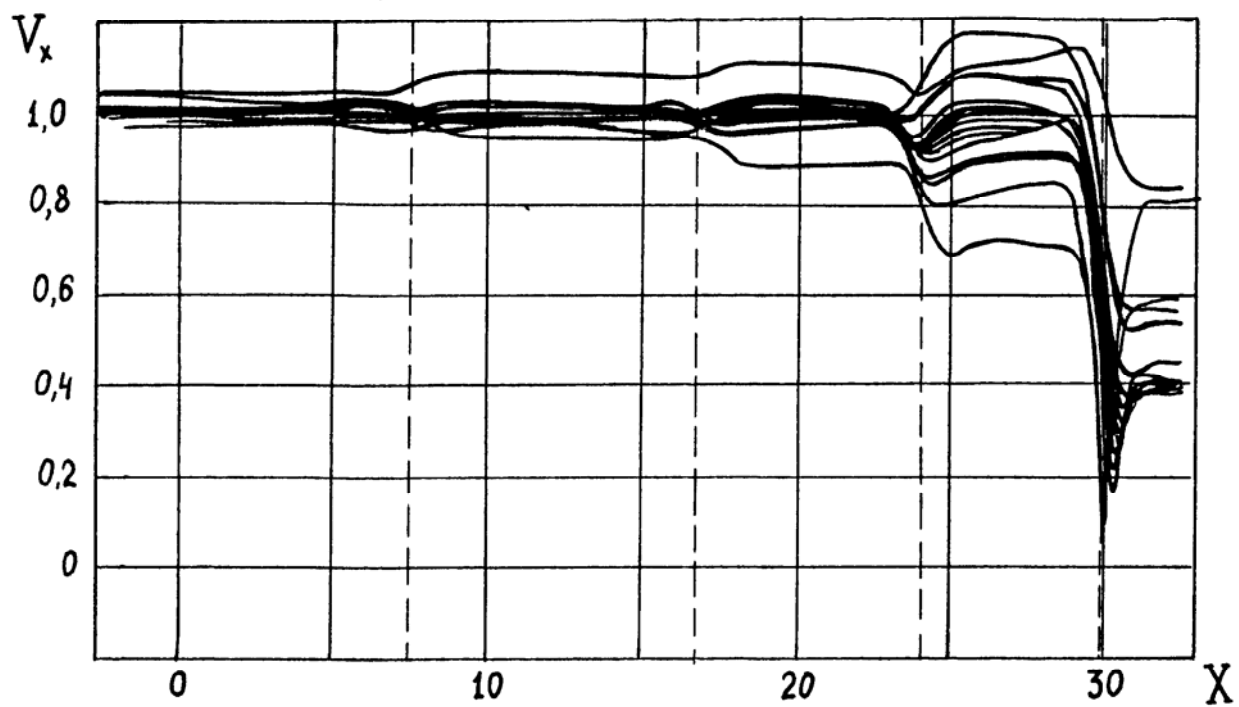


Рис. 2.34. Графики скоростной модуляции частиц внутреннего (3-го) слоя, $\phi = 1,0$

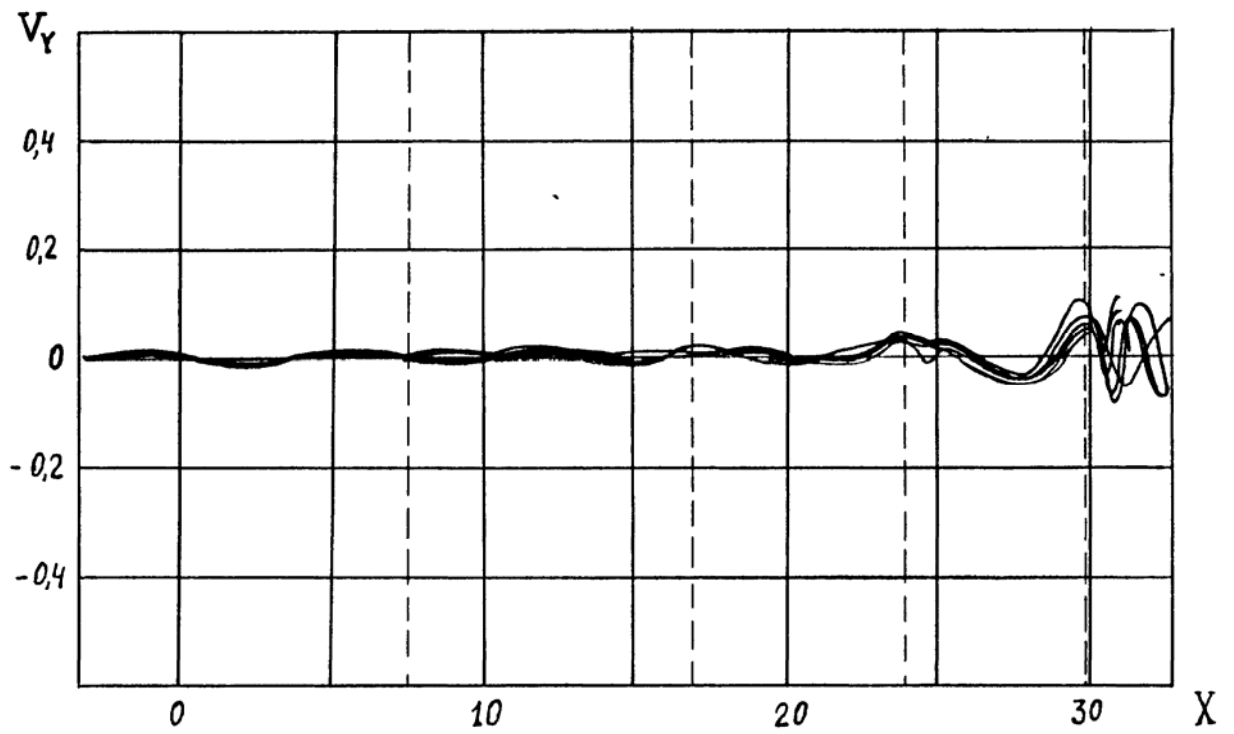


Рис. 2.35. Графики радиальных скоростей частиц внешнего слоя, $\pm Y_{\max} = 0,01$

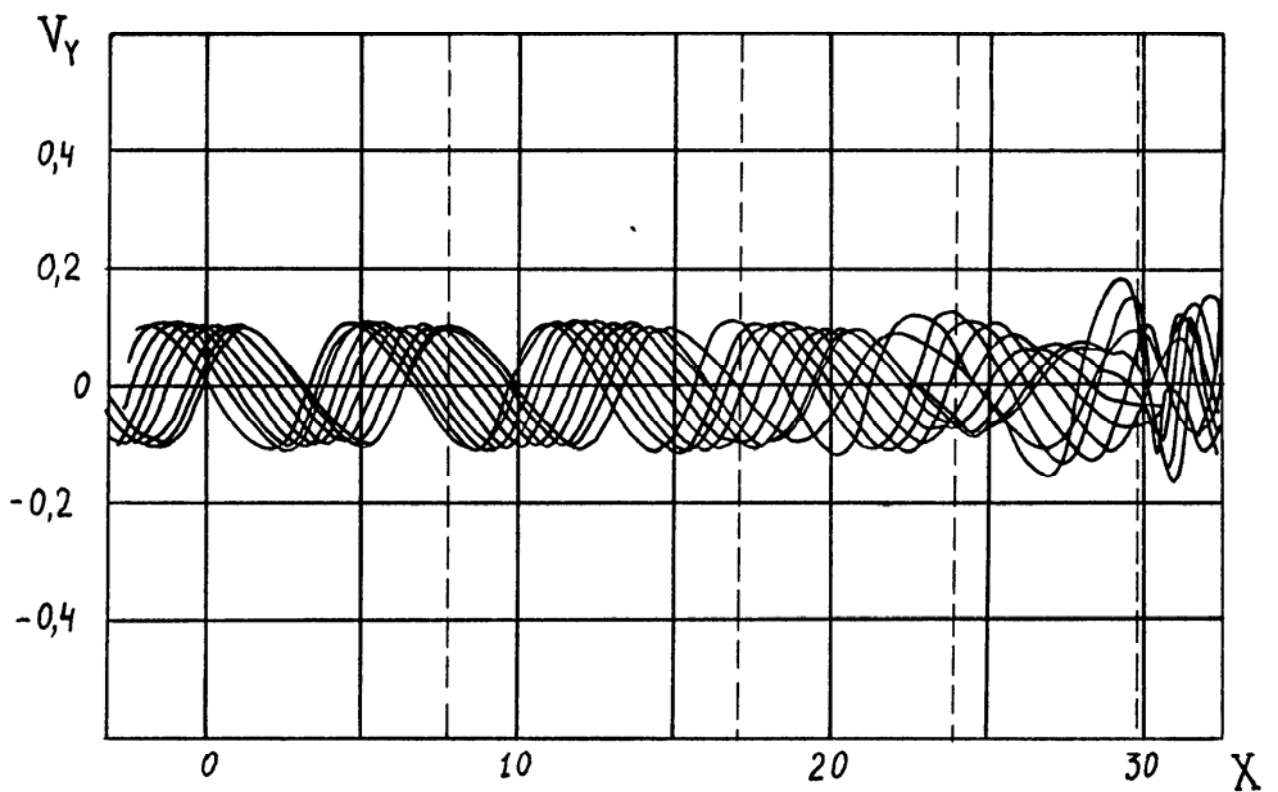


Рис. 2.36. Графики радиальных скоростей частиц среднего слоя, $\pm Y_{\max} = 0,35$

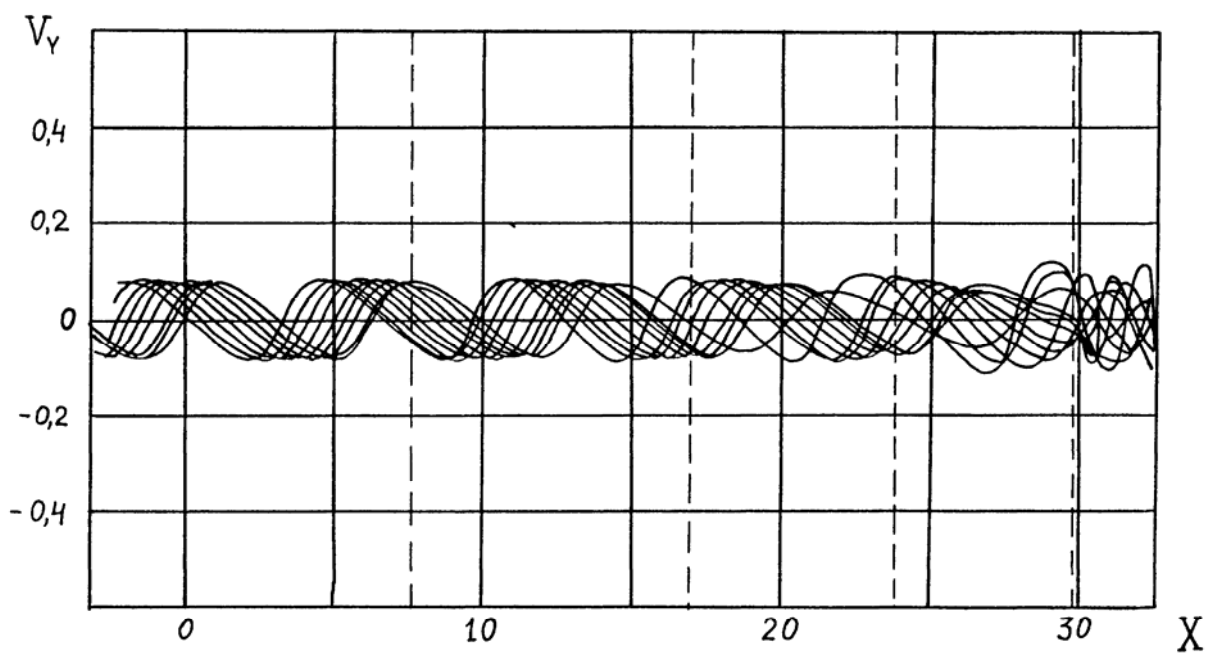


Рис. 2.37. Графики радиальных скоростей частиц внутреннего слоя, $\pm Y_{\max} = 0,3$

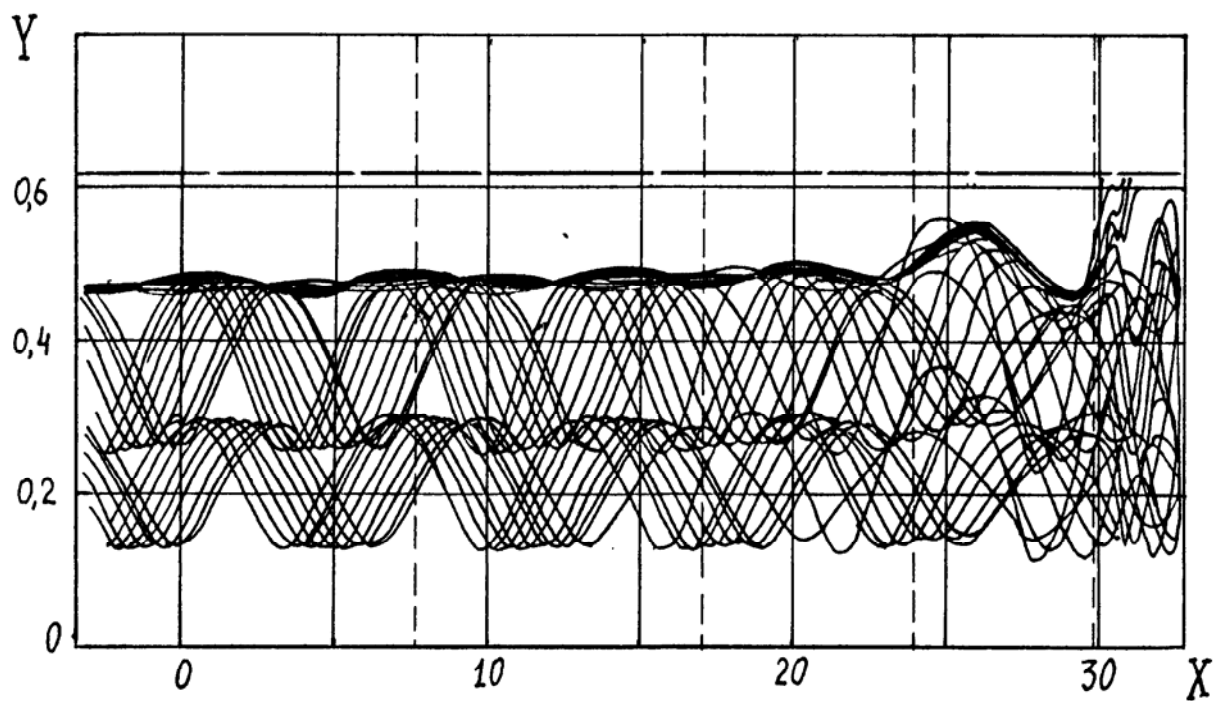


Рис. 2.38. Графики радиального движения центров масс трех слоев, параметр $\pm Y_{\max}$ равен 0,01; 0,35; 0,3 для каждого слоя соответственно

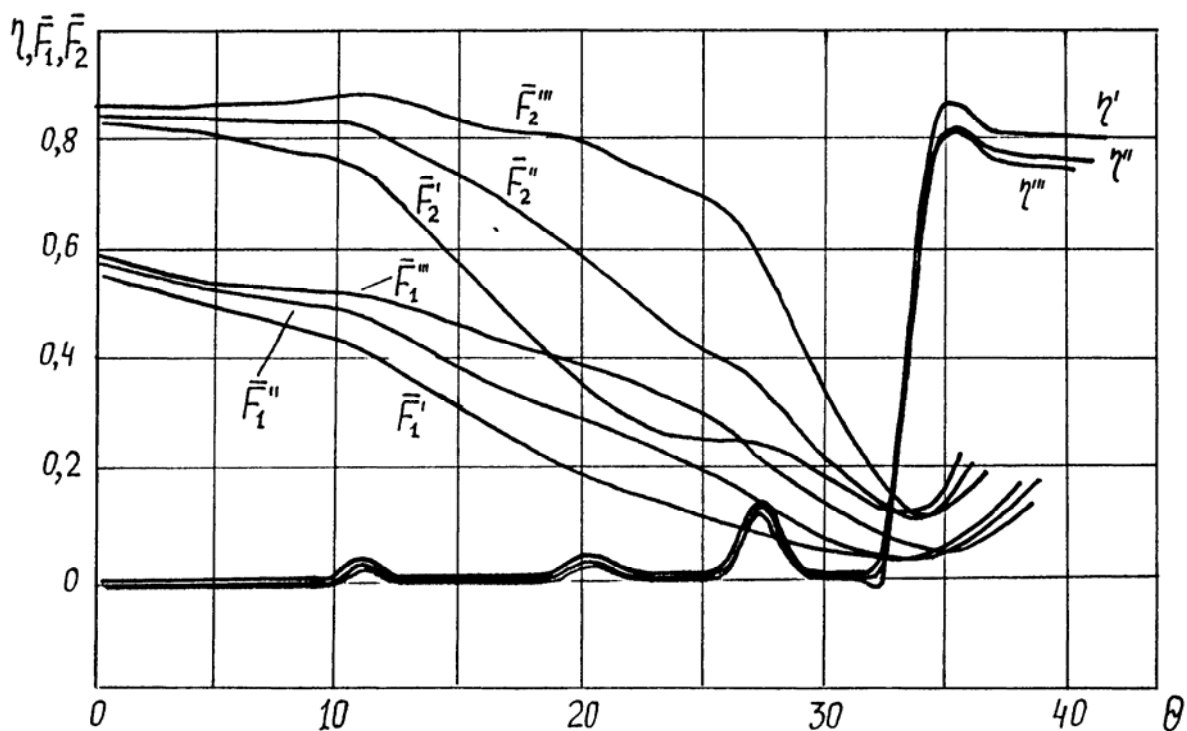


Рис. 2.39. Графики функций группировки $\bar{F}_1'(\theta)$, $\bar{F}_2'(\theta)$, $\bar{F}_1''(\theta)$, $\bar{F}_2''(\theta)$, $\bar{F}_1'''(\theta)$, $\bar{F}_2'''(\theta)$ и электронного КПД $\eta'(\theta)$, $\eta''(\theta)$, $\eta'''(\theta)$ соответственно для внешнего ($\pm Y_{\max} = 0,01$), среднего ($\pm Y_{\max} = 0,35$) и внутреннего ($\pm Y_{\max} = 0,3$) слоев.

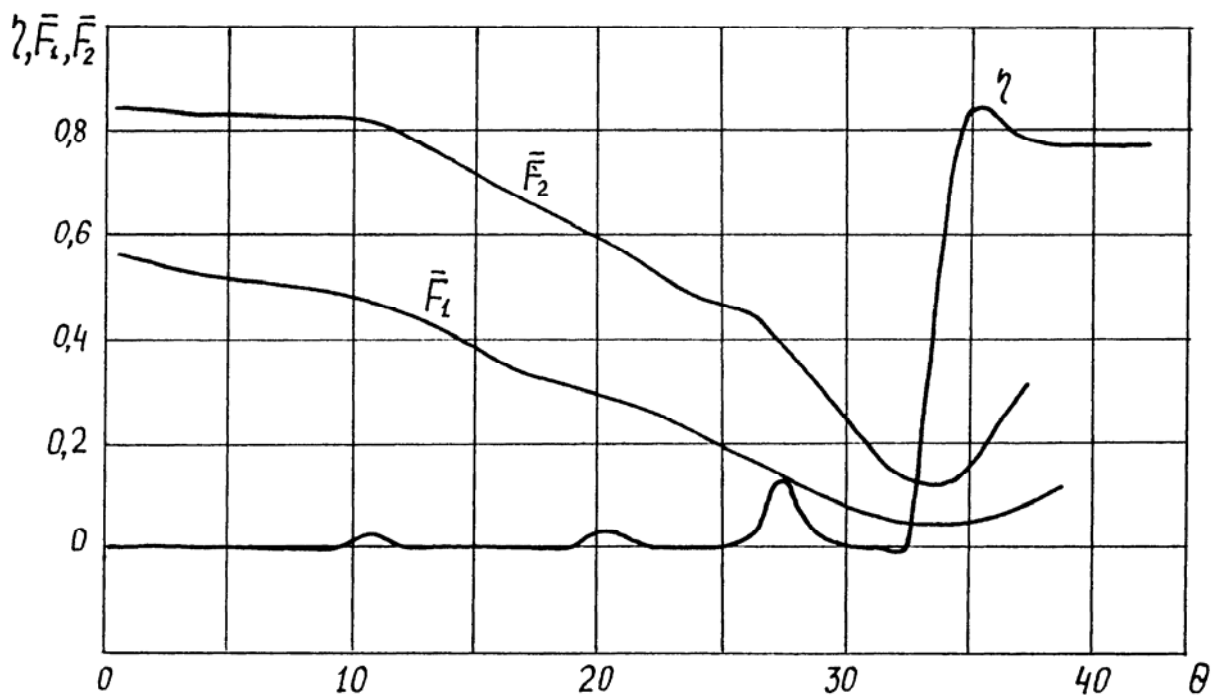


Рис. 2.40. Графики средних значений функций группировки $\bar{F}_1(\theta)$, $\bar{F}_2(\theta)$ и электронного КПД $\eta(\theta)$

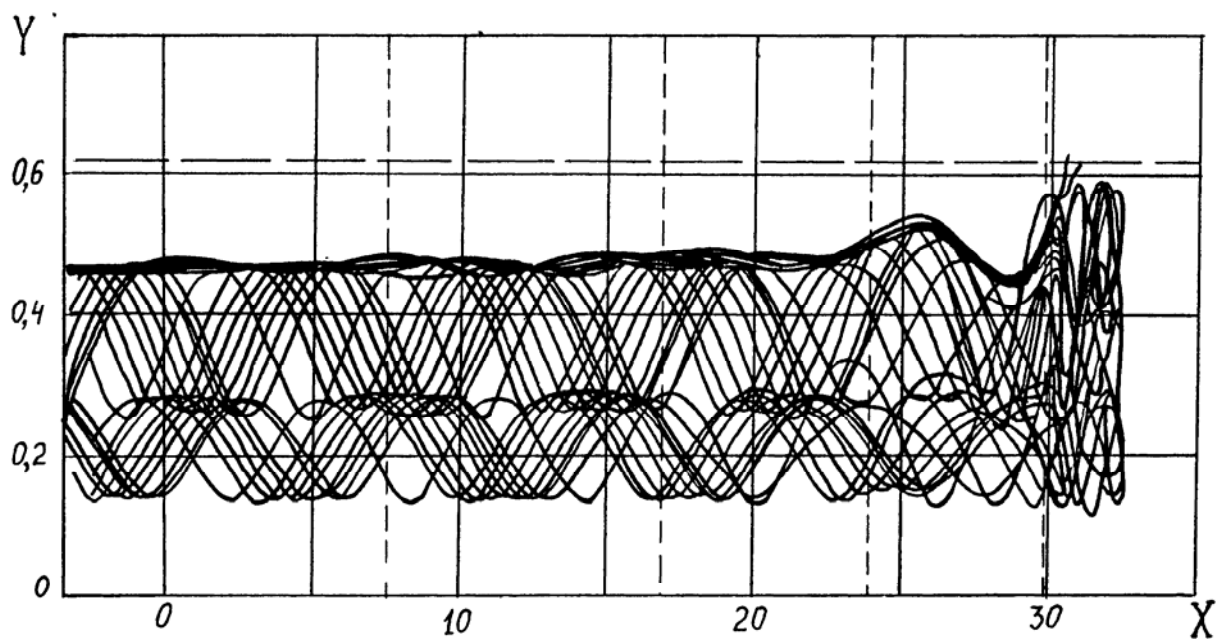


Рис. 2.41. Графики радиального движения центров масс трех слоев, параметр $\pm Y_{\max}$ равен 0,01; 0,35; 0,3 соответственно для каждого слоя.

влияние 7-го резонатора немного больше. На рис. 2.33 заметно выравнивание скоростей на входе в отбиратель для центральной части сгустка. На рис. 2.31, 2.34 можно отметить максимальное влияние 7-го резонатора на группировку во внутреннем слое, особенно заметно это влияние на графиках скоростной модуляции (рис. 2.34). Модуляционный разброс скоростей наибольший, но заметно выравнивание скоростей перед отбирателем для центральной части сгустка.

Все это способствует тому, что на входе в отбиратель в каждом слое достигается примерно одинаковая группировка, в результате при энергообмене в отбирателе каждый слой отдает примерно одинаковую энергию. Это видно из графиков на рис. 2.27: электронный КПД для каждого слоя примерно одинаков. Таким образом, в оптимальных по КПД вариантах МРК влияние расслоения сводится к минимуму путем соответствующего выбора оптимальных расстроек резонаторов.

Для уточнения влияния расслоения и турбулентности были проведены следующие расчеты. Рассчитывались варианты клистронов, в которых задавались разные уровни пульсации для каждого слоя. Результаты расчетов приведены в таблице 2.22.

Таблица 2.22

Варианты клистронов для разных уровней пульсаций в слоях

№ варианта	Параметры	Слой J		
		1	2	3
1	$\pm Y_{\max j}$	0,010	0,300	0,350
	η_{ej}	0,810	0,760	0,750
	P_{Ij}	0,047	0,082	0,000
2	$\pm Y_{\max j}$	0,01	- 0,30	0,35
	η_{ej}	0,812	0,766	0,744
	P_{Ij}	0,058	0,053	0

Для обоих вариантов средний электронный КПД получился одинаковым и равным $\eta_e = 0,774$. Рассмотрим вначале вариант 1. Параметры МРК те же, что описывались ранее. Уровни пульсации внутреннего и среднего слоев выбраны таким образом, чтобы границы их пересекались. В этом варианте пульсации 1-го и 2-го слоев, как видно из рис. 2.38, синфазны. На рис.2.35 - 2.37 представлены графики радиальных скоростей центров масс частиц. На рис. 2.38 - графики поперечных координат центров масс трех слоев. На этом графике можно отметить, что оседание электронов из внешнего слоя и из внутреннего происходит в первой половине зазора резонатора под действием поперечной

составляющей поля зазора резонатора. Выбрасыванию электронов на стенки зазора способствуют динамические пульсации V_y (рис. 2.35 и рис.2.38), а также поля пространственного заряда этих слоев. Графики функций группировки \bar{F}_1 , \bar{F}_2 и электронного КПД η_e (рис. 2.39, 2.40) особенностей не имеют. На рис. 2.41 приведены графики поперечных координат Y_i трех слоев для варианта 2 (табл. 2.26), где пульсации 2 и 3-го слоев находятся в противофазе. Это приводит к взаимным пересечениям всех трех слоев. Однако к заметным изменениям электронного КПД это не приводит, η_e получился одинаковым. Различие лишь появляется в коэффициенте токопрохождения, который для варианта 1 равен 0,833, а для варианта 2 - 0,916. Коэффициенты мощности токооседания, суммарные по слоям (табл. 2.22), для варианта 1 - 0,129, для варианта 2 - 0,111, т.е. почти одинаковы. Но поскольку токопрохождение больше в варианте 2, он предпочтительнее. А так как перемешивание слоев гораздо больше в варианте 2, можно сделать вывод, что турбулентность не оказывает большого отрицательного влияния на выходные параметры МРК в оптимальном режиме: электронный КПД уменьшается всего на 1,5%, но мощность токооседания возрастает примерно вдвое.

2.6. Исследование влияния формы зазора резонатора отбирателя и формы пучка электронов на динамическое токооседание и КПД многорезонаторного клистрона

Исследование влияния формы зазора резонатора проводилось на модели МРК, описанной в разделе 2.4 при $\phi = 1$. При расчетах использовалась двумерная трехслойная модель. Для выяснения влияния формы зазора резонатора отбирателя был увеличен диаметр выходной трубки зазора резонатора, $Y_{a1} = 0,616$; $Y_{a2} = 0,72$. В результате расчета получилось, что осевших электронов нет и, соответственно, мощность токооседания равна нулю. На рис. 2.42 приведены графики изменения радиальной скорости частиц внешнего слоя, на рис. 2.43 – графики изменения координаты Y центров масс трех слоев.

Сравнивая рис. 2.43 с рис. 2.22, на котором приведены графики координат центров масс для варианта с одинаковыми диаметрами трубок дрейфа, можно отметить следующее: пространственное распределение электрического поля зазора резонатора E_y стало таким, что при движении электроны уже не выбрасываются на стенки зазора, ввиду уменьшения поля E_y в первой половине зазора, а при переходе во вторую половину зазора сразу отклоняются к оси увеличенным полем E_y во второй половине. Надо отметить, что при этом электронный КПД получился равным $\eta_e = 0,756$. В этом варианте КПД уменьшился на 3% по сравнению с вариантом с одинаковыми диаметрами труб дрейфа (см. табл. 2.25, $\phi = 1$), но одновременно исключено токооседание. Было проверено влияние разных диаметров труб дрейфа и на варианте 2 с турбулентным потоком (табл. 2.26). Электронный КПД получился равным

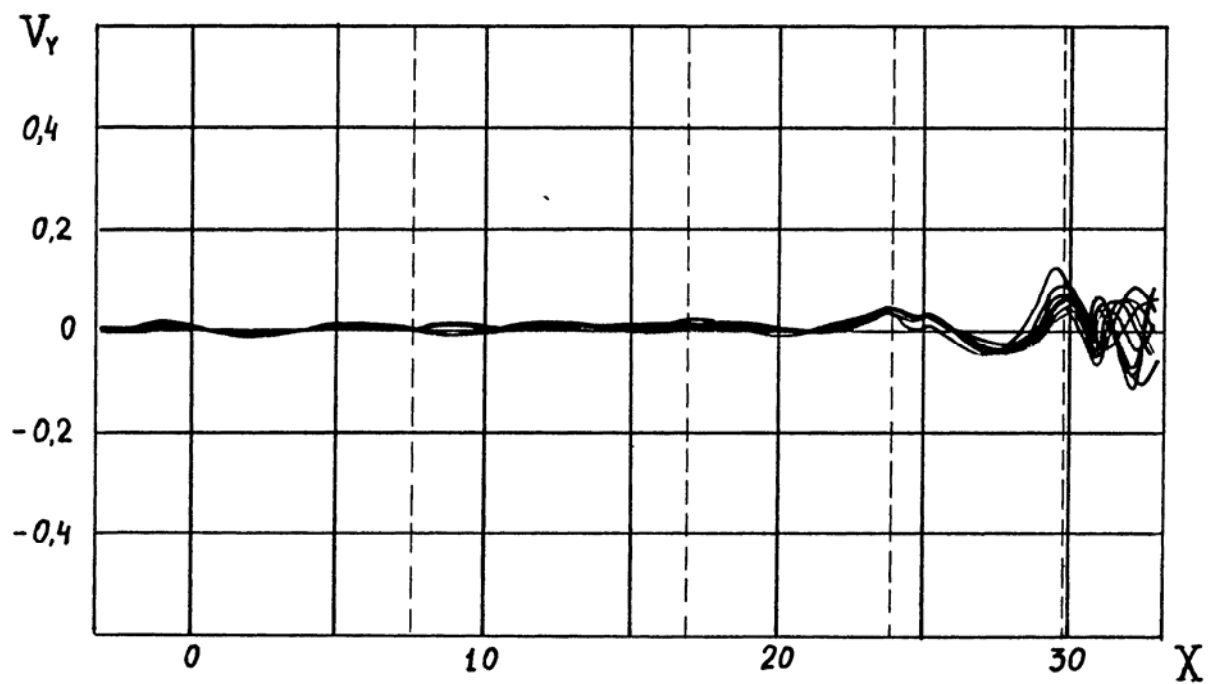


Рис. 2.42. Графики радиальных скоростей частиц внешнего слоя,
 $Y_{a1} = 0,616$; $Y_{a2} = 0,72$

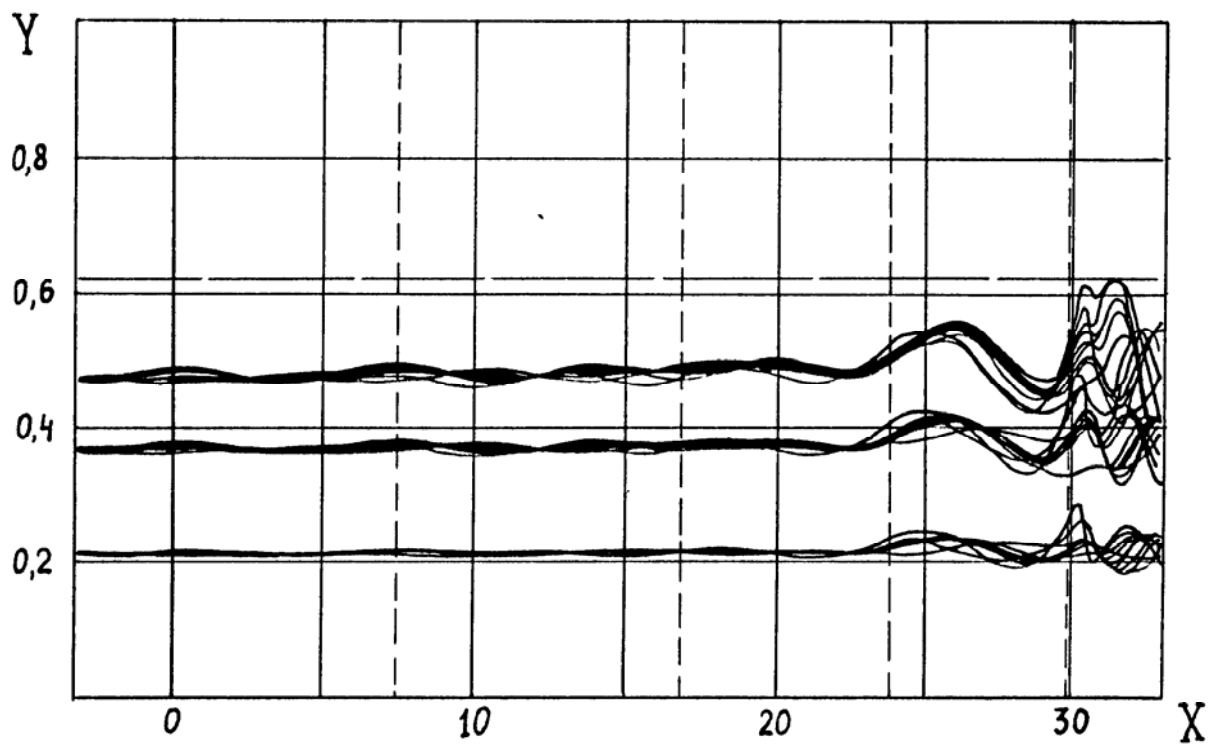


Рис. 2.43. Графики радиального движения центров масс трех слоев,
 $Y_{a1} = 0,616$; $Y_{a2} = 0,72$

0,752, осевших электронов также нет, хотя в варианте 2 с одинаковыми трубами дрейфа (табл. 2.26) коэффициент мощности токооседания достигал 12%.

Таким образом, можно констатировать, что увеличение диаметра выходной трубы отбирателя на 10 – 14% дает возможность резко уменьшить мощность токооседания. Это немаловажный фактор при конструировании долговечных, мощных МРК.

Исследования влияния формы пучка проводилось по одномерной модели на варианте, описанном в разделе 2.1 (табл. 2.4). В этом варианте был задан сплошной пучок; при этом электронный КПД $\eta_e = 0,79$. Для уточнения влияния формы пучка был задан коэффициент формы пучка $K_\phi = r_{\max} / r_{\min} = 1,5$, соответствующий достаточно тонкому трубчатому пучку. После изменения формы пучка была проведена оптимизация только расстроек, длины оставлены прежние. Электронный КПД получился равным 0,79. Это говорит о слабом влиянии формы пучка в оптимальных по КПД вариантах (при заданных размерах трубок дрейфа).

Исследовалось влияние диаметра пучка на выходные характеристики прибора. В варианте, приведенном в табл. 2.4, радиус трубы $a = 0,15$ см, радиус пучка $b = 0,09$ см. Были проведены расчеты для $b = 0,105$ см и $0,12$ см. Для $b = 0,105$ см был получен $\eta_e = 0,815$, для $b = 0,12$ см – $\eta_e = 0,79$. В этих вариантах оптимизировались только расстройки резонаторов, длины оставались прежними. Рассчитывался вариант $b = 0,06$ см, $\eta_e = 0,74$. При $b < 0,04$ η_e уменьшается, за счет увеличения сил пространственного заряда и уменьшения коэффициента эффективности взаимодействия. В данных вариантах коэффициент эффективности был равен примерно 0,94 и почти не изменялся при увеличении диаметра пучка. При увеличении диаметра пучка ($b/a > 0,6$) силы пространственного заряда уменьшаются за счет экранирующего действия проводящих трубок дрейфа, тем не менее КПД не растет, а даже несколько снижается. Это объясняется тем, что для разных диаметров пучков будут разные плазменные частоты и, следовательно, оптимальные длины для определенного b/a , будут не оптимальными для других b/a . Это приводит к ухудшению группировки, а следовательно, и к снижению КПД. Указанная зависимость КПД от диаметра пучка отмечается в работе [63].

2.7. Исследование релятивистских многорезонаторных клистронов

2.7.1. Особенности оптимальных процессов взаимодействия в релятивистских многорезонаторных клистронах

Для получения МРК высокой и сверхвысокой мощности необходимо, как отмечалось ранее, повышение не только тока луча, но и увеличение ускоряющего напряжения, что приводит к использованию в МРК релятивистских электронных потоков. Описанная в главе 1 одномерная нелинейная релятивистская модель процесса взаимодействия в МРК позволяет достаточно точно рассчитывать параметры МРК вплоть до β_0 , при которых становится необходимым учет торможения электронов излучением, т.е. до $\beta_0 < 0,99$. В предыдущих разделах было установлено, что восьмirezонаторные клистроны позволяют обеспечить КПД, близкие к предельным с большим коэффициентом усиления по мощности (более 60 дБ). Поэтому при оптимизации релятивистских МРК был выбран вариант восьмirezонаторного клистрона.

Расчеты проводились для различных ускоряющих напряжений: 500 кВ, 1000 кВ, 1500 кВ.

Для расчета релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 500 кВ были заданы следующие параметры:

$I_0 = 10$ А; $a = 0,8$ см; $b = 0,4$ см; $d/a = 2$; $\rho_{1-7} = 100$; $\rho_8 = 150$; $\sigma = 0,127$; $\beta_0 = 0,863$.

Величины остальных параметров, полученных при оптимизации, приведены в таблице 2.23. В результате оптимизации получен $\eta_e = 0,894$ при коэффициенте усиления $K_p = 61$ дБ.

Расчет релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 1000 кВ проводился при следующих заданных параметрах: $I_0 = 50$ А; $a = 1$ см; $b = 0,5$ см; $d/a = 2$; $\rho_{1-7} = 100$; $\rho_8 = 150$; $\sigma = 0,217$; $\beta_0 = 0,941$. Значения остальных оптимальных параметров приведены в таблице 2.24. В результате оптимизации получен $\eta_e = 0,864$, коэффициент усиления $K_p = 59,5$ дБ. Анализ графиков скоростной модуляции этого варианта показывает, что в МРК с релятивистским электронным потоком модуляция электронов по скорости оказывается небольшой: в последней трубе дрейфа максимальное отклонение скорости электронов от средней не превышает 0,04, несмотря на то, что модулирующее напряжение на зазоре предпоследнего резонатора равно 0,304 (см. табл. 2.24). Для сравнения можно отметить, что в МРК с ускоряющим напряжением 50 кВ (см. табл. 2.8) максимальное отклонение скорости электронов от средней (рис. 2.12) достигает 0,18 при напряжении на предпоследнем зазоре резонатора равном 0,295. Малый уровень скоростной модуляции в оптимальных релятивистских МРК компенсируется увеличением длин труб дрейфа. В релятивистских МРК имеется особенность отбора энергии в выходном резонаторе. Минимальные скорости заторможенных электронов

Таблица 2.23

Параметры релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 500 кВ

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
ℓ_k	130	110	50	35	30	23	21,5	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	265
φ_k	0,0000	0,0005	0,0056	0,0273	0,0269	0,0249	0,0123	0,0005
ξ_k	0,0023	0,0876	0,0679	0,0803	0,0932	0,1113	0,2455	1,1798

Таблица 2.24

Параметры релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 1000 кВ

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
ℓ_k	300	240	150	70	60	50	40	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	97
φ_k	0,0000	0,0034	0,0444	0,0534	0,0478	0,0328	0,0243	0,0012
ξ_k	0,0039	0,0744	0,0823	0,0882	0,1069	0,1839	0,3041	1,0910

находятся в пределах 0,5 - 0,8 от средней, в то время как для МРК с ускоряющим напряжением 50 кВ минимальные скорости заторможенных электронов достигают значений 0,1 - 0,4 (рис. 2.12). Таким образом очевидно, что в сгруппированном релятивистском электронном потоке *отбор энергии* от сгустка идет, в основном, не за счет изменения скорости электронов, а *за счет изменения их массы* при торможении в поле зазора выходного резонатора. Следует отметить некоторую *несимметрию* энергообмена в МРК с релятивистскими электронными потоками. Анализ фазовых траекторий показывает, что изменение фазовых траекторий для электронов с уменьшающейся скоростью гораздо больше, чем для электронов, которые увеличивают свою скорость за счет энергообмена с полем резонаторов. Это объясняется тем, что уменьшение скорости электронов ведет к уменьшению массы их, а следовательно делает их более "подвижными", что приводит к более резкому изменению фазовых траекторий. Ускорение электрона в поле зазора резонатора приводит к увеличению массы электрона, скорость же изменяется незначительно. Учитывая небольшой разброс скоростей электронов после энергообмена в отбирателе (0,5 - 0,8 от средней скорости), можно отметить, что полный КПД релятивистского клистрона можно существенно повысить, используя при разработке коллектора эффект рекуперации.

Расчет релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 1500 кВ проводится при следующих заданных параметрах: $I_0 = 50$ А; $a = 1$ см; $b = 0,5$ см; $d/a = 2$; $\rho_{1-7} = 100$; $\rho_8 = 150$; $\sigma = 0,215$; $\beta_0 = 0,967$. Оптимальные параметры МРК приведены в таблице 2.25. При оптимизации параметров этого варианта МРК получен $\eta_e = 0,836$, коэффициент усиления $K_p = 63,4$ дБ. Для выяснения возможности получения МРК сверхвысокой мощности рассчитывается восьмirezонаторный релятивистский клистрон при следующих заданных параметрах: $V_0 = 1500$ кВ; $I_0 = 450$ А; $a = 1$ см; $b = 0,5$ см; $d/a = 2$; $\rho_{1-7} = 100$; $\rho_8 = 150$; $\sigma = 0,644$; $\beta_0 = 0,967$. Значения оптимальных параметров приведены в таблице 2.26. В результате оптимизации получен $\eta_e = 0,78$ и коэффициент усиления $K_p = 68,5$ дБ. Увеличение "холодных" добротностей Q_0 резонаторов группирователя до 10000 и оптимизация расстроек и коэффициента усиления при тех же длинах, что и в таблице 2.25 приводит к увеличению КПД и коэффициента усиления: $\eta_e = 0,835$, коэффициент усиления $K_p = 69,7$ дБ.

В приведенных вариантах длина зазора выходного резонатора задана такой же, как в резонаторах группирователя ($d/a=2$). При этом получается, что напряженность ВЧ поля \tilde{E} в выходном зазоре варианта с $V_0 = 500$ кВ имеет величину 312 кВ/см, для варианта с $V_0 = 1000$ кВ - 500 кВ/см, для варианта с $V_0 = 1500$ кВ - 750 кВ/см. Эти значения \tilde{E} могут в некоторых случаях (при определенном выборе материала резонатора, технологии изготовления...) приближаться к пробойным напряженностям для вакуума, которые, как известно [98], лежат в пределах 200 - 1000 кВ/см и зависят от материала, чистоты обработки поверхности, длины разрядного промежутка и т.д.

Таблица 2.25

Параметры релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 1500 кВ, током луча $I_0=50$ А

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
ℓ_k	300	220	160	70	60	55	50	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	143
φ_k	0,0000	0,0002	0,0265	0,0283	0,0299	0,0248	0,0179	0,0008
ξ_k	0,0001	0,1015	0,0837	0,1139	0,1210	0,1656	0,2612	1,0616

Таблица 2.26

Параметры релятивистского восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением 1500 кВ, током луча $I_0=450$ А

Параметры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
ℓ_k	240	200	150	80	70	65	60	
Q_{0k}	600	2500	2500	2500	2500	2500	2500	22
φ_k	0,0000	0,038	0,064	0,104	0,132	0,168	0,113	0,012
ξ_k	0,003	0,014	0,043	0,078	0,111	0,147	0,304	1,240

С другой стороны, в вариантах с $V_0 = 500$ кВ и $V_0 = 1000$ кВ имеется возможность увеличить длину выходного зазора без существенного снижения КПД. Проведенные расчеты показали, что для клистрона с $V_0 = 500$ кВ при $d/a = 3$ в выходном зазоре $\eta_e = 0,884$, при $d/a = 4$ - $\eta_e = 0,854$ с тем же группирователем. В клистроне с $V_0 = 1000$ кВ при $d/a = 4$ - $\eta_e = 0,827$. При напряжениях пучка 1500 кВ с целью понижения \tilde{E}_{\max} можно использовать многозазорный резонатор или распределенный отбиратель типа отрезка замедляющей системы (схема твистрона). Поскольку известно, что такой отбиратель не менее эффективен чем однозазорный, можно считать, что в такой схеме может быть достигнут $\eta_e = 0,82$ при оптимальных параметрах группирователя, указанных в таблице 2.26.

Таким образом, можно считать принципиально возможным создание МРК высокой и сверхвысокой мощности с использованием релятивистских электронных потоков с КПД 0,8 - 0,9 и коэффициентом усиления более 60 дБ.

2.7.2. Двумерные эффекты в релятивистском оптимизированном по КПД МРК

Исследуемый вариант представляет собой релятивистский МРК с семью резонаторами в группирователе и пятью автономными резонаторами в отбирателе. Причем активные (нагруженные) резонаторы расположены в восьмом, десятом, двенадцатом каскадах. В девятом и одиннадцатом каскадах отбирателя находятся холостые резонаторы с достаточно большой расстройкой; они обеспечивают как промежуточную группировку в потоке, так и выравнивание скоростей электронов, что весьма важно для обеспечения эффективного энергоотбора в многокаскадном отбирателе.

Оптимизированный вариант МРК имеет следующие параметры:

$V_0 = 1$ МВ; $I_0 = 250$ А; $\lambda = 12$ см; $a = 1,25$ см; $r_2 = 1$ см; $r_1 = 0,2$ см; $d_k/a = 1,5$;

$\rho_{1-7} = 100$; $Q_1 = 600$; $Q_{2-7} = 4500$; $Q_8 = 17$; $Q_9 = 4500$; $Q_{10} = 20$; $Q_{11} = 4500$;

$Q_{12} = 42$;

ℓ_k ($k = 1 - 11$) = 143; 103; 97; 63; 53; 50; 35; 4,1; 6,7; 4,1; 4,1;

φ_k ($k = 1 - 12$) = 0; 0,0148; 0,0555; 0,081; 0,0655; 0,0439; 0,038; 0,0003; 0,017; 0,002; 0,017; 0,0034;

ξ_k ($k = 1 - 12$) = 0,026; 0,124; 0,145; 0,146; 0,173; 0,262; 0,36; 0,35; 0,6; 0,45; 0,6; 0,55.

Суммарный по восьмому, десятому, двенадцатому каскадам отбирателя электронный КПД $\eta_{\text{эс}} = 0,795$ (расчет по одномерной модели).

Исследование двумерных эффектов в описанном варианте МРК проводилось при $\phi = 8,5$; $\Delta_j = 0,001$, ($j = 1, 2, 3$); $M = 3$, $N = 16$. На рис. 2.44 а, б приведены поперечные скорости v_{yij} - центров масс заряженных колец соответственно для внешнего и внутреннего слоев.

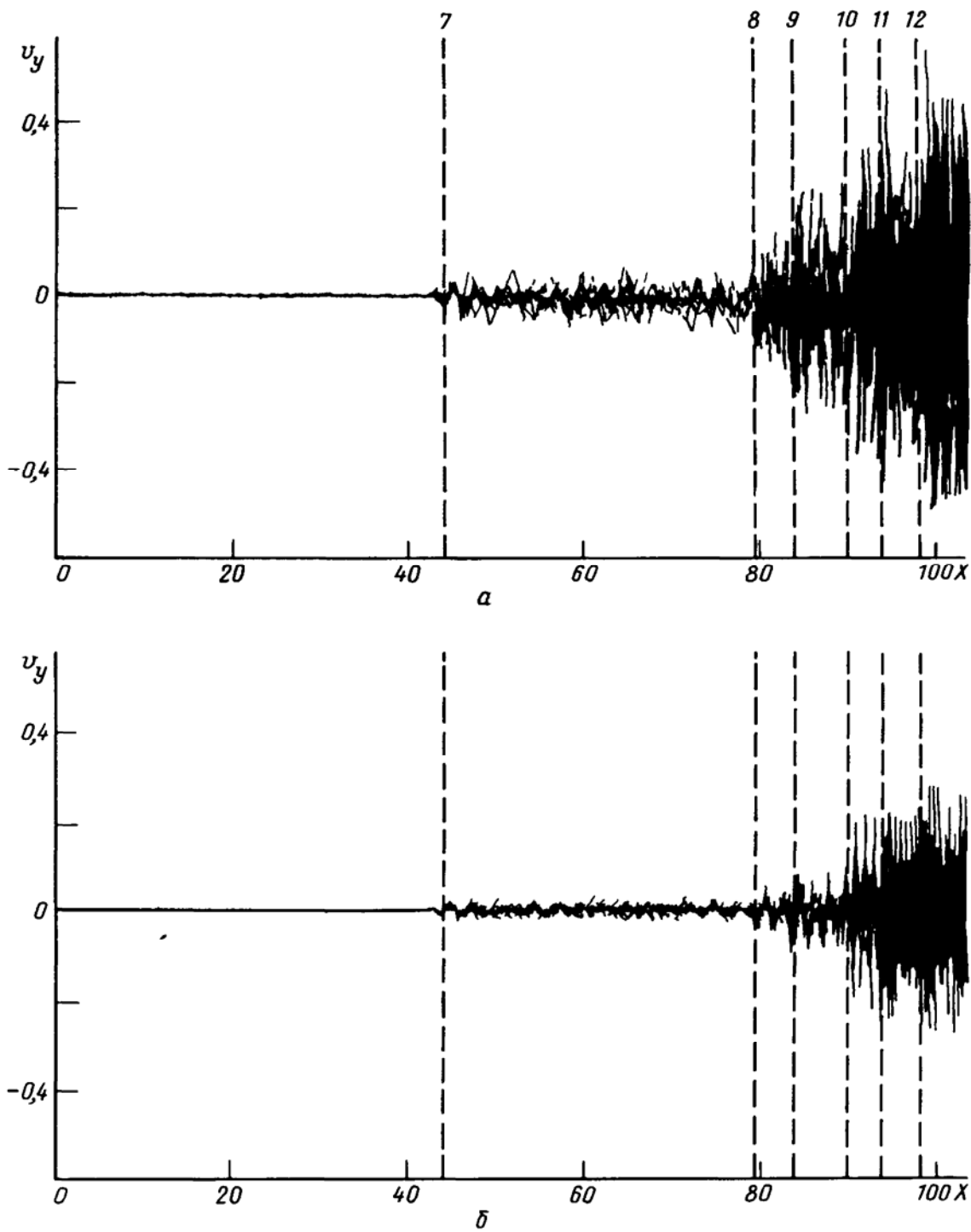


Рис. 2.44. Зависимости поперечных скоростей v_y центров масс заряженных колец от продольной координаты (шесть последних каскадов) в релятивистском двенадцатирезонаторном клистроне при $\phi = 8,5$; $\Delta_j = 0,001$; $j=1, 2, 3$ для внешнего слоя (а); внутреннего (б); вертикальные штриховые линии соответствуют положениям центров зазоров седьмого - двенадцатого резонаторов

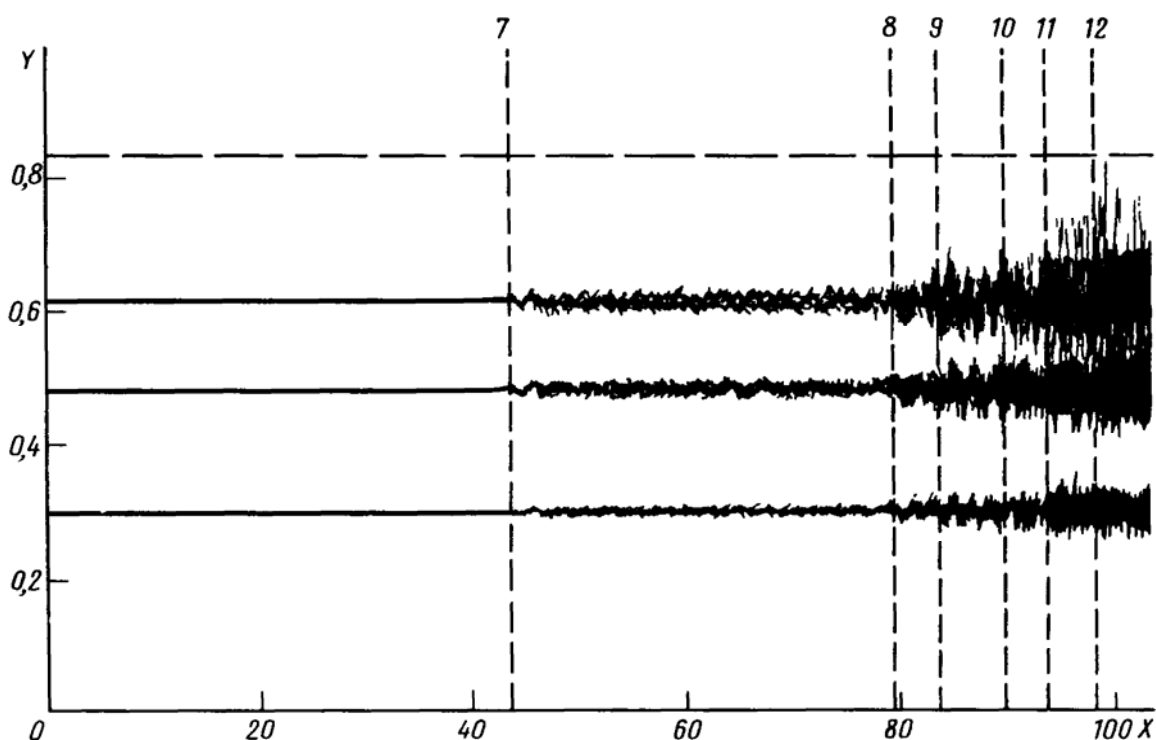


Рис. 2.45. Траектории центров масс заряженных колец для трех слоев (шести последних каскадов) в релятивистском двенадцатирезонаторном клистроне при $\phi = 8,5$; горизонтальной штрихпунктирной линией указана внутренняя граница трубки дрейфа радиусом $Y_a = 0,836$

На рис. 2.45 представлены траектории центров масс заряженных колец для трех слоев. Как видно из рис. 2.45, в рассматриваемом случае сильного фокусирующего магнитного поля ($\phi = 8,5$) токооседание отсутствует. Для удобства анализа поперечных составляющих скоростей и координат центров масс заряженных колец введем понятие динамической пульсации — поперечного колебательного движения основной массы электронов, вызванного воздействием поперечного ВЧ-поля (магнитного и электрического) зазора резонатора и пространственного заряда. В рассматриваемом варианте статические пульсации малы, появление радиальных составляющих скорости электронов (рис. 2.44), определяющих динамическую пульсацию пучка, вызвано в основном действием поперечных электрических и магнитных полей шестого и особенно седьмого ($X \approx 42$) резонаторов. В трубках дрейфа дополнительное воздействие оказывают поперечные электрические и магнитные поля пространственного заряда. К резкому увеличению поперечных скоростей электронов приводит действие ВЧ-полей резонаторов отбирателя (особенно холостых) — поперечная скорость электронов внешнего слоя

достигает $0,4\beta_0$ в области $X \approx 84$ (первый холостой резонатор) и $0,6\beta_0$ в области $X \approx 95$ (второй холостой резонатор отбирателя). Вследствие высоких поперечных скоростей электронов пучок имеет значительные пульсации в области отбирателя (рис. 2.45), несмотря на очень большое фокусирующее поле ($\phi = 8,5$). Это указывает на необходимость жесткой фокусировки электронного пучка в релятивистских МРК, особенно в случаях, когда используются группирующие каскады в отбирателе. Заметим, что сильная поперечная скоростная модуляция релятивистского электронного пучка объясняется эффектом различия "продольной" и "поперечной" подвижности релятивистского электрона [99]: продольное электрическое поле E_z создает в $(1-\beta_z^2)^{-1}$ раз меньшее ускорение электрона, чем поперечное E_t . Основная энергия электронов связана с v_z , и для их торможения в зазорах резонаторов отбирателя необходимо поле высокой напряженности; радиальные компоненты этого поля и обеспечивают высокий уровень ускорения "поперечно-нерелятивистского" электрона.

Влияние двумерных эффектов на КПД в рассматриваемом варианте релятивистского МРК невелико; даже без коррекции исходных параметров расчетные электронные КПД по слоям составляют $\eta_1 = 0,748$; $\eta_2 = 0,81$; $\eta_3 = 0,73$; т.е. средний по слоям КПД $\eta_{e\Sigma} = 0,765$ (по одномерной модели $\eta_{e\Sigma} = 0,795$). В основном это обусловлено высоким значением фокусирующего поля (мало изменяются процессы в группирователе) и спецификой отбора энергии в релятивистском случае: высокие значения КПД достигаются при относительно небольшом изменении средней скорости электронов и поэтому преобразование продольной скорости в поперечную в отбирателе сказывается не очень существенно на общем энергообмене.

Анализ фазовых диаграмм движения крупных частиц и распределений их продольных скоростей (модуляционных диаграмм), а также функций группировки по первой и второй гармоникам и электронного КПД η_i для трех слоев приводит к следующим выводам: 1) функции группировки для всех слоев примерно одинаковы, однако $X_{\text{опт}}$ функции группировки для среднего слоя ближе к входному сечению отбирателя, чем для внешнего и внутреннего слоев (это связано с тем, что центр движения в одномерной модели, которая использовалась при оптимизации, совпадает с центром масс заряженных частиц среднего слоя, т.е. длины трубок дрейфа оптимальны для этого слоя; этим же объясняется и тот факт, что η_e для этого слоя наибольший); 2) первый ($X = 84$) и второй ($X = 95$) холостые резонаторы в отбирателе существенно снижают скоростной (по v_z) разброс в электронном потоке; наиболее эффективным оказывается действие первого из них во втором и в третьем слое, второго — в третьем слое; 3) амплитуда поля в последнем резонаторе отбирателя ($X \approx 100$) оказывается несколько завышенной (завышена Q_{12}), поэтому во 2-м и 3-м слоях появляются обратно движущиеся электроны, которые затем ускоряются и выбрасываются из резонатора; 4) как и в нерелятивистском варианте МРК имеет место энергообмен между слоями через электрическое поле

пространственного заряда, однако η_e этого энергообмена заметно выше (до 5-8%).

В связи с последним выводом целесообразно сделать следующее замечание общего характера. Влияние пространственного заряда в сверхмощных релятивистских МРК на энергообмен отдельного электрона и сгустка электронов существенно выше, чем в нерелятивистских МРК. Это обусловлено двумя причинами: во-первых, значительно возрастает погонный заряд пучка (I_0 быстро растет с увеличением V_0 , рост же v_0 незначительный); во-вторых, релятивистский электрон менее подвижен из-за большой массы m , поэтому он большее время находится под действием тормозящего или ускоряющего поля сгустка, находясь вблизи него (интервал движения Δt в сильном поле больше у релятивистского электрона). С ограничением v_0 при росте I_0 и V_0 связан и другой не менее интересный факт: параметр усиления ε в релятивистских ЛБВО значительно выше, чем в нерелятивистских; он может достигать значений ≈ 1 , т.е. не может считаться малым, что, естественно, требует соответствующей формулировки самосогласованной системы уравнений ЛБВО.

2.7.3. Исследование отбирателей на автономных резонаторах для распределенного отбора энергии в релятивистских многорезонаторных клистродах

Релятивистские многорезонаторные клистроны (РМРК) применяются для получения СВЧ-колебаний большой мощности. Однако из-за ограниченной длины зазора в выходном резонаторе напряженность ВЧ-поля в зазоре может превышать пробивное значение. Это не позволяет получить высокие значения выходной мощности. Здесь рассмотрена возможность использования для отбора энергии распределенный отбиратель на автономных резонаторах, который позволяет не только уменьшить напряженности полей в зазорах, но и увеличить КПД прибора на 3 - 7%. Однако заранее предсказать, сколько резонаторов в отбирателе надо использовать для максимального отбора энергии от сгруппированного электронного потока, невозможно. Это можно сделать только путем численного эксперимента на ЭВМ.

Оптимизация параметров РМРК проводилась поэтапно: на первом этапе использовалась специальная численно-аналитическая модель процесса взаимодействия в РМРК (см. раздел 1.4 главы 1), на втором этапе уточнялся полученный результат на основе одномерной численной модели с использованием релятивистских нелинейных уравнений, записанных в системе t, t_0 (см. раздел 1.3 главы 1). Использование поэтапной методики позволило провести достаточно полную и точную оптимизацию РМРК для выяснения предельно достижимых КПД в широком диапазоне изменения ускоряющих напряжений, тока и соотношения радиуса пучка и трубки дрейфа. Установлено, что рост КПД с увеличением N (числа резонаторов группирователя РМРК)

Таблица 2.27
 Параметры восьмirezонаторного релятивистского клистрона с $V_0 = 1\text{МВ}$, $I_0 = 250\text{ А}$

Пара- метры	k							
	1	2	3	4	5	6	7	8
ℓ	144	103	97	63	53	50	35	
Q	600	4500	4500	4500	4500	4500	4500	20
φ	0	0,0148	0,0550	0,0810	0,0650	0,0440	0,0380	0,0025
ξ	0,026	0,185	0,145	0,146	0,174	0,262	0,400	1,100
I_1	0	0,147	0,643	0,947	0,910	0,920	1,250	1,400
η	-	-	-	-	-	-	-	0,810

Таблица 2.28
 Параметры восьмirezонаторного релятивистского клистрона с $V_0 = 0,59\text{МВ}$, $I_0 = 270\text{ А}$,
 с трехкаскадным отбирателем

Пара- метры	k									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ℓ	60	54	23	22	20	19	16	3,6	3,6	
Q	600	9800	9800	9800	9800	9800	9800	17	19	20
φ	0	0,040	0,092	0,092	0,092	0,092	0,090	0,019	0,025	0,005
ξ	0,008	0,027	0,045	0,072	0,120	0,210	0,350	0,500	0,450	0,500
I_1	0	0,048	0,180	0,290	0,500	0,810	1,220	1,530	1,440	1,100
η	-	-	-	-	-	-	-	0,32	0,23	0,27

резко уменьшается, поэтому применять группирователи с $N > 8$ нецелесообразно. Восьмирезонаторные РМРК могут обеспечить КПД 80 - 90% при коэффициенте усиления по мощности $\approx 50 - 60$ дБ [80].

К группирователю (оптимальные параметры первых семи резонаторов приведены в табл. 2.27) подключались различные отбиратели энергии: на одном резонаторе, на трех, четырех и пяти автономных резонаторах. Путем оптимизации параметров резонаторов отбирателя исследовались оптимальные режимы отбора энергии у компактного фазового сгустка, сформированного данным группирователем. В табл. 2.28 приведены параметры восьмирезонаторного релятивистского клистрона с $V_0 = 0,59$ МВ, $I_0 = 270$ А, с трехкаскадным отбирателем, подробнее он описан ниже.

В качестве исходного был принят оптимизированный вариант восьмирезонаторного РМРК со следующими заданными параметрами: $V_0 = 1$ МВ; $2\pi a / \lambda_e = 0,54$; $2\pi b / \lambda_e = 0,193$; $d/a = 2$; $\rho_{1-7} = 100$ [Ом]; $\rho_8 = 150$ [Ом]; $\beta_0 = v_0 / c = 0,941$; $\sigma = \omega_p / \omega = 0,317$; $I_0 = 250$ А; $M = 0,828$;

где V_0 - ускоряющее напряжение,

λ_e - электронная длина волны ($\lambda_e = \lambda \beta_0$),

ρ - волновое сопротивление резонатора, плазменная частота

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\eta_0 I_0}{\pi \epsilon_0 a^2 v_0}};$$

v_0 - начальная скорость электронного потока,

M - коэффициент эффективности взаимодействия электронного потока. Остальные параметры клистрона приведены в табл. 2.27: k - номер резонатора, $l_k = 2\pi L_k / \lambda_e$ - нормированные длины труб дрейфа между центрами зазоров резонаторов, Q - нагруженные холодные добротности резонаторов, $\varphi = (\omega_{0k} - \omega_0) / \omega_0$ - нормированная отстройка резонатора относительно рабочей частоты ω_0 , ω_{0k} - частота отстройки k -го резонатора, $\xi = |\tilde{V}_k / V_0|$ - нормированная амплитуда ВЧ-напряжения на зазоре k -го резонатора, $I_1 = |\tilde{I}_k / I_0|$ - нормированная амплитуда первой гармоники наведенного тока в k -м резонаторе, \tilde{I}_k - амплитуда первой гармоники наведенного тока в k -м резонаторе, η - КПД каскада.

В качестве отбирателя энергии в этом РМРК был задан одноззорный резонатор с $d_8/a = 1$ и $\rho_8 = 150$ Ом. Электронный КПД этого отбирателя $\eta_e = 0,81$ при коэффициенте усиления по мощности $K_p = 48$ дБ. Анализ фазовых траекторий электронов показывает несимметрию фазовой группировки электронов, которая, однако, не мешает созданию компактного фазового сгустка. Другой характерной особенностью является неглубокое (по скорости) торможение электронов в отбирателе: минимальная скорость отдавших энергию электронов лежит в пределах 0,5 - 0,8 от средней скорости. Иными

словами, отбор энергии идет, в основном, за счет изменения массы электрона при относительно небольшом изменении скорости. Аналогичное замечание можно сделать и для группирующей секции клистрона, в которой скоростная модуляция незначительна, что приводит к необходимости увеличения полной длины клистрона для достижения плотного фазового пакета электронов в выходном резонаторе. Для сантиметрового диапазона волн при относительном напряжении на зазоре выходного резонатора $\xi_8=1,1$ могут возникать ВЧ-пробои ($E_8 > 880$ кВ/см). Поэтому для устранения опасности ВЧ-пробоя зазора резонатора и снижения значения мощности, снимаемой с одного резонатора, были проведены исследования распределенных отбирателей на автономных резонаторах.

Первый вариант распределенного отбирателя представляет собой три рядом стоящих однозачорных резонатора, точно настроенных на рабочую частоту. Оптимальные параметры отбирателя приведены в табл. 2.29. Суммарный КПД такого отбирателя равняется $\eta_{\Sigma} = 0,82$.

Таблица 2.29
Параметры трехрезонаторного отбирателя

k	1	2	3
ℓ	4,14	4,14	
Q	17	19	27
φ	0,0001	0,0002	0,9994
ξ	0,350	0,370	0,400
I_1	1,640	1,500	1,250
η	0,286	0,293	0,230

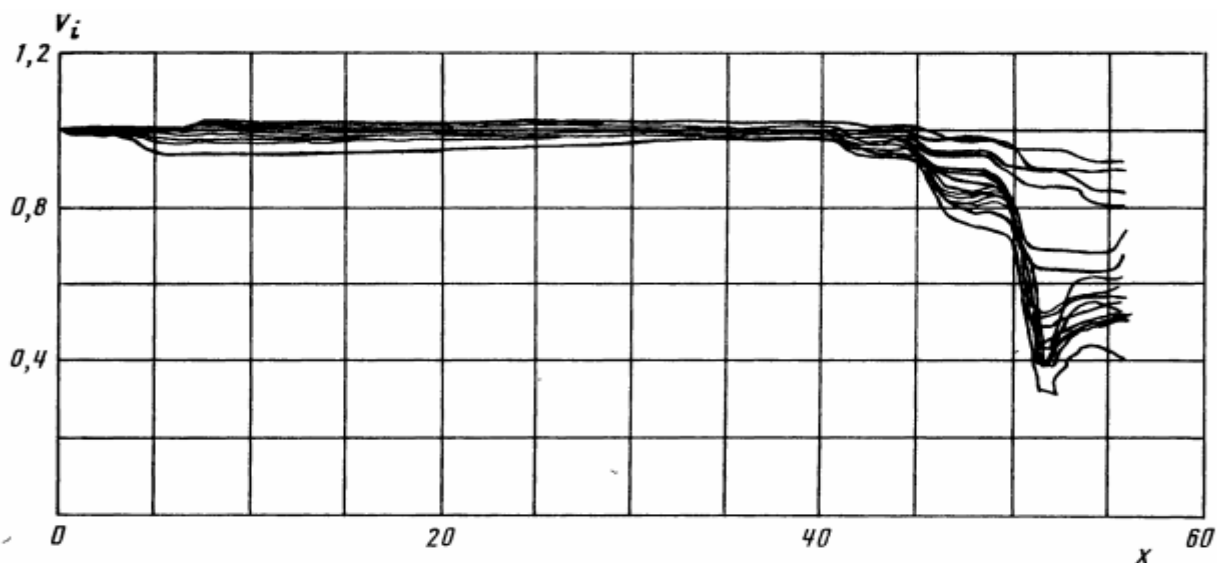


Рис. 2.46. Зависимости продольных скоростей $V_i = v_i / v_0$ крупных частиц от нормированной продольной координаты $X = 2\pi z / \lambda_e$ для первого варианта отбирателя

На рис. 2.46 приведены зависимости скоростей "крупных" частиц от нормированной продольной координаты $x = 2\pi z / \lambda_e$. Можно отметить, что после прохождения электронным потоком отбирателя разброс скоростей электронов находится в пределах от 0,4 до 0,9 v_0 .

На рис. 2.47 показаны зависимости КПД η и функций группировки F_1, F_2 по 1-й и 2-й гармоникам [80] в зависимости от фазы $\theta = \omega_0 t$. Характерным является резкое возрастание функций группировки F_1 и F_2 по мере прохождения резонаторов отбирателя, что свидетельствует о разгруппировке электронного сгустка.

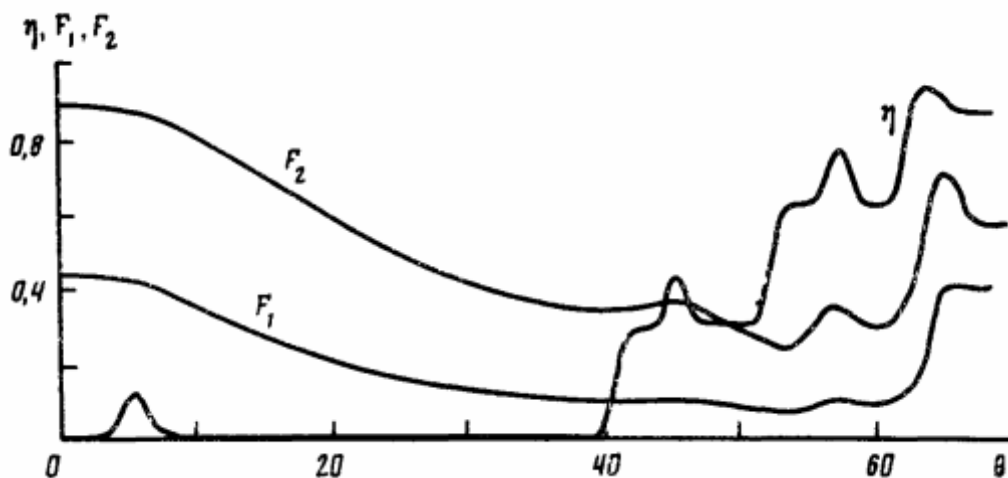


Рис. 2.47. Зависимости КПД η и функций группировки F_1 и F_2 от нормированного времени $\theta = \omega_0 t$ для первого варианта РМРК; здесь и далее на рисунках размерность θ приведена в радианах.

В табл. 2.30 приведены параметры трехрезонаторного отбирателя, в котором второй резонатор настроен на режим группировки

Таблица 2.30

Параметры трехрезонаторного отбирателя

k	1	2	3
ℓ	4,14	4,14	
Q	17	5300	46
φ	0,0003	0,012	0,0009
ξ	0,350	0,800	0,800
I_1	1,640	1,600	1,39
η	0,290	0,0048	0,56

Примерно третья часть энергии отбирается в первом резонаторе, остальная — в третьем. При таком соотношении удастся осуществить максимальный отбор энергии от электронного сгустка.

Третий вариант распределенного отбирателя представляет собой четыре рядом расположенных резонатора, причем второй резонатор далеко отстроен и работает в режиме группирования фазового пакета.

В таблице 2.31 приведены оптимальные параметры этого отбирателя.

Таблице 2.31

Параметры четырехрезонаторного отбирателя

k	1	2	3	4
ℓ	4,14	6,7	4,4	
Q	17	5300	19	27
φ	0,0003	0,0120	0,0027	0,0070
ξ	0,350	0,800	0,400	0,400
I_1	1,640	1,600	1,645	1,260
η	0,290	0,0051	0,330	0,240

Из табл. 2.31 видно, что второй резонатор отбирателя оказывает значительное группирующее действие на фазовый пакет (ток в последующем – третьем каскаде больше, чем во втором). Однако напряжение на зазоре второго резонатора достигает $0,8V_0$, что может приводить к пробоям. Поэтому проведены расчеты такого же отбирателя, но с $\xi_2 = 0,6$. Суммарный КПД отбирателя составил 0,855, т.е. снизился незначительно.

Четвертый вариант отбирателя представляет собой пять рядом расположенных резонаторов, где второй и четвертый резонаторы достаточно далеко отстроены и работают в режиме группирования фазового пакета электронов. Оптимальные параметры такого отбирателя приведены в табл. 2.32.

Таблица 2.32

Параметры пятирезонаторного отбирателя

k	1	2	3	4	5
ℓ	4,34	6,7	4,14	4,14	
Q	17	4500	20	4500	41
φ	0,0003	0,0166	0,9020	0,015	0,0034
ξ	0,350	0,600	0,400	0,600	0,500
I_1	1,640	1,610	1,620	1,470	1,000
η	0,290	0,004	0,330	0,004	0,250

На рис. 2.48 изображены фазовые траектории $X_i - \theta$ в зависимости от координаты X .

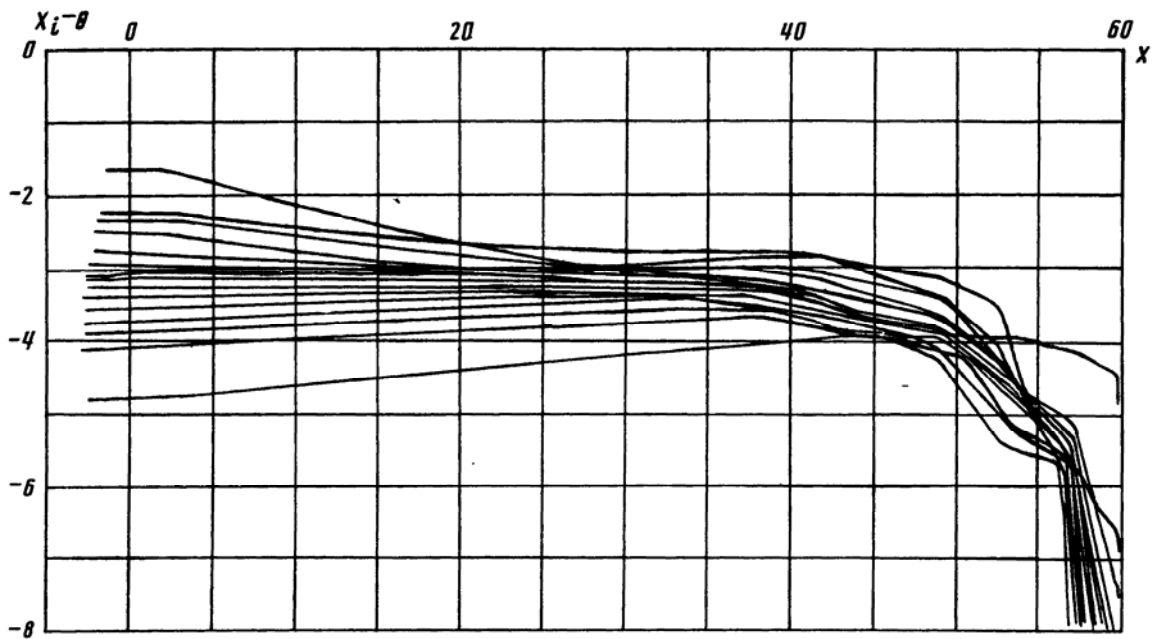


Рис. 2.48. Фазовые траектории крупных частиц в клистроне с пятикаскадным отбирателем энергии

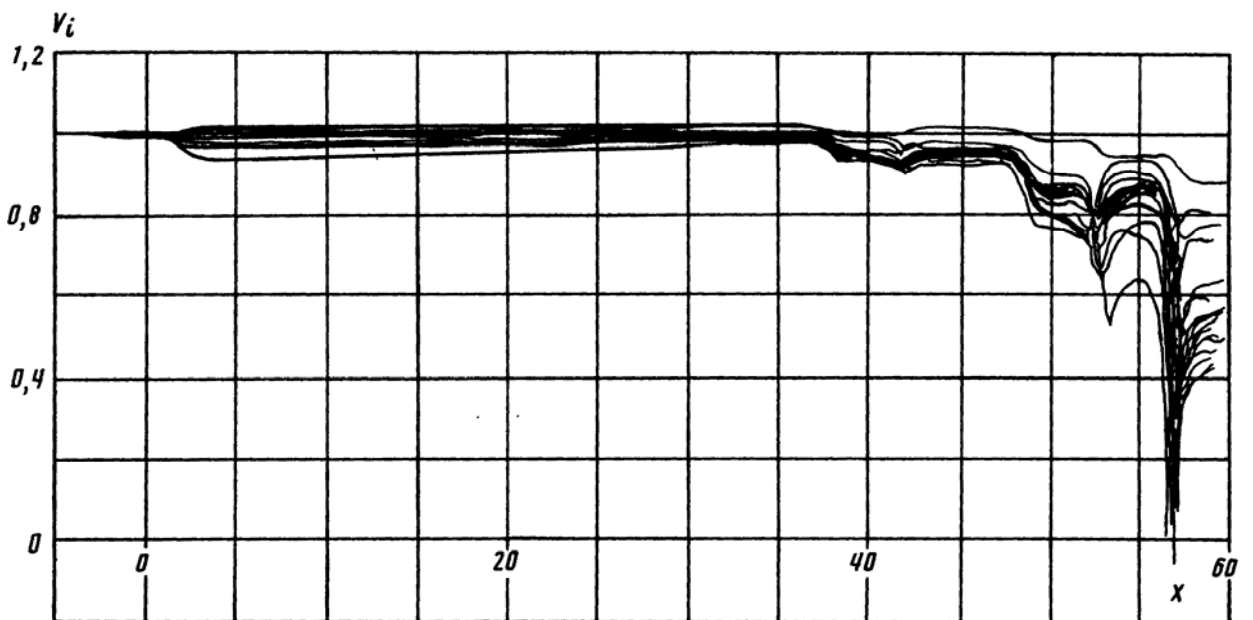


Рис. 2.49. Зависимости продольных скоростей $V_i = v_i / v_0$ крупных частиц от нормированной продольной координаты X для клистрона с пятикаскадным отбирателем энергии

На рис. 2.48 видно, что после первого отбора ($X = 37$) происходит разгруппировка фазового пакета – его ширина несколько увеличивается до $\approx 1,2$ рад. После прохождения второго ($X = 42$) и четвертого ($X = 53$) группирующих резонаторов отбирателя происходит существенное уплотнение фазового пакета до $0,9$ рад.

На рис. 2.49 изображены графики скоростной модуляции этого варианта МРК. Видно, что после второго и четвертого группирующих резонаторов скоростной разброс несколько уменьшается. На выходе отбирателя разброс скоростей электронов несколько меньше, чем в первом варианте отбирателя (см. рис. 2.46).

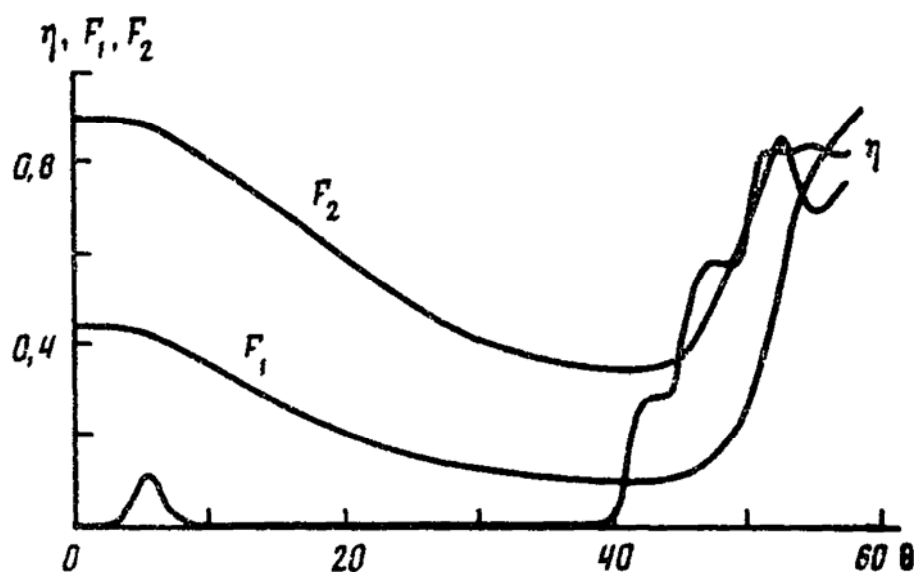


Рис. 2.50. Зависимости КПД η и функций группировки F_1 и F_2 от нормированного времени $\theta = \omega_0 t$ для РМРК с пятикаскадным отбирателем

На рис. 2.50 приведены зависимости КПД η и функций группировки F_1 и F_2 . Видно, что после прохождения резонаторов отбирателя резкого увеличения функций группировки F_1 и F_2 не происходит.

В пятом варианте отбирателя все пять резонаторов немного отстроены относительно рабочей частоты. При оптимизации разность фаз между наведенным током и напряжением на зазоре резонатора поддерживалась равной $\varphi_\xi - \varphi_l = 1$. Это определяло комбинированный режим работы каждого из резонаторов, т.е. одновременно производился отбор части энергии от электронного потока и догруппировка фазового пакета электронов. Оптимальные параметры такого отбирателя приведены в табл. 2.33.

Таблица 2.33

Параметры пятирезонаторного отбирателя,
с небольшой отстройкой относительно рабочей частоты

k	1	2	3	4	5
ℓ	4,14	4,14	4,14	4,14	
Q	32	36	38	42	64
φ	0,0185	0,0197	0,0196	0,0185	0,0120
ξ	0,400	0,400	0,400	0,400	0,400
I_1	1,570	1,550	1,520	1,420	0,950
η	0,2	0,18	0,17	0,16	0,10

Определенный интерес представляет исследование отбирателя, в котором разность фаз между током и напряжением в резонаторах близка к $\pi/2$, т.е. часть резонаторов в отбирателе работает в режиме, очень близком к режиму группирования. Такое исследование было проведено при следующих параметрах РМРК:

$V_0 = 0,590$ МВ; $2\pi a / \lambda_e = 0,645$; $2\pi b / \lambda_e = 0,41$; $d/a = 1$; $\rho_{1...10} = 100$ [Ом];
 $\beta_0 = 0,886$; $\sigma = 0,4681$; $I_0 = 270$ А; $M = 0,92$.

Максимальный КПД с однорезонаторным отбирателем $\eta_8 = 0,77$. Применение трехкаскадного распределенного отбирателя с резонаторами, настроенными почти на рабочую частоту, позволяет повысить КПД до значения $\eta_8 = 0,82$. Параметры этого РМРК даны в табл. 2.28. Коэффициент усиления по мощности для этого клистрона составляет $K_p = 59$ дБ.

Увеличение расстройки первых двух резонаторов в отбирателе до значений, когда разность фаз между током и напряжением на зазоре равнялась $\varphi_\xi - \varphi_I = 1,35$, привело при оптимизации к повышению амплитуд ВЧ-напряжений до $\xi \approx 1,1$, а суммарный КПД такого отбирателя понизился до $\eta_8 = 0,76$. Параметры отбирателя для этого случая приведены в табл. 2.34.

Таблица 2.34

Параметры трехрезонаторного отбирателя

k	1	2	3
ℓ	8,6	3,6	
Q	76	64	15
φ	0,0294	0,0378	0,0190
ξ	1,100	1,100	0,750
I_1	1,450	1,630	1,220
η	0,17	0,20	0,39

Анализ приведенных в табл. 2.27 - 2.34 данных позволяет сделать следующие выводы:

–применение распределенных отбирателей на автономных резонаторах позволяет уменьшить максимальные напряженности полей в зазорах резонаторов до значений, меньших пробивных, улучшает энергообмен со сгруппированным электронным потоком по сравнению с одиночным резонатором на 3 - 7%.

–введение группирующих резонаторов в отбирателе позволяет уменьшить динамический разброс скоростей электронов при одновременном улучшении энергообмена.

–режим работы распределенного отбирателя с резонаторами, одновременно группирующими фазовый пакет электронов и частично отбирающими энергию от электронного потока, оказывается неэффективным из-за понижения суммарного КПД, увеличения амплитуды ВЧ-напряжений на зазорах резонатора и уменьшения КПД контура, так как повышается нагруженная добротность Q_n для увеличения ξ , а КПД контура определяется по формуле $\eta_{\text{конт}} = 1 - Q_n / Q_0$. Последнее приводит к нежелательным потерям энергии в отбирающих резонаторах.

2.7.4. Исследование скачков потенциала в релятивистских многорезонаторных клистродах.

При разработке МРК большой мощности одними из главных требований являются минимизация общей длины прибора при одновременном обеспечении высоких КПД и коэффициента усиления. Эти требования противоречивы: уменьшение длин пролетных труб менее четверти плазменной длины волны приводит к неоптимальной группировке и к невозможности получения высоких коэффициентов усиления и КПД. Одним из способов уменьшения длин труб дрейфа является увеличение тока электронного луча при соответствующем снижении ускоряющего напряжения для сохранения прежней мощности электронного луча. Это приводит к уменьшению плазменной длины волны и, следовательно, к сокращению длин трубок дрейфа. Однако при этом возрастает действие сил пространственного заряда, увеличивается электронная нагрузка резонаторов, что приводит к необходимости увеличения напряжений на зазорах резонаторов для достижения оптимальной группировки электронного потока. При этом увеличивается модуляционный разброс скоростей в электронном сгустке. Все эти факторы не позволяют достичь высоких КПД в клистродах с уменьшенной длиной.

Одним из путей повышения электронного КПД МРК является применение скачка потенциала [14]. В работе [14] показано, что скачок потенциала позволяет уменьшить относительный модуляционный разброс скоростей электронов, что дает возможность увеличить электронный КПД клистрода.

Однако гораздо эффективнее проявляется воздействие скачка потенциала в релятивистских МРК. Здесь вследствие нелинейной зависимости массы электрона от скорости можно получить не только относительное уменьшение скоростного разброса, но и абсолютное.

В данном разделе рассматриваются два аспекта использования скачка потенциала: первый — для уменьшения абсолютного скоростного разброса и уменьшения влияния его на электронный КПД в релятивистских МРК с отбирателем на автономных резонаторах, второй — возможность укорочения общей длины релятивистского МРК путем разделения группирователя на низковольтную секцию из группирующих резонаторов и после ускоряющего скачка потенциала на высоковольтную секцию, состоящую из группирующих резонаторов и резонатора для отбора энергии от электронного сгустка.

1. *Математическая модель процесса взаимодействия в МРК со скачком потенциала.* При формулировке основных уравнений будем исходить из релятивистской самосогласованной одномерной математической модели процесса взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем в МРК, приведенной в разделе 1.3. В рассматриваемом случае в этой модели учитывалось изменение радиуса действия сил пространственного заряда после прохождения электронным потоком области скачка потенциала. Электрическое поле в области зазора со скачком потенциала рассчитывалось методом сеток (использовался метод последовательной верхней релаксации). Электронный поток моделировался методом крупных частиц. Уравнение движения i -й крупной частицы с учетом действия электрического поля k -го зазора со скачком потенциала V_{sk} в безразмерных переменных записывается в следующей форме:

$$\frac{d^2 X_i}{d\theta^2} = -\frac{2R^0}{\beta_i^2} f_{1i} \cdot Z_{sk} \cdot \varepsilon_k^0 + \sigma^2 \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i^p \cdot f_{1i} \quad (2.3)$$

где $X_i = \frac{\omega z_i}{v_0}$; $\theta = \omega t$; $R^0 = (1 - \beta_0^2)^{-\frac{1}{2}} - 1$;

$$\eta_0 = \frac{e}{m_0}; \quad \beta_0 = \frac{v_0}{c}; \quad \sigma^2 = \frac{\eta_0 \cdot I_0}{\pi \varepsilon_0 a^2 \cdot v_0 \omega^2}; \quad f_{1i} = (1 - \beta_i^2)^{3/2};$$

$$\beta_i = \frac{v_i}{c}; \quad Z_{sk} = \frac{\xi_{sk}}{2\omega} \cdot \frac{v_0}{d_k}; \quad \xi_{sk} = \frac{V_{sk}}{V_0};$$

Здесь V_0 - ускоряющее напряжение; I_0 — ток электронного луча; k - номер зазора шириной d_k с разностью потенциалов на зазоре V_{sk} ; a - радиус трубы дрейфа; ε^0 - функция пространственного распределения z -составляющей электрического поля k -го зазора; ε^p - функция пространственного распределения z -составляющей электрического поля i -й крупной частицы (она приведена в разделе 1.3); N - число крупных частиц; v_0 - начальная скорость электронов; z_i и v_i - продольная координата и скорость i -й частицы; ω -

рабочая частота; e , m_0 - соответственно заряд и масса покоя электрона; ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; c - скорость света в вакууме.

Электронный КПД с учетом энергии, сообщенной электронному потоку зазором со скачком потенциала V_s , рассчитывается следующим образом:

$$\eta_e = \frac{1 - \sqrt{1 - \beta_{01}^2} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [1 - (\beta_{01} v_i)^2]^{-1/2}}{1 - \sqrt{1 - \beta_{01}^2}},$$

где
$$\beta_{01} = \frac{v_{01}}{c}; \quad v_{01} = c \left[1 - \left(1 - \frac{\eta_0 (V_0 + V_s)}{c^2} \right)^{-2} \right].$$

2. Скачок потенциала в отбирателе релятивистского МРК на автономных резонаторах. Исследование влияния скачка потенциала проводилось на оптимизированном по КПД варианте релятивистского клистрона с семью каскадами в группирователе и распределенным отбирателем энергии на четырех автономных резонаторах. Параметры этого варианта МРК имеют следующие значения: $V_0 = 1$ МВ; $I_0 = 250$ А; $\lambda = 12$ см; $a = 1,25$ см; $d_{1-7} = 1,875$ см; $d_{8-11} = 1,25$ см; $r_1 = 0,2$ см; $r_2 = 1$ см; $\rho_{1-7} = 100$ Ом; $\rho_{8-11} = 50$ Ом. Приняты обозначения: λ - длина волны; r_1 и r_2 - соответственно внутренний и внешний радиусы электронного луча; ρ_k - волновое сопротивление k -го резонатора. Значения остальных параметров приведены в табл. 2.35, где k - номер резонатора; Q_k - "холодные" добротности k -го резонатора; ℓ_k - длины труб дрейфа (в сантиметрах) между центрами зазоров резонаторов; $\varphi_k = \omega_{ok} / \omega$ - относительная расстройка k -го резонатора, ω - частота сигнала; $\xi = \tilde{V}_k / V_0$ - относительное напряжение на зазоре k -го резонатора. Входная мощность сигнала $P_{вх} = 3000$ Вт. Отбиратель на автономных резонаторах (восьмой - одиннадцатый каскады) имеет холостой резонатор (девятый каскад), настроенный на режим группировки. Это позволяет уменьшить скоростной разброс и улучшить группировку после первого отбора энергии в восьмом каскаде. КПД по каскадам отбирателя распределился следующим образом: $\eta_8 = 0,287$; $\eta_{10} = 0,325$; $\eta_{11} = 0,233$. Электронный КПД на выходе клистрона $\eta_e = 0,85$. На выходе такого отбирателя электронный поток имеет значительный скоростной разброс. Если добавить еще один резонатор, настроенный на отбор энергии, то дополнительный отбор составляет лишь 2% от всей энергии электронного потока. Для уменьшения скоростного разброса на выходе распределенного отбирателя был использован ускоряющий скачок потенциала величиной V_s .

Рассмотрены три схемы относительного расположения резонаторов и зазоров со скачком потенциала V_s . На расстоянии $\ell_{11} = 3,2$ см от центра зазора одиннадцатого резонатора поставлен зазор с ускоряющим напряжением $V_s = 0,2 V_0$. После него поставлен резонатор, настроенный на отбор энергии, что

Таблица 2.35.

Параметры релятивистского клистрона с семью каскадами в группирователе и распределенным отбирателем энергии на четырех автономных резонаторах с $V_0=1\text{МВ}$, $I_0=250\text{ А}$.

Параметры	k										
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
ℓ_k	215	154	145	95	80	75	53	62	10	6,2	
Q_k	600	4500	4500	4500	4500	4500	4500	17	4500	20	27
φ_k	1,0000	1,0148	1,0555	1,0810	1,0665	1,0439	1,0380	0,9920	1,0120	1,0025	1,0067
ξ_k	0,027	0,130	0,149	0,150	0,175	0,262	0,400	0,360	0,800	0,400	0,400

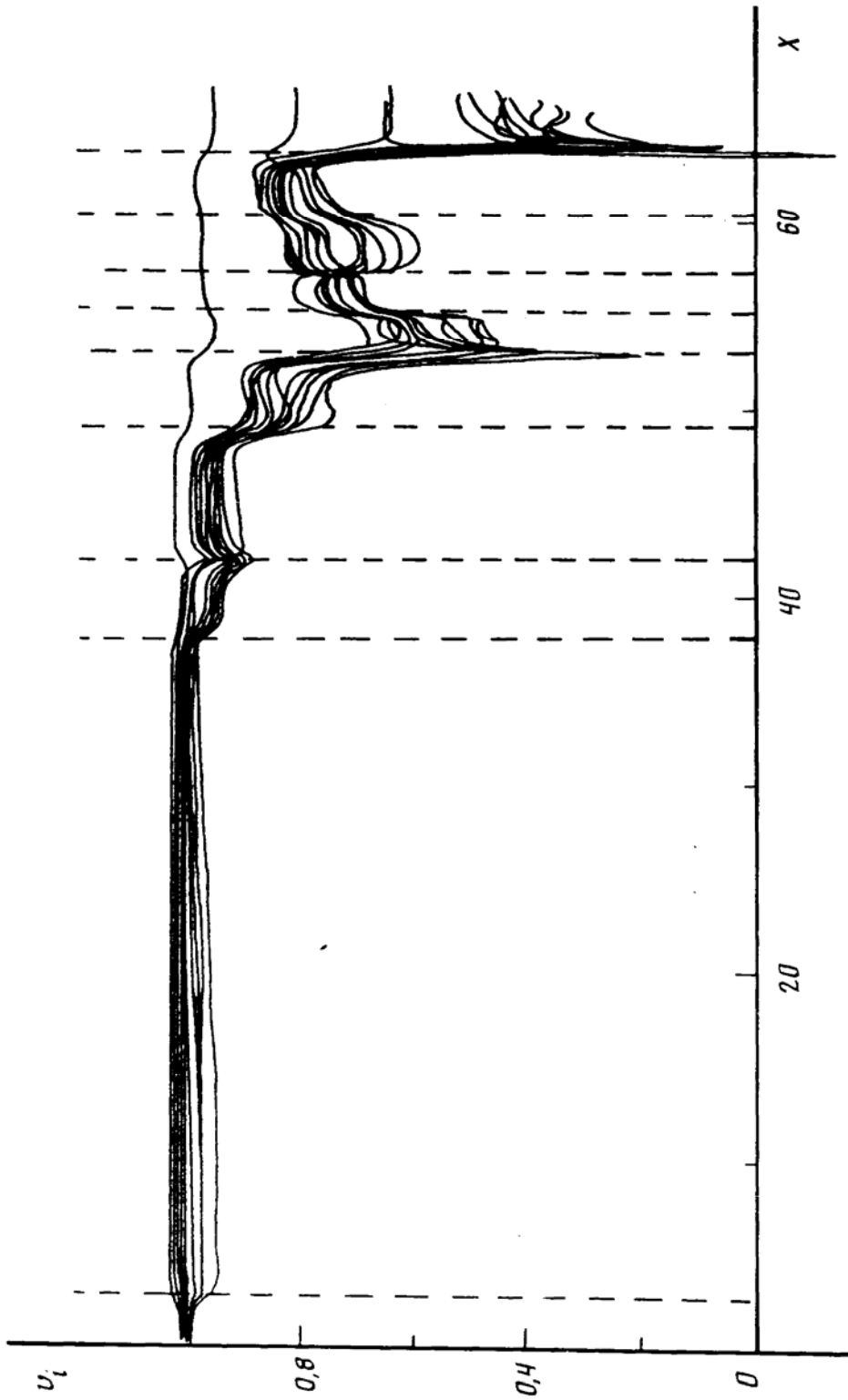


Рис. 2.51. Графики скоростной модуляции $v_i(X)$ в релятивистском клистроне с $V_0 = 1$ мВ (девять последних каскадов). Штриховыми линиями отмечены центры зазоров резонаторов и зазоров с ускоряющим скачком потенциала, расположенных при $X=55$ и 60

позволяет повысить электронный КПД до 0,89 (в последнем резонаторе отбирается 14% от начальной мощности пучка $P_0=I_0V_0$). Во второй схеме после распределенного отбирателя стоит зазор с ускоряющим скачком $V_{s12} = 0,191V_0$, затем группирующий резонатор с относительным напряжением на зазоре $\xi_{13}=0,29$ и резонатор, настроенный на отбор энергии с относительным напряжением на зазоре $\xi_{14}=0,315$. Расчетный КПД в последнем резонаторе составляет $\eta = 0,21$. Общий электронный КПД такого варианта МРК $\eta_e = 0,93$. Результат получен путем оптимизации соответствующих напряжений на зазорах. В третьей схеме использована следующая комбинация: зазор с ускоряющим скачком потенциала $V_{s12} = 0,19 V_0$; группирующий резонатор с относительным напряжением на зазоре $\xi_{13}=0,303$; ускоряющий скачок потенциала $V_{s14} = 0,094 V_0$, резонатор, настроенный на отбор энергии с $\xi_{15}=0,42$. КПД этого резонатора $\eta_{15} = 0,25$. Электронный КПД с учетом ускоряющих скачков потенциала $\eta_e = 0,927$. Для этого варианта на рис. 2.51 приведены графики скоростной модуляции, на рис. 2.52 графики функций группировки F_1 и F_2 по 1-й и 2-й гармоникам рабочей частоты и электронного КПД η_e .

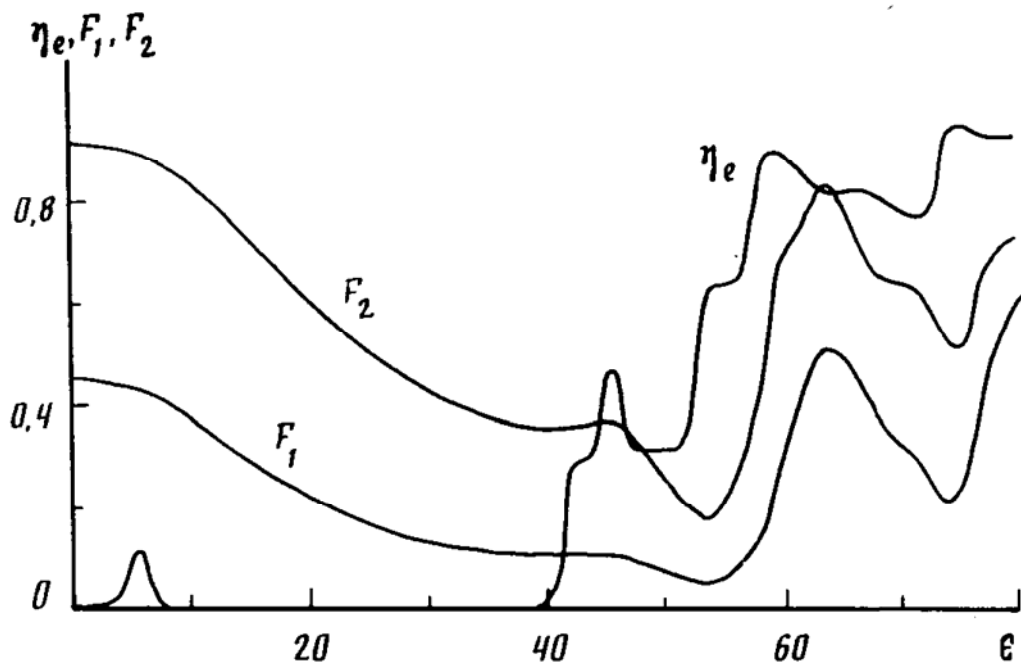


Рис. 2.52. Зависимости электронного КПД $\eta_e(\theta)$ и функций группировки $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$ по 1-й и 2-й гармоникам для релятивистского клистрона с $V_0 = 1$ МВ

Из рис. 2.51 видно, что после распределенного отбирателя на четырех автономных резонаторах ($X \approx 54$) разброс скоростей электронов достаточно

большой (0,42 - 0,7). На $X = 55$ стоит зазор с ускоряющим скачком потенциала. После него (на $X = 56$) скоростной разброс составляет уже 0,7 - 0,81, т.е. уменьшается в $\approx 2,5$ раза. Стоящий далее при $X = 57$ группирующий резонатор изменяет скорости электронов так, что образуется компактный фазовый сгусток. Группировка улучшается, что видно на рис. 2.52. На промежутке изменения θ от 65 до 72 функции группировки F_1 и F_2 уменьшаются, что свидетельствует об образовании компактного фазового пакета. Стоящий на $X \approx 60,5$ (рис. 2.51) зазор с ускоряющим скачком потенциала $V_{s14} = 0,094 V_0$ уменьшает в ≈ 2 раза скоростной разброс (разброс скоростей при $X = 58$ и 62 на рис. 2.51), качество же группировки при этом не ухудшается (F_1 и F_2 на $\theta \approx 65 - 70$ уменьшаются, см. рис. 2.52).

В последнем отбирающем резонаторе, расположенном на $X \approx 64$ (рис. 2.51), происходят догруппировка (см. рис. 2.52, где $\theta \approx 72 - 74$, F_1 и F_2 достигают минимума) и отбор энергии. Электронный КПД, как видно из рис. 2.52, увеличивается при $\theta \geq 74$ до 0,92.

Таким образом, применение скачков потенциала в отбирателях на автономных резонаторах релятивистских МРК позволяет увеличить общий электронный КПД клистронов на 5 - 8% при значительном (до 25%) увеличении выходной мощности.

3. *Скачок потенциала в группирователях релятивистских МРК.* В работах [80, 73] и разделе 2.7.1 приведены оптимальные по КПД параметры конструкций релятивистских МРК с различными ускоряющими напряжениями и токами электронного луча. Из приведенных данных следует, что длина оптимизированных МРК может достигать 8 - 12 м. Это связано с тем, что оптимальные длины первых труб дрейфа для обеспечения наилучшей группировки должны быть близки к четверти плазменной длины волны λ_p . Как уже отмечалось [73], уменьшить их можно путем увеличения тока электронного луча, но при этом сильно возрастает влияние пространственного заряда, приводящее к снижению эффективности группировки из-за необходимости повышения относительной величины модулирующих напряжений в последних каскадах группирователя и соответствующего повышения модуляционного разброса скоростей в сгустке.

В связи с этим рассмотрим возможность уменьшения общей длины прибора путем разделения группирователя на две секции: низковольтную и высоковольтную, разделенные ускоряющим скачком потенциала.

Для расчета МРК с низковольтной группирующей секцией (пять каскадов) и высоковольтной догруппирующей секцией с выходным резонатором (три каскада) были выбраны следующие параметры электронного луча: ускоряющее напряжение в низковольтной группирующей секции $V_0 = 400$ кВ, ток луча $I_0 = 250$ А. После пятого каскада следовал ускоряющий скачок потенциала величиной $V_s = 1,5V_0 = 600$ кВ. Энергия электронного потока после ускоряющего скачка потенциала увеличивалась до 1 МэВ. Использование сравнительно низкого ускоряющего напряжения (400 кВ) при значительном токе электронного луча (250 А) позволило значительно сократить (в 3 - 5 раз)

пролетные длины первых труб дрейфа вследствие уменьшения плазменной частоты электронного потока. При этом длины труб дрейфа остаются оптимальными ($\approx \lambda_p / 4$) с точки зрения наилучшей группировки электронного потока при малом уровне начальной скоростной модуляции. Оптимальные длины первых труб дрейфа позволяют получить и максимальное усиление сигнала, которое в данной конструкции превышает 70 дБ.

Для сравнения можно указать, что в этой конструкции длина первой пролетной трубы $\ell_1 = 50$ см, входная мощность $P_{вх} = 17$ Вт, а в варианте МРК, приведенном в предыдущем разделе, с $V_0 = 1$ МВ, $I_0 = 250$ А, ее длина составляет 215 см, входная мощность $P_{вх} = 3010$ Вт. Расчет описанной гибридной конструкции проводился в три этапа по одномерной релятивистской дисковой модели, описанной в разделе 1.3, с числом крупных частиц $N = 16$ на электронной длине волны. Вначале оптимизировался низковольтный группирователь (пять каскадов) на максимум 1-й гармоники тока в пятой трубе дрейфа. После этого проводилась оптимизация на максимум КПД

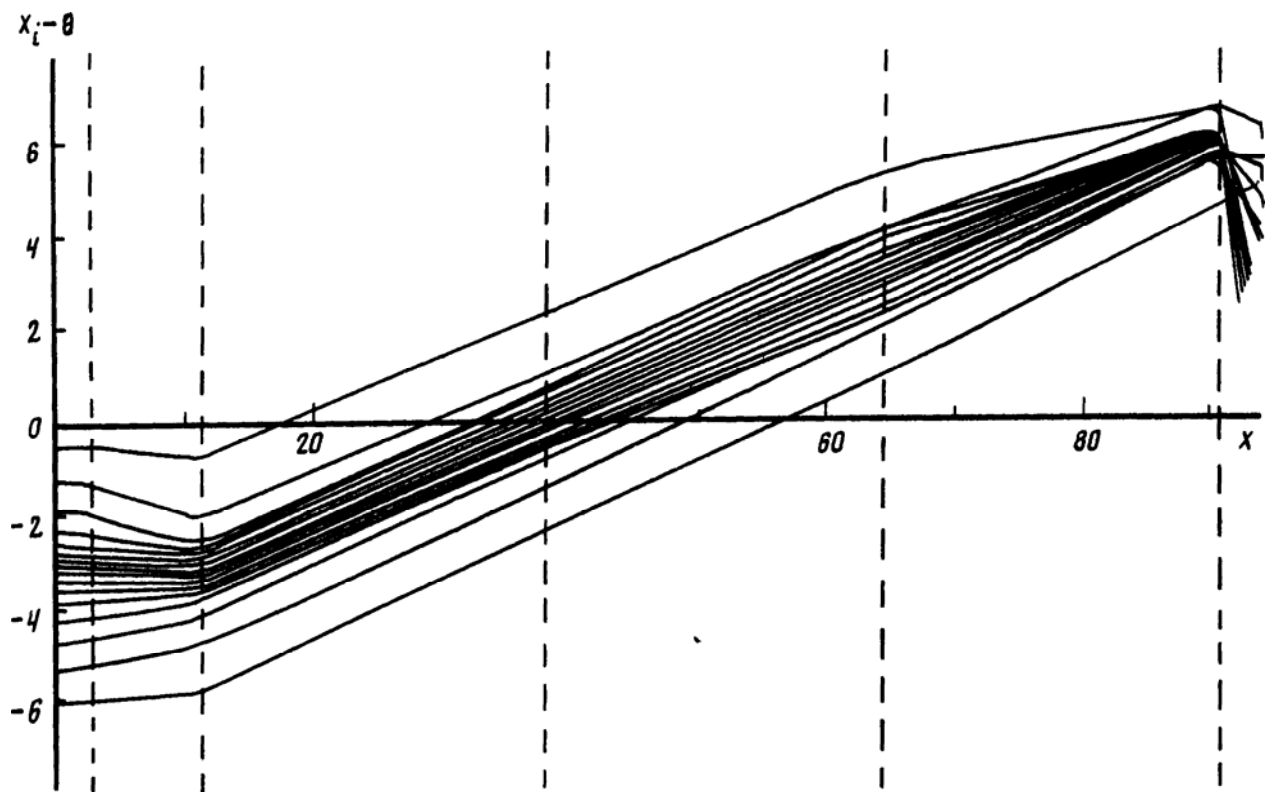


Рис. 2.53. Графики фазовых траекторий $X_i - \theta$ релятивистского клистрона ($V_0 = 400$ кВ) с ускоряющим скачком потенциала (600 кВ) в группирователе. Штриховыми линиями отмечены центры зазоров четырех последних резонаторов и зазора со скачком потенциала, расположенного при $X \approx 11$

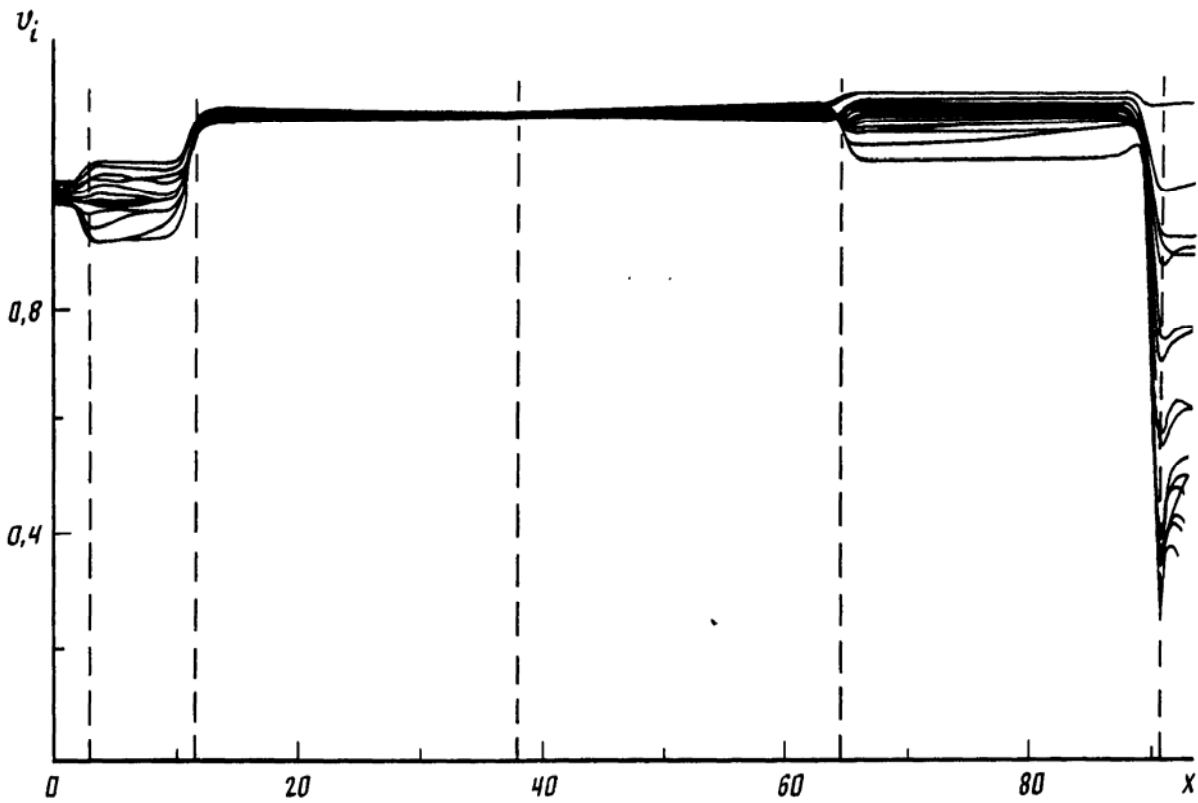


Рис. 2.54. Графики скоростной модуляции $v_i(X)$ для релятивистского клистрона ($V_0 = 400$ кВ) с ускоряющим скачком потенциала (600 кВ) в группирователе. Вертикальными линиями отмечены центры зазоров четырех последних резонаторов и зазора со скачком потенциала, расположенного на $X \approx 11$

Таблица 2.36.

Оптимальные параметры релятивистского МРК со скачком потенциала

Параметры	k								
	1	2	3	4	5	-	6	7	8
ℓ_k	50	40	35	25	12	35	35	33	
Q_k	600	4500	4500	4500	4500	-	4500	4500	80
φ_k	1,000	1,028	1,013	1,040	1,086	-	2,086	1,020	0,996
ξ_k	0,002	0,011	0,105	0,265	0,309	-	0,571	1,675	3,172
I_k	0,00018	0,0100	0,04200	0,03400	0,85900	-	0,48000	1,10900	1,29000

восьмirezонаторного клистрона с ускоряющим напряжением $V_0 + 1,5 V_0 = 1\text{ МВ}$ и током электронного луча 250 А. На последнем этапе проводилась окончательная комплексная оптимизация параметров восьмикаскадного клистрона со скачком потенциала после пятого каскада низковольтной группирующей секции. В математической модели со скачком потенциала, как указывалось выше, учитывалось изменение радиуса действия сил пространственного заряда после прохождения электронным потоком ускоряющего скачка потенциала. Оптимальные параметры МРК со скачком потенциала приведены в табл. 2.36. Электронный КПД $\eta_e = 0,82$ при коэффициенте усиления $K_p = 70,8$ дБ, входная мощность $P_{\text{вх}} = 17$ Вт. Общая длина прибора составляет $\approx 2,5$ м. Для сравнения можно указать, что длина восьмirezонаторного клистрона, описанного в предыдущем разделе, с $V_0 = 1$ МВ, $I_0 = 250$ А и таким же КПД составила $\approx 8,6$ м.

На рис. 2.53 - 2.55 приведены графики фазовых траекторий $X-\theta$, скоростной модуляции, электронного КПД η_e , функций группировки F_1, F_2 для варианта клистрона, в шестом каскаде которого расположен резонатор на 2-й гармонике рабочей частоты ω .

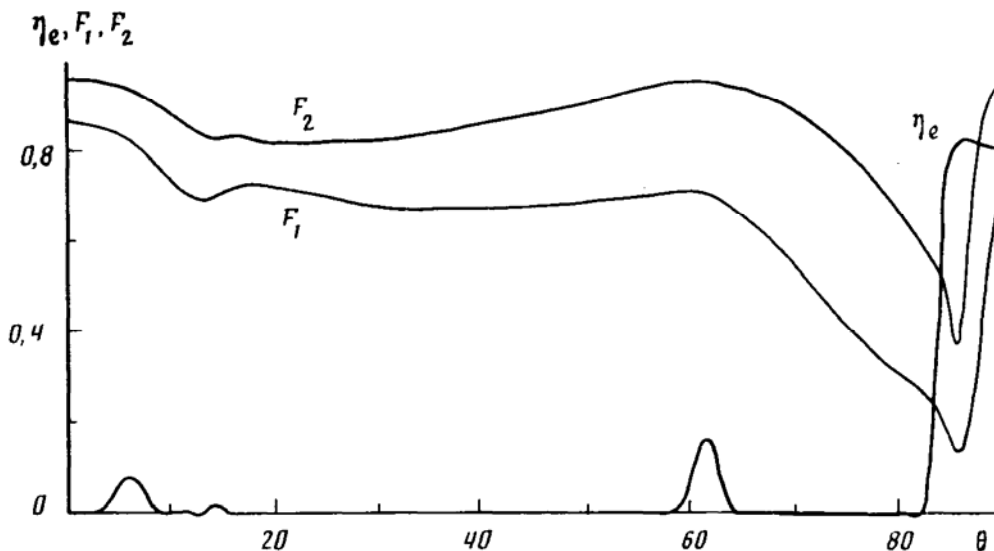


Рис. 2.55. Зависимости (для четырех последних каскадов) электронного КПД $\eta_e(\theta)$ и функций группировки $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$ по 1-й и 2-й гармоникам для релятивистского клистрона с $V_0 = 400$ кВ и скачком потенциала в группирователе

После прохождения ускоряющего скачка потенциала электронный сгусток оказывается недостаточно сгруппированным (на рис. 2.55 при $\theta \approx 10$ функции группировки F_1 и F_2 достаточно велики: $F_1 = 0,7$; $F_2 = 0,9$). Резонатор, настроенный на 2ω , позволяет несколько улучшить группировку фазового пакета при небольшой разгруппировке центра сгустка. Это иллюстрирует рис.

2.53: на входе в предпоследний резонатор ($X \approx 65$) фазовые траектории в центре сгустка несколько расходятся по сравнению с $X=38$ – выходом резонатора на 2ω . В целом, однако, сгусток становится компактнее.

На графиках скоростной модуляции (рис. 2.54) видно, что после прохождения скачка потенциала ($X=12$) в ≈ 4 раза уменьшается абсолютный скоростной разброс. Предпоследний группирующий резонатор высоковольтной секции ($X=65$) изменяет скорости электронов так, что перед выходным резонатором образуется компактный фазовый сгусток. На рис. 2.55 видно, что при $\theta=83$ функции группировки F_1 и F_2 достигли достаточно малых величин и при $\theta>83$ в выходном резонаторе происходит догруппировка фазового сгустка при одновременном отборе энергии от него.

Можно отметить, что замена шестого резонатора на 2-й гармонике ω резонатором, настроенным на основную частоту (отстройка его соответствует режиму группировки), дает такое же значение КПД, т.е. $\eta_e=0,82$. Однако анализ графиков фазовых траекторий и скоростной модуляции указывает на несколько больший скоростной разброс в фазовом сгустке.

2.8. Сравнительный анализ результатов эксперимента и моделирования многорезонаторных клистронов. Конструкции оптимальных по КПД вариантов клистронов

Для проверки точности математических моделей процессов взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями было проведено подробное сопоставление расчетных и экспериментальных данных на ряде конструкций МРК.

В работе [58] приведены экспериментальные данные широкополосного шестирезонаторного клистрона в полосе 2,5%. На экспериментальном образце этого МРК были получены следующие КПД на относительных частотах $f_1=0,99$, $f_2=1,0$, $f_3=1,01$ соответственно: $\eta_1=0,45$, $\eta_2=0,51$, $\eta_3=0,58$.

Параметры МРК были следующими [58]: $V_0=6$ кВ; $I_0=1,42$ А; $a=0,15$ см, $b=0,09$ см; $\rho=65$; $d/a=2,2$; $\sigma=0,187$; $\beta_0=0,152$;

$l_1=15,6$; $l_2=10,78$; $l_3=9,03$; $l_4=15,16$; $l_5=7,89$;

$\varphi_1=0,01157$; $\varphi_2=-0,0159$; $\varphi_3=0,0129$; $\varphi_4=0,023$; $\varphi_5=0,045$; $\varphi_6=0,0002$;

$K_p=47$ дБ.

Оптимизация расстроек и K_p в соответствующей полосе частот дала следующие КПД на трех частотах соответственно: $\eta_1=0,57$; $\eta_2=0,573$; $\eta_3=0,578$. На рис. 2.56 приведены экспериментальные и расчетные частотные характеристики. Следует отметить, что экспериментальная частотная характеристика имеет характерный наклон. Расчетная же характеристика практически получилась плоской. Это связано с тем, что оптимизация проводилась с целью получения плоской частотной характеристики, небольшая

коррекция расстроек позволяет получить характеристику аналогичную экспериментальной.

Проверка двумерной многослойной модели проводилась по данным экспериментального макета, описанного в [72] (пятирезонаторный клистрон с $V_0 = 27$ кВ). При исследовании были заданы следующие параметры МРК:

$K_p^0 = 0,0038$; $\phi = 0,66$; $Y_a = 1,5$; $d/a = 0,974$; $\ell_1 = 5$;
 $\ell_2 = 2,5$; $\ell_{3,4} = 2,5$; $\beta = 0,316$; $\sigma = 0,145$; $Q_{nl} = 300$;
 $Q_{n5} = 250$; $Q_{0234} = 3500$; $\rho_{1-4} = 95$; $\rho_5 = 80$; $\varphi_1 = 0$;
 $\varphi_2 = 0,006194$; $\varphi_3 = 0,006694$; $\varphi_4 = 0,008575$; $\varphi_5 = 0,0009384$.

В расчетах использовалась трехслойная модель со следующими

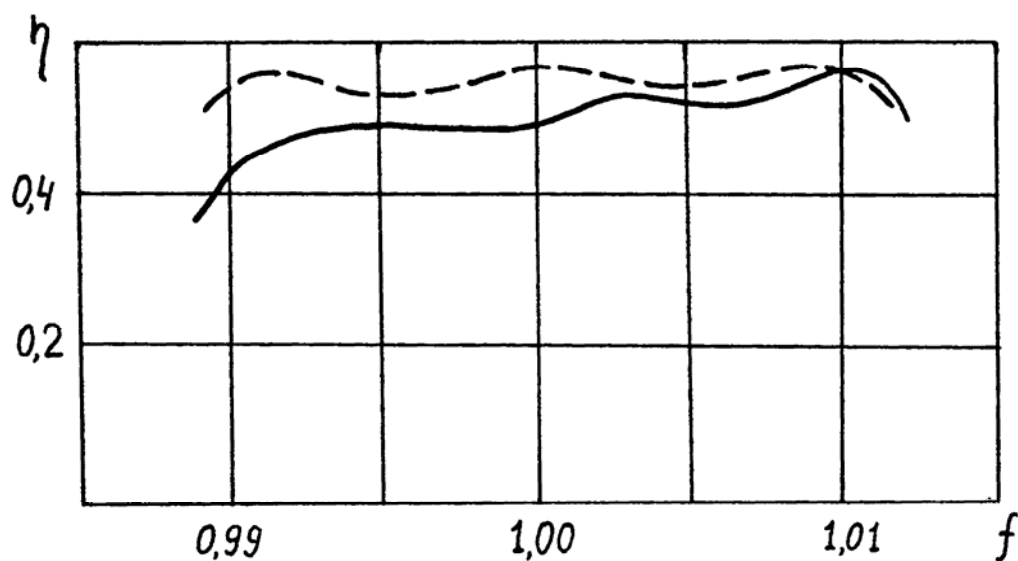


Рис. 2.56. Частотные характеристики:
 ————— экспериментальная,
 - - - - - расчетная

начальными радиусами центров слоев: $Y_{01} = 0,55$ (внешний слой), $Y_{02} = 0,40$ (средний слой), $Y_{03} = 0,2$ (внутренний слой). Соотношение r_2/r_1 выбрано таким, что оно отвечает реальной конфигурации электронного потока в макете ($K_\phi = 5$). Средний КПД $\eta_1 = 43,5\%$, токопрохождение $I/I_0 = 77,66\%$. При этом выходной КПД для внешнего слоя $\eta_1 = 44,62\%$, для среднего слоя $\eta_2 = 42,09\%$, для внутреннего $\eta_3 = 39,2\%$. Из общего числа фазовых траекторий $N = 20$ для каждого слоя осевшим электроном соответствует: а) для внешнего слоя $n = 8$; б) для среднего слоя $n = 5$; в) для внутреннего слоя $n = 1$. Средний КПД для промежуточных резонаторов: $\eta_{(2)} = 4,5 \cdot 10^{-7}$; $\eta_{(3)} = 3 \cdot 10^{-6}$; $\eta_{(4)} = 7,5 \cdot 10^{-5}$.

В экспериментальном макете получен $\eta = 0,42$ и коэффициент токопрохождения 0,85. Таким образом, для расчета и оптимизации таких приборов достаточно использовать двумерные модели процессов взаимодействия, которые дают

незначительные погрешности по КПД. Было выполнено также сравнение расчетных и экспериментальных данных для релятивистских МРК. В [12] приведены данные мощного релятивистского импульсного трехрезонаторного клистрона: $V_0 = 325$ кВ; $I_0 = 185$ А; $a = 1,6$ см; $b = 1,28$ см; $d/a = 1,25$, длины пролетных труб: $\ell_1 = 12$ см, $\ell_2 = 22$ см; коэффициент токопрохождения $T_1 = 0,9$; $f_0 = 2,860$ ГГц.

В результате расчетов получены следующие параметры МРК: $\beta_0 = 0,792$; $\sigma = 0,244$; $Q_{r1} = 193$; $Q_{r12} = 212$; $Q_{r3} = 20$; $\varphi_1 = 0$; $\varphi_2 = 0,0406$; $\varphi_3 = -0,0148$; $\ell'_1 = 9,1$; $\ell'_2 = 16,7$; $K_p^0 = 0,0025$; $\xi_1 = 0,23$; $\xi_2 = 0,345$; $\xi_3 = 1,255$; $Q_0 = 2500$.

Электронный КПД – $\eta_e = 0,448$. КПД контура с учетом нагрузки – $\eta_k = 0,992$. Полный КПД клистрона – $\eta = \eta_e \eta_k = 0,444$. Выходная мощность с учетом коэффициента токопрохождения $P_{\text{вых}} = 29,66$ МВт. Рассчитанный релятивистский клистрон при экспериментальном обследовании показал значение КПД 43% и величину отдаваемой мощности – 30 МВт.

На основании проведенных сравнений экспериментальных и расчетных данных можно сделать вывод, что предложенные математические модели процессов взаимодействия и реализованные на их основе программы системы последовательной оптимизации при проверке в широком интервале изменения ускоряющих напряжений 6 - 330 кВ, токов 1 - 200 А, частот 2 - 10 ГГц достаточно точно (погрешность составляет 1 - 6%) описывают процессы взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями.

На рис. 2.57 - 2.59 приведены конструкции некоторых клистронов, оптимальные параметры которых описывались в предыдущих параграфах. Магнитная система на рисунках не изображена.

На рис. 2.57 показана конструкция восьмirezонаторного семилучевого клистрона с ускоряющим напряжением 6 кВ. Оптимальные параметры приведены в разделе 2.1 табл. 2.4 электронный КПД - 0,782, коэффициент усиления 66 дБ.

На рис. 2.58 изображена конструкция пятирезонаторного однолучевого клистрона с ускоряющим напряжением 40 кВ. Оптимальные параметры приведены в разделе 2.2 табл. 2.6, электронный КПД - 0,83, коэффициент усиления - 56 дБ. На рис. 2.58 приводится вид двух последних резонаторов и коллекторного узла. Для выходного резонатора характерно смещение центра зазора к предпоследнему резонатору, что вызывается малой длиной последней трубки дрейфа. Конструкция релятивистского восьмirezонаторного однолучевого клистрона с ускоряющим напряжением 500 кВ показана на рис. 2.59. Оптимальные параметры приведены в разделе 3.3 табл. 3.13, электронный КПД - 0,894, коэффициент усиления - 61 дБ. Для резонаторов релятивистских клистронов характерно округление кромок торцов трубок дрейфа, образующих зазор резонатора, что необходимо для увеличения электрической прочности. Выходной резонатор по размерам отличается от резонаторов группирователя, т.к. имеет повышенное волновое сопротивление (150 ом) и увеличенную длину зазора ($d/a = 3$).

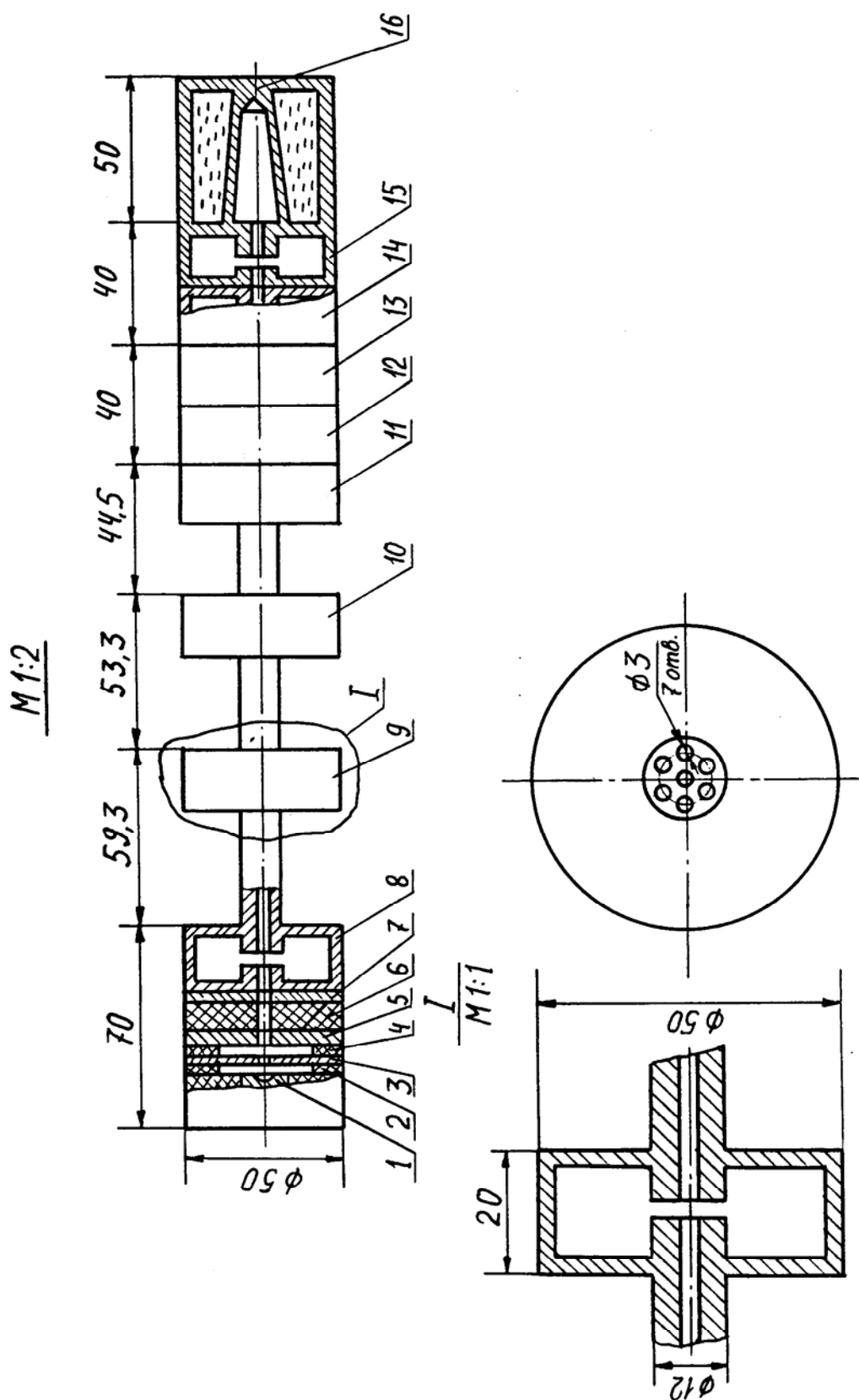


Рис. 2.57. Конструкция восьмьрезонаторного семилучевого клистрона с $V=6$ кВ (магнитная система на рисунке не показана): 1 - катод; 2, 4, 6 - изоляторы; 3 - маска; 5 - сетка; 7 - анод; 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14 - резонаторы группирователя; 15 - выходной резонатор; 16 - коллектор.

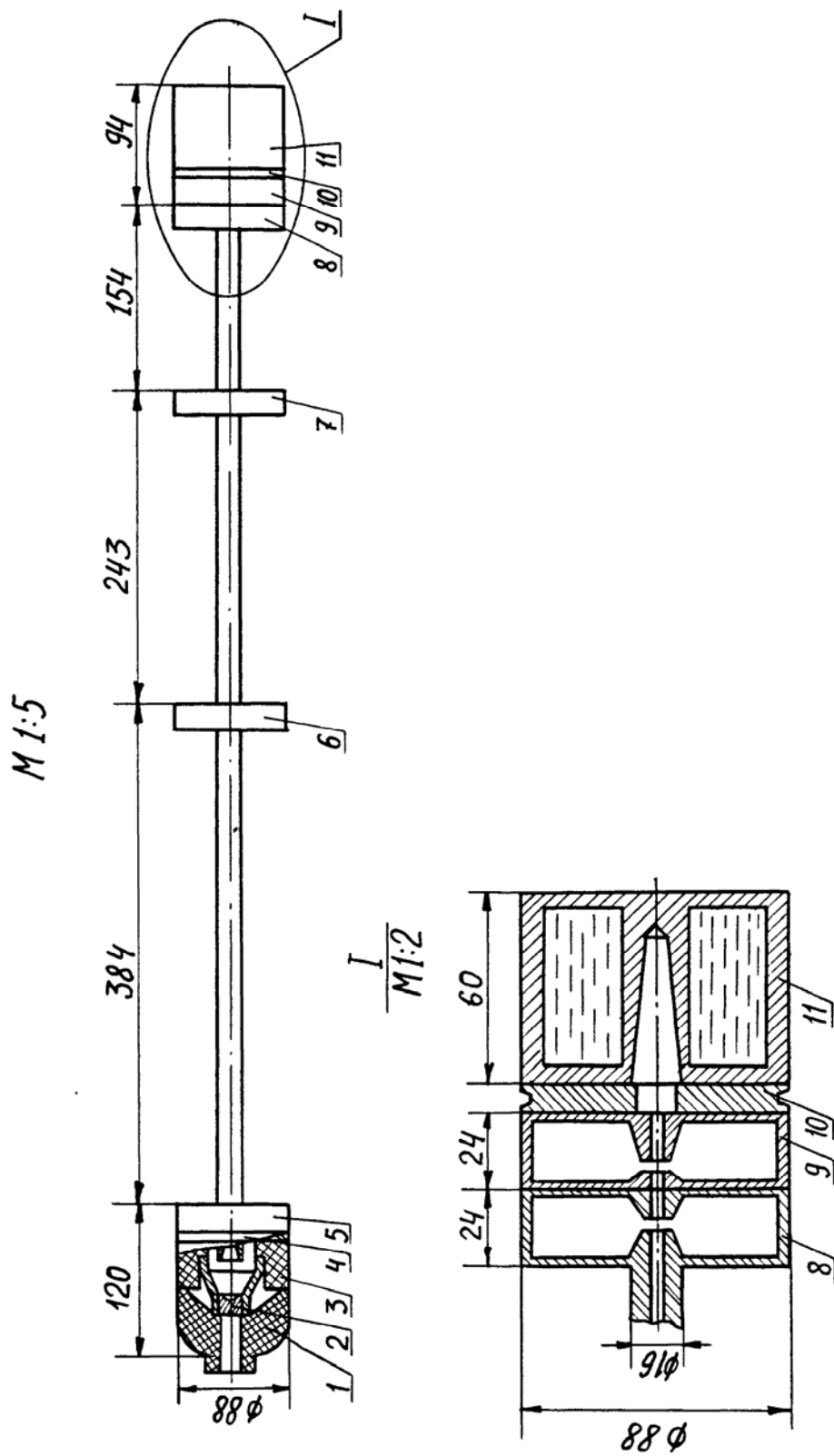


Рис. 2.58. Конструкция пятирезонаторного клистрона с $V=40$ кВ (магнитная система на рисунке не показана): 1, 3 - изолятор; 2 - катод; 4, 10 - диски из магнитного материала; 5, 6, 7, 8 - резонаторы группирователя; 9 - выходной резонатор; 11 - коллектор.

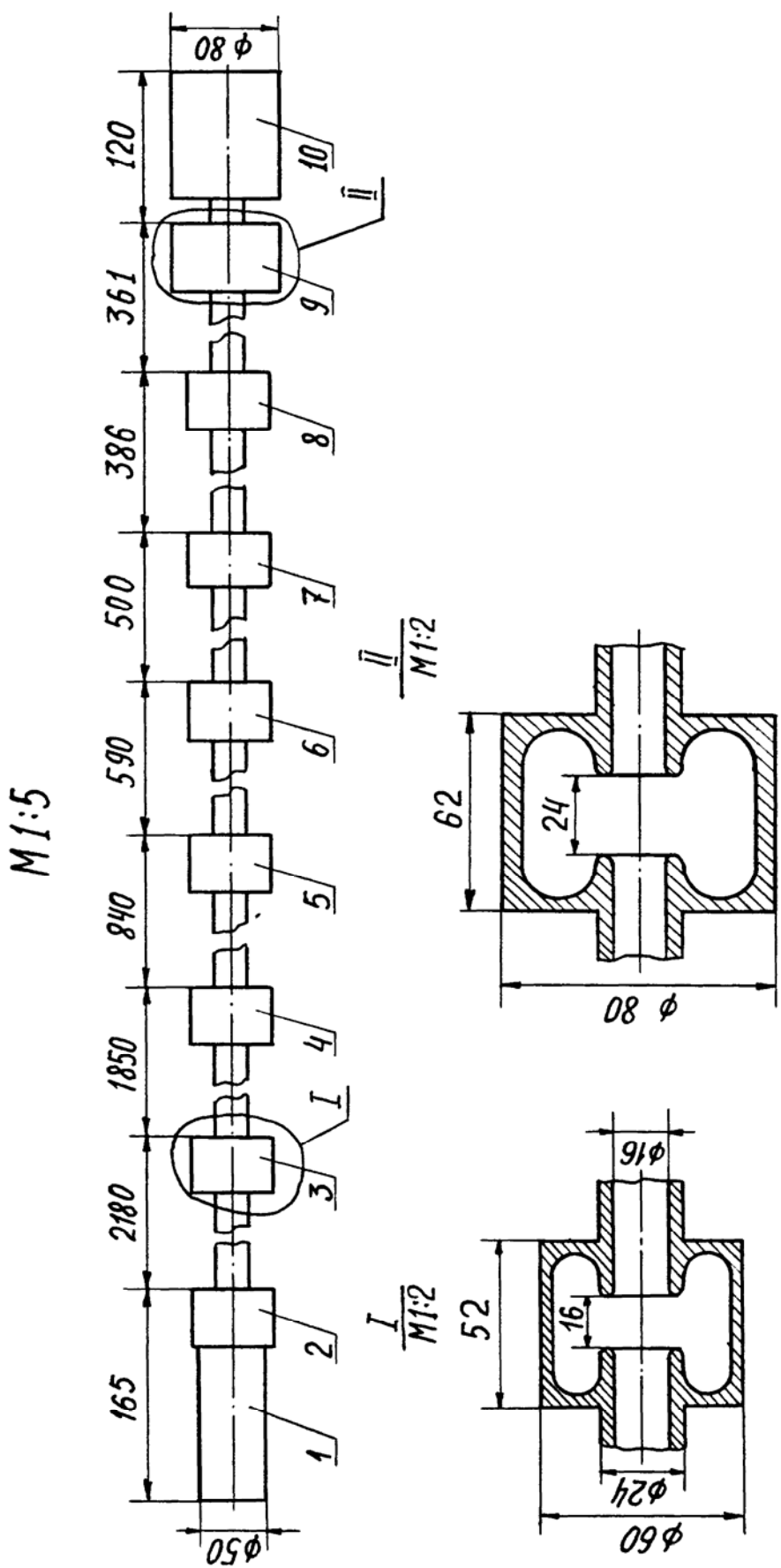


Рис. 2.59. Конструкция релятивистского восьмирезонаторного однолучевого клистрона с $V=500$ кВ (магнитная система на рисунке не показана): 1 - узел катода; 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 - резонаторы группирователя; 9 - резонатор группирователя; 10 - узел коллектора.

ГЛАВА 3

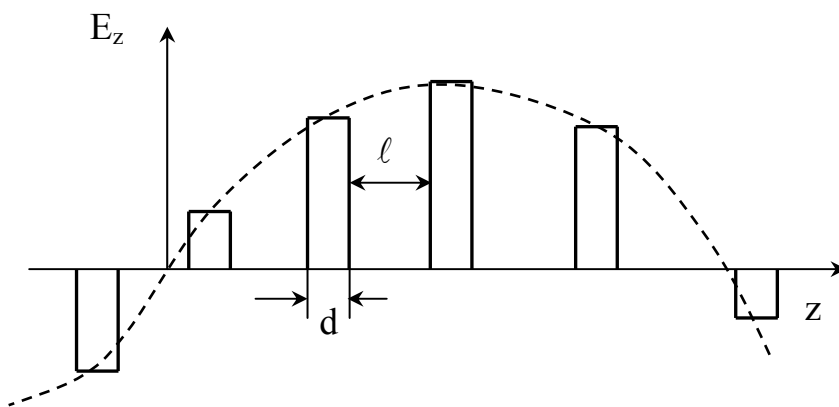
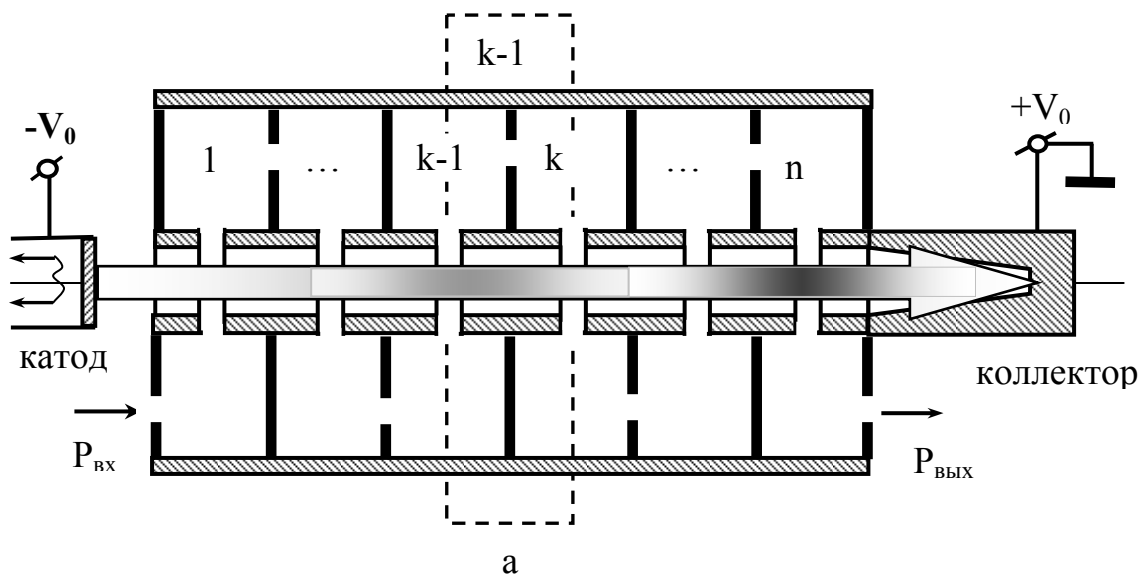
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЛБВ НА ЦСР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

В 1943 г. Компфнер изобрел лампу бегущей волны со спиральной замедляющей системой. Первая ЛБВ имела полосу частот усиления 30%, КПД менее 5%, выходную мощность 1 – 5 Вт, коэффициент усиления 6 дБ. Ввиду простоты конструкции и большой полосе усиления ЛБВ является одним из самых распространенных приборов СВЧ. Однако некоторые недостатки спиральных ЛБВ: малая теплорассеивающая способность спирали, трудность изготовления и применения в ММ-диапазоне волн, чувствительность к вибрациям, невысокая повторяемость конструкции привели к тому, что вскоре, в 40-х годах, были предложены ЛБВ с замедляющими системами на цепочках связанных резонаторов (ЦСР). ЦСР имеют легко охлаждаемую, прочную, технологичную конструкцию. Это позволило поднять выходную мощность до 0,5 – 1 МВт при напряжении электронного пучка 80 кВ в полосе частот до 30%.

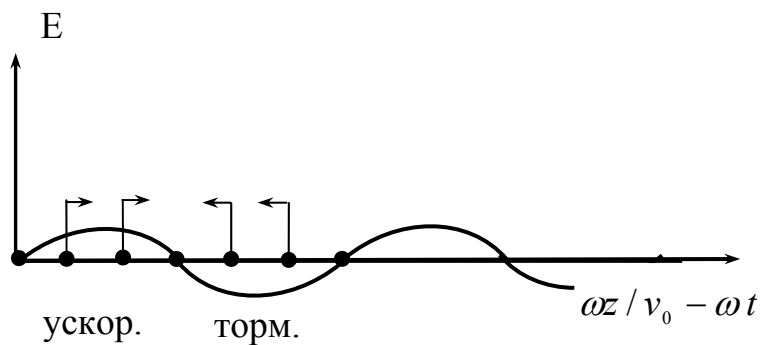
На рис. 3.1,а изображена схема ЛБВ на ЦСР. ЛБВ состоит из замедляющей системы на цепочке связанных через щели связи резонаторов и коллектора, на которые подается положительный потенциал V_0 . Фокусирующая магнитная система (на рис. 3.1,а она не показана) предназначена для создания продольного постоянного магнитного поля, обеспечивающего фокусировку электронного потока при движении его вдоль ЦСР. Рассмотрим принцип работы ЛБВ на ЦСР, изображенной на рис. 3.1.

В периодической ЗС (типа ЦСР) поле представляет собой сумму бесконечного числа пространственных гармоник - волн, бегущих по ЗС в противоположных направлениях с различными фазовыми скоростями, но имеющими одну и ту же частоту ω . Пространственную гармонику, которая имеет наибольшую фазовую скорость, принято называть нулевой или основной гармоникой. Групповые скорости всех пространственных гармоник определенного типа колебаний ЗС на определенной частоте одинаковы. Свойства замедляющих систем описываются дисперсионными характеристиками. Если фазовая и групповая скорости пространственной гармоники положительны, то дисперсия положительна. При использовании в ЛБВ ЗС типа ЦСР электронный пучок взаимодействует с пространственной гармоникой, имеющей положительную дисперсию в полосе усиления ЛБВ, чаще - это первая положительная. На рис. 3.1,б приведено распределение продольного электрического поля E_z вдоль границы пролетного канала ЦСР. Период огибающей мгновенных значений напряженности электрического поля в зазорах ЦСР (на рис. 3.1,б - штриховая линия) равен периоду основной пространственной гармоники. Напряжение на каждом зазоре изменяется по гармоническому закону.

Под действием ускоряющего напряжения V_0 электроны, вылетающие из катода, приобретают скорость v_0 и попадают в зазор 1-го резонатора ЗС. Для взаимодействия с полем первой положительной пространственной гармоники



б



в

Рис. 3.1. Схема ЛБВ на ЦСР: d - длина зазора резонатора; ℓ - длина трубки дрейфа

замедленной электромагнитной волны (ЭМВ) и движущихся со скоростью v_0 электронов необходимо выполнение условия синхронизма: фазовая скорость ЭМВ пространственной гармоники v_ϕ должна быть примерно равна скорости электронов, $v_\phi \approx v_0$. В этом случае будет происходить группировка электронов в сгустки вблизи фазы поля π , рис. 3.1,в. На рис. 3.1,в изображен период напряженности поля на зазоре резонатора ЦСР. Часть электронов находится в ускоряющей фазе поля, их скорости увеличиваются и они смещаются к узлу поля с фазой π . Электроны, попадающие в тормозящую фазу поля, уменьшают свою скорость и они движутся также к узлу поля с фазой π . Таким образом, вблизи узла с фазой поля π (рис. 3.1,в) будет образовываться сгусток электронов.

После прохождения первого зазора электронный поток получает предварительную модуляцию электронов по скорости и далее электроны влетают в первую трубку дрейфа с измененными в первом зазоре скоростями. В трубке дрейфа на электроны СВЧ поле волны уже не действует и они движутся по инерции. Ускоренные электроны сближаются с замедленными, длина фазового сгустка уменьшается, группировка улучшается. Синхронно со сгустком по ЦСР вдоль координаты z движется и ЭМВ и ко второму зазору она прибывает одновременно со сгустком и в фазе, которая обеспечивает дальнейшую группировку электронного потока. После второго зазора скорости замедленных и ускоренных электронов еще больше изменяются, что приводит к еще большему уплотнению сгустков электронов. Как видим, модуляция электронов по скорости переходит в модуляцию по плотности.

Процесс взаимодействия ЭМВ и электронов в ЛБВ на ЦСР очень похож на процессы взаимодействия в клистроне: имеются участки взаимодействия – зазоры резонаторов, и участки свободные от внешних электромагнитных полей – трубки дрейфа. Таким образом, здесь тоже имеет место *дискретное взаимодействие* электронного потока с бегущей ЭМВ по ЦСР. Только в клистроне резонаторы никак не связаны и группировка обеспечивается настройкой возбужденных сгустками резонаторов на частоту, обеспечивающую нужную фазу колебаний. В ЛБВ на ЦСР все резонаторы связаны щелями связи и электронные сгустки (при правильном подборе параметров резонаторов, щелей связи и длин труб дрейфа) возбуждают в резонаторах ЗС замедленную ЭМВ в требуемой фазе, если будет выполняться условие синхронизма $v_\phi \approx v_0$. Одновременно с усилением группировки будет происходить и увеличение передачи энергии от электронного потока замедленной ЭМВ и к концу ЦСР амплитуда поля в резонаторах будет нарастать, произойдет усиление входного сигнала. Надо обратить внимание, что процессы модуляции и передачи энергии электронов ЭМВ происходят в каждом зазоре ЦСР. Это также отличает механизм взаимодействия ЛБВ от клистронного. К последнему резонатору ЦСР подключается согласующее устройство, позволяющее вывести мощность возбужденной в ЦСР ЭМВ в нагрузку (волновод, антенну и т.д.). После пролета последнего зазора электроны, отдавшие свою кинетическую энергию волне и

потерявшие значительную часть начальной скорости v_0 , осаждаются на коллекторе, где их кинетическая энергия рассеивается в виде тепла.

Как указывалось еще в работе [101], наиболее естественным описанием процесса взаимодействия электронов с полем бегущей волны в зазорах замедляющей системы (типа цепочка связанных резонаторов и др.) является прямое моделирование многокаскадного дискретного взаимодействия электронного потока с полем зазоров ЗС. Такую ЗС можно описывать как цепочку связанных многополюсников. При этом не возникает каких-либо особенностей при анализе и оптимизации процесса усиления в лампе бегущей волны О-типа на границе полосы пропускания ЗС и за ее пределами. Этот подход необходимо учитывать при построении математических моделей процессов взаимодействия и проведении оптимизации по КПД мощных ЛБВ на ЦСР.

Экспериментальные и теоретические исследования ЛБВ на ЦСР активно проводятся, в основном, теми же исследовательскими организациями, которые работают с клистродами. Особо следует выделить: США (лаборатория СВЧ-приборов и физической электроники университета штата Юта, USA Secretary of the Army, фирмы Hughes Aircraft, Raythen, Varian Ass. и др.), Франция (фирма Thomson CSF), Япония (фирма Nippon Electric Co. Ltd – NEC, Токе сибарура дэнки, Ниппон Дэнки К.К.), Великобритания (English Electric Valve), Германия (фирма Siemens AG), Россия (НИИ "Исток", "Титан", МГУ, Саратов – СГУ). Несмотря на то, что в настоящее время создано значительное количество программ расчета ЛБВ на ЦСР на основе представления о каскадном взаимодействии [101 – 119], проблема получения вариантов ЛБВ с большим расчетным КПД остается актуальной. Большинство ЛБВ на ЦСР выполнены на основе регулярных ЦСР и их электронный КПД не превышает 20 – 30%. Повышение КПД до 40 – 50% достигается за счет введения сложных систем рекуперации энергии отработанного электронного потока.

В работах [110 – 115] проведен анализ применимости схем с сосредоточенными параметрами для количественного описания свойств замедляющей системы. Предложен общий вид цепи, позволяющей с высокой степенью точности моделировать дисперсионные характеристики ЗС с заданным числом полос прозрачности [110]. Отмечается, что для широкополосных ЦСР (с полосой $> 50\%$) необходимо использовать скрещенные цепи на основе схем Фостера [110]. Для описания узкополосных ЦСР (с полосой 10 – 15%) может быть применена любая схема четырехполюсника без потерь. Обращается внимание на необходимость физической реализуемости параметров эквивалентной схемы [110] при синтезе ее параметров для конкретной конструкции ЗС. Однако в работе [110] не приведены экспериментальные и рассчитанные АЧХ конкретных ЛБВ с указанными дисперсионными характеристиками, в работах [109 – 112] нет описания конструкций конкретных ЦСР и параметров их эквивалентных схем, алгоритма расчета параметров этих эквивалентных схем. Это не позволяет провести сравнение АЧХ конкретных конструкций ЛБВ на ЦСР с результатами

моделирования по другим эквивалентным схемам. Приведенные КПД приборов в упомянутых статьях не превышают 30%.

Отсутствие ламп и программ расчета ЛБВ с большим КПД объясняется тем, что задача оптимизации в этом случае становится многопараметрической (число резонаторов в ЗС более 10, а параметров в 3 – 5 раз больше). Расчет одного варианта представляет собой сложную итерационную процедуру, вызванную необходимостью учета встречной волны. Поэтому оптимизация распределения характеристик резонаторов ЗС с использованием описанных в литературе методов выливается в непреодолимую для современных ЭВМ проблему.

Одной из задач данной работы является создание таких математических моделей ЛБВ на ЦСР, которые позволяют провести оптимизацию параметров ЛБВ на ЦСР и выявить предельно достижимые КПД в полосе частот 5 – 20%. Поэтому на основе анализа работ [101 – 113, 120] был сделан выбор эквивалентных схем среди наиболее часто использующихся при расчетах ЛБВ на ЦСР с полосой частот до 30%. Описанные ниже математические модели и алгоритмы [121 – 125] позволили провести оптимизацию нерегулярных ЛБВ на ЦСР и получить варианты приборов с КПД 60 – 75%.

3.1. Двумерная релятивистская многослойная модель многокаскадного взаимодействия электронного потока с ВЧ-полями зазоров в ЛБВ на ЦСР с учетом обратного движения электронов и динамического токооседания в статическом и динамическом режимах в приближении заданного поля

Описанная ниже двумерная релятивистская модель сформулирована в системе t, t_0 и позволяет рассчитать режим работы ЛБВ в приближении заданного поля, провести оптимизацию амплитуд и фаз напряжений на зазорах резонаторов, а также длин трубок дрейфа между резонаторами. Электродинамическая часть задачи в данном разделе не рассматривается, однако ее можно решить, используя метод эквивалентных схем и специальные алгоритмы синтеза электрических параметров эквивалентных схем ячеек ЗС, которые будут изложены ниже в других разделах данной главы.

3.1.1. Двумерная нелинейная релятивистская модель процесса многокаскадного взаимодействия

Нелинейные уравнения двумерной модели приведены в разделе 1.2 главы 1, где развита нелинейная релятивистская теория многорезонаторных клистронов. Как указывалось, релятивистские уравнения движения сформулированы в системе t, t_0 , и наиболее важная особенность этой модели состоит в следующем: учитывается обратное и колебательное движение электронов, токооседание, динамическое расслоение. Используемая в данном разделе модель отличается следующим:

1. Вместо уравнения возбуждения k -го резонатора вводится уравнение для n -й гармоники наведенного тока на k -м зазоре \dot{I}_{nk} , которое в двумерном случае имеет вид:

$$\frac{d\dot{I}_{nk}}{d\theta} = \frac{1}{y_a(d_k/a)} \frac{1}{NM} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N \exp(jn\theta) \left(\frac{dY_{ij}}{d\theta} \varepsilon_{rk}^o + \frac{dX_{ij}}{d\theta} \varepsilon_{zk}^o \right), \quad (3.1)$$

где $\theta = \omega t$; $Y_{ij} = \omega r_{ij} / v_0$; $X_{ij} = \omega z_{ij} / v_0$;

i – номер крупной частицы j -го слоя, $i=1,2,\dots,N$, $j=1,2,\dots,M$;

v_0 – начальная скорость электронов;

r_{ij} , z_{ij} – соответственно радиальная и продольная текущие координаты центров масс кольцевой ij -й крупной частицы;

$\varepsilon_{rk}^o(X_{ij}, Y_{ij})$, $\varepsilon_{zk}^o(X_{ij}, Y_{ij})$ – безразмерные функции распределения компонент электрического поля k -го зазора, которые задаются в виде таблиц (см. главу 1, раздел 1.6);

$y_a = \omega a / v_0$, a – радиус трубок дрейфа;

d_k – ширина (между торцами) k -го зазора;

n – номер гармоники рабочей частоты ω .

2. Фокусирующие магнитные поля: реверсные, периодические, однородные, неоднородные – задаются в виде таблиц.

3. При моделировании использовались крупные частицы кольцевой формы с продольной и радиальной деформацией.

4. Учитывалось "самодействие" частиц (см. главу 1, раздел 1.6), т.е. действие на центр масс частицы полного поля, создаваемого движущимися зарядами самой частицы (на необходимость учета электрической компоненты "самодействия" указано в [31]). В остальном форма записи уравнений движения, граничные условия и обозначения не отличаются от приведенных в разделе 1.2 главы 1.

3.1.2. Исследование влияния "самодействия" частицы на процессы группировки

Для выявления роли вновь учтенного фактора "самодействия" крупных частиц использовался заданный, т.е. не оптимизированный вариант 29-зазорного прибора с $V_0=17$ кВ, $I_0=1$ А, $y_a=1,07$, $d_k/a=1,38$, $Y_{0b}=\omega b / v_0=0,64$, b – начальный радиус пучка, $\bar{\ell}_i = \ell_i \omega / v_0=4,54$, ℓ_i – расстояние между центрами зазоров. Магнитное фокусирующее поле – однородное с $\psi = \Omega_0 / \omega=0,32$ ($\Omega_0 = (e/m_0)B_0$, e , m_0 – соответственно заряд и масса покоя электрона, B_0 – индукция продольного магнитного поля). Относительные напряжения на зазорах $\xi_k = \left| \dot{V}_k \right| / V_0$ и соответствующие значения фаз были заданы следующей

последовательностью:

$\xi_k = 0,0038 \ 0,0030 \ 0,0050 \ 0,0030 \ 0,0060 \ 0,0041 \ 0,0076 \ 0,0060 \ 0,0103$
 $0,009 \ 0,0140 \ 0,0145 \ 0,0120 \ 0,0034 \ 0,0070 \ 0,0069 \ 0,0173 \ 0,0125 \ 0,025 \ 0,018$
 $0,031 \ 0,025 \ 0,042 \ 0,039 \ 0,060 \ 0,058 \ 0,080 \ 0,072 \ 0,068;$

$\varphi_k = 5,8630 \ 0,819 \ 2,813 \ 4,058 \ 5,900 \ 0,937 \ 2,696 \ 4,179 \ 5,858 \ 1,200$
 $2,790 \ 4,468 \ 6,060 \ 1,264 \ 5,134 \ 5,647 \ 1,906 \ 3,165 \ 5,096 \ 0,256 \ 1,930 \ 3,392$
 $5,000 \ 0,240 \ 1,835 \ 3,436 \ 5,012 \ 0,360 \ 1,940.$

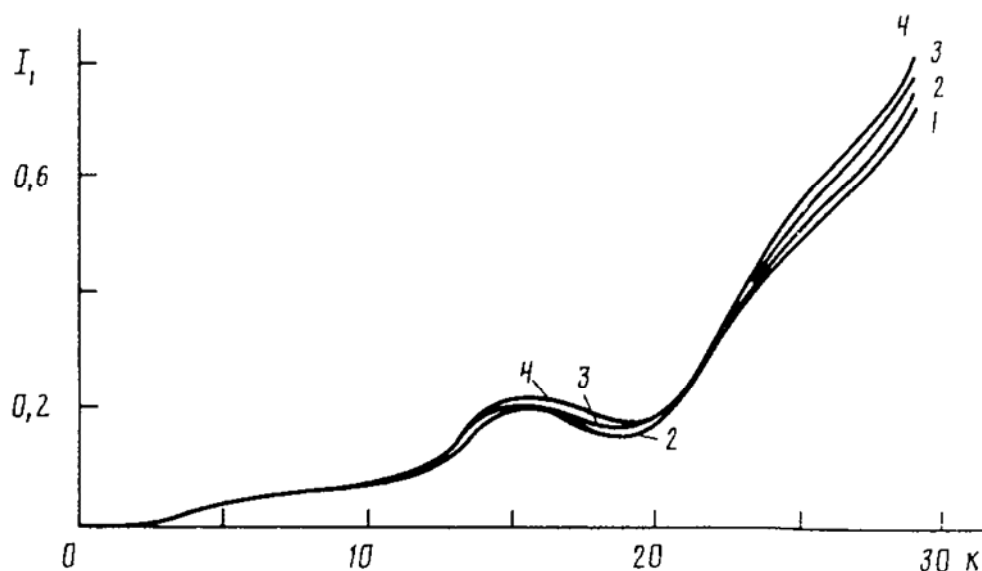


Рис. 3.2. Зависимости первой гармоники наведенного тока I_1 от номера зазора k при разном числе крупных частиц N на период, без учета "самодействия" частиц: 1 – $N=16$, $\eta_e = 0,13$; 2 – $N=24$, $\eta_e = 0,131$; 3 – $N=32$, $\eta_e = 0,132$; 4 – $N=48$, $\eta_e = 0,139$.

На рис. 3.2 представлены зависимости первой гармоники наведенного тока I_{1k} от номера зазора k при различном числе крупных частиц N на период. Расчет осуществлялся по двумерной однослойной модели, в которой не учитывается "самодействие" крупных частиц. Из рис. 3.2 следует, что до 24-го каскада различие в ходе кривых незначительно, затем они расходятся, причем оказывается, что I_{1k} нарастает тем быстрее, чем большее число крупных частиц N введено в рассмотрение.

Для выяснения причин этого явления обратимся к поведению максимального внешнего радиуса крупных частиц Y_{ijm} . Этот радиус по мере прохождения частицами каскадов непрерывно увеличивается, т.е. пучок расширяется. Такое расширение обусловлено действием радиальных электрических полей как ВЧ-полей зазоров, так и пространственного заряда. При этом чем больше расширяется пучок, тем выше эффективность модуляции и группировки (последнее – за счет увеличения поперечного сечения частицы и уменьшения продольных сил пространственного заряда, которые уменьшаются также за счет увеличения экранирующего действия приближающихся стенок

трубки дрейфа). Поэтому то число N в модели, которое приводит к большому увеличению Y_{ijm} , дает более быстрый рост I_{lk} . Действительно, для 24-го каскада имеем (начальное значение $Y_{ijm}=0,08$ для всех частиц): при $N=16$ $Y_{ijm}=0,117$, $N=24$ $Y_{ijm}=0,127$, при $N=32$ $Y_{ijm}=0,135$, при $N=48$ $Y_{ijm}=0,143$. Причина этого явления также достаточно ясна: поскольку "самодействие" крупной частицы не учитывается, ее радиальное поле исключается из общего поля пространственного заряда, и чем крупнее частица, тем больше дефект. Следовательно, при наименьшем N (наиболее крупная частица) расчет дает наибольшую погрешность в Y_{ijm} и, соответственно, I_{lk} занижается. При увеличении N дефект в расчете сил пространственного заряда снижается и, соответственно, Y_{ijm} и I_{lk} приближаются к действительным.

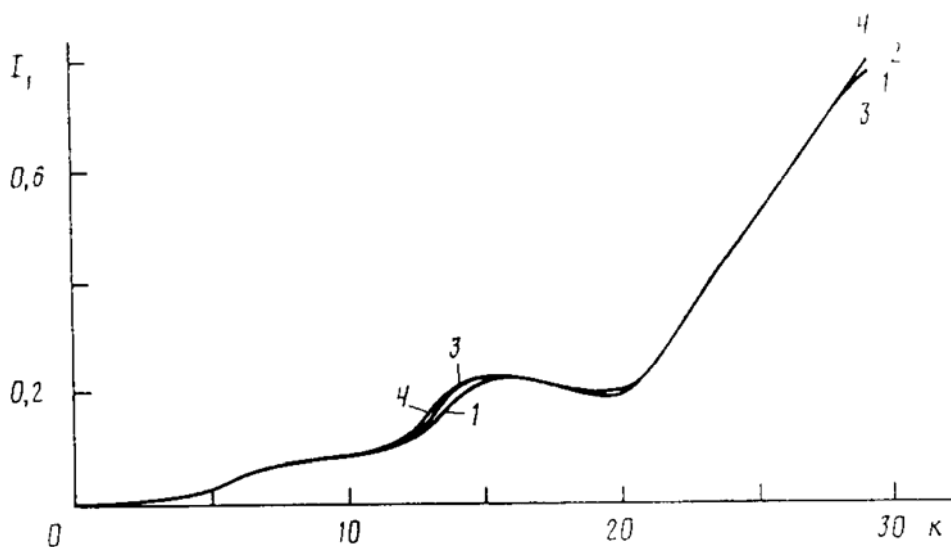


Рис 3.3. Зависимости первой гармоники наведенного тока I_1 от номера зазора k при различном числе крупных частиц N на период, с учетом "самодействия" частиц: 1 – $N=16$; $\eta_e = 0,13$; 2 – $N=24$; $\eta_e = 0,131$; 3 – $N=32$; $\eta_e = 0,132$; 4 – $N=48$, $\eta_e = 0,139$

На рис. 3.3 приведены данные расчета того же варианта прибора на основе двумерной однослойной модели, в которой учтено "самодействие" крупных частиц. Из рисунка следует, что все кривые практически точно совпадают, т.е. модель дает одинаковые результаты как при $N=48$, так и при $N=16$. Последнее имеет большое практическое значение, так как позволяет существенно понизить расходы машинного времени при использовании описанной модели за счет уменьшения N .

Данные о влиянии расслоения пучка в рассматриваемом варианте прибора, полученные на основе двумерных одно-, трех-, и пятислойной моделей, а также сравнение с результатами, даваемыми одномерной моделью, приведены на рис. 3.4. Влияние расслоения становится заметным в конечных каскадах: трехслойная модель при избранном Y_{0ij} дает достаточно хорошую точность. Одномерная модель ($Y_{ij}=Y_{0j}=const$) дает заниженные результаты по I_{lk}

(если считать точными результаты, полученные на основе двумерной пятислойной модели). Причина этого занижения понятна – при $Y_{ij}=const$ завышаются продольные силы пространственного заряда в конечных каскадах (где на самом деле пучок заметно расширяется). Во всяком случае

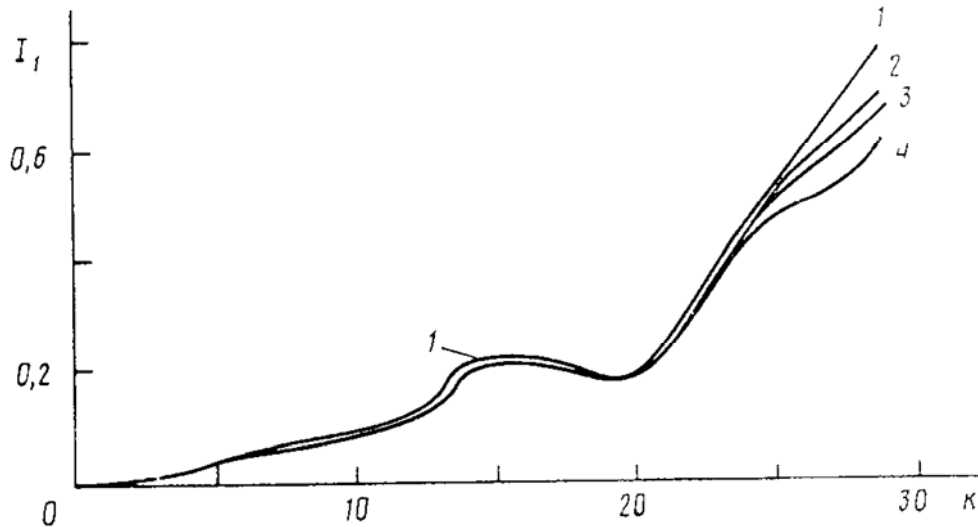


Рис. 3.4. Зависимости первой гармоники наведенного тока I_1 от номера зазора k при различном числе слоев ($N=16$ для каждого слоя): 1 – 1 слой, $\eta_e=0,139$; 2 – 3 слоя, $\eta_e=0,128$; 3 – 5 слоев, $\eta_e=0,126$; 4 – по одномерной модели, $\eta_e=0,11$

полученный результат интересен тем, что данные расчета по однослойной двумерной модели и одномерной модели дают "вилку" для истинного значения I_{1k} .

Исследовался процесс токооседания с использованием трех- и пятислойной моделей. Ниже приведены значения электронного КПД η_e , 1-ой гармоники наведенного тока I_1 , количества осевших электронов N_{os} , тока оседания I_{os} , интервала ΔZ , на котором осели электроны:

$\eta_e=0,128$ $I_1=0,71$ $N_{os}=2$ $I_{os}=0,0417$ $\Delta Z=[24,97\dots25,08]$ см;

$\eta_e=0,126$ $I_1=0,69$ $N_{os}=3$ $I_{os}=0,0375$ $\Delta Z=[24,85\dots24,92]$ см.

Середина 29-го зазора находится на $Z=24,62$ см. Таким образом, электроны оседают сразу после прохождения последнего зазора. Зная место оседания электронов, можно коррекцией магнитного поля уменьшить токооседание, что повысит надежность прибора. Ширина интервала, на котором осели электроны, составляет 0,1 – 0,2 см. Относительная ошибка в определении положения интервала оседания электронов по трехслойной модели по отношению к пятислойной составляет 0,008. Это свидетельствует о большой точности расчета пространственного заряда для трех и пяти слоев и указывает на возможность использования трехслойной двумерной модели для достаточно точного описания дискретного электронно-волнового взаимодействия в ЛБВ-О.

3.2. Математическое моделирование ЛБВ-О на нерегулярной, согласованной ЦСР и оптимизация методом синхронного электрона

Описанная выше двумерная нелинейная релятивистская модель наиболее адекватно описывает взаимодействие электронов с ВЧ-полями зазоров в ЦСР. Однако провести полную оптимизацию ЛБВ с ее использованием не представляется возможным, т.к. время решения задачи на современных ЭВМ все еще значительно. Необходимо также учитывать, что при увеличении числа резонаторов резко возрастает количество параметров и ограничений, обеспечивающих реализуемость оптимального варианта, что приводит к еще большему увеличению времени решения задачи оптимизации. Поэтому, в настоящем разделе использована одномерная (учитывающая только продольное движение электронов) нелинейная релятивистская модель, позволяющая решить задачу в несколько раз быстрее.

Для решения этой проблемы в [126] был предложен метод синхронного электрона, основанный на том, что напряжения и фазы на зазорах могут быть подобраны на основе наблюдения за определенным образом введенным “фиктивным” электроном, движущимся вместе со всеми. С помощью этого метода была показана возможность достижения КПД 80% за счет оптимального распределения амплитуд и фаз на зазорах. Однако задача синтеза реальных параметров ЦСР, при которых реализуются требуемые напряжения, оказывается довольно сложной и к тому же не всегда разрешимой.

Выход из этой ситуации видится в том, что в методе синхронного электрона амплитуда напряжений на зазорах должна находиться путем решения уравнения возбуждения с использованием эквивалентной схемы ЦСР. Выбор схемы определяют налагаемые условия реализуемости. Таким образом, оптимальное решение ищется в том или ином классе реализуемых решений.

Здесь предложена модификация метода синхронного электрона на основе согласованной в холодном режиме на заданной частоте эквивалентной схемы из последовательности четырехполюсников, между которыми подключаются активные элементы [101].

3.2.1. Математическая модель

Эквивалентная схема. Схема ЛБВ описана ранее и представлена на рис. 3.1,а. Для решения электродинамической задачи, аналогично работе [126], представим ЗС цепочкой пассивных четырехполюсников, между которыми подключаются активные элементы, соответствующие наведенным токам в зазорах. На рис. 3.1,а четырехполюсник выделен пунктиром.

Выберем эквивалентную схему цепочки четырехполюсников в виде, представленном на рис. 3.5. Отметим, что такая схема так же правомерна, как и предлагаемая авторами [105] схема из последовательности шестиполюсников, о чем свидетельствуют результаты сравнения с экспериментом [115]. На этой схеме собственно резонаторная колебательная подсистема представлена

эквивалентной комплексной проводимостью \dot{Y}_k . Ввиду того, что рассечение на четырехполюсники проходит точно посередине резонатора, значения \dot{Y}_k у смежных четырехполюсников должны быть одинаковыми (что отражено на схеме) и равными половине полной проводимости резонатора:

$$\dot{Y}_k = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r_k + j\omega L_k} + j\omega C_k \right], \quad (3.2)$$

где C_k, L_k, r_k – емкость, индуктивность и омическое сопротивление резонатора;

$$\rho_k = \sqrt{L_k / C_k} \text{ – волновое сопротивление;}$$

$$Q_k = \rho_k / r_k \text{ – добротность.}$$

Связь между резонаторами на схеме рис.3.5 описывается эквивалентным сопротивлением $\dot{Z}_{k,k-1}$:

$$\dot{Z}_{k-1,k} = \left[G_{k-1,k} + j(\omega C_{k-1,k} - \frac{1}{\omega L_{k-1,k}}) \right]^{-1}, \quad (3.3)$$

где $C_{k-1,k}, L_{k-1,k}, G_{k-1,k}$ – емкость, индуктивность и проводимость щели связи.

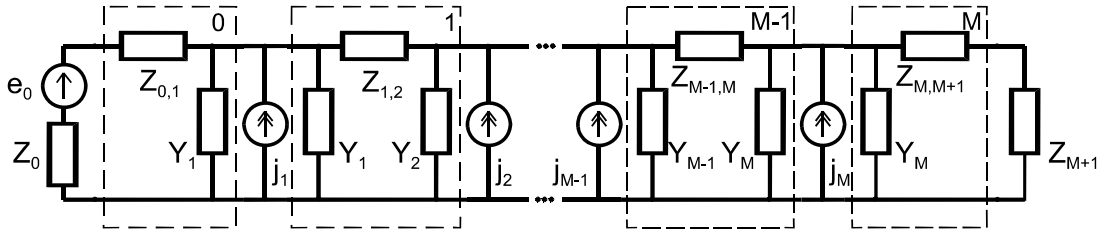


Рис. 3.5. Схема цепочки эквивалентных четырехполюсников

В принципе, для представления $\dot{Y}_k, \dot{Z}_{k-1,k}$ могут быть выбраны и другие схемы, адекватно отражающие электродинамические свойства ЦСР в полосе частот.

Для расчетов представим связь между напряжениями и токами на входе и выходе пассивного четырехполюсника через цепочечную матрицу [127]:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{k+1} &= [ch\dot{g}_k \cdot \dot{U}_k - sh\dot{g}_k \dot{Z}_k^1 \cdot \dot{I}_k] \sqrt{\dot{Z}_k^2 / \dot{Z}_k^1}; \\ \dot{I}_{k+1} &= [-sh\dot{g}_k \dot{U}_k / \dot{Z}_k^1 + ch\dot{g}_k \cdot \dot{I}_k] \sqrt{\dot{Z}_k^1 / \dot{Z}_k^2}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Здесь \dot{Z}_k^1, \dot{Z}_k^2 – характеристические сопротивления,

$\dot{g}_k = a_k + jb_k$ – мера передачи четырехполюсника,

$a_k b_k$ – собственное затухание и коэффициент фазы четырехполюсника, $k=0,1,\dots,M$.

Уравнения возбуждения согласованной ЦСР. Будем находить оптимальное решение задачи в классе согласованных на заданной частоте в холодном режиме ЦСР, т.е. при выполнении условия

$$\dot{Z}_{k-1}^2 = \dot{Z}_k^1 = \dot{Z}_k; \quad \dot{Z}_0 = \dot{Z}_0^1; \quad \dot{Z}_{M+1} = \dot{Z}_M^2. \quad (3.5)$$

В этом случае при заданных наведенных комплексных токах на зазорах j_k и ЭДС сигнала \dot{e}_0 комплексные напряжения на зазорах \dot{U}_k определяются по довольно простым формулам [115].

Введем следующие безразмерные параметры:

$$i_k = j_k / I_0^s, \quad \dot{A}_0 = \dot{e}_0 / 2V_0; \quad \dot{z}_k = \dot{Z}_k I_0^s / 2V_0; \quad \dot{E}_k = \dot{U}_k / V_0 \quad (3.6)$$

Здесь V_0 – напряжение электронного пучка на входе, $I_0^s = I_0 \cdot n_l$ – полный ток, n_l – количество лучей ЭП, I_0 – ток одного луча [126]. Тогда относительные напряжения на зазорах \dot{E}_k выражаются через $i_k, \dot{A}_0, \dot{z}_k$ следующим образом:

$$\dot{E}_k^+ = \dot{A}_0 \cdot \sqrt{\dot{z}_k / \dot{z}_0} e^{-\sum_{i=0}^{k-1} \dot{g}_i} + \sqrt{\dot{z}_k} \cdot \left(\sum_{m=1}^{k-1} \sqrt{\dot{z}_m} \cdot i_m \cdot e^{-\sum_{i=m}^{k-1} \dot{g}_i} \right) + \dot{z}_k i_k; \quad (3.7)$$

$$\dot{E}_k^- = \sqrt{\dot{z}_k} \cdot \left(\sum_{m=k+1}^M \sqrt{\dot{z}_m} \cdot i_m \cdot e^{-\sum_{i=k}^{m-1} \dot{g}_i} \right); \quad \dot{E}_k = \dot{E}_k^+ + \dot{E}_k^-. \quad (3.8)$$

Здесь \dot{E}_k^+ – распределение напряжений, созданное токами наведенными на зазорах, находящимися слева от k -го, и описывает распространение СВЧ энергии от входа к выходу (попутная волна). \dot{E}_k^- – распределение напряжений, созданное токами, наведенными на зазорах, находящимися справа от k -го, и описывает распространение СВЧ энергии от выхода к входу (встречная волна).

Для расчета \dot{E}_k^+, \dot{E}_k^- удобно использовать следующие рекуррентные формулы:

$$\begin{aligned} \dot{E}_0^+ &= \dot{A}_0; \quad \dot{E}_k^+ = \dot{E}_{k-1}^+ \cdot \sqrt{\dot{z}_k / \dot{z}_{k-1}} \cdot e^{-\dot{g}_{k-1}} + \dot{z}_k i_k; \quad k=1, \dots, M; \\ \dot{E}_M^- &= 0; \quad \dot{E}_k^- = (\sqrt{\dot{z}_k / \dot{z}_{k+1}} \cdot \dot{E}_{k+1}^- + \sqrt{\dot{z}_k} \cdot \dot{z}_{k+1} \cdot i_{k+1}) e^{-\dot{g}_k}; \quad k=M-1, \dots, 0. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Уравнения электроники достаточно подробно описаны в разделе 4.1.2 главы 4. Принимая те же обозначения, отметим что $\dot{\xi}_k = \dot{E}_k$.

Безразмерные наведенные токи i_k рассчитываются через комплексный волновой КПД по формуле

$$i_k = (\dot{\eta}_k / \dot{E}_k)^* \quad (3.10)$$

Алгоритм подбора параметров ЦСР по методу синхронного электрона (МСЭ).

В соответствии с методом синхронного электрона [126] параметры ЦСР будем находить из условия изофазности попутной волны \dot{E}_k^+ и введенного модельного электрона при входе в каждый зазор. Фаза ВЧ-поля, возбужденного попутной волной, в первом резонаторе определяется из (3.9):

$$\dot{E}_1^+ = \dot{A}_0 \cdot \sqrt{\dot{z}_1 / \dot{z}_0} \cdot e^{-\dot{g}_0} + \dot{z}_1 \cdot \dot{i}_1; \mathcal{G}_1^+ = \arg \dot{E}_1^+. \quad (3.11)$$

Ввиду того, что на вход этого резонатора поступает невозмущенный электронный поток, мы можем подобрать \mathcal{G}_1^+ по нашему усмотрению. Выберем $\mathcal{G}_1^+ = 0$. Тогда электроны, влетая при $T=0$ в первый резонатор, попадают в поле $E_1^+ \cos u_i$; $E_1^+ = |\dot{E}_1^+|$, $u_i = \omega t_i - \theta_0 T$ – фаза электронов.

По формулам входного четырехполюсника (см. рис.3.5) можно получить соотношения, представляющие граничные условия на входе:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_0 &= ch \dot{g}_0 \cdot sh \dot{g}_0 / \dot{Y}_1; & \dot{Z}_1 &= \dot{Z}_0 / ch^2 \dot{g}_0; \\ \dot{Z}_{0,1} &= \dot{Z}_0 \cdot th \dot{g}_0; & \dot{A}_0 &= (E_1^+ - \dot{z}_1 \dot{i}_1) ch \dot{g}_0 e^{\dot{g}_0}. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Анализ показывает, что для начала расчетов необходимо задать три параметра из семи, представленных в (3.12). Выберем в качестве начальных $E_1^+ = U_1^+ / V_0$ – действительную относительную амплитуду ВЧ-поля, создаваемую попутной волной на первом зазоре, \dot{Y}_1 – проводимость входного резонатора, начальное значение которой может быть оценено по формуле (3.2), мера передачи входного четырехполюсника $\dot{g}_0 = a_0 + jb_0$, в котором собственное затухание a_0 и коэффициент фазы b_0 могут быть определены из эксперимента.

При задании таких же, как в [126] начальных фаз крупных частиц для $\mathcal{G}_1^+ = 0$ центр группирования соответствует $u = \pi/2$. Через $u_s(T)$ обозначим фазу модельного электрона. Вначале, при $T=0$, поместим модельный электрон вблизи узла в тормозящей фазе $u_s(0) = \pi/2 - \delta_0$ и потребуем, чтобы при входе в каждый следующий зазор этот электрон попадал в поле (3.9) с фазой

$$\omega t_s + \mathcal{G}_k = u_s + \theta_0 T_{0k} + \mathcal{G}_k^+ = \pi/2 - \delta_0 - \delta_1 T_{0k}^{\delta_2}. \quad (3.13)$$

В этом случае уравнения движения синхронного электрона, определяющие $u_s(T_k)$, совпадают с описанными в [126]. Решая эти уравнения, находим $u_s(T_{0k})$ перед входом в k -й резонатор. С другой стороны, напряжение \dot{E}_k^+ , которое в соответствии с (3.9) подается на этот резонатор, определяется по рекуррентной формуле (3.8), в которой известны \dot{E}_{k-1}^+ , \dot{z}_{k-1} . Кроме того, из

формул для П-образного четырехполюсника (см. рис. 3.5) легко получить соотношения:

$$\begin{aligned}\dot{Z}_k &= \dot{Z}_{k-1} / (\dot{Z}_{k-1} sh \dot{g}_{k-1} \dot{Y}_{k-1} - ch \dot{g}_{k-1})^2; \\ \dot{Z}_{k-1,k} &= \sqrt{\dot{Z}_{k-1} \dot{Z}_k} \cdot sh \dot{g}_{k-1}; \\ \dot{Y}_k &= (\sqrt{\dot{Z}_{k-1} / \dot{Z}_k} \cdot ch \dot{g}_{k-1} - 1) / \dot{Z}_{k-1,k},\end{aligned}\quad (3.14)$$

из которых видно, что фаза $\mathcal{G}_k^+ = \arg \dot{E}_k^+$, которая входит в соотношение (3.13), полностью определяется значением \dot{g}_{k-1} , а также неизвестным наведенным током i_k . Ввиду того, что \mathcal{G}_k^+ вычисляется через арктангенс в пределах $[0, 2\pi]$, а $\omega t_s(T)$ монотонно возрастает, \dot{g}_{k-1} следует находить из уравнения

$$\cos(u_s(T_{0k}) + \theta_0 T_{0k} + \mathcal{G}_k^+) - \cos(\pi/2 - \delta_0 - \delta_1 T_{0k}^{\delta_2}) = 0,$$

которое после преобразования и исключения побочных корней можно привести к виду:

$$\sin[0.5(u_s^0(T_{0k}) - \theta_0 T_{0k} + \mathcal{G}_k^+(\dot{g}_{k-1}, i_k) + \delta_1 T_{0k}^{\delta_2})] = 0. \quad (3.15)$$

Для решения (3.15) использовался следующий итерационный алгоритм.

Зададим $i_{k0} = 0$. Находим \dot{g}_{k-1} , решая уравнение (3.15). Затем решаем уравнения движения частиц через k -й зазор с полученным по формуле (3.8) полем $\dot{E}_{k,0}^+$ и находим наведенный ток i_{k1} . После чего повторяем процедуру решения (3.15), подставляя найденный i_{k1} в (3.8). Итерации повторяем до установления наведенного тока.

Таким образом, продвигаясь от резонатора к резонатору вместе с попутной волной, находим все параметры ЦСР на схеме рис. 3.5 вплоть до \dot{Y}_M, \dot{Z}_M .

Опыт расчетов показал, что для решения уравнения (3.15) хорошо зарекомендовал себя, хотя и медленный, но более надежный метод деления отрезка пополам.

Из формул выходного Г-образного четырехполюсника (см. рис. 3.5) получим соотношения, представляющие граничные условия на конце ЛБВ:

$$th \dot{g}_M = \dot{Y}_M \dot{Z}_M; \quad \dot{Z}_{M+1} = \dot{Z}_M ch^2 \dot{g}_M; \quad \dot{Z}_{M,M+1} = \sqrt{\dot{Z}_M \dot{Z}_{M+1}} sh \dot{g}_M. \quad (3.16)$$

По этим формулам находим сопротивление согласованной нагрузки \dot{Z}_{M+1} и соответствующее сопротивление связи $\dot{Z}_{M,M+1}$.

Выходная активная мощность рассчитывается через активную составляющую суммарного волнового КПД на М – зазорах

$$\eta_{\Sigma M} = \sum_{k=1}^M \eta_{ka}; P_{\% \text{дн}} = P_{\% \text{о}} + P_0 \eta_{\Sigma}. \quad (3.17)$$

Здесь $P_0 = V_0 \dot{I}_0^s$ – мощность ЭП.

Оптимизация по $\max \eta_{\Sigma}$ при фиксированных значениях $V_0, \dot{I}_0^s, n_I, L, L_k, L_{k-1,k}$ и использовании МСЭ сводится к оптимальному выбору значений $E_1^+, \dot{g}_0, \dot{Y}_1$, а также трех параметров $\delta_0, \delta_1, \delta_2$.

3.2.2. Итерационный алгоритм расчета параметров ЛБВ с учетом встречной волны

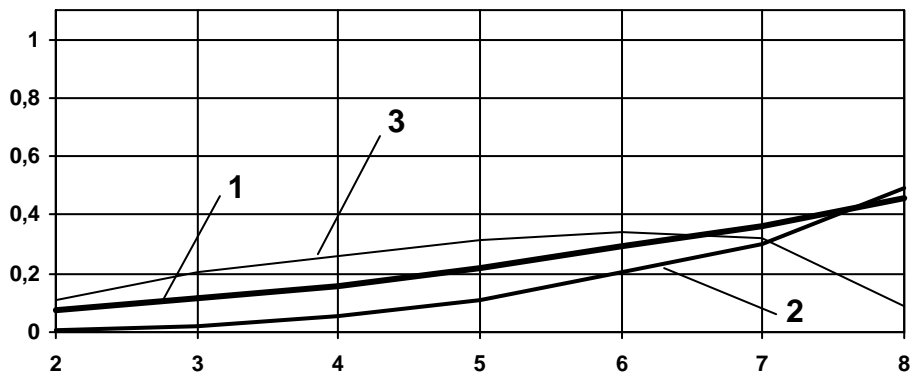
Обозначим s – номер итерации.

1. Вначале ($s=0$), встречная волна игнорируется, $\dot{E}_{ks}^- = 0$.
 2. Рассчитываем оптимальные параметры $E_1^+, \dot{g}_0, \dot{Y}_1$, при которых по МСЭ достигается максимальный КПД. При этом будут найдены все $\dot{Z}_k, \dot{i}_k, \dot{Y}_k, \dot{Z}_{k-1,k}, \dot{E}_{ks}^+$. Будем считать это начальным приближением.
 3. По формулам (3.8) для найденных \dot{z}_k, \dot{i}_k рассчитываем распределение встречной волны \dot{E}_{ks+1}^- .
 4. По формуле релаксации пересчитываем распределение встречной волны $\dot{E}_{ks+1}^- = \omega_r \dot{E}_{ks+1}^- + (1 - \omega_r) \dot{E}_{ks}^-$, ω_r – параметр релаксации.
 5. Повторяем с п. 2, но теперь при расчете A_k в формуле (3.9) будем учитывать амплитуду встречной волны; $\dot{E}_k = \dot{E}_{ks+1}^+ + \dot{E}_{ks+1}^-$.
- Итерации повторяются до установления \dot{E}_k .

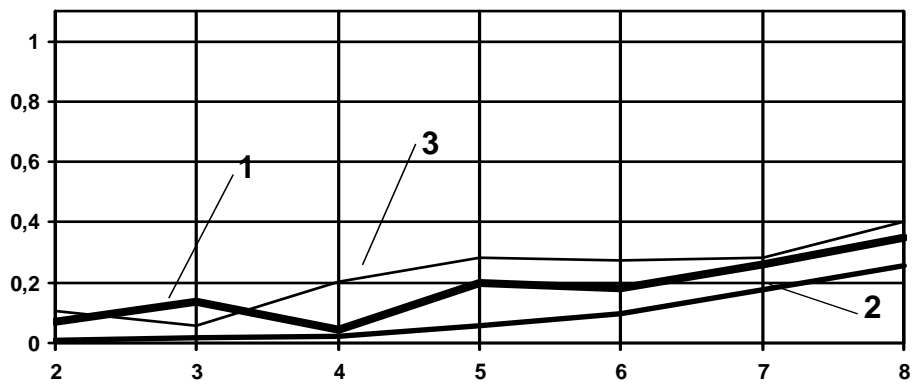
3.2.3. Исследование влияния встречной волны на процессы взаимодействия в ЛБВ в одночастотном режиме

Описанная выше математическая модель процессов взаимодействия в ЛБВ на ЦСР использовалась для расчетов регулярных и нерегулярных ЛБВ. Приведенные ниже варианты рассчитаны для ускоряющего напряжения 5кВ ($v_0/c=0,14$), радиус пролетного канала $R_0=0,15$ см, радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, число резонаторов M равно 8, длины зазоров одинаковы и равны $L_k=0,1$ см, частота входного сигнала – 3 ГГц. Ток ЭП и количество лучей задавались для каждого варианта отдельно.

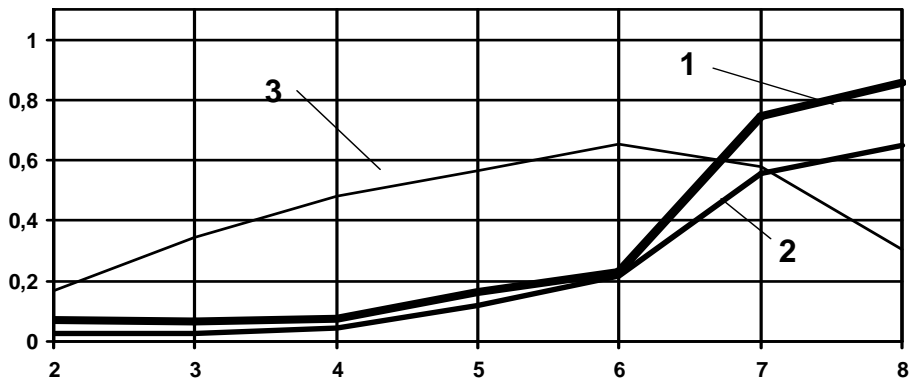
На рис. 3.6 приведены для различных вариантов зависимости, характеризующие изменение вдоль ЛБВ относительного напряжения $E_k=|U_m|/U_0$ на зазорах резонаторов (кривая 1), волнового КПД $\eta_{\Sigma k}$ (кривая 2) и функции группировки G_r (кривая 3).



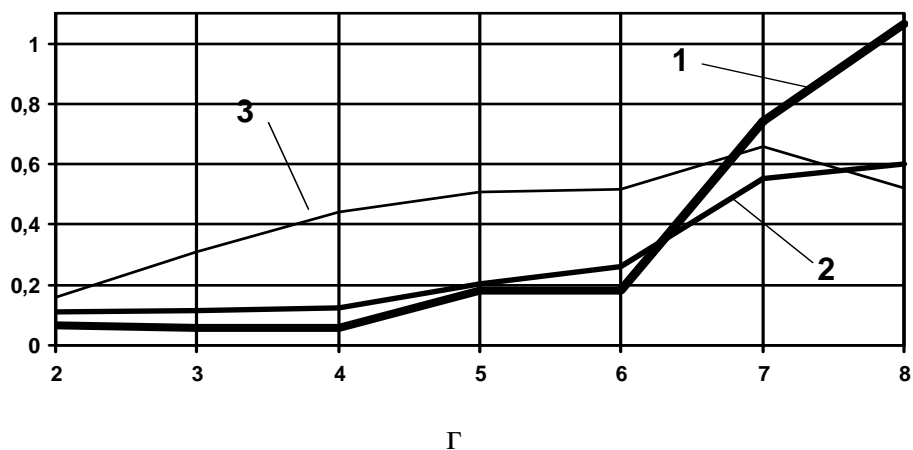
a



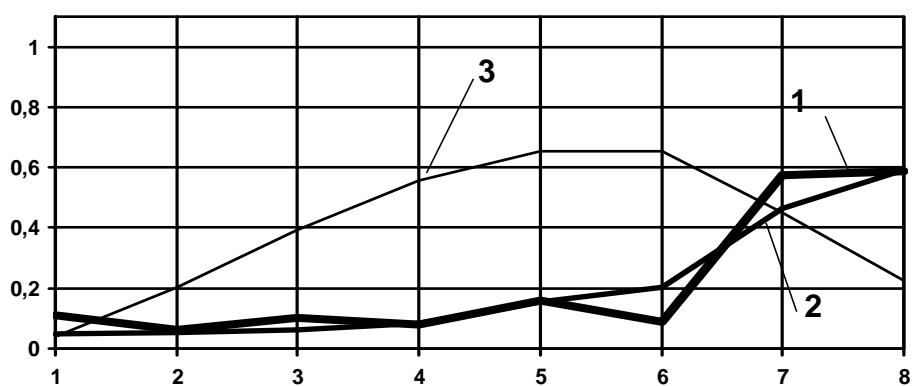
б



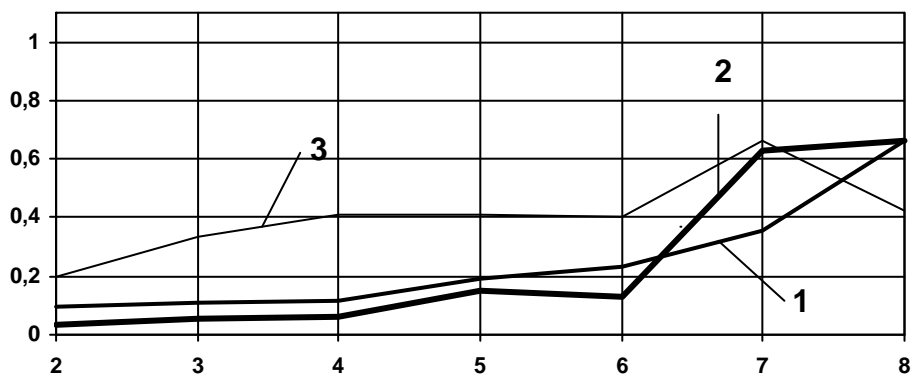
B



Г



Д



е

Рис. 3.6. Зависимости: 1 – относительного напряжения, 2– волнового КПД, 3– функции группировки от номера каскада

Вначале для сравнения был рассчитан вариант (рис. 3.6,а) регулярной ЛБВ на цепочке идентичных резонаторов с волновым сопротивлением каждого $\rho_k=56$ Ом и добротностью $Q_k=5000$ (т.е. потери в резонаторах практически равны нулю). Характеристическое сопротивление эквивалентных четырехполюсников $Z_k=800$ Ом. Полный ток ЭП $I_0^s=1,5$ А, количество лучей $n_l=7$. Оптимизация входного сигнала и фазы четырехполюсника позволяет получить волновой КПД $\eta_\Sigma=0,49$ на попутной волне. При этом мощность входного сигнала $P=58$ Вт, коэффициент усиления по мощности $K_p=18$ дБ. Из рис. 3.6,а видно, что относительные напряжения на зазорах плавно возрастают. После шестого резонатора функция группировки G_r убывает почти до нуля в последнем каскаде, что вызвано и разгруппировкой сгустка при отборе энергии. Тем не менее, КПД $\eta_{\Sigma k}$ монотонно возрастает, что свидетельствует о правильной настройке резонаторов в режиме одновременного группирования и отбора энергии. Характеристики процесса взаимодействия с учетом встречной волны для этого же варианта ЛБВ иллюстрирует рис. 3.6,б. Мощность входного сигнала 58 Вт, коэффициент усиления $K_p=15$ дБ. Волновой КПД составил $\eta_{\Sigma k}=0,251$. Как видно из рис. 3.6,б, влияние встречной волны вызывает уменьшение функции группировки в первых четырех каскадах (сравни с рис. 3.6,а). Это вызвано тем, что встречная волна изменяет фазы напряжений на зазорах резонаторов и они не поддерживают оптимальный режим группирования и отбора. В результате, взаимодействие волны и пучка в зазорах ослаблено, что и приводит к невысоким КПД. Надо отметить, что здесь рабочая точка $P_{вх}=58$ Вт на амплитудной характеристике задавалась вдали от насыщения. При $P_{вх}=90$ Вт лампа входила в насыщение, КПД составил $\eta_\Sigma=0,34$; при $P_{вх}=130$ Вт $\eta_\Sigma=0,306$. Как видно, ЛБВ с регулярной ЦСР с учетом встречной волны обеспечивает КПД порядка 0,3, что подтверждают многочисленные экспериментальные данные [102,105,115].

Для повышения эффективности взаимодействия волны и электронного пучка проведена оптимизация ЛБВ с нерегулярной замедляющей системой и однолучевым ЭП ($N_l=1$) с током $I_0=0,2$ А. Входное сопротивление $Z_0=800$ Ом. Получен КПД на попутной волне $\eta_\Sigma=0,65$; $P_{вх}=68,2$ Вт, коэффициент усиления $K_p=9,9$ дБ. Характеристики этого варианта приведены на рис. 3.6,в. Из рис. 3.6,в видно, что группировку электронов эффективно обеспечивают первые шесть каскадов, о чем свидетельствует увеличение функции группировки до значений порядка 0,65. Для сравнения – в регулярной ЛБВ G_r не превышало 0,35 – 0,4 (см. рис. 3.6,а, б). Основной отбор энергии происходит в двух последних каскадах. С учетом встречной волны (см. рис. 3.6,г) рост КПД с увеличением k происходит более плавно. Функция группировки увеличивается к шестому каскаду, затем, при отборе энергии от сгустка, уменьшается, что приводит к замедлению энергообмена электронного потока с бегущей электромагнитной волной. Распределенный отбор энергии отличает режим ЛБВ на ЦСР от чисто клистронного взаимодействия, где отбор энергии происходит в последнем резонаторе. С учетом встречной волны расчетный

волновой КПД $\eta_{\Sigma} = 0,60$ при $P_{\text{вх}} = 96$ Вт, $K_p = 8$ дБ. Следует отметить, что влияние встречной волны приводит не только к изменению фазы, но и уменьшает напряжения на зазорах резонаторов. В результате эффективность взаимодействия электронного луча и волны падает: $\eta_{\Sigma} = 0,39$ при $P_{\text{вх}} = 68,2$ Вт. Поэтому для увеличения эффективности взаимодействия был увеличен уровень входного сигнала до 96 Вт, что привело к увеличению КПД до уровня 0,60.

Процесс установления амплитуд на зазорах с учетом встречной волны по методике, описанной выше, занимает 15 – 20 итераций, при условии, что сдвиг фазы волны на ячейку соответствует примерно середине полосы пропускания ЦСР. При отклонении этого сдвига в ту или иную сторону число итераций может изменяться и влияние обратной волны на напряжения на зазорах может быть другим – они могут увеличиваться.

Проведена оптимизация мощной ЛБВ с нерегулярной замедляющей системой с суммарным током электронных лучей $I_0 = 1,5$ А, число лучей $n_l = 7$. Без учета встречной волны получен волновой КПД $\eta_{\Sigma} = 0,543$, мощность входного сигнала $P_{\text{вх}} = 184$ Вт, коэффициент усиления $K_p = 13,5$ дБ. Входное сопротивление четырехполюсника $Z_0 = 400$ Ом. Характеристические сопротивления Z_k^1 четырехполюсников следующие: 400, 532, 349, 315, 278, 504, 537, 2159, 2842 Ом. На рис. 3.6,д приведены характеристики этого варианта. Группировку электронов обеспечивают первые шесть каскадов – функция группировки растет до значений 0,6. С учетом встречной волны, (рис. 3.6,е) меняется характер взаимодействия. Большой вклад в группировку вносит шестой каскад – после него функция группировки растет от 0,5 до 0,73. Это приводит к более плавному изменению КПД, чем в случае расчета только с попутной волной. С учетом встречной волны, (рис. 3.6,е), этот вариант обеспечивает волновой КПД $\eta_{\Sigma} = 0,664$, при $P_{\text{вх}} = 634$ Вт, коэффициент усиления $K_p = 9$ дБ. В этом варианте встречная волна также значительно уменьшает напряжения на зазорах резонаторов, что вызвало необходимость значительного повышения уровня входного сигнала до 634 Вт. Шестой каскад обеспечивает дополнительную группировку: G_r возрастает от 0,5 до 0,73 перед седьмым каскадом. Торможение достаточно компактного сгустка в седьмом и восьмом каскадах позволяет достичь достаточно высокого КПД. Такую ЛБВ можно использовать в качестве выходной секции в каскадных усилителях.

3.3. Математическое моделирование нерегулярной ЛБВ на ЦСР в полосе частот и оптимизация параметров

Для расчета характеристик в полосе частот приведенная выше схема определения параметров согласованной замедляющей системы требует соответствующего обобщения.

Ниже сформулирована математическая модель для анализа характеристик ЛБВ на ЦСР в полосе частот. Оптимизация и синтез параметров при этом осуществляются на опорной частоте с использованием модели согласованных четырехполюсников (п. 3.2). Для оптимизации, наряду с методом синхронного

электрона (п. 3.2), здесь используется метод аппроксимации закона изменения характеристических сопротивлений четырехполюсников ЦСР.

3.3.1. Математическая модель ЛБВ на ЦСР и порядок ее расчета в полосе частот

Примем за основу схему ЦСР, приведенную на рис. 3.7, где даны все обозначения элементов ЦСР.

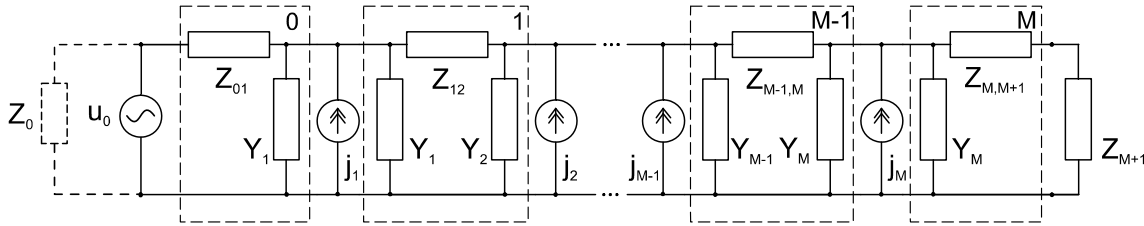


Рис. 3.7. Эквивалентная схема ЦСР

Ввиду того, что с изменением частоты сигнала согласование ЦСР нарушается, будем использовать общие уравнения связи между напряжениями и токами U_k, I_k на входе и выходе пассивного четырехполюсника при передаче энергии слева направо и справа налево [127]:

$$\begin{cases} \dot{U}_{k+1} = \dot{U}_k (\dot{A}_{22}^k - \dot{A}_{12}^k / \dot{Z}_{\text{ex}1}^k) \\ \dot{I}_{k+1} = \dot{I}_k (-\dot{A}_{21}^k \cdot \dot{Z}_{\text{ex}1}^k + \dot{A}_{11}^k) \end{cases} \quad \begin{cases} \dot{U}_k = \dot{U}_{k+1} (\dot{A}_{11}^k - \dot{A}_{12}^k / \dot{Z}_{\text{ex}2}^k) \\ \dot{I}_k = \dot{I}_{k+1} (-\dot{A}_{21}^k \cdot \dot{Z}_{\text{ex}2}^k + \dot{A}_{22}^k). \end{cases} \quad (3.18)$$

Здесь входные слева и справа сопротивления k -го четырехполюсника $\dot{Z}_{\text{ex}1}^k$ и $\dot{Z}_{\text{ex}2}^k$ рассчитываются по рекуррентным формулам:

$$\dot{Z}_{\text{ex}1}^k = (\dot{A}_{11}^k \dot{Z}_{\text{ex}1}^{k+1} + \dot{A}_{12}^k) / (\dot{A}_{21}^k \dot{Z}_{\text{ex}1}^{k+1} + \dot{A}_{22}^k), k = M, M-1, \dots, 1 \quad (3.19)$$

$$\dot{Z}_{\text{ex}2}^k = (\dot{A}_{11}^k \dot{Z}_{\text{ex}1}^{k-1} + \dot{A}_{12}^k) / (\dot{A}_{21}^k \dot{Z}_{\text{ex}2}^{k-1} + \dot{A}_{11}^k), k = 1, \dots, M$$

где $\dot{Z}_{\text{ex}1}^k$ – входное сопротивление.

Для начала расчета по формулам (3.19) требуется задать сопротивление нагрузки $\dot{Z}_{\text{ex}1}^{M+1} = \dot{Z}_{M+1}$ и входное сопротивление. $\dot{Z}_{\text{ex}2}^0 = \dot{Z}_0$. Заметим, что при условии согласования и $\dot{Z}_{\text{ex}1}^k = \dot{Z}_{\text{ex}2}^{k-1} = \dot{Z}_k$ (см. [123], \dot{Z}_k – характеристическое сопротивление k -го четырехполюсника).

Коэффициенты матрицы A^k четырехполюсников в схеме рис. 3.7 рассчитывались согласно [127] по следующим формулам:

для входного четырехполюсника:

$$\begin{aligned} \dot{A}_{11}^0 &= 1 + \dot{Z}_{01} \dot{Y}_1; & \dot{A}_{12}^0 &= \dot{Z}_{01}; \\ \dot{A}_{21}^0 &= \dot{Y}_1; & \dot{A}_{22}^0 &= 1; \end{aligned} \quad (3.20)$$

для промежуточных четырехполюсников ($k=1 \dots M-1$):

$$\begin{aligned} \dot{A}_{11}^k &= 1 + \dot{Z}_{k,k+1} \dot{Y}_{k+1}; & \dot{A}_{12}^k &= \dot{Z}_{k,k+1}; \\ \dot{A}_{21}^k &= \dot{Y}_{k+1} + \dot{Z}_{k,k+1} \dot{Y}_k \cdot \dot{Y}_{k+1}; & \dot{A}_{22}^k &= 1 + \dot{Z}_{k,k+1} \dot{Y}_k; \end{aligned} \quad (3.21)$$

для выходного четырехполюсника ($k=M$):

$$\begin{aligned} \dot{A}_{11}^M &= 1; & \dot{A}_{12}^M &= \dot{Z}_{M,M+1}; \\ \dot{A}_{21}^M &= \dot{Y}_M; & \dot{A}_{22}^M &= 1 + \dot{Z}_{M,M+1} \cdot \dot{Y}_M. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Запишем выражение для проводимости \dot{Y}_k резонансного контура в виде явной зависимости от относительной частоты $W = \omega / \omega_0$, (ω – рабочая частота, ω_0 – опорная частота, на которой ЦСР согласована):

$$\dot{Y}_k(W) = Y_{kre} + jY_{kim} = \frac{\xi_k}{2\rho_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2)} + j \frac{W\nu_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2 - 1)}{2\rho_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2)}, \quad (3.23)$$

где $\nu_k = \omega_0 / \omega_k$; $\omega_k = 1 / \sqrt{L_k C_k}$ – резонансная частота;
 $\rho_k = \sqrt{L_k / C_k}$; – характеристическое сопротивление;
 $\xi_k = 1 / Q_k$; $Q_k = \rho_k / r_k$ – добротность.

Аналогично, предполагая, что контур связи не имеет потерь, запишем выражение зависимости $Z_{k,k+1}$ от W в виде:

$$\dot{Z}_{k,k+1} = jZ_{k,k+1} = j \frac{W\rho_{k,k+1}\nu_{k,k+1}}{1 - W^2\nu_{k,k+1}^2}. \quad (3.24)$$

Здесь

$$\rho_{k,k+1} = \sqrt{L_{k,k+1} / C_{k,k+1}}; \quad \nu_{k,k+1} = \omega_0 / \omega_{k,k+1}; \quad \omega_{k,k+1} = 1 / \sqrt{L_{k,k+1} C_{k,k+1}}.$$

Выражения (3.20) – (3.24) позволяют рассчитать цепочечные матрицы A^k для заданной относительной частоты W , если известны значения $\nu_k, \xi_k, \rho_k, \nu_{k,k+1}, \rho_{k,k+1}$ на опорной частоте ω_0 .

Синтез параметров ЦСР осуществляется в следующем порядке.

Вначале находим параметры ЦСР $\dot{Y}_k^0, \dot{Z}_{k,k+1}^0$ на опорной частоте т.е. при $W=1$ по методике, описанной в (гл. 3, раздел 3.2). Используя (3.23), на опорной частоте получаем два уравнения относительно трех неизвестных ξ_k, ρ_k, v_k :

$$\frac{\xi_k}{2\rho_k(v_k^2 + \xi_k^2)} = Y_{kre}^0 \cdot \frac{v_k(v_k^2 + \xi_k^2 - 1)}{2\rho_k(v_k^2 + \xi_k^2)} = Y_{kim}^0. \quad (3.25)$$

Будем считать, что емкости резонаторов C_k заданы (их можно оценить исходя из геометрии ЦСР [113]); тогда получаем дополнительное соотношение: $\rho_k = v_k / \omega_0 C_k$. Решая полученную систему трех уравнений, находим параметры ξ_k, ρ_k, v_k (или Q_k, L_k, ω_k). Для упрощения расчетов можно пренебречь величиной ξ^2 в знаменателях (3.25), т.к. $\xi^2 \ll v_k^2$. В результате получим бикубическое уравнение относительно v_k :

$$a_{re}^2 v_k^6 + (1 - a_{im}) v_k^2 - 1 = 0; \quad (3.26)$$

здесь $a_{re} = \frac{2Y_{kre}}{\omega_0 C_k}$; $a_{im} = \frac{2Y_{kim}}{\omega_0 C_k}$; $\xi_k = a_{re} v_k^3$.

Решая уравнение (3.26), находим v_k, ξ_k, ρ_k и, следовательно, L_k и ω_k . Аналогично, используя (3.24) на опорной частоте и считая заданной $C_{k,k+1}$, находим:

$$a_z = Z_{k,k+1} \omega_0 C_{k,k+1}; \quad v_{k,k+1} = \sqrt{a_z / (1 + a_z)}; \quad \rho_{k,k+1} = v_{k,k+1} / \omega_0 C_k. \quad (3.27)$$

После того, как выполнен синтез параметров ЦСР $v_k, \xi_k, \rho_k, v_{k,k+1}, \rho_{k,k+1}$ на опорной частоте, используя формулы (3.20) – (3.24), находим коэффициенты матрицы A^k на заданной относительной частоте W . После этого по формулам (3.19) определяем Z_{ex1}^k, Z_{ex2}^k , учитывая заданные Z_0 и Z_{M+1} .

Электронный поток моделировался ансамблем из N крупных частиц. В результате решения уравнений движения крупных частиц находились выделяемые на зазорах мощности, наведенные токи, а также электронный КПД по методике, описанной в разделе 3.2 главы 3, [83, 104, 123]. Рассчитывалась также функция группировки G_k , которая пропорциональна амплитуде основной гармоники тока:

$$G_k = \frac{1}{N} \left[\left(\sum_{i=1}^N \cos(\omega t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(\omega t_i) \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (3.28)$$

Здесь ωt_i – фаза влета i -го электрона в k -й зазор.

Задачу возбуждения ЦСР решаем методом наложения, последовательно находя напряжения на зазорах, вызванные сигналом u_0 и наведенными токами

j_k . Эти токи определяются в соответствии с процедурами, описанными в [83, 126].

1. Задавая напряжение сигнала $\dot{i}_0 = u_0 \cdot e^{j\varphi_0}$, рассчитываем ток I_0^{0+} на входном четырехполоснике:

$$\dot{I}_0^{0+} = \dot{i}_0 / \dot{Z}_{ex1}^0.$$

Используя формулы передачи энергии слева направо (3.18), находим значения \dot{U}_k^{0+} , \dot{I}_k^{0+} на зазорах, возбужденные входным сигналом, $k=1 \dots M$.

2. Рассчитываем возбуждение попутной волны наведенными токами. Для полученного напряжения в m -м зазоре ($m=1,2,\dots,M$), используя расчетную процедуру, описанную в разделе 3.2 главы 3 или [83,126], определяем наведенный ток j_m и находим:

$$U_m^{m+} = j_m \frac{Z_{ex1}^m Z_{ex2}^{m-1}}{Z_{ex1}^m + Z_{ex2}^{m-1}}; \quad I_m^{m+} = j_m \frac{Z_{ex2}^{m-1}}{Z_{ex1}^m + Z_{ex2}^{m-1}}. \quad (3.29)$$

После этого по формулам (3.18) передачи энергии слева направо находим $\dot{U}_k^{m+} \dot{I}_k^{m+}$, $k = m + 1, M$. Результирующие напряжения на зазорах, созданные попутной волной получаются суммированием

$$\dot{U}_k^+ = \sum_{m=0}^k \dot{U}_k^{m+}; \quad \dot{I}_k^+ = \sum_{m=0}^k \dot{I}_k^{m+}; \quad k = 1, \dots, M. \quad (3.30)$$

Таким образом, продвигаясь от зазора к зазору с попутной волной, находим все необходимые характеристики ЛБВ.

3. При учете встречной волны находим возбужденные наведенным током (3.29) напряжения и токи слева от m -го зазора. $U_k^{m-} \dot{I}_k^{m-}$, $k = m - 1, \dots, 0$ по формулам (3.18) передачи справа налево. Результирующие напряжения на зазорах, созданные встречной волной, получаются суммированием

$$\dot{U}_k^- = \sum_{m=k+1}^M \dot{U}_k^{m-}; \quad \dot{I}_k^- = \sum_{m=k+1}^M \dot{I}_k^{m-}. \quad (3.31)$$

После этого повторяем расчет с п.2, учитывая при нахождении наведенного тока j_m суммарное напряжение на m -м зазоре $\dot{U}_m^+ + \dot{U}_m^-$. Итерационный процесс осуществляем до установления значений \dot{U}_k^+ , \dot{U}_k^- с заданной точностью. Для ускорения сходимости итераций используем последовательную нижнюю релаксацию.

3.3.2. Особенности оптимизации параметров нерегулярной ЦСР на опорной частоте

В разделе 3.2 главы 3 для оптимизации закона нерегулярности параметров согласованной на опорной частоте ЦСР был развит метод синхронного электрона [126], хорошо зарекомендовавший себя при расчете нерегулярных ЛБВ. Как показали расчеты по модели (гл. 3, раздел 3.2), этот метод дает хорошие результаты в режимах, когда встречная волна не оказывает заметного влияния на процессы взаимодействия. При сильном влиянии встречной волны не всегда удается достичь высоких КПД, кроме того, возникают сложности в реализуемости полученных параметров по методу синхронного электрона в синтезированных ЦСР. Поэтому здесь, наряду с методом синхронного электрона, использовалась оптимизация закона изменения характеристических сопротивлений Z_k вдоль ЛБВ.

Аппроксимация закона изменения характеристических сопротивлений Z_k вдоль ЛБВ задавалась в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{k+1} &= \dot{Z}_k \cdot \alpha_1 & \text{если } k \leq k_0 \\ \dot{Z}_{k+1} &= Z_k \cdot \alpha_2 & \text{если } k > k_0 \end{aligned} \quad (3.32)$$

Задавая четыре параметра $Z_1, \alpha_1, \alpha_2, k_0$, можно получать различные законы изменения Z_k и эффективно проводить оптимизацию. При реализации закона (3.32), в соответствии с моделью (п. 3.2), требуется находить меру передачи k -го четырехполюсника: $g_k = a_k + jb_k$. Используя соотношение (3.14) (раздел 3.2):

$$\dot{Z}_{k+1} = \dot{Z}_k / (chg_k - \dot{Z}_k \dot{Y}_k shg_k)^2.$$

Получаем:

$$\alpha_1 = 1 / (chg_k - \dot{Z}_k \dot{Y}_k shg_k)^2 \quad (3.33)$$

Ввиду того, что на опорной частоте f_0 характеристические сопротивления Z_k чисто активные, данное уравнение упростится

$$\sqrt{\alpha_1} ch\dot{g}_k - \sqrt{\alpha_1} \operatorname{Re}(\dot{Z}_k) \dot{Y}_k sh\dot{g}_k = 1. \quad (3.34)$$

Нелинейное уравнение (3.34) решается методом половинного деления, в результате для известных $\alpha_1, \alpha_2, Y_k, Z_k$ определяется коэффициент фазы b_k k -го четырехполюсника, который обеспечит изменение характеристического сопротивления Z_k в α_1 раз. Аналогично можно применять и оптимизацию закона изменения коэффициентов фаз четырехполюсников по всей длине ЦСР.

3.3.3. Исследование влияния встречной волны на процессы взаимодействия в ЛБВ в полосе частот

На основе описанной выше модели разработана программа расчета частотных характеристик ЛБВ на ЦСР. Для описанного в разделе 3.2 главы 3 варианта нерегулярной ЛБВ, оптимальные параметры которого получены методом синхронного электрона, проведен синтез параметров ЦСР и рассчитана частотная характеристика. Вариант ЛБВ имеет следующие параметры: ускоряющее напряжение $V_0=5$ кВ ($v_0/c=0,14$), радиус пролетного канала $R_0=0,15$ см; радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, число активных резонаторов M равно 8, длины зазоров одинаковы и равны 0,1 см, опорная частота входного сигнала – $f_0=3$ ГГц, количество лучей – 7, суммарный ток электронных лучей $I_0=1,5$ А, входное сопротивление $Z_0=256$ Ом; характеристические сопротивления Z_k четырехполюсников: 256, 532, 349, 315, 278, 504, 537, 1381, 1020, мера передачи $g_k=b_k$ четырехполюсников: 7.087, 6.544, 6.191, 6.443, 6, 773, 6,252, 6.60, 8,454, 7.329. На опорной частоте при входной мощности 1134 Вт с учетом обратной волны получен электронный КПД $\eta_e=0,58$, коэффициент усиления $K_p=6$ дБ. По полученным значениям Z_k , g_k определяем $Y_k, Z_{k,k-1}$:

$$\dot{Z}_{k-1,k} = \sqrt{\dot{Z}_{k-1} \dot{Z}_k} \cdot sh \dot{g}_{k-1}; \quad \dot{Y}_k = (\sqrt{\dot{Z}_{k-1} / \dot{Z}_k} \cdot ch \dot{g}_{k-1} - 1) / \dot{Z}_{k-1,k}. \quad (3.35)$$

Задавая для всех резонаторов одинаковые емкости $C_k=1$ пф, и решая (3.26), определяем $V_k, \xi_k, \rho_k, V_{k,k+1}, \rho_{k,k+1}, \xi_{k,k+1}$ для всех четырехполюсников. Таким образом, оказываются определены основные параметры ЦСР на опорной частоте. Используя (3.23, 3.24), (3.20 – 3.22) определяем коэффициенты матриц A_k на произвольной частоте W . Все приведенные ниже частотные характеристики рассчитывались при постоянном уровне входного сигнала u_0 .

В разделе 3.2 отмечалось сильное влияние встречной волны при расчете режима ЛБВ на опорной частоте. Расчет в полосе частот также подтверждает это влияние и на частотную характеристику. Для упомянутого выше варианта при входном сигнале $A^0 = u_0 / U_0 = 0,06$, что соответствует входной мощности $P_{вх} = 180$ Вт на опорной частоте, в полосе 5% без учета обратной волны электронный КПД изменялся почти монотонно от 0,75 на нижней частоте ($W=0,975$) до 0,625 на верхней частоте ($W=1,025$). С учетом встречной волны значения КПД уменьшились до 0,23 на нижней частоте и 0,12 на верхней частоте. Анализ режима ЛБВ показывает, что встречная волна значительно уменьшает (в данном варианте; в других вариантах может быть и обратный эффект см. раздел 3.2) напряжения на зазорах ЦСР, это приводит к уменьшению группировки и, соответственно, КПД. Поэтому для улучшения группировки в данном варианте ЛБВ при расчетах с учетом встречной волны необходимо увеличение входного сигнала. Как отмечено ранее (раздел 3.2),

увеличение входного сигнала A^0 до 0,15 (что соответствует входной мощности $P_{\text{вх}}=1134$ Вт) на опорной частоте дает электронный КПД $\eta_e=0,58$. При расчете частотных характеристик входной сигнал был увеличен до значения $A^0=0,23$ ($P_{\text{вх}}=2660$ Вт на опорной частоте). В результате на опорной частоте получен электронный КПД $\eta_e=0,76$.

На рис 3.8 для $A^0=0,23$ приведены зависимости от относительной частоты W электронного КПД – кривая 1, коэффициента усиления по мощности K_p – кривая 2, модуля коэффициента передачи "холодной" замедляющей системы $K_u = |\dot{U}_{M+1} / \dot{u}_0|$ (кривая 3) в полосе 20%. Расчет проводился в 17 точках полосы 20%. Видно, что в полосе 5% относительно опорной $W=1$ коэффициент усиления невысокий: 4 – 10 дБ; при этом электронный КПД достигает больших значений: 0,4 – 0,76. На нижних частотах возможен режим ЛБВ с большим усилением: 20 – 30 дБ, но при этом КПД невысокий: 0,1 – 0,14. Этот режим работы реализуется за пределами полосы пропускания "холодной" замедляющей системы за счет реактивного действия наведенных токов в ЦСР.

В целом приведенный вариант ЛБВ имеет небольшую полосу усиления – менее 5%, небольшой коэффициент усиления – 6 дБ при КПД 50 – 76% и может использоваться в качестве выходной секции в мощных ЛБВ, твистронах.

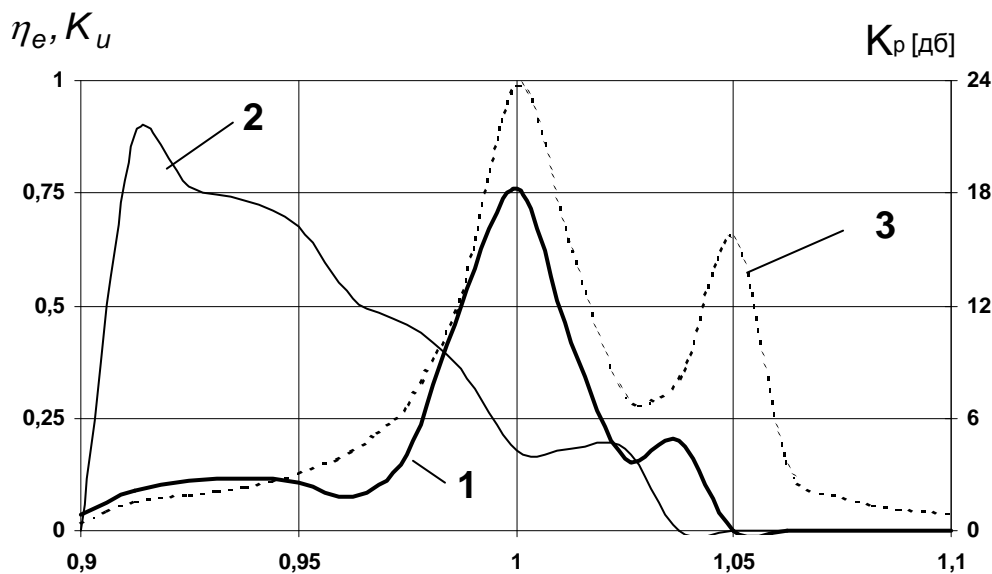


Рис. 3.8 Зависимости от относительной частоты W :

кривая 1 – электронного КПД η_e , кривая 2 – коэффициента усиления по мощности K_p , кривая 3 – модуля коэффициента передачи "холодной" замедляющей системы K_u в полосе 20%

По описанной выше методике (оптимизируется закон изменения характеристических сопротивлений Z_k), проведен расчет варианта ЛБВ с параметрами: ускоряющее напряжение $V_0=5$ кВ; суммарный ток лучей 1,5 А; число лучей – 7; радиусы пролетного канала, электронного луча и ширина

зазора как и в ранее описанном варианте; число активных резонаторов в ЦСР $M=11$, длины трубок дрейфа l_k выбраны одинаковыми. В результате оптимизации параметров $P_{вх}$, l_k , $\alpha_1, \alpha_2, k_0, Z_1$ получены следующие значения: $P_{вх}=32$ Вт, $l_k=0,89$ см, $\alpha_1=1,139$, $\alpha_2=0,754$, $k_0=8$, $Z_1=416$ Ом. На попутной волне электронный КПД η_e составил 0,397, коэффициент усиления по мощности $K_p=19,7$ дБ. С учетом встречной волны при $P_{вх} = 51$ Вт электронный КПД $\eta_e=0,359$, $K_p=17,2$ дБ. В полосе 10% КПД изменяется в пределах 0,3 – 0,39. Как видно, произошло уменьшение КПД при увеличении полосы пропускания до 10%.

С целью увеличения выходной мощности приборов проведена оптимизация параметров ЛБВ с увеличенным током электронного луча $I_0=2,5$ А, число лучей – семь, $V_0=5$ кВ, число активных резонаторов $M=11$. Радиус трубки дрейфа $R_0=0,15$ см, радиус луча $r_0=0,08$ см, длина зазора 0,1 см. Оптимизация проводилась с учетом встречной волны и на опорной частоте $f_0=3$ ГГц получен $\eta_e=0,577$ при входной мощности $P_{вх}=630$ Вт и усилении по мощности $K_p=11$ дБ. На рис. 3.9,а приведены зависимости от относительной частоты W электронного КПД η_e (кривые 1, 2) и модуля коэффициента передачи K_u "холодной" замедляющей системы в полосе 20%.

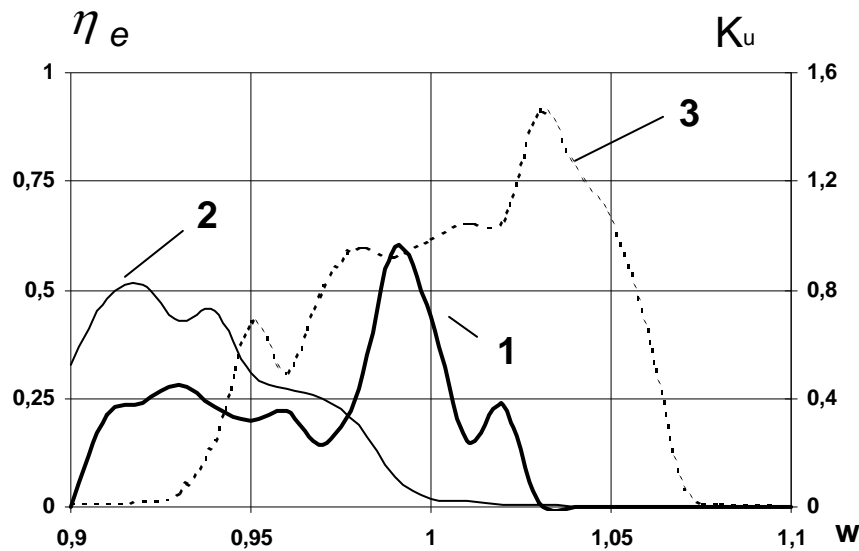


Рис. 3.9,а Зависимости от относительной частоты W электронного КПД для разных уровней входного сигнала: $A^0 = 0,14$ – кривая 1, $A^0=0,04$ – кривая 2, и модуля коэффициента передачи K_u "холодной" замедляющей системы – кривая 3 в полосе частот 20%

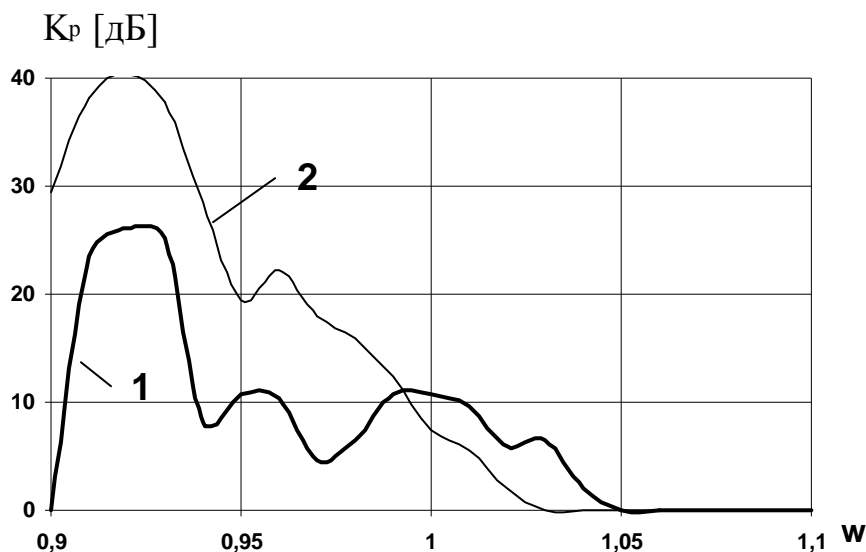


Рис. 3.9,б. Зависимости от частоты W коэффициента усиления по мощности K_p для разных значений входного сигнала: кривая 1 – $A^0=0,14$, кривая 2 – $A^0=0,04$

Зависимости электронного КПД приведены для разных уровней входного сигнала $A^0=0,14$ – кривая 1, $A^0=0,04$ – кривая 2. Анализ изменения кривой 1 показывает, что вблизи опорной частоты $W=1$ электронный КПД η_e достигает значений 0,50 – 0,60 в полосе 5% при усилении 10 – 11 дБ. На нижних частотах η_e уменьшается до значений 0,2 – 0,3 при коэффициенте усиления 20 – 25 дБ. Для выяснения причин уменьшения КПД на частоте $W=0,92$ выведены значения функции группировки G_k (11): 0.042, 0.08, 0.028, 0.023, 0.1, 0.38, 0.66, 0.65, 0.54, 0.14, 0.15. Из этих данных видно, что в 8 - 10 каскадах происходит перегруппировка электронных сгустков, что приводит к уменьшению КПД. Поэтому входной сигнал был снижен до значения $A^0=0,04$, что соответствует входной мощности на этой частоте $P_{вх}=0,6$ Вт. В результате получен КПД $\eta_e=0,52$, при значениях функции группировки G_k : 0.012, 0.024, 0.008, 0,009, 0.025, 0.105, 0.254, 0.463, 0.71, 0.80, 0.14. Заметно значительное улучшение группировки, что и привело к увеличению КПД и росту коэффициента усиления по мощности K_p до 40 дБ. Кривая 2 рис. 3.9,а иллюстрирует зависимость η_e от частоты для входного сигнала $A^0=0,04$. Как видно, на нижних частотах, в полосе более 5% КПД достигает 0,4 - 0,5 при коэффициенте усиления 30 - 40 дБ.

На рис. 3.9,б приведены зависимости от частоты W коэффициента усиления по мощности K_p для разных значений входного сигнала $A^0=0,14$ – кривая 1, $A^0=0,04$ – кривая 2.

Как видно из рис. 3.9а,б возможна работа ЛБВ за пределами полосы пропускания ЗС, в основном на нижних частотах, с большим усилением около

40 дБ (кривая 2 рис. 3.9,б) и значительными КПД около 50% (рис. 3.9,б кривая 2).

На рис. 3.9,а кривая 1 имеет провал на частоте $W=1.01$. Для выяснения причин выведена функция группировки G_k на этой частоте: 0.04, 0.1, 0.07, 0.04, 0.09, 0.04, 0.135, 0.24, 0.30, 0.31, 0.34. Мощность входного сигнала при этом составила $P_{вх}=496$ Вт, $\eta_e=0.15$. Значения функции группировки свидетельствуют о слабой группировке электронных сгустков. Увеличение входной мощности $P_{вх}$ до 732 Вт улучшило группировку, G_k приняла значения: 0.06, 0.13, 0.1, 0.1, 0.13, 0.06, 0.21, 0.38, 0.48, 0.15, 0.56. В результате электронный КПД η_e возрос до 0.46.

На частотных характеристиках нерегулярных ЛБВ имеются провалы с невысоким значением КПД (например: рис. 3.8, кривая 2, $W=0.96$) Дополнительный анализ показал, что увеличение или уменьшение входной мощности на этой частоте не приводит к изменению КПД, и невысокий КПД объясняется здесь нарушением синхронизма между волной и электронным пучком, в результате чего усиление падает.

При увеличении тока луча до $I_0=3,5$ А и тех же параметрах трубок дрейфа и зазоров, оптимизация со встречной волной при числе активных резонаторов $M=8$ дает электронный КПД $\eta_e=0,47$, при входной мощности $P_{вх}=12,9$ Вт, коэффициент усиления $K_p=28$ дБ на опорной частоте $f_0=3$ ГГц.

Частотная характеристика равномерна в полосе 3% с КПД 0.45 - 0.5 и здесь не приводится. Этот вариант имеет небольшую полосу усиления, но большой коэффициент усиления. Увеличение коэффициента усиления здесь объясняется тем, что при увеличении тока луча сокращается плазменная длина волны λ_p и заданная длина трубки дрейфа приближается к оптимальной длине $\lambda_p/4$, обеспечивающей полную трансформацию скоростной модуляции в плотностную. Поэтому для достижения нужной группировки пучка необходим меньший уровень входного сигнала, поскольку коэффициент усиления каждого каскада возрастает. Для сравнения – в описанных выше вариантах при токе луча $I_0=1,5$ А и числе активных резонаторов $M=8$ усиление составляет 6 дБ на опорной частоте.

В приведенных выше вариантах ЛБВ полоса усиливаемых частот получается меньше (иногда в несколько раз) полосы пропускания "холодной" замедляющей системы. На этот факт ранее указывалось и в работе [128].

3.4. Применение атомарных функций в задачах оптимизации и исследование оптимальных по КПД процессов взаимодействия в нерегулярных ЛБВ на ЦСР ММ-диапазона волн

Оптимизация параметров ЛБВ на ЦСР в миллиметровом (ММ) – диапазоне имеет свои особенности. Радиус действия сил пространственного заряда становится соизмерим с электронной длиной волны. На частотах более

30 ГГц возрастают углы пролета в зазорах резонаторов, что приводит к уменьшению коэффициента эффективности взаимодействия зазоров резонаторов и к необходимости увеличения числа резонаторов для получения необходимой группировки и коэффициента усиления. Число резонаторов может достигать до 80 и более [116, 130]. Регулярные ЛБВ с большим числом резонаторов в ММ-диапазоне имеют небольшой КПД: 3 – 8%, поэтому в [131, 132] предлагалось повысить КПД за счет изменения фазовой скорости по длине ЦСР. Приведенные в [132] расчеты показали возможность получения электронного КПД 20%. Опубликованные в [116] варианты трехсекционных ЛБВ на ЦСР с подобранными скачками фазовой скорости в выходной секции имеют электронный КПД 8 - 10% в рабочей полосе частот. Таким образом, проблема увеличения КПД ЛБВ в ММ-диапазоне остается. В упомянутых выше вариантах скачки фазовой скорости обеспечиваются применением секций регулярных ЛБВ с разной фазовой скоростью в секциях. В разделе 3.2 главы 3 данной работы показано, что в случае плавного изменения фазовой скорости вдоль длины ЛБВ с использованием метода синхронного электрона можно получить КПД до 70% в СМ-диапазоне волн. Однако, при учете встречной волны метод синхронного электрона неприменим. Поэтому здесь предлагается для определения требуемого изменения фазовой скорости проводить оптимизацию плавного распределения характеристических сопротивлений вдоль цепочки эквивалентных четырехполосников или отыскивать оптимальное распределение фазового сдвига цепочки резонаторов. При этом в первом приближении можно задать требуемое распределение в 4 – 5 точках вдоль длины ЦСР, а затем для аппроксимации использовать теорию атомарных функций, развитую в [133 – 135] и описанную в главе 6.

3.4.1. Математическая модель с использованием атомарных функций для оптимизации распределений параметров вдоль ЛБВ

Математическая модель ЛБВ представлена в общем виде, пригодном для оптимизации в полосе частот. За основу принимается модель, приведенная в гл. 3 раздела 3.2. С учетом того, что точное согласование ЦСР возможно лишь на одной частоте, модель, приведенная в разделе 3.2 главы 3, обобщена на случай расчета произвольных, несогласованных четырехполосников.

Проводимость Y_k резонансного контура с учетом омических потерь в зависимости от относительной частоты $W = \omega / \omega_0$ (ω_0 – опорная частота согласования ЦСР, ω – частота сигнала) записывается в виде:

$$Y_k(\omega) = Y_{kre} + jY_{kim} = \frac{\xi_k}{2\varphi_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2)} + j \frac{W\nu_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2 - 1)}{2\varphi_k(W^2\nu_k^2 + \xi_k^2)}, \quad (3.35)$$

где $\nu_k = \omega_0 / \omega_k$; $\omega_k = 1 / \sqrt{L_k C_k}$ – резонансная частота;

$\rho_k = \sqrt{L_k / C_k}$ – характеристическое сопротивление резонатора;
 $\xi_k = 1/Q_k$; $Q_k = \rho_k / r_k$ – собственная добротность.

Связь между резонаторами представляется в виде контура без потерь, сопротивление которого имеет следующую зависимость от частоты:

$$\dot{Z}_{k,k+1} = jZ_{k,k+1} = j \frac{W\rho_{k,k+1}v_{k,k+1}}{1 - W^2v_{k,k+1}^2}, \quad (3.36)$$

где $\rho_{k,k+1} = \sqrt{L_{k,k+1} / C_{k,k+1}}$; $v_{k,k+1} = \omega_0 / \omega_{k,k+1}$; $\omega_{k,k+1} = 1 / \sqrt{L_{k,k+1} C_{k,k+1}}$.

Используя (3.35), (3.36), можно рассчитать коэффициенты матрицы A^k четырехполюсников для произвольной частоты W , по известным значениям $v_k, \xi_k, \rho_k, v_{k,k+1}, \rho_{k,k+1}$ на опорной частоте. Для определения этих параметров на опорной частоте задаем емкости резонаторов C_k (они оцениваются по известным геометрическим размерам резонатора ЦСР [113]) и определяем $\dot{Y}_k^0, \dot{Z}_{k,k+1}^0$. Составляем систему уравнений:

$$Y_{kre}^0 = \frac{\xi_k}{2\rho_k(v_k^2 + \xi_k^2)}; \quad Y_{kim}^0 = \frac{v_k(v_k^2 + \xi_k^2 - 1)}{2\rho_k(v_k^2 + \xi_k^2)}; \quad \rho_k = v_k / \omega_0 C_k. \quad (3.37)$$

Пренебрегая в знаменателях (3.37) величиной ξ^2 ($\xi^2 \ll v_k^2$), из системы (3.37) получаем бикубическое уравнение относительно v_k :

$$a_{re}^2 v_k^6 + (1 - a_{im})v_k^2 - 1 = 0; \quad (3.38)$$

где $a_{re} = \frac{2Y_{kre}}{\omega_0 C_k}$; $a_{im} = \frac{2Y_{kim}}{\omega_0 C_k}$; $\xi_k = a_{re} v_k^3$.

Из решения (3.38) определяем v_k, ξ_k, ρ_k . Из (3.36) на опорной частоте легко определить:

$$v_{k,k+1} = \sqrt{a_z / (1 + a_z)}; \quad a_z = Z_{k,k+1} \omega_0 C_{k,k+1}; \quad \rho_{k,k+1} = v_{k,k+1} / \omega_0 C_k.$$

Таким образом, определены все параметры, необходимые для расчета коэффициентов матрицы A^k на заданной частоте.

Задача возбуждения ЦСР решается методом наложения с учетом попутной и встречной волн и подробно изложена в разделе 3.2 и [121, 123].

В данной работе проводится оптимизация распределения фазового сдвига четырехполюсников, для реализации которой используется аппарат атомарных функций [133]. Обозначим меру передачи k -го четырехполюсника $g_k = a_k + jb_k$, где a_k – собственное затухание; b_k – коэффициент фазы. Введем

безразмерные переменные: $T=z/l$; $0 \leq T \leq 1$; $T_k=(k-1) \cdot l_k/l$ – где z – продольная координата; l – расстояние между центрами первого и последнего зазоров ЦСР; l_k – длина k -й трубки дрейфа, определяется между центрами смежных зазоров. Тогда коэффициент фазы k -го четырехполюсника можно записать в виде $b_k=b(T_k)$. Представим зависимость $b(T)$ в виде обобщенного ряда:

$$b(T) = \sum_{k=1}^m B_k \varphi_k(T), \quad (3.39)$$

где $\varphi_k(T) = \text{up}\left(\frac{nT - k + p}{T}\right)$ – атомарная функция;

n – количество отрезков, на которое разбивается интервал изменения T $[0,1]$;

$2p$ – количество интервалов перекрывааемых атомарной функцией $\varphi_k(T)$;

$m=2p+n-1$ – количество атомарных функций выбранного базиса на интервале $[0,1]$.

Обобщенный ряд (3.39) является бесконечно дифференцируемым и наличие p -перекрытий позволяет, в отличие от обычного сплайна, варьировать как локальные, так и интегральные свойства искомой зависимости $b(T)$. Ряд (3.39) позволяет при поиске оптимального закона распределения коэффициентов фаз четырехполюсников вдоль ЛБВ использовать небольшое число m параметров для оптимизации. Дополнительные граничные условия при $T=0$ и $T=1$ позволяют уменьшить число оптимизированных параметров. Расчеты показывают, что удовлетворительное качество аппроксимации происходит уже при $p=2$ и $n=3$. Поэтому граничные условия 1-го рода в общем случае имеют вид:

$$b_p(0) = b_{po}, \quad b_n(0) = \sum_{k=1}^{2p-1} B_k \varphi_k(0) = b_{po}, \quad \text{но}$$

$$\varphi_p(0) = 1, \quad \text{тогда } B_p = b_{po} - \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq p}}^{2p-1} B_k \varphi_k(0).$$

И для $p=2$, $n=3$ коэффициенты B_k определяются так:

$$\begin{aligned} B_2 &= b_{po} - B_1 \varphi_1(0) - B_3 \varphi_3(0); \\ B_{m-1} &= b_{p1} - B_m \varphi_m(1) - B_{m-2} \varphi_{m-2}(1). \end{aligned} \quad (3.40)$$

Граничные условия 2-го рода $\frac{db}{dT}(0) = d_{po}$ дают $\sum_{k=1}^{2p-1} B_k \frac{d\varphi_k^{np}}{dT}(0) = d_{po}$. Откуда легко найти B_{p-1} для $p>2$. Аналогично записываются граничные условия для $T=1$. Тогда коэффициенты B_k для $p=2$ и $n=3$ записываются в виде:

$$B_1 = B_3 - d_{p0} / \frac{d\varphi_3(0)}{dT}; \quad B_m = B_{m-2} - d_{p1} / \frac{d\varphi_{m-2}(1)}{dT}. \quad (3.41)$$

Используя граничные условия 1-го и 2-го рода, вначале находим B_l и B_m по (3.41), затем B_2 и B_{m-1} по (3.40).

Методика расчета начальных значений коэффициентов B_k (3.39) состоит в следующем. Задается в первом приближении примерный вид закона изменения $b(T_k)$ в $n+1$ точках с равномерным шагом по T . Используя метод наименьших квадратов (МНК), определяются коэффициенты B_k (в МНК, в линейном случае, используется линейная интерполяция между узлами функции $b(T_k)$, заданной дискретно, и для решения системы m линейных уравнений применяется метод последовательного исключения Гаусса).

Таким образом, определены все коэффициенты B_k ряда (3.39) и его можно использовать для определения коэффициента фазы любого четырехполюсника. Полагая на опорной частоте ω_0 четырехполюсники согласованными, для k -го четырехполюсника, вычисляя по (3.39) $b_k = b(T_k)$, определяются характеристические сопротивления Z_{k+1} , параметры контура и связи Y_{k+1} и $Z_{k,k+1}$:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{k+1} &= \dot{Z}_k / (chg_k - \dot{Z}_k \dot{Y}_k shg_k)^2; \\ Z_{k,k+1} &= \sqrt{Z_k Z_{k+1}} chg_k; \quad \dot{Y}_{k+1} = (\sqrt{Z_k / Z_{k+1}} chg_k - 1) / Z_{k,k+1}. \end{aligned} \quad (3.42)$$

После определения Y_{k+1} для всей цепочки, решая (3.38), находятся основные параметры ЦСР на опорной частоте – синтез ЦСР на этом заканчивается. Используя (3.35), (3.36) вычисляются коэффициенты матриц A^k на произвольной частоте W .

3.4.2. Математическая модель ЛБВ на ЦСР с эквивалентными четырехполюсниками и применением обратной трансформации встречного излучения

В разделе 3.2 главы 3 описана методика расчета нерегулярной ЛБВ на ЦСР, где ЦСР представлена цепочкой эквивалентных четырехполюсников. Для расчета со встречной волной предложена итерационная процедура с использованием метода последовательной нижней релаксации (см. гл. 3 раздел 3.2.2).

В ряде работ [114, 115] для учета встречного излучения предлагалось использовать итерационную процедуру с применением обратной трансформации встречного излучения и эта методика описана в [115] применительно к ЛБВ с ЦСР, представленной эквивалентными шестиполюсниками. Но для цепочки эквивалентных четырехполюсников эта процедура нигде в литературе не описана. Для описанной в разделах 3.1 - 3.3 главы 3 математической модели с использованием цепочки эквивалентных

четырёхполюсников уравнение возбуждения попутной волны входным сигналом U_0 и наведенными в зазорах резонаторов токами J_m имеет вид:

$$\dot{U}_k^+ = \dot{U}_0 \prod_{i=1}^k (A_{22}^i - A_{12}^i / Z_{in1}^i) + \sum_{m=1}^{k-1} \dot{U}_m^+ \prod_{i=m}^{k-1} (A_{22}^i - A_{12}^i / Z_{in1}^i); \quad (3.43)$$

для встречной волны:

$$\dot{U}_k^- = J_k \frac{Z_{in1}^k Z_{in2}^{k-1}}{Z_{in1}^k + Z_{in2}^{k-1}} + \sum_{m=k+1}^n \dot{U}_m^- \prod_{i=m-1}^k (A_{11}^i - A_{12}^i / Z_{in2}^i), \quad (3.44)$$

где Z_{in1}^i, Z_{in2}^i – входное сопротивление i -го четырёхполюсника, соответственно слева и справа, определяются аналогично (3.19), U_0 – напряжение на входе нулевого четырёхполюсника, J_k – наведенный ток, тогда:

$$\dot{U}_k^{\pm} = J_m Z'_m, \quad Z'_m = \frac{Z_{in1}^m Z_{in2}^{m-1}}{Z_{in1}^m + Z_{in2}^{m-1}}. \quad (3.45)$$

Смысл указанной выше итерационной процедуры состоит в том, что при правильном расчете встречного излучения на первом зазоре U_1^- , встречное излучение в конце лампы U_n^- должно обратиться в нуль. Алгоритм состоит в следующем:

1. Обратная трансформация встречного излучения учитывается так:

$$\dot{U}_k^- = (\dot{U}_{k-1}^- - Z'_{k-1} J_{k-1}) / (A_{11}^{k-1} - A_{12}^{k-1} / Z_{in2}^{k-1}). \quad (3.46)$$

На первой итерации полагаем $\dot{U}_1^- = 0$, определяем \dot{U}_k^- по (3.46), по (3.43) находим \dot{U}_k^+ , вычисляем

$$\dot{U}_k = \dot{U}_k^+ + \dot{U}_k^-, \quad k = \overline{1, n}. \quad (3.47)$$

Одновременно рассчитываются и наведенные токи J_k .

В начале итерационного процесса на первой итерации $s=1$ образуется рассогласование и вычисляется невязка:

$$\Delta_1 = (\dot{U}_{n-1}^- - Z'_{n-1} J_{n-1}) \cdot \frac{1}{(A_{11}^{n-1} - A_{12}^{n-1} / Z_{in2}^{n-1})} - Z'_n J_n. \quad (3.48)$$

2. На второй итерации $s=2$ рассчитывается следующее приближение \dot{U}_1^- по формуле:

$$\dot{U}_1^- = \sum_{m=1}^n [J_k Z'_k + \sum_{m=2}^n (J_m Z'_m \prod_{i=m-1}^1 (A_{11}^i - A_{12}^i / Z_{in2}^i))]. \quad (3.49)$$

3. По (3.46), (3.47) рассчитываем \dot{U}_k , $k = \overline{1, n}$; при $k=n$ по (3.48) вычисляем невязку Δ_2 .

4. На следующих итерациях $s > 2$ приближение $\dot{U}_1^-(s)$ рассчитывается методом Ньютона с численным вычислением производных (метод секущих):

$$\dot{U}_1^-(s) = \frac{\Delta_{s-2} \dot{U}_1^-(s-1) - \Delta_{s-1} \dot{U}_1^-(s-2)}{\Delta_{s-2} - \Delta_{s-1}}. \quad (3.50)$$

Повторяем пункты 3, 4, полагая $\dot{U}_1^- = \dot{U}_1^-(s)$, пока $|\Delta_s| < \varepsilon$, ε – точность решения нелинейного уравнения (3.48).

Уравнения движения и расчета наведенного тока используются такие же, как в модели с шестиполосниками и описаны выше.

3.4.3. Исследование полосовых свойств ЛБВ на ЦСР в ММ-диапазоне волн

В регулярных ЛБВ с невысокими КПД влияние встречной волны на процессы энергообмена между электронным пучком и волной незначительно, поэтому в некоторых работах [116, 130 – 132] не проводится анализ влияния встречной волны. При КПД более 50% это влияние значительно и необходим учет встречной волны.

Описанная выше математическая модель использовалась для расчетов односекционных регулярных и нерегулярных ЛБВ на ЦСР на длине волны $\lambda = 0,8$ см опорного сигнала. Ускоряющее напряжение $U_0 = 30$ кВ ($v_0/c = 0,328$), ток электронного луча $I_0 = 0,5$ А, радиус луча – 0,02 см, радиус трубки дрейфа – 0,05 см, длины зазоров одинаковы и равны 0,05 см.

Уменьшение длин зазоров нецелесообразно, т.к. может приводить к пробоям в выходных резонаторах. В данном варианте угол пролета в зазоре составляет ≈ 5 радиан (зависит от радиуса луча и распределения поля в зазоре) и коэффициент эффективности взаимодействия составляет $\approx 0,2$, тогда как в СМ-диапазоне углы пролета меньше радиана и коэффициент эффективности более 0,8. Число активных резонаторов в ЛБВ $N=27$. Регулярная ЛБВ имеет электронный КПД $\eta_e = 0,2$ и коэффициент усиления по мощности $K_p = 12$ дБ. Собственные добротности резонаторов одинаковы: $Q_k = 5000$, волновое сопротивление $\rho_k = 45$ Ом, характеристическое сопротивление $Z_k = 690$ Ом. С учетом встречной волны этот вариант имеет электронный КПД $\eta_e = 0,11$.

Следует заметить, что при расчетах регулярных ЛБВ для учета встречной волны использование итерационной процедуры с верхней релаксацией (см. гл. 3 раздел 3.2.2) требует 10 – 15 итераций. Если для учета встречной волны

используется методика обратной трансформации встречного излучения, то необходимо 3 – 6 итераций. Однако при расчете нерегулярных ЛБВ использование обратной трансформации встречного излучения иногда не приводит к положительным результатам – итерации расходятся.

Оптимизация нерегулярной ЛБВ по описанной выше методике с учетом только попутной волны позволила получить расчетный электронный КПД $\eta_e=0,682$, $K_p=46$ дБ. Коэффициенты V_k имеют значения: $V_1=0.5890$, $V_2=6.0474$, $V_3=2.1477$, $V_4=6.887567$, $V_5=2.4075$, $V_6=6.6780$. На рис. 3.10 приведены зависимости от нормированной длины T распределений коэффициентов фаз b_k – кривая 1, относительных характеристических сопротивлений Z_k/Z_{max} – кривая 2, и электронного КПД η_e – кривая 3.

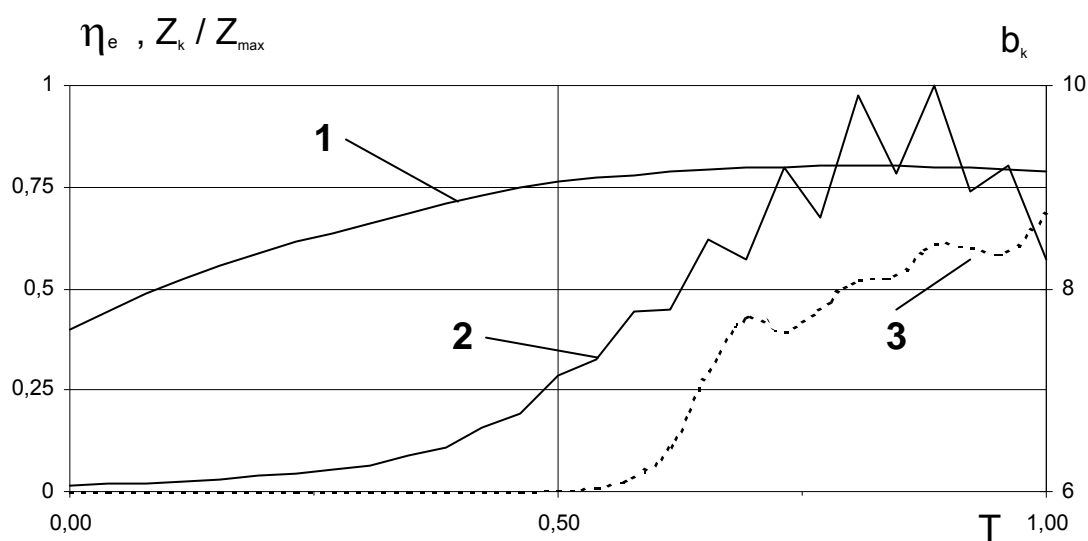


Рис. 3.10. Зависимости от нормированной длины T распределений коэффициентов фаз b_k – кривая 1, относительных характеристических сопротивлений Z_k/Z_{max} – кривая 2, и электронного КПД η_e – кривая 3

Таким образом, оптимизация распределения коэффициентов фаз четырехполюсников как будто позволяет подобрать необходимый закон изменения фазовой скорости волны для достижения максимального КПД. Однако учет встречной волны в этом варианте показывает, что его КПД близок к нулю. Поэтому далее была проведена оптимизация при одновременном учете встречной волны и согласования. Получен электронный КПД $\eta_e=0,22$, $K_p=25$ дБ – усиление заметно возросло, по сравнению с вариантом регулярной ЛБВ. Коэффициенты V_k имеют значения: 3.65, 3.81, 3.68, 4.45, 4.46, 4.30. Как видно, несмотря на оптимально выбранный закон изменения фазовой скорости, расчетный КПД не высок. Это объясняется значительным влиянием пространственного заряда на довольно большой длине ЛБВ (27 резонаторов) – поле встречной волны, складываясь с полем попутной волны, не приводит к образованию оптимальных фаз и напряжений на зазорах резонаторов для

обеспечения оптимального группирования и отбора энергии от сгустка. Увеличение числа резонаторов до 40 привело к увеличению коэффициента усиления $K_p=30$ дБ, но электронный КПД с учетом встречной волны остается невысоким: $\eta_e = 0,16$.

Уменьшение числа резонаторов приводит к положительным результатам. При числе резонаторов $N=15$ с учетом встречной волны получен электронный КПД $\eta_e = 0,39$, коэффициент усиления $K_p=15$ дБ. Коэффициенты B_k : 0.657, 6.092, 2.053, 5.543, 3.313, 5.936. Собственные добротности $Q_k=5000$, волновое сопротивление $\rho_k=48$ Ом, входная мощность 180 Вт.

При числе активных резонаторов $N=12$ с учетом встречной волны получен электронный КПД $\eta_e = 0.52$, коэффициент усиления $K_p=15$ дБ, входная мощность 235 Вт. Коэффициенты B_k : 0.838, 6.072, 2.080, 5.531, 3.308, 5.815. Добротности $Q_k=5000$, волновое сопротивление $\rho_k=48$. Длины четырех последних труб дрейфа также оптимизировались – коэффициент уменьшения длины $K_L=0.997$: длины l_k последних труб дрейфа рассчитывались по формуле: $l_k=l_{k-1}*K_L$. На рис. 3.11 приведены зависимости от нормированной длины T распределений коэффициентов фаз b_k – кривая 1, относительных характеристических сопротивлений Z_k/Z_{max} – кривая 2, и электронного КПД η_e – кривая 3.

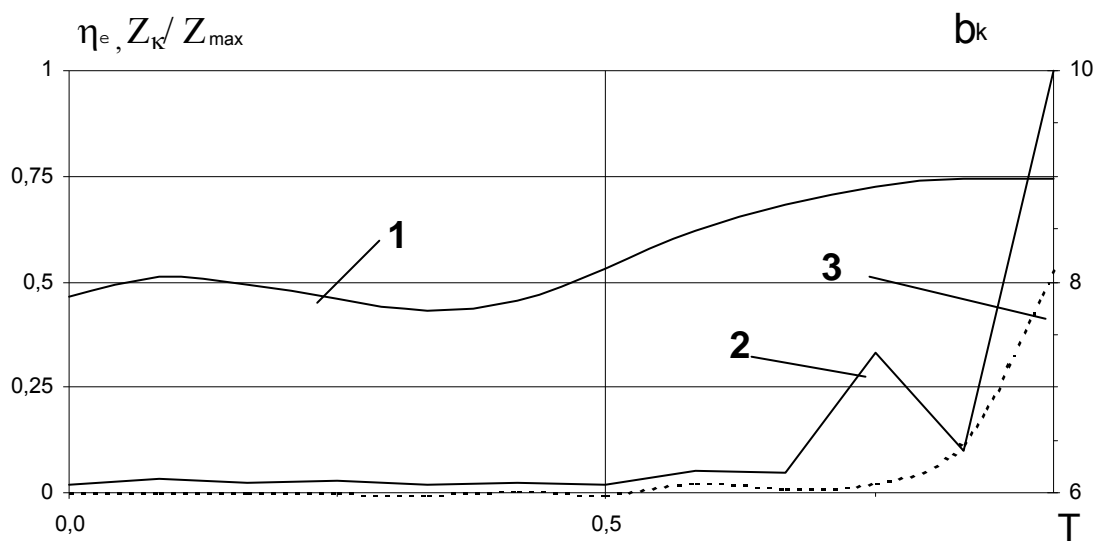


Рис 3.11. Зависимости от нормированной длины T распределений: – коэффициентов фаз b_k – кривая 1, относительных характеристических сопротивлений Z_k/Z_{max} – кривая 2, электронного КПД η_e – кривая 3

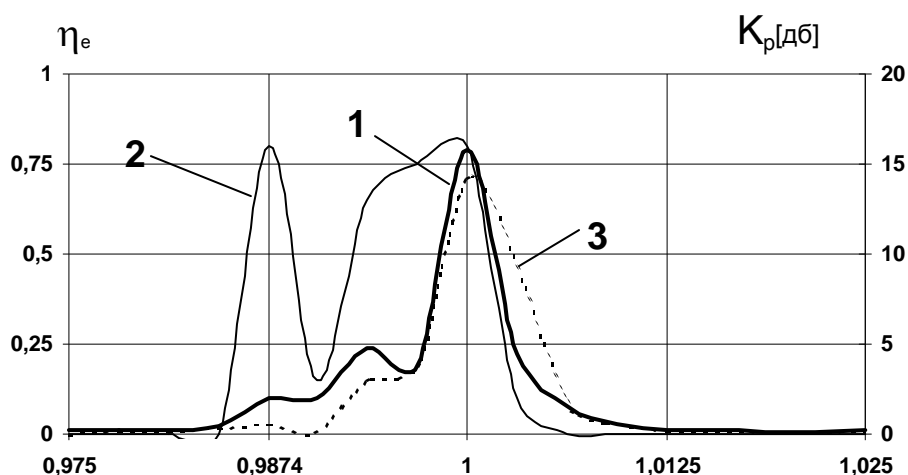


Рис. 3.12. Зависимости от относительной частоты W : электронного КПД η_e – кривая 1, коэффициента усиления по мощности K_p – кривая 2; электронного КПД η_e после оптимизации – кривая 3

Следует также отметить, что в коротких ЛБВ значительно встречное излучение на входе. В приведенном выше варианте мощность его достигает 0.13 от мощности электронного луча, что потребует эффективного согласования на входе такой секции. Волновой КПД этого варианта в нагрузке составил $\eta_e=0,61$. На рис. 3.12 приведены частотные характеристики этого варианта: зависимости от относительной частоты W электронного КПД η_e – кривая 1, коэффициента усиления по мощности K_p – кривая 2. Кривая 3 характеризует зависимость электронного КПД η_e от относительной частоты W после проведения оптимизации в полосе частот 1%. Можно отметить меньшую неравномерность и более широкую полосу усиления в этом варианте.

Таким образом, в ММ-диапазоне возможно получение электронного КПД более 50% при числе резонаторов выходной секции 15, а при дальнейшем уменьшении числа активных резонаторов до $N=12$ получен расчетный электронный КПД $\eta_e=0.52$, при $N=10$ расчетный электронный КПД составил $\eta_e=0.78$.

3.5. Взаимодействие электронов с полем незамедленных волн волнообразно изогнутого прямоугольного волновода

Как показано в этой главе и работах [123 – 125, 136 – 140], используя нерегулярную ЗС и оптимизируя ее параметры, можно получить ЛБВ и ЛОВ на

ЦСР высокой эффективности с КПД 40 - 78%, в том числе и в ММ-диапазоне. В современной технике широкое применение получили ЛБВ со спиральными ЗС, однако их недостатками являются малая теплорассеивающая способность спирали, трудность изготовления и применения в ММ-диапазоне волн. Основная область их применения – широкополосные усилители малой и средней мощности. ЗС на ЦСР позволяют значительно лучше организовать отвод тепла от ЗС, сделать конструкцию жесткой, повторяемой и продвинуться в диапазон больших мощностей. Однако ее недостатком при больших уровнях мощности является возможность ВЧ пробоя в тонкостенных окнах связи. В литературе [77] отмечается возможность осуществить взаимодействие электронов с полем незамедленных волн типов ТЕМ, ТЕ, ТМ волнообразно изогнутого волновода.

На рис. 3.13 показана схема прибора [77], в котором осуществляется дискретное взаимодействие прямолинейного электронного потока с полем ТЕ волны волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. Назовем такой волновод – WB (wavy bending) волновод. Электронный поток проходит через отверстия в таком волноводе посередине широкой стенки (в максимуме поперечного электрического поля). Технологически такую конструкцию изготовить легче, чем ЗС на ЦСР. Приборы могут быть высокой и сверхвысокой мощности.

При подаче на вход СВЧ сигнала волна, проходящая по волноводу, модулирует в зазорах электронный пучок по скорости. При оптимальных длинах труб дрейфа и фазах поля в зазорах модуляция электронного потока усиливается за счет взаимодействия в последующих зазорах ЭМВ и сгруппированного электронного потока. Модуляция по скорости переходит в

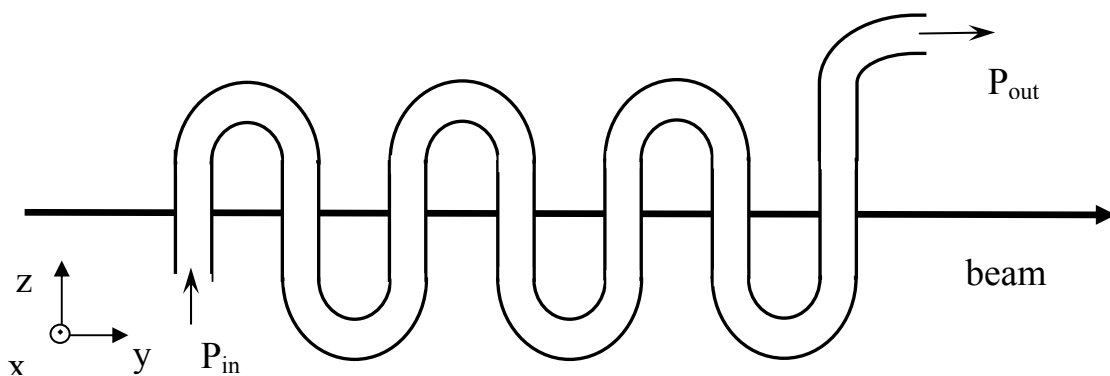


Рис. 3.13. Схема прибора

модуляцию по плотности и в последних зазорах происходит отбор энергии от сгруппированных сгустков. Таким образом, взаимодействие ЭМВ в волноводе и электронов происходит дискретно в волноводных зазорах.

Для обеспечения синхронизма необходимо так подобрать длины отрезков волновода ℓ и длины труб дрейфа, чтобы электрон, при движении вдоль оси Y,

попадал бы в поле E_y TE волны одной и той же фазы. В настоящей работе описана математическая модель и проведены оптимизационные расчеты ЛБВ-О на WB волноводе (TWT WB) в СМ- и ММ - диапазоне длин волн.

3.5.1. Математическая модель

Описанная TWT WB (рис. 3.13) моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников. Один четырехполюсник моделирует один полупериод волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. На входе цепочки, слева, подключен генератор входного сигнала \dot{E}_0 с внутренним сопротивлением Z_0 , равным эквивалентному сопротивлению волновода Z_w . Затем следует согласующий четырехполюсник M_0 , описывающий отрезок волновода до первого зазора. После последнего зазора, справа, подключен согласующий M_{n+1} четырехполюсник для согласования волновода с нагрузкой Z_n . Ввиду того, что четырехполюсники моделируют отрезки одного и того же волновода, они оказываются согласованными и при изменении частоты. Будем считать, что нагрузка с сопротивлением Z_n согласована с волноводом, имеющим эквивалентное сопротивление Z_w на опорной частоте.

Матрица передачи \dot{A} четырехполюсника, моделирующего отрезок волновода длиной ℓ , имеет следующий вид [127]:

$$\dot{A} = \begin{vmatrix} ch(j\dot{\Gamma}\ell) & Z_w \cdot sh(j\dot{\Gamma}\ell) \\ \frac{1}{Z_w} sh(j\dot{\Gamma}\ell) & ch(j\dot{\Gamma}\ell) \end{vmatrix}, \quad (3.51)$$

где $\dot{\Gamma} = \Gamma' - j\Gamma''$; Γ' – постоянная распространения волны; $\Gamma' = K\sqrt{1 - \chi_{mn}^2/K^2}$ – продольное волновое число; $K = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$; $\chi^2 = \chi_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2$ –

поперечное волновое число; $\Gamma'' = \frac{R_s \left[1 + \frac{2b}{a} (\lambda/\lambda_{cr})^2 \right]}{Z_0 \cdot b \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ – коэффициент

затухания для волны TE_{10} в прямоугольном волноводе; λ_{cr} – критическая длина волны в волноводе, для волны TE_{10} $\lambda_{cr} = 2a$; $\lambda = c/f$ – длина волны входного сигнала; f – его частота, $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – скорость света в вакууме;

$Z_w = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ – эквивалентное сопротивление волновода для

волны TE_{10} ; ε_0, μ_0 – соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума;

$$R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{g}}, \quad g = 57 \cdot 10^6 \text{ см/м} - \text{проводимость меди}; \quad Z_0 = 120\pi;$$

a – размер широкой стенки волновода; b – размер узкой стенки волновода;

Задача возбуждения TWT WB решается методом наложения, последовательно определяются амплитуды напряжений на зазорах, вызванные входным сигналом E_0 и наведенными (конвекционными) токами. Конвекционный ток сгруппированного электронного потока можно определить совместным решением уравнения возбуждения волновода [72] и уравнений движения электронов. Подробно алгоритм расчета возбуждения цепочки четырехполюсников с учетом прямой и обратной волн описан в разделах 3.1 – 3.3 гл.3 или [123 – 124, 139].

3.5.1.1. Уравнение возбуждения волновода

Используем обычную для волноводов систему координат: ось Z направлена вдоль волновода, ось Y – перпендикулярна широкой стенке волновода и совпадает с направлением движения электронов (рис. 3.13), ось X – перпендикулярна узкой стенке волновода.

Представим возбужденное поле в виде суперпозиции полей свободных волн:

$$\dot{\vec{E}} = \sum_p C_{\pm p} \dot{\vec{E}}_{\pm p}, \quad \dot{\vec{H}} = \sum_p C_{\pm p} \dot{\vec{H}}_{\pm p}. \quad (3.52)$$

Здесь под индексом p понимаем два индекса, которые определяют тип поля в волноводе. Используя уравнения Максвелла, применяя лемму Лоренца, можно получить уравнение возбуждения волновода [72, 141]. С учетом того, что будем рассматривать возбуждение и распространение в прямоугольном волноводе волны поля TE_{mn} уравнение возбуждения конвекционным током $\dot{\vec{J}}$ принимает вид [141]:

$$C_{\pm p} = N_p^{-1} \int_V \dot{\vec{J}} \cdot \dot{\vec{E}}_{\mp p} dV, \quad (3.53)$$

где знак $(+)$ соответствует волнам, движущимся в положительном направлении оси Z , знак $(-)$ в противоположном направлении;

$$N_p = \int_s \left\{ [\dot{\vec{E}}_p, \dot{\vec{H}}_{-p}] - [\dot{\vec{E}}_{-p}, \dot{\vec{H}}_p] \right\} \dot{\vec{i}}_z dS \quad (3.54)$$

– обобщенная норма волны, пропорциональна мощности волны; $\dot{\vec{J}} = \dot{J}_\omega \dot{\vec{i}}_y$;

$\dot{J}_\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \dot{J}_m(t, y) e^{-jq\omega t} dt$ – амплитуда гармоники конвекционного тока на

частоте $q\omega$; q – номер гармоники; интеграл $\int_V \dot{\vec{J}} \cdot \dot{\vec{E}}_{\mp p} dV$ – пропорционален

мощности, отдаваемой модулированным электронным потоком ЭМ волне на частоте ω и используется при расчете волнового КПД. Поля в волноводе представляем в виде [6] (множитель $e^{j\omega t}$ временно опустим):

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}_{\pm mn} = & jH_0 \cdot \frac{\omega\mu_0\chi_y}{\chi^2} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma z} \cdot \bar{i}_x - \\ & - jH_0 \frac{\omega\mu_0\chi_x}{\chi^2} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma z} \cdot \bar{i}_y; \end{aligned} \quad (3.55)$$

$$\begin{aligned} \dot{\vec{H}}_{\pm mn} = & \pm jH_0 \cdot \frac{\Gamma \cdot \chi_x}{\chi^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma z} \cdot \bar{i}_x \pm \\ & \pm jH_0 \frac{\Gamma \cdot \chi_y}{\chi^2} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma z} \cdot \bar{i}_y + H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma z} \cdot \bar{i}_z, \end{aligned} \quad (3.56)$$

где $\chi_x = \frac{m\pi}{a}$; $\chi_y = \frac{n\pi}{b}$; H_0 – амплитудный множитель, равен C_p .

Обобщенную норму волны (3.54) найдем, подставляя в (3.54) соответствующие компоненты векторов $\dot{\vec{E}}$ и $\dot{\vec{H}}$ из (3.55, 3.56) (индекс n может принимать значения и 0):

$$N_p = \frac{\omega\mu_0\Gamma \cdot a}{\chi^4} \left[\chi_y^2 \cdot \int_0^b \sin^2 \frac{n\pi y}{b} dy + \chi_x^2 \cdot \int_0^b \cos^2 \frac{n\pi y}{b} dy \right]. \quad (3.57)$$

Подставляем (3.57) и компоненту поля \dot{E}_y из (3.55) в (3.53):

$$C_{\pm mn} = -j \cdot \chi_x \chi^2 A \int_V \dot{J}_\omega \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{\pm j\Gamma \cdot z} dV, \quad (3.58)$$

где $A = 1 / \left(\Gamma a \left[\chi_y^2 \cdot \int_0^b \sin^2 \frac{n\pi y}{b} dy + \chi_x^2 \cdot \int_0^b \cos^2 \frac{n\pi y}{b} dy \right] \right)$.

Здесь в (3.58) интеграл вычисляется по объему, который занимает электронный луч, пересекающий волновод в центре широкой стенки. Пусть радиус луча r , $r^2 = (x - x_1)^2 + (z - z_1)^2$; x_1, z_1 – координаты центра электронного луча. Координата y меняется от $y_1 = 0$, до $y_2 = b$, но если внутри волновода есть трубки дрейфа, то $y_1 = l'$, $y_2 = b - l'$, где l' – длина трубки дрейфа в волноводе.

Тогда:

$$C_{\pm mn} = -j \cdot \chi_x \cdot \chi^2 A \int_{y_1}^{y_2} J_\omega \cdot \cos \frac{n\pi y}{b} dy \cdot \int_{x_1-r}^{x_1+r} \sin \frac{m\pi x}{a} dx \cdot \int_{(z_1-\sqrt{r^2-(x-x_1)})}^{(z_1+\sqrt{r^2-(x-x_1)})} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} \cdot dZ .$$

После интегрирования по координате Z получаем:

$$C_{\pm mn} = -j \chi_x \chi^2 A \frac{e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1}}{\pm j\Gamma} \int_{y_1}^{y_2} \cos \frac{n\pi y}{b} dy \cdot J_\omega \int_{x_1-r}^{x_1+r} \sin \frac{m\pi x}{a} sh\left(\pm j \cdot \Gamma \sqrt{r^2 - (x - x_1)^2}\right) dx . \quad (3.59)$$

Последний интеграл рассчитаем численно, используя формулу Симпсона. Учитывая, что радиус луча много меньше λ_w и размера a , и поле E_y в центре широкой стенки волновода на расстоянии r относительно центра луча ($x_1 = a/2$, z_1) меняется незначительно, получим:

$$C_{\pm mn} = -j \cdot \chi_x \cdot \chi^2 A \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4}{3} r \sin\left(\frac{m\pi x_1}{a}\right) \cdot sh(\pm j\Gamma \cdot r) \cdot \int_{y_1}^{y_2} J_\omega \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) dy. \quad (3.60)$$

В (3.60) входит J_ω – амплитуда первой гармоники плотности конвекционного тока, которая определяется так:

$$J_\omega = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} J_m \cdot e^{-j\omega t} d\omega t . \quad (3.61)$$

С учетом закона сохранения заряда и предполагая, что плотность тока по сечению одинакова, получим:

$$\dot{J}_m(y) d\omega t = \dot{J}_m(0) d\omega t_0 ,$$

где $\dot{J}_m(y)$ – плотность тока в сечении y ;

$\dot{J}_m(0)$ – плотность тока в сечении $y = 0$.

Решим задачу в одномерном приближении, т.е. поперечное движение электронов учитывать не будем. Для моделирования электронного потока используем метод крупных частиц. Электронный поток представим состоящим из N колец (или дисков), распределенных, при $z = 0$, равномерно на периоде $0 - 2\pi$. Рассчитываем интеграл (3.61) численно, используя метод средних, и допуская, что по сечению плотность тока постоянна – $I_1 = J_m(0) \cdot \pi \cdot r^2$, получим:

$$\dot{J}_\omega = \frac{2I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} . \quad (3.62)$$

Подставляя (3.62) в (3.60) и учитывая, что интегрирование уравнений движения проводится по координате y , (3.60) перепишем в виде:

$$\frac{d\bar{E}}{dy} = B \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{8}{3 \cdot \pi \cdot r \cdot \Gamma} \sin(\Gamma \cdot r) \sin\left(\frac{m\pi x_1}{a}\right) \frac{I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} \cdot \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cdot \varepsilon^0(y), \quad (3.63)$$

где $B = \omega\mu_0 \cdot \chi_x^2 A$; $\varepsilon^0(y)$ весовая функция пространственного распределения поля зазора рассчитывается методом сеток; $\bar{E} = -jC_{\pm mn} \omega\mu_0 \chi_x / \chi^2$.

После интегрирования уравнение возбуждения (3.63) поле $\dot{\bar{E}}_y$ ЭМ волны в волноводе запишется в следующем виде:

$$\dot{\bar{E}}_{y\pm mn} = \bar{E} \cdot \sin\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b} e^{\mp j\Gamma \cdot Z} \cdot e^{j\omega t} \bar{i}_y. \quad (3.64)$$

Для расчета возбуждения четырехполюсников (эквивалентных отрезкам волновода) электронным потоком потребуются знание наведенного тока и напряжения в заданном сечении волновода ($x = x_1, z = z_k$). Как отмечалось ранее (рис. 3.13), электронный луч проходит через отверстия в волноводе посредине широкой стенки. Взаимодействие электронного луча происходит с поперечной компонентой $\dot{\bar{E}}_y TE_{mn}$ волны. В качестве длины d зазора будем считать: а) размер узкой стенки волновода; б) для уменьшения угла пролета электронов внутрь волновода (для уменьшения длины зазора) могут встраиваться круглые трубки дрейфа небольшого диаметра, и длина зазора будет отсчитываться между торцами трубок дрейфа; в) при использовании Н-образных или П-образных волноводов расстояние между выступами в широкой стенке.

Используя (3.64), введем напряжение \tilde{U}_k на k -м зазоре:

$$\tilde{U}_k = \bar{E} \cdot \sin\frac{m\pi x_1}{a} \cos\frac{n\pi d}{b} \cdot e^{\mp j\Gamma \cdot Z_k + j\omega t} \cdot d. \quad (3.65)$$

Наведенный ток в k -м зазоре с учетом безразмерных параметров вычисляется так:

$$j_k^* = \frac{2I_0 U_0}{\tilde{U}_k} \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0^2} \frac{\mathcal{G}_0}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \int_{T_{0k}}^{T_{1k}} \varepsilon^0(T - T_0) \cdot e^{j(u_i + \vartheta_i T + \vartheta_k)} dT. \quad (3.66)$$

Входящие в (3.66) безразмерные параметры описаны в следующем разделе.

3.5.1.2. Уравнения движения электронов

Уравнение движения электрона во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т.е. до $v_0 / c < 0,99$) в одномерном приближении

имеет вид [85] (учтем, что движение электронов в данной математической модели происходит по координате Y):

$$\frac{dv}{dt} = -\eta_0 \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{3/2} \cdot \dot{E}_y, \quad (3.67)$$

где $\eta_0 = e/m_0$, e, m_0 – соответственно заряд и масса покоя электрона; v – продольная скорость электрона; c – скорость света в вакууме; v_0 – начальная скорость электронного потока.

Представив напряженность поля $\dot{E}_y = \dot{E}^0 + \dot{E}^p$, где $\dot{E}^0 = \text{Re}(E_m e^{j(\omega t + \vartheta_k)})$ – напряженность ВЧ поля в зазоре волновода (3.64); \dot{E}^p – напряженность продольного поля пространственного заряда. Поле пространственного заряда \dot{E}^p рассчитываем исходя из моделирования электронного потока N_e крупными частицами. Введем следующие безразмерные переменные:

$$T = y/L, \quad \mathcal{G} = \omega t, \quad \gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2};$$

$$V_i = \frac{v_i}{v_0}, \quad u_i = \omega t_i - \omega y/v_0, \quad \mathcal{G}_0 = \frac{L\omega}{v_0}, \quad \gamma_i = \left(1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2\right)^{-1/2}; \quad (3.68)$$

$$\sigma_a = \frac{(\gamma_0 - 1) \lambda}{2\pi\beta_0 d}; \quad \xi_k = \sum_m \frac{\dot{U}_m^\pm}{U_0}, \quad \dot{U}_m^\pm = \dot{E}_{\pm mn} d; \quad \sigma_p = \frac{eI_0}{\omega^2 v_0 m_0 \varepsilon_0 r^2} \dots$$

где y – продольная координата электрона,

L – длина ЛБВ,

r – радиус электронного луча,

d – длина зазора,

ω – опорная частота,

ξ_k – относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и

обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитывается по специальным алгоритмам, описанным в гл. 3 разделах 3.1–3.3.

После нормировки (3.67) получим релятивистское уравнение движения электрона:

$$\frac{dV_i}{dT} = \frac{\mathcal{G}_0}{\gamma_i^3 V_i} [-\sigma_a \text{Re}(\xi_k e^{j(u_i + \mathcal{G}_0 T + \vartheta_k)}) \varepsilon^0 (T - T_{ok}) + \sigma_p F_p]; \quad (3.69)$$

$$\frac{du_i}{dT} = \mathcal{G}_0 \left(\frac{1}{V_i} - 1\right), \quad (3.70)$$

где

$$F_p = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \varepsilon_p \left(\frac{|u_i - u_j|}{\pi}\right) \text{sign}(u_j - u_i); \quad (3.71)$$

$\varepsilon^0(T - T_0)$ – весовая функция пространственного распределения поля зазора рассчитывалась методом сеток,

$\varepsilon_p(y)$ – весовая функция распределения напряженности поля пространственного заряда, определяется с использованием периодизированных полей крупных частиц (дисков, колец) и подробно описана в гл. 1 раздел 1.5 или [142].

Уравнения (3.66), (3.69), (3.70) образуют самосогласованную нелинейную систему уравнений TWT WB.

После определения наведенных в зазорах волновода токов J_k , возбуждающих соответствующие четырехполосники, используется алгоритм расчета ЛБВ, описанный в разделах 3.3, 3.4. Заметим, что для выполнения условия синхронизма, т.е. постоянства фазы СВЧ-поля при прохождении электронным сгустком зазоров в волноводе (рис. 3.13), использовалась оптимизация распределения коэффициента фазы четырехполосников (эквивалентных отрезкам волновода). В четырех–шести точках задавалось первое приближение распределения коэффициента фазы на всех четырехполосниках, а затем для аппроксимации использовался аппарат атомарных функций. Подробное описание этой методики приведено в гл. 3 раздел 3.4 .

3.5.2. Исследование частотных характеристик TWT WB для различных диапазонов длин волн

При выборе размеров прямоугольных волноводов, ускоряющих напряжений, токов луча необходимо учитывать следующие факторы. Угол пролета в зазорах волноводов должен быть мал. Вставка трубок дрейфа в волновод для уменьшения зазоров, естественно, ведет к появлению отражений волны и поэтому желательно обходиться без вставок. Поэтому в ММ-диапазоне можно использовать волноводы с размером узкой стенки 0,1 – 0,02 см, что при ускоряющих напряжениях 20 – 40 кВ приводит к приемлемым углам пролета и отсутствию пробоя. В СМ-диапазоне при размерах узкой стенки 0,5 – 1,0 см лишь при ускоряющих напряжениях более 200 кВ можно получить приемлемые результаты. Теперь о выборе тока электронного луча. В связи с небольшим эквивалентным сопротивлением волновода и низким сопротивлением связи при малом токе электронного луча не удастся получить эффективного взаимодействия с ЭМВ. Только при превышении некоторого порога тока луча получают приемлемые коэффициент усиления и КПД более 10%. Таким образом, TWT WB на прямоугольных волноводах без вставок являются принципиально приборами большой мощности.

Можно приблизительно оценить порядок тока пучка I_0 , при котором будут приемлемые коэффициент усиления по мощности K_p и электронный КПД η_e для заданного ускоряющего напряжения V_0 . Результаты расчетов показывают, что $\eta_e > 0,1$ и $K_p > 10$ дБ можно получить, если модуляция электронов по скорости в середине прибора составит примерно $(1 \pm 0,005)v_0$. Используя полученную в главе 1 разделе 1.4 формулу (1.69) для скорости электрона на выходе зазора, записанную с учетом релятивизма, найдем

амплитуду относительного переменного напряжения на k-м зазоре ξ_k , которая обеспечит требуемую модуляцию скорости электрона:

$$|\dot{\xi}_k| = \frac{1}{M_k} \frac{1 - 1/(\gamma_0 \sqrt{1 - (v/c)^2})}{1 - 1/\gamma_0}, \quad (3.72)$$

где $\dot{\xi} = \dot{U}_k / V_0$; \dot{U}_k – напряжение на зазоре; M_k – коэффициент эффективности взаимодействия, можно выбирать от 0,2 до 1 (при малых углах пролета в релятивистских ЛБВ можно положить 1, в ММ-диапазоне – положим 0,5); v – скорость электрона на выходе зазора, скорость электрона на входе в зазор в формуле (3.72) положили равной v_0 ; γ_0 – определена в (3.68). Для выбранной модуляции скорости электрона $v/v_0 = 1,005$ по формуле (3.72) рассчитываем амплитуду напряжения на зазоре $|\dot{U}_k|$ и, зная эквивалентное сопротивление волновода Z_w , можно рассчитать мощность сигнала, который обеспечит требуемую скоростную модуляцию: $\tilde{P} = |\dot{U}_k|^2 / (2Z_w)$.

Полагая, что коэффициент усиления прибора по мощности K_p может быть более 10 дБ (примем $K_p = 13$ дБ), можно рассчитать мощность на выходе прибора: $P_{out} = K_p \tilde{P}$. Выберем электронный КПД $\eta_e = 0,3$, тогда мощность пучка электронов составит: $P_0 = P_{out} / \eta_e$. Для заданного V_0 рассчитываем ток пучка: $I_0 = P_0 / V_0$.

Например: для варианта А3 ($V_0 = 30$ кВ) получим: $|\dot{U}_k| = 656$ В; $\tilde{P} = 468$ Вт; $M_k = 0,5$; $K_p = 13$ дБ; $\eta_e = 0,3$; $Z_w = 459$ Ом; $P_0 = 31$ кВт; $I_0 = 1$ А. Для релятивистской ЛБВ, вариант В2 ($V_0 = 500$ кВ): $|\dot{U}_k| = 15100$ В; $\tilde{P} = 236$ кВт; $M_k = 1$; $K_p = 13$ дБ; $\eta_e = 0,3$; $Z_w = 483$ Ом; $P_0 = 15740$ кВт; $I_0 = 31$ А. Эти расчеты носят ориентировочный характер и позволяют выбрать параметры пучка электронов для начала оптимизационных расчетов.

В расчетах TWT WB ММ-диапазона были заданы следующие параметры: ускоряющее напряжение 30 кВ, ток электронного луча 2А, радиус луча $r = 0,015$ см, длина волны $\lambda = 0,8$ см, размеры волновода $a = 0,65$ см, $b = 0,05$ см, длина зазора $d = b = 0,05$ см, т.е. волновод без вставок. Вначале рассчитывалась регулярная ЛБВ, т.е. длины труб дрейфа одинаковы и равны 0,386 см, коэффициенты фаз эквивалентных четырехполюсников одинаковы, длины отрезков волновода (изогнутых в виде полуволн, рис. 3.13) между зазорами одинаковы и составляют 1,244 см. При числе зазоров $N = 20$ получен электронный КПД $\eta_e = 0,099$, коэффициент усиления $K_p = 17,7$ дБ – вариант А1.

Оптимизация распределений длин и фаз (расчет нерегулярной ЛБВ с размером волновода $a = 0,7$ см, $b = d = 0,1$ см) позволяет получить при числе зазоров $N = 22$ электронный КПД $\eta_e = 0,23$, коэффициент усиления $K_p = 17,9$ дБ – вариант А2. Если размер узкой стенки уменьшить до 0,05 см ($d = 0,05$ см), то при

числе зазоров $N=20$ достигается расчетный электронный КПД $\eta_e=0,297$, коэффициент усиления $K_p=18,9$ дБ – вариант А3.

Если в этом варианте уменьшить длину зазора до величины $d=0,025$ путем введения вставок в волновод, то при оптимизации распределений длин и фаз получен электронный КПД $\eta_e=0,312$, коэффициент усиления $K_p=22,6$ дБ.

Частотные характеристики этого варианта примерно такие же, как варианта А3 (рис. 3.14, 3.15).

При уменьшении тока луча до $I_0=1$ А (размеры волновода $a=0,7$ см, $b=d=0,05$ см), число зазоров $N=22$; $\eta_e=0,318$; $K_p=13,6$ дБ.

На рис. 3.14, 3.15 приведены частотные характеристики, зависимости электронного КПД η_e (рис. 3.14) и коэффициента усиления по мощности $K_p=10\lg|P_{out}/P_{in}|$ (рис. 3.15) от относительной частоты $W=f/f_0$: кривая 1 – вариант А1 (регулярная ЛБВ), кривая 2 – вариант А3 (нерегулярная ЛБВ). Видно, что полоса усиления регулярной ЛБВ составляет около 40%, нерегулярной 10 – 15%

Проведены расчеты релятивистских ТWT WB с ускоряющим напряжением 500 кВ, $I_0=100$ А, длина волны входного сигнала $\lambda=3$ см, размеры волновода $a=3,5$ см, $b=d=1$ см. Для числа зазоров $N=33$ получен электронный КПД $\eta_e=0,58$, коэффициент усиления $K_p=23,8$ дБ – вариант В1. При числе зазоров $N=31$ получен электронный КПД $\eta_e=0,597$, коэффициент усиления $K_p=17,4$ дБ – вариант В2.

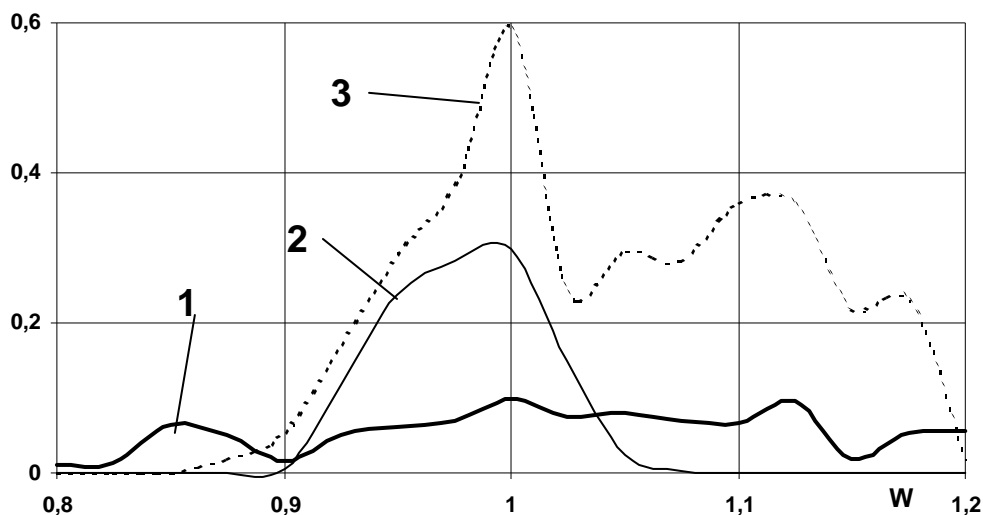


Рис. 3.14. Зависимости электронного КПД η_e от относительной частоты W : кривая 1 – вариант А1 (регулярная ЛБВ), кривая 2 – вариант А3 (нерегулярная ЛБВ – $\lambda=0,8$ см), кривая 3 – вариант В3 (нерегулярная ЛБВ – $\lambda=6$ см)

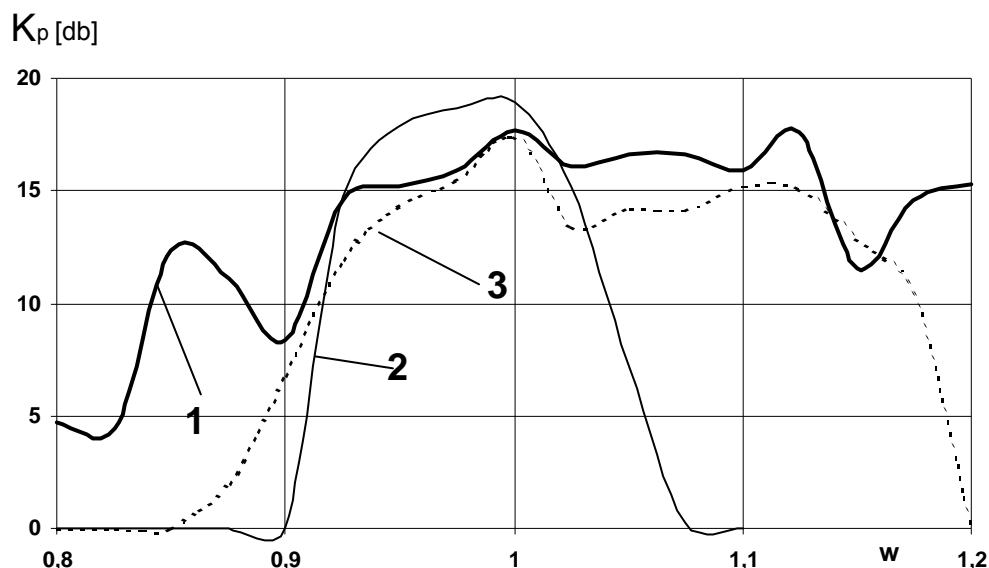


Рис. 3.15. Зависимости коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты W : кривая 1 – вариант А1 (регулярная ЛБВ), кривая 2 – вариант А3 (нерегулярная ЛБВ – $\lambda=0,8$ см), кривая 3 – вариант В3 (нерегулярная ЛБВ – $\lambda=6$ см)

Для длины волны входного сигнала – $\lambda=6$ см, ускоряющего напряжения 500 кВ, $I_0=50$ А, размеров волновода $a=4,8$ см, $b=d=1$ см, числа зазоров $N=17$ получен расчетный электронный КПД $\eta_e=0,652$, коэффициент усиления $K_p=14,7$ дБ – вариант В3. На рис. 3.14, 3.15 приведены частотные характеристики этого варианта – кривые 3. Полоса усиления этого варианта составляет 30%.

Следует отметить, что TWT WB можно использовать и при малых мощностях пучка, если увеличить сопротивление связи пучка и волны. Как указывалось на стр. 188 для уменьшения угла пролета электронов (длины зазора) целесообразно использовать ребристые (П и Н) волноводы, волноводы со вставками трубок дрейфа. Это одновременно увеличивает и сопротивление связи. Можно использовать и такие вставки, как показано на рис. 3.16, особенно для многопучковых TWT WB.

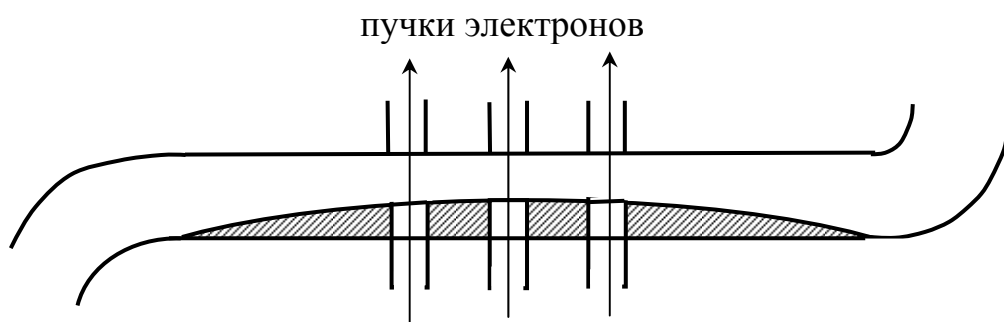


Рис. 3.16. Распределенная вставка

В такой конструкции согласование отрезков волновода сохраняется, а сопротивление связи увеличивается.

Таким образом, в ММ-диапазоне расчетный электронный КПД достигает 30% , коэффициент усиления по мощности 22 дБ, полоса усиления 10-15%. Однако распределение КПД в полосе усиления – неравномерно. Релятивистские ЛБВ с ускоряющим напряжением 500 кВ, током луча 50 А могут иметь расчетный электронный КПД 65%, коэффициент усиления по мощности 15 дБ, полосу усиления 30%.

ГЛАВА 4

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЛБВ И ЛОВ НА ЦСР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШЕСТИПОЛЮСНИКОВ

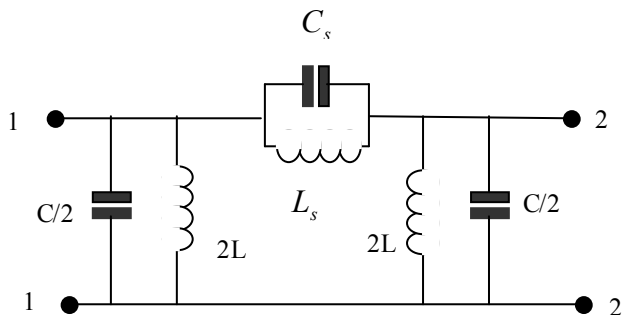
4.1 Математическое моделирование нерегулярной ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных шестиполюсников

Замедляющие системы типа ЦСР используются в мощных ЛБВ, ЛОВ. При анализе ЦСР обычно используется метод эквивалентных схем. Замедляющая система представляется в виде последовательно соединенных четырехполюсников или шестиполюсников, имеющих свойства полосового фильтра. Согласовать такую фильтровую систему с нагрузкой и источником сигнала возможно лишь в узкой полосе частот внутри полосы прозрачности, т.к. волновое сопротивление фильтровой системы сильно зависит от частоты. При использовании четырехполюсников для выбора эквивалентной схемы проводят условные сечения по центрам зазоров двух смежных резонаторов и схема четырехполюсника имеет вид, представленный на рис. 4.1,а. Здесь L – индуктивность, C – емкость зазора резонатора, L_s , C_s – соответственно индуктивность и емкость щели связи между резонаторами. В такой схеме генератор тока, эквивалентный наведенному в зазоре току, подключается параллельно входным зажимам.

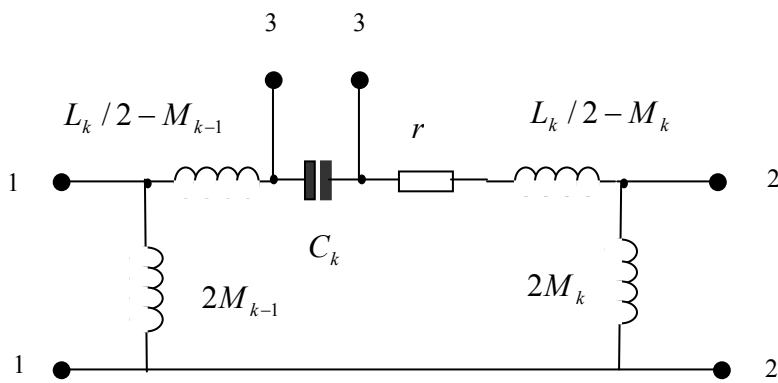
В главе 3 разделе 3.2 описана математическая модель и методика расчета и оптимизации параметров ЛБВ на нерегулярной ЦСР, где ЦСР представлена эквивалентными четырехполюсниками, имеющими схему приведенную на рис. 4.1,а. Описанные в главе 3 методики расчета и оптимизации с использованием метода синхронного электрона, оптимизации распределений вдоль ЛБВ характеристических сопротивлений и коэффициентов фаз четырехполюсников позволили провести оптимизацию с небольшим числом параметров и получить оптимальные варианты ЛБВ с расчетным электронным КПД более 50%, как в СМ-диапазоне, так и в ММ-диапазоне.

Однако некоторые конструкции ЦСР не могут быть (из-за особенностей связи с электронным потоком) представлены в виде цепочки четырехполюсников. Их обычно моделируют [105, 114, 115] цепочкой последовательно соединенных согласованных шестиполюсников, которые точнее описывают электродинамические свойства замедляющей системы. Эквивалентная схема шестиполюсника, представляющего ячейку замедляющей системы [105], приведена на рис. 4.1,б (здесь учтено, что между резонаторами замедляющей системы трансформаторная связь).

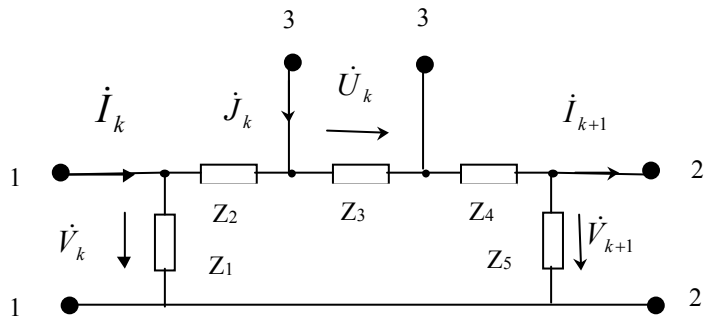
На рис. 4.1,б: L_k , C_k – соответственно эквивалентные индуктивность и емкость объемного резонатора, M_k – коэффициент взаимной индукции при трансформаторной связи, $M_k = K_s \sqrt{L_k L_{k+1}}$, K_s – коэффициент связи между резонаторами; $r_k \approx \rho_k / Q_k$ – сопротивление потерь в резонаторе,



a



б



в

Рис. 4.1. Эквивалентные схемы.

ρ_k – волновое сопротивление, Q_k – добротность резонатора. Источник наведенного тока J_k включен параллельно емкости C_k зазора резонатора.

Ниже сформулированы математические модели и проведено сравнение оптимальных характеристик ЛБВ с ЦСР на эквивалентных шестиполюсниках и четырехполюсниках.

4.1.1. Математическая модель ЛБВ на ЦСР с эквивалентными шестиполюсниками

В литературе [114, 115] достаточно хорошо развита теория ЛБВ на ЦСР с использованием шестиполюсников. Если в [114] хорошо развит линейный подход к теории дискретного взаимодействия электронного потока с высокочастотными полями, то в [115] эта теория обобщена и на нелинейное взаимодействие. Поэтому будем опираться на основные положения работы [115] с необходимыми дополнениями. ЦСР представляется в виде цепочки многополюсников на рис. 4.2.

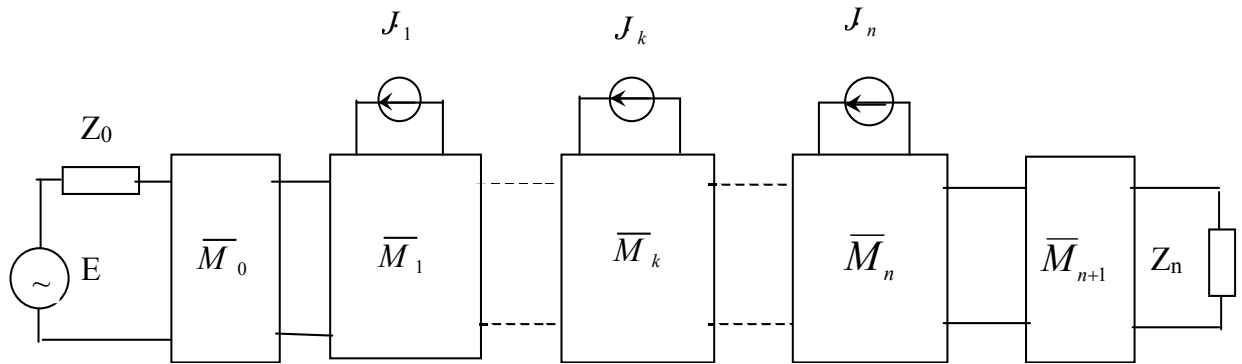


Рис. 4.2. Схема ЦСР

Источник входного сигнала E с внутренним сопротивлением Z_0 подключен через регулярную линию передачи к согласующему Π -образному четырехполюснику \bar{M}_0 . $\bar{M}_1, \dots, \bar{M}_n$ – неидентичные шестиполюсники, моделирующие активные ячейки ЦСР, \bar{M}_{n+1} – согласующий Π -образный четырехполюсник, служит для согласования нагрузки Z_n с выходным сопротивлением n -го активного резонатора. Схема шестиполюсника в обобщенном виде приведена на рис. 4.1,в, где комплексные сопротивления рассчитываются, исходя из эквивалентной схемы рис. 4.1,б, так:

$$Z_1 = j\omega 2M_k; \quad Z_2 = r_k / 2 - j\omega \left(L_k / 2 - \frac{M_k + M_{k+1}}{2} \right); \quad Z_3 = 1 / j\omega C_k;$$

$$Z_4 = r_k / 2 - j\omega \left(L_k / 2 - \frac{M_k + M_{k+1}}{2} \right); \quad Z_5 = j\omega 2M_{k+1},$$

где $M_k = K_s^k \sqrt{\frac{L_k L_{k+1}}{2 \cdot 2}}$ – коэффициент взаимной индукции между k -м и $(k+1)$ -м

эквивалентными контурами резонаторов ЦСР;

L_k, C_k – индуктивность и емкость эквивалентного контура;

r_k – сопротивление потерь k -го контура;

K_s^k – коэффициент связи между k -м и $(k+1)$ -м резонаторами;

$\omega = 2\pi f$; f – частота сигнала.

Здесь комплексные сопротивления Z_2 и Z_4 выбраны по возможности одинаковыми, чтобы создать равные условия для возбуждения попутной и встречной волн наведенным током J_k (это выполняется в реальных резонаторах).

Токи и напряжения $\dot{U}_k, \dot{V}_k, \dot{V}_{k+1}, \dot{I}_k, \dot{I}_{k+1}$ на входе и выходе шестиполюсника связаны между собой матрицей сопротивлений шестиполюсника [115]:

$$\begin{pmatrix} \dot{V}_k \\ \dot{V}_{k+1} \\ \dot{U}_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{Z}^k \\ -I_{k+1} \\ J_k \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Для схемы шестиполюсника рис.4.1, в матрица $\begin{pmatrix} \dot{Z}^k \end{pmatrix}$ будет иметь вид:

$$\begin{pmatrix} \dot{Z}^k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{Z}_1^k \cdot \dot{Z}_{2345}^k & \dot{Z}_1^k \cdot Z_5^k & \dot{Z}_1^k \cdot Z_3^k \\ \dot{Z}_1^k \cdot \dot{Z}_5^k & \dot{Z}_5^k \cdot \dot{Z}_{1234}^k & \dot{Z}_3^k \cdot \dot{Z}_5^k \\ \dot{Z}_1^k \cdot \dot{Z}_3^k & \dot{Z}_3^k \cdot Z_5^k & \dot{Z}_3^k \cdot \dot{Z}_{1245}^k \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\dot{Z}_{12345}^k}, \quad (4.2)$$

где $\dot{Z}_{12345}^k = \sum_{i=1}^5 \dot{Z}_i^k$, $\dot{Z}_{1234}^k = \sum_{i=1}^4 \dot{Z}_i^k$, $\dot{Z}_{2345}^k = \sum_{i=2}^5 \dot{Z}_i^k$, $\dot{Z}_{1245}^k = \dot{Z}_1 + \dot{Z}_2 + \dot{Z}_4 + \dot{Z}_5$

Решая систему уравнений (4.1), можно по известной матрице $\begin{pmatrix} \dot{Z}^k \end{pmatrix}$ определить напряжения и токи на входе и выходе m -го шестиполюсника через возбуждающий его ток J_m :

$$\dot{V}_m = a_m J_m; \quad (4.3)$$

$$\dot{V}_{m+1} = b_m J_m; \quad (4.4)$$

$$\dot{U}_m = S_m J_m; \quad (4.5)$$

$$\dot{I}_m = \frac{-a_m}{Z_{in2}^{m-1}} \dot{J}_m; \quad (4.6)$$

$$\dot{I}_{m+1} = \frac{b_m}{Z_{in2}^{m+1}} \dot{J}_m; \quad (4.7)$$

$$a_m = \frac{[-Z_{12}^m Z_{23}^m + Z_{13}^m (Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m)] Z_{in1}^{m+1}}{(Z_{in1}^{m+1} + Z_{11}^m)(Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m) - Z_{12}^m Z_{21}^m}; \quad (4.8)$$

$$b_m = \frac{[-Z_{21}^m Z_{13}^m + Z_{23}^m (Z_{in1}^{m+1} + Z_{11}^m)] Z_{in2}^{m-1}}{(Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m)(Z_{in1}^{m-1} + Z_{11}^m) - Z_{21}^m Z_{12}^m}; \quad (4.9)$$

$$S_m = \frac{-Z_{31}^m}{Z_{in2}^{m-1}} a_m - \frac{Z_{32}^m b_m}{Z_{in1}^{m+1}} b_m + Z_{33}^m. \quad (4.10)$$

Граничные условия на правом конце ЦСР учитываются при расчете входного сопротивления Z_{in1}^m эквивалентных шестиполюсников в отсутствие возбуждающих токов. При этом эквивалентный шестиполюсник представляется четырехполюсником с матрицей передачи $\|A\|$, входные зажимы 1-1, выходные 2-2 (рис. 4.1,в). Для заданного сопротивления нагрузки Z_n по известным коэффициентам матрицы передачи $\|A\|$ соответствующих шестиполюсников, двигаясь от $n+1$ ячейки к нулевой, можно последовательно найти все Z_{in1}^m по рекуррентной формуле:

$$Z_{in1}^k = \frac{A_{11}^k Z_{in1}^{k+1} + A_{12}^k}{A_{21}^k Z_{in1}^{k+1} + A_{22}^k}; \quad k=n+1, n, \dots, 1, 0, \quad (4.11)$$

$$\text{где } Z_{in1}^{n+2} = Z_n; \quad A_{11}^k = \frac{Z_{11}^k}{Z_{21}^k}; \quad A_{12}^k = \frac{Z_{11}^k Z_{22}^k - Z_{12}^k Z_{21}^k}{Z_{21}^k};$$

$$A_{21}^k = \frac{1}{Z_{21}^k}; \quad A_{22}^k = \frac{Z_{22}^k}{Z_{21}^k}.$$

Аналогично учитывается граничное условие на левом конце, т.е. входное сопротивление Z_0 источника сигнала E , рассчитывая Z_{in2}^k и двигаясь от нулевой ячейки к $n+1$:

$$Z_{in2}^k = \frac{A_{22}^k Z_{in2}^{k-1} + A_{12}^k}{A_{21}^k Z_{in2}^{k-1} + A_{11}^k}; \quad k = 0, 1, 2, \dots, n+1, \quad (4.12)$$

$$\text{где } Z_{in2}^{-1} = Z_0;$$

Теперь легко рассчитать возбуждение попутной волны током J_m в k -м каскаде ($k > m$, $k = m+1, \dots, n+2$):

$$V_k^{m+} = J_m b_m \prod_{i=m+1}^{k-1} (A_{22}^i - A_{12}^i / Z_{in1}^i); \quad (4.13)$$

$$I_k^{m+} = J_m \frac{b_m}{Z_{in1}^{m+1}} \prod_{i=m+1}^{k-1} (-A_{21}^i Z_{in1}^i + A_{11}^i). \quad (4.14)$$

Напряжение на k -м зазоре резонатора, т.е. на элементе Z_3 рис. 4.1,в, возбуждаемом попутной волной от тока J_m :

$$U_k^{m+} = J_m \frac{b_m}{Z_{in1}^{m+1}} \prod_{i=m+1}^{k-1} (A_{11}^i - A_{21}^i Z_{in1}^i) [Z_{31}^k - Z_{32}^k (A_{11}^k - A_{21}^k Z_{in1}^k)]. \quad (4.15)$$

Аналогично определяется возбуждение встречной волны током J_m в k -м каскаде ($k < m$, $k = m-1, \dots, 1, 0$):

$$V_k^{m-} = J_m a_m \prod_{i=m-1}^k (A_{11}^i - A_{12}^i / Z_{in2}^i); \quad (4.16)$$

$$I_k^{m-} = J_m \frac{a_m}{Z_{in2}^{m-1}} \prod_{i=m-1}^k (A_{22}^i - A_{21}^i Z_{in2}^i); \quad (4.17)$$

$$U_k^{m-} = -J_m \frac{a_m}{Z_{in2}^{m-1}} \prod_{i=m-1}^k (A_{22}^i - A_{21}^i Z_{in2}^i) [Z_{31}^k - \frac{Z_{32}^k}{A_{22}^k - A_{21}^k Z_{in2}^k}]. \quad (4.18)$$

Когда индексы k и m совпадают, т.е. возбуждающий ток J_m находится в этом же каскаде, то соответствующие компоненты относятся к встречной волне и рассчитываются по формулам (4.3), (4.5), (4.6), при $k=m$:

$$\dot{V}_k^{k-} = a_k J_k; \quad (4.19)$$

$$\dot{I}_k^{k-} = -\frac{a_k}{Z_{in2}^{k-1}} J_k; \quad (4.20)$$

$$\dot{U}_k^{k-} = S_k J_k. \quad (4.21)$$

Возбуждение ЦСР (рис. 4.2) входным сигналом $\dot{E} = E_0 e^{j(\omega t + \varphi_0)}$ с учетом выходного сопротивления Z_0 генератора сигнала рассчитывается следующим образом. Определяем ток I_0 и напряжение V_0 на входе согласующего, нулевого \bar{M}_0 (рис. 4.2) четырехполюсника:

$$\dot{I}_0^0 = \frac{\dot{E}}{Z_0 + Z_{in1}^0}; \quad \dot{V}_0^0 = \dot{I}_0^0 Z_{in1}^0. \quad (4.22)$$

Зная коэффициенты матрицы передачи $\|A\|$, для каждого каскада находим возбуждение попутной волны входным сигналом в k-м каскаде ($k>0$):

$$\dot{V}_k^{0+} = \dot{V}_0^0 \prod_{i=0}^{k-1} (A_{22}^i - A_{12}^i / Z_{in1}^i); \quad (4.23)$$

$$\dot{I}_k^{0+} = \dot{I}_0^0 \prod_{i=0}^{k-1} (A_{11}^i - A_{21}^i Z_{in1}^i). \quad (4.24)$$

Используя третье уравнение системы (4.1), можно определить напряжение на зазоре резонатора, на элементе Z_3 рис. 4.1,в:

$$\dot{U}_k^{0+} = \dot{I}_0^0 \prod_{i=0}^{k-1} (A_{11}^i - A_{21}^i Z_{in1}^i) [Z_{31}^k - Z_{32}^k (A_{11}^k - A_{21}^k Z_{in1}^k)]. \quad (4.25)$$

И окончательно уравнение возбуждения k-й ячейки всеми токами и входным сигналом можно записать так:

для попутной волны:

$$\dot{V}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{V}_k^{m+} + \dot{V}_k^{0+}; \quad \dot{I}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{I}_k^{m+} + \dot{I}_k^{0+}; \quad \dot{U}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{U}_k^{m+} + \dot{U}_k^{0+}. \quad (4.26)$$

для встречной волны ($m>k$):

$$\dot{V}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{V}_k^{m-}; \quad \dot{I}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{I}_k^{m-}; \quad \dot{U}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{U}_k^{m-}. \quad (4.27)$$

Далее следует просуммировать амплитуды попутной и встречной волн, но при этом необходимо учесть, что процесс установления суммарных напряжений на зазорах резонаторов очень неустойчив и следует прибегать к специальным алгоритмам, о чем будет сказано ниже.

4.1.2. Уравнения движения электронов и расчет наведенных токов

В разделе 3.5.1.2 приведены уравнения движения электронов в волноводе, которые записаны с учетом движения по координате Y (с учетом этого записаны и безразмерные переменные (3.68)). Здесь - движение электронов происходит в резонаторе по координате Z . Чтобы не нарушать

целостность изложения математической модели, ниже приведем полностью уравнения движения и расчет наведенных токов применительно к резонаторам.

Уравнение движения электрона во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т.е. до $v_0 / c < 0,99$) в одномерном приближении имеет вид [85]:

$$\frac{dv}{dt} = -\eta_0 \left(1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right)^{3/2} \cdot \dot{E}_z, \quad (4.28)$$

где $\eta_0 = e / m_0$, e, m_0 – соответственно заряд и масса электрона;

v – продольная скорость электрона;

c – скорость света в вакууме;

v_0 – начальная скорость электронного потока.

Представив напряженность поля $\dot{E}_z = \dot{E}^0 + \dot{E}^p$, где $\dot{E}^0 = \text{Re}(E_m e^{j(\omega t - \theta_k)})$ – напряженность продольного ВЧ-поля в зазоре резонатора; \dot{E}^p – напряженность продольного поля пространственного заряда. Поле пространственного заряда \dot{E}^p рассчитываем исходя из моделирования электронного потока N_e крупными частицами на электронной длине волны $\lambda_e = \beta_0 \lambda_0$. Введем следующие безразмерные переменные:

$$T = z / L; \quad \mathcal{G} = \omega t; \quad \gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c} \right)^2 \right)^{-1/2};$$

$$V_i = \frac{v_i}{v_0}; \quad u_i = \omega t_i - \omega z / v_0; \quad \mathcal{G}_0 = \frac{L \omega}{v_0}; \quad \gamma_i = \left(1 - \left(\frac{v_i}{c} \right)^2 \right)^{-1/2}; \quad (4.29)$$

$$\sigma_a = \frac{(\gamma_0 - 1) \lambda}{2\pi\beta_0 d}; \quad \xi_k = \sum_i \frac{\tilde{U}_i^\pm}{U_0}; \quad \tilde{U}_i^\pm = \dot{E}_i^0 d; \quad \sigma_p = \frac{eI_0}{\omega^2 v_0 m_0 \varepsilon_0 a^2 N_L},$$

где z – продольная координата электрона;

L – длина ЛБВ;

a – радиус электронного луча;

N_L – число лучей;

D – длина зазора резонатора;

ω – опорная частота;

ξ_k – относительное напряжение на зазоре, рассчитанное с учетом

попутных и встречных волн, см. раздел 4.1.1.

После нормировки (4.28) получим релятивистское уравнение движения электрона в системе Z :

$$\frac{dV_i}{dT} = \frac{\mathcal{G}_0}{\gamma_i^3 V_i} [-\sigma_a \text{Re}(\xi_k e^{j(u_i + \mathcal{G}_0 T + \theta_k)}) \varepsilon^0 (T - T_{ok}) + \sigma_p F_p]; \quad (4.30)$$

$$\frac{du_i}{dT} = \mathcal{G}_0 \left(\frac{1}{v_i} - 1 \right), \quad (4.31)$$

где

$$F_p = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \varepsilon_p \left(\frac{|u_i - u_j|}{\pi} \right) \text{sign}(u_j - u_i); \quad (4.32)$$

$\varepsilon^0(T - T_{0k})$ – весовая функция пространственного распределения поля зазора рассчитывалась методом сеток;

$\varepsilon_p(x)$ – весовая функция распределения напряженности поля пространственного заряда.

Интегрировании системы (4.30, 4.31) позволяет вычислить скорости v_i и фазу u_i i -й частицы. Решая совместно с системой (4.30, 4.31) и уравнение возбуждения, можно определить и наведенные токи J_k в зазорах резонаторов, которые с учетом безразмерных параметров вычисляются так:

$$J_k^* = \sigma_b \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0^2} \frac{\mathcal{G}_0}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \int_{T_{0k}}^{T_{1k}} \varepsilon^0(T - T_{0k}) e^{j(u_i + \mathcal{G}_0 T + \mathcal{G}_k)} dT, \quad (4.33)$$

где $\sigma_b = \frac{2I_0 U_0}{U_m}$, безразмерные эффективные границы зазоров $[T_{0k}, T_{1k}]$

определяются с учетом проникновения ВЧ-поля в трубки дрейфа..

После определения наведенных в зазорах резонаторов токов J_k , которые возбуждают соответствующие шестиполюсники, сформулируем алгоритм расчета ЛБВ. Заметим, что в литературе нет достаточно подробно изложенного алгоритма, позволяющего провести расчет режима ЛБВ и синтез параметров шестиполюсников.

4.1.3. Алгоритм расчета нерегулярной ЛБВ и оптимизация параметров с использованием атомарных функций

1. Рассчитаем параметры Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_5 шестиполюсников рис. 4.1,в. Так как выбрана трансформаторная связь между резонаторами ЦСР, то на рис. 4.1,б приведена электрическая схема эквивалентного шестиполюсника, а на рис.4.1,в она же представлена в более общем виде через комплексные сопротивления. Исходя из заданной опорной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$ и зная примерные геометрические размеры резонатора для этой частоты, можно найти индуктивность L_k контура, эквивалентного резонатору [113]. Задаем коэффициент индуктивной связи K_s между эквивалентными контурами, допустим, исходя из полосы пропускания Δf фильтровой цепочки, тогда $K_s \approx 0,5 \cdot \Delta f / f_0$ [120]. При расчете регулярной цепочки можно положить K_s для всех резонаторов одинаковым, при расчете нерегулярных цепочек связь между резонаторами можно также положить одинаковой и варьировать емкость

эквивалентного контура, что в дальнейшем и будет выполняться. Рассчитываем коэффициент взаимной индукции $M_k = 0,5K_s L_k$ (рис. 4.1,б) и значение сопротивления $\dot{Z}_1 = j\omega 2M_k$ (рис. 4.1,в). Пусть мера передачи k -го шестиполосника $g_k = \alpha_k + j\theta_k$, где α_k – затухание, θ_k – коэффициент фазы. Положим вначале расчеты $\alpha_k = 0$. Выбираем значение коэффициента фазы θ_1 первого эквивалентного шестиполосника, соответствующее середине полосы пропускания фильтровой системы. Для регулярной ЦСР θ_k для всех шестиполосников одинаковы, для нерегулярных θ_k – разные и для аппроксимации $\theta_k(T_k)$ будем использовать аппарат атомарных функций, о чем будет сказано ниже. Для продолжения расчетов представим каждый шестиполосник рис. 4.1,в эквивалентным четырехполосником, в котором продольный элемент $\bar{Z}_3 = Z_2 + Z_3 + Z_4$. Полагаем $Z_5 = Z_1$. Для заданного θ_k определим \bar{Z}_3^k , который обеспечит коэффициент фазы θ_k :

$$\bar{Z}_3^k = Z_5 [ch(\theta_k) - 1]. \quad (4.34)$$

Найдем и характеристическое сопротивление этого четырехполосника:

$$Z_{1c}^k = Z_1^k [ch(\theta_k) - 1] / sh(\theta_k). \quad (4.35)$$

При расчете следующего $(k+1)$ -го четырехполосника полагаем $Z_1^{k+1} = Z_5^k$, $Z_5^{k+1} = Z_1^{k+1}$. Для заданного θ_{k+1} по формулам (4.34), (4.35) определяются характеристическое сопротивление Z_{1c}^{k+1} и \bar{Z}_3^{k+1} и т.д., $k=1,2,\dots,n$. Если ЦСР регулярна, то четырехполосники оказываются согласованными. Таким образом рассчитывается основная цепочка активных резонаторов. После этого необходимо рассчитать согласующие П-образные четырехполосники справа и слева основной цепочки активных резонаторов. Для нулевого четырехполосника \bar{M}_0 (рис. 4.2) известны: Z_0 – внутреннее сопротивление генератора, Z_{1c}^1 – характеристическое сопротивление первого четырехполосника. Полагаем $Z_5^0 = Z_1^1$. Характеристическое сопротивление слева Z_{1c}^0 нулевого четырехполосника при согласовании должно быть равно Z_0 : $Z_{1c}^0 = Z_0$, а справа – $Z_{2c}^0 = Z_{1c}^1$. Для определения коэффициента фазы θ_0 нулевого четырехполосника необходимо решить уравнение:

$$\dot{Z}_5^0 \left[\sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^0}{\dot{Z}_{2c}^0}} ch(g_0) - 1 \right] = \sqrt{\dot{Z}_{1c}^0 \dot{Z}_{2c}^0} sh(g_0). \quad (4.36)$$

Это уравнение сводится к квадратному относительно $sh(g_0)$ и его решение:

$$sh(g_0) = \left(-2\dot{Z}_5^0 B + \sqrt{4(\dot{Z}_5^0 B)^2 - 4(B^2 - A^2)[(\dot{Z}_5^0)^2 - A^2]} \right) / [2(B^2 - A^2)], \quad (4.37)$$

$$\text{где } A = \dot{Z}_5^0 \sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^0}{\dot{Z}_{2c}^0}}; \quad B = \sqrt{\dot{Z}_{1c}^0 \dot{Z}_{2c}^0}.$$

Теперь можно найти \bar{Z}_3^0 :

$$\bar{Z}_3^0 = \sqrt{Z_{1c}^0 Z_{2c}^0} sh(g_0). \quad (4.38)$$

Определяя $ch(g_0) = \sqrt{1 + sh(g_0)}$, вычисляем меру передачи g_0 согласующего четырехполюсника:

$$g_0 = \ln[ch(g_0) + sh(g_0)] = \alpha_0 + j\theta_0, \quad (4.39)$$

Аналогично определяются параметры согласующего П-образного четырехполюсника \bar{M}_{n+1} на правом конце ЦСР, который используется для согласования с нагрузкой Z_n :

$$Z_{1c}^{n+1} = Z_{2c}^n; \quad \dot{Z}_1^{n+1} = \dot{Z}_5^n; \quad \dot{Z}_{2c}^{n+1} = \dot{Z}_n;$$

$$sh(g_{n+1}) = \left(-2\dot{Z}_5^{n+1} B + \sqrt{4(\dot{Z}_5^{n+1} B)^2 - 4(B^2 - A^2)[(\dot{Z}_5^{n+1})^2 - A^2]} \right) / [2(B^2 - A^2)];$$

$$A = \dot{Z}_1^{n+1} \sqrt{\frac{\dot{Z}_{2c}^{n+1}}{\dot{Z}_{1c}^{n+1}}}; \quad B = \sqrt{Z_{1c}^{n+1} Z_{2c}^{n+1}};$$

$$\bar{Z}_3^{n+1} = \sqrt{Z_{1c}^{n+1} Z_{2c}^{n+1}} sh(g_{n+1}); \quad (4.40)$$

$$\dot{Z}_5^{n+1} = \bar{Z}_3^{n+1} \left(\sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^{n+1}}{\dot{Z}_{2c}^{n+1}}} ch(g_{n+1}) - 1 \right);$$

$$ch(g_{n+1}) = \sqrt{1 + sh(g_{n+1})};$$

$$g_{n+1} = \ln[ch(g_{n+1}) + sh(g_{n+1})] = \alpha_{n+1} + j\theta_{n+1}.$$

После расчета параметров четырехполюсников можно перейти к синтезу элементов эквивалентных шестиполюсников, рис. 4.1,б. Известно комплексное сопротивление последовательного элемента $\bar{Z}_3 = Z_2 + Z_3 + Z_4$ (рис. 4.1,в). Задавая собственную добротность Q_0 резонатора, определяется сопротивление потерь в резонаторе $r_k \approx \omega_0 L_k / Q_0$. Если $\text{Re } \bar{Z}_3 > r_k$, то полагаем $r_k = \text{Re } \bar{Z}_3$ и пересчитываем требуемую добротность $Q_0 = \omega_0 L / \text{Re } \bar{Z}_3$. В противном случае $\text{Re } \bar{Z}_3 < r_k$ полагаем $\text{Re } \bar{Z}_3 = r_k$. Реактивная часть $\text{Im } \bar{Z}_3$ в сумме должна быть равна сопротивлению индуктивных и емкостных элементов в последовательном плече шестиполюсника рис. 4.1,б. Так как L_k, M_k были определены ранее, то сопротивление X_c емкостного элемента определяется так:

$$X_c = \text{Im} \bar{Z}_3 - j\omega_0 [L_k - (M_{k-1} + M_k)]; \quad (4.41)$$

Тогда емкость $C_k = -j/(\omega_0 X_c)$.

Именно эти элементы (C_k, L_k, M_k) обеспечат требуемый коэффициент фазы θ_k шестиполюсника. После этого для произвольной частоты ω пересчитываем Z_1^k, \dots, Z_5^k шестиполюсника рис. 4.1, в с учетом симметрии:

$$\dot{Z}_2^k = \dot{Z}_4^k = r_k / 2 + j\omega 0,5 [L_k - (M_{k-1} + M_k)] \quad (4.42)$$

$$\dot{Z}_3^k = -j/(\omega C_k) \quad (4.43)$$

$$\dot{Z}_1^k = j\omega 2M_{k-1}; \quad \dot{Z}_5^k = j\omega 2M_k \quad (4.44)$$

Определим элементы согласующих четырехполюсников \bar{M}_0, \bar{M}_{n+1} :

$$\begin{aligned} L_0 &= \text{Im} \bar{Z}_3 / \omega_0; \quad C_0 = -1/(\omega_0 \text{Im} \dot{Z}_1^0) \\ \dot{Z}_1^0 &= j/(\omega C_0); \quad \bar{Z}_3^0 = r_0 + j\omega L_0; \\ \dot{Z}_5^0 &= j\omega 2M_0; \end{aligned} \quad (4.45)$$

$$\begin{aligned} L_{n+1} &= \text{Im} \bar{Z}_3^{n+1} / \omega_0; \quad C_{n+1} = -1/(\omega_0 \text{Im} \dot{Z}_5^{n+1}); \\ \dot{Z}_1^{n+1} &= j\omega 2M_{n+1}; \quad \bar{Z}_3^{n+1} = r_{n+1} + j\omega L_{n+1}; \\ \dot{Z}_5^{n+1} &= -j/(\omega C_{n+1}). \end{aligned}$$

После этого, используя (4.2), (4.11), определяются элементы матриц $\|Z^k\|, \|A^k\|$ $k=0,1,\dots, n+1$ для произвольной частоты ω .

2. На первой итерации $s=1$ рассчитываем только для попутной волны напряжения на зазорах резонаторов \dot{U}_k^+ , напряжения и токи \dot{V}_k^+, \dot{I}_k^+ по формулам (4.26), (4.13, 4.14, 4.15, 4.23, 4.24, 4.25) последовательно, начиная с нулевого четырехполюсника и заканчивая нагрузкой Z_n , попутно определяя наведенные токи J_k в каждом зазоре резонатора.

3. По формулам (4.27), (4.16, 4.17, 4.18) рассчитываются амплитуды $\dot{V}_k^-, \dot{I}_k^-, \dot{U}_k^-$, описывающие распределение встречной волны по шестиполюсникам.

4. По формуле последовательной нижней релаксации пересчитывается распределение встречной волны:

$$\dot{U}_{k,s+1}^- = \omega_r \dot{U}_{k,s+1}^- + (1 - \omega_r) \dot{U}_{k,s}^-, \quad (4.46)$$

где ω_r – параметр релаксации.

5. Следующие итерации следует повторять с пункта 2, но при расчетах \dot{U}_k учитывать амплитуду встречной волны: $\dot{U}_k = \dot{U}_{k,s+1}^+ + \dot{U}_{k,s+1}^-$. Итерации повторяются до установления напряжений на зазорах \dot{U}_k с заданной точностью, в данном алгоритме вычислялась сумма:

$$\varepsilon_{s+1} = \sum_{k=1}^n |\dot{U}_{k,s+1} - \dot{U}_{k,s}| / U_0 < \varepsilon_T,$$

где ε_T – заданная точность согласования.

Пункт 2 выполняется для заданного закона изменения коэффициентов фаз θ_k шестиполюсников, который обеспечит оптимальное взаимодействие между электромагнитной волной в ЦСР и сгруппированным электронным потоком. Для определения θ_{k+1} , при переходе от k -го к $k+1$ -му шестиполюснику, для аппроксимации используется аппарат атомарных функций [133].

Используем безразмерные параметры введенные ранее (см. (4.29)) и учтем, что $T=z/l$; $0 \leq T \leq 1$; $T_k = (\sum_{i=1}^{k-1} l_i) / l$, – где z – продольная координата; l – расстояние между центрами первого и последнего зазоров ЦСР; l_i – длина i -й трубки дрейфа, определяется между центрами смежных зазоров. Коэффициент фазы k -го шестиполюсника представим в виде $\theta_k = \theta(T_k)$. Зависимость $\theta(T)$ в виде обобщенного ряда запишем так:

$$\theta(T) = \sum_{j=1}^m R_j \varphi_j(T) \quad (4.47)$$

где $\varphi_j(T) = \text{up}(\frac{nT - j + p}{T})$ – атомарная функция;

n – количество отрезков, на которое разбивается интервал изменения T $[0,1]$;

$2p$ – количество интервалов, перекрываемых атомарной $\varphi_j(T)$;

$m=2p+n-1$ – количество атомарных функций выбранного базиса на интервале $[0,1]$.

Обобщенный ряд (4.47) позволяет, в отличие от обычного сплайна, варьировать как локальные, так и интегральные свойства искомой зависимости $\theta(T)$. При поиске оптимального закона распределения коэффициентов фаз шестиполюсников вдоль ЛБВ ряд (4.47) позволяет использовать небольшое число m параметров для оптимизации. Дополнительные граничные условия при $T=0$ и $T=1$ позволяют уменьшить число оптимизированных параметров. Расчеты показывают, что удовлетворительное качество аппроксимации происходит уже при $p=2$ и $n=3$. Поэтому граничные условия 1-го рода в общем случае имеют вид:

$$\theta(0) = \theta_1, \quad \theta(1) = \theta_n, \quad \theta(0) = \sum_{j=1}^{2p-1} R_j \varphi_j(0) = \theta_1, \text{ но}$$

$$\varphi_p(0) = 1, \text{ тогда } R_p = \theta_1 - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq p}}^{2p-1} R_j \varphi_j(0).$$

И для $p=2, n=3$ коэффициенты R_j определяются так:

$$\begin{aligned} R_2 &= \theta_1 - R_1 \varphi_1(0) - R_3 \varphi_3(0); \\ R_{m-1} &= \theta_n - R_m \varphi_m(1) - R_{m-2} \varphi_{m-2}(1). \end{aligned} \quad (4.48)$$

Граничные условия 2-го рода $\frac{d\theta(0)}{dT} = d_o$ дают $\sum_{j=1}^{2p-1} R_j \frac{d\varphi_j}{dT}(0) = d_o$. Откуда легко найти R_{p-1} для $p > 2$. Аналогично записываются граничные условия для $T=1$; $\frac{d\theta(1)}{dT} = d_1$. Тогда коэффициенты R_j для $p=2$ и $n=3$ записываются в виде:

$$R_1 = R_3 - d_o / \frac{d\varphi_3(0)}{dT}; \quad R_m = R_{m-2} - d_1 / \frac{d\varphi_{m-2}(1)}{dT}. \quad (4.49)$$

Используя граничные условия 1-го и 2-го рода вначале находим R_1 и R_m по (4.49), затем R_2 и R_{m-1} по (4.48).

Методика расчета начальных значений коэффициентов R_j (4.47) состоит в следующем. Задается в первом приближении примерный вид закона изменения $\theta(T_k)$ в $n+1$ точках с равномерным шагом по T . Используя метод наименьших квадратов (МНК), определяются коэффициенты R_j (в МНК, в линейном случае, используется линейная интерполяция между узлами функции $\theta(T_k)$, заданной дискретно, и для решения системы m линейных уравнений применяется метод последовательного исключения Гаусса).

Таким образом, определены все коэффициенты R_j ряда (4.47) и его можно использовать для определения коэффициента фазы k -го шестиполюсника.

4.1.4. Исследование частотных характеристик и анализ применимости четырех- и шестиполюсников для расчетов ЛБВ в полосе частот

По описанным моделям были разработаны программы расчета ЛБВ с использованием четырех- и шестиполюсников. В качестве тестового варианта рассчитана ЛБВ с параметрами: ускоряющее напряжение $U_0=10$ кВ, ток электронного пучка $I_0=1,5$ А, число лучей $N_L=7$, диаметр пролетного канала $r=0,15$ см, диаметр электронного луча $r_0=0,08$ см, ширина зазора $d=0,15$ см. Опорная частота $f_0=3$ ГГц, число активных резонаторов $n=9$. При заданной длине трубок дрейфа $l \cong 1,3$ см, обеспечивающей сдвиг фазы волны $\cong 4,2$

радиана была рассчитана регулярная ЛБВ с использованием эквивалентных четырехполюсников. Для входной мощности $P_{in}=625$ Вт получен электронный КПД $\eta_e=0.306$, коэффициент усиления по мощности $K_p=8,5$ дБ. Внутреннее сопротивление генератора входного сигнала $Z_0=200$ Ом, сопротивление нагрузки ЛБВ $Z_n=200$ Ом. Характеристические сопротивления четырехполюсников, эквивалентных активным резонаторам, $Z_{1c}\approx 375$ Ом. Добротность и волновое сопротивление эквивалентного контура соответственно равны: $Q_0=5000$, $\rho =65$ Ом. В качестве элемента связи между контурами выбрана индуктивность (см. рис. 4.1,а), представляющая эквивалент щели связи между резонаторами. Для согласования со встречной волной потребовалось 5 итераций на опорной частоте. На рис. 4.3 приведены частотные характеристики этого варианта, зависимости от частоты $W = f / f_0$:

кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности $K_p = 10 \lg |P_{out} / P_{in}|$, кривая 3 – модуль коэффициента передачи "холодной" замедляющей системы $K_u = |\dot{V}_{n+1} / \dot{V}_0|$.

Видно, что рабочая область усиливаемых частот почти совпала с полосой пропускания "холодной" ЦСР. Для сравнения проведен расчет такого же варианта регулярной ЛБВ, но по модели с использованием эквивалентных шестиполюсников. На опорной частоте получен электронный КПД $\eta_e=0,292$, при входной мощности $P_{in}=625$ Вт, коэффициент усиления $K_p=8,4$ дБ. Сравнение функций группировок для обоих вариантов показывает, что они несколько различаются, хотя КПД почти совпадают. В модели с шестиполюсниками выбрана трансформаторная связь между эквивалентными контурами (см. рис. 4.1,б), схема включения резонансного контура LC в цепь прохождения сигнала со входа 1-1 на выход 2-2 (рис. 4.1,б) отличается от схемы для четырехполюсника (рис. 4.1,а), где контур LC включен параллельно зажимам 1-1. Это приводит к различию частотных характеристик. На рис. 4.4 приведены зависимости от относительной частоты W : кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – модуль коэффициента передачи "холодной" замедляющей системы K_u . Здесь полоса усиливаемых частот находится внутри полосы пропускания "холодной" ЦСР и имеет несколько большую неравномерность.

Оптимизация нерегулярной ЛБВ с числом активных резонаторов $N=6$ и теми же параметрами электронного луча, с использованием эквивалентных четырехполюсников позволяет получить электронный КПД на опорной частоте $\eta_e=0,662$, коэффициент усиления $K_p=10$ дБ, входная мощность $P_{in}=920$ Вт. Характеристические сопротивления четырехполюсников Z_{1c}^k , ($k=0,1,\dots,6$): 200, 540, 590, 1134, 1223, 3228, 2629 [Ом]. Сдвиг фазы резонаторов θ_k ($k=0,1,\dots,6$): 4.058, 5.0, 5.228, 5.428, 5.608, 5.748, 4.428. На рис. 4.5 приведены зависимости от относительной частоты $W = f / f_0$: кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – коэффициент передачи "холодной" ей системы K_u . Видно, что полоса рабочих частот лежит внутри

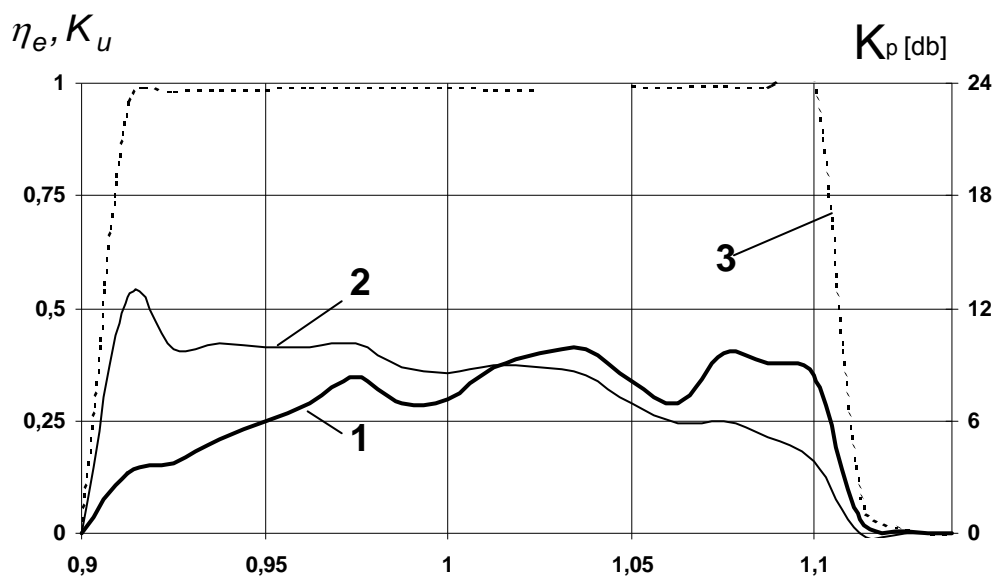


Рис. 4.3. Зависимости от частоты W : кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – модуль коэффициента передачи "холодной" заедляющей системы K_u

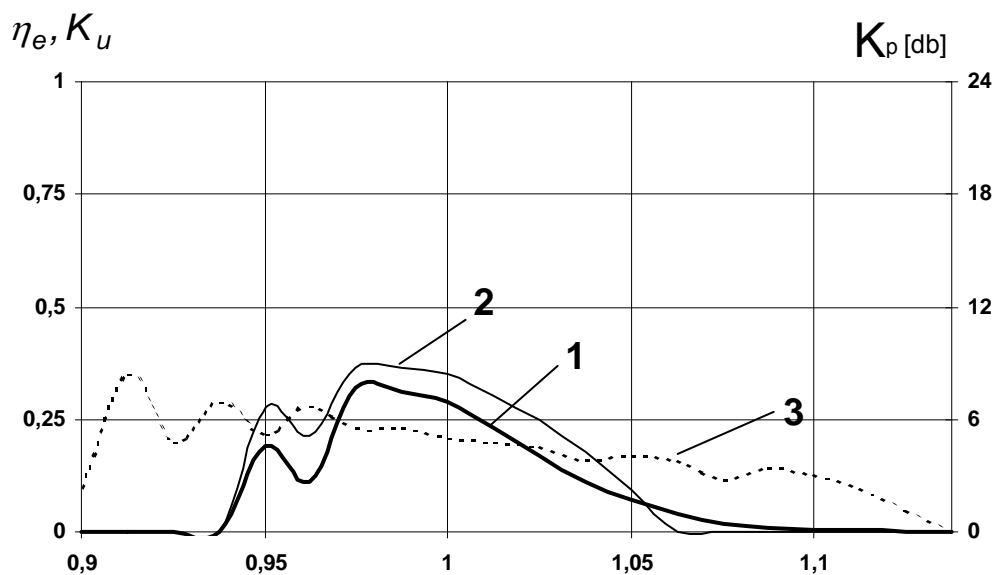


Рис. 4.4. Зависимости от относительной частоты W : кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – модуль коэффициента передачи "холодной" заедляющей системы K_u

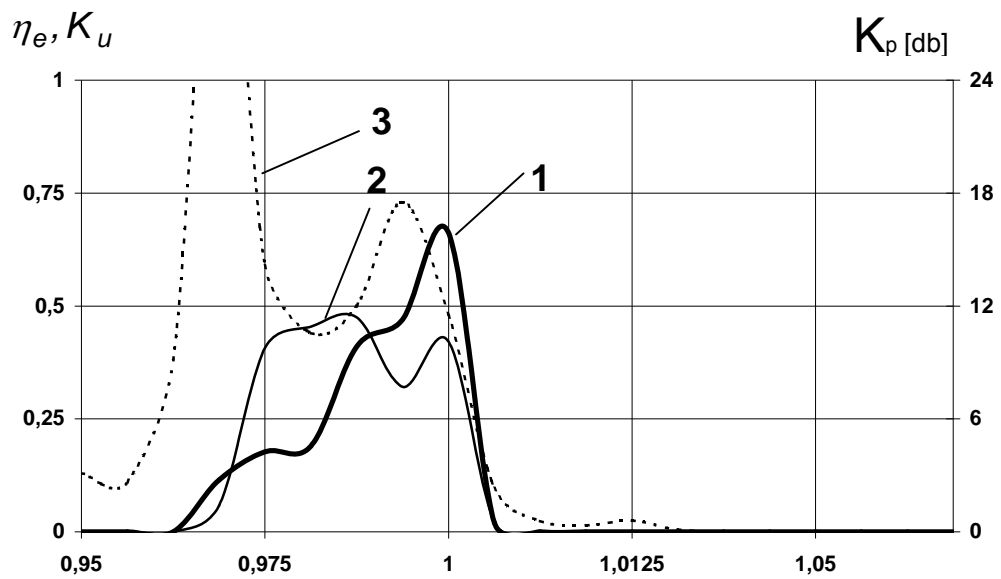


Рис. 4.5. Зависимости от относительной частоты W : кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – коэффициент передачи "холодной" замедляющей системы K_u

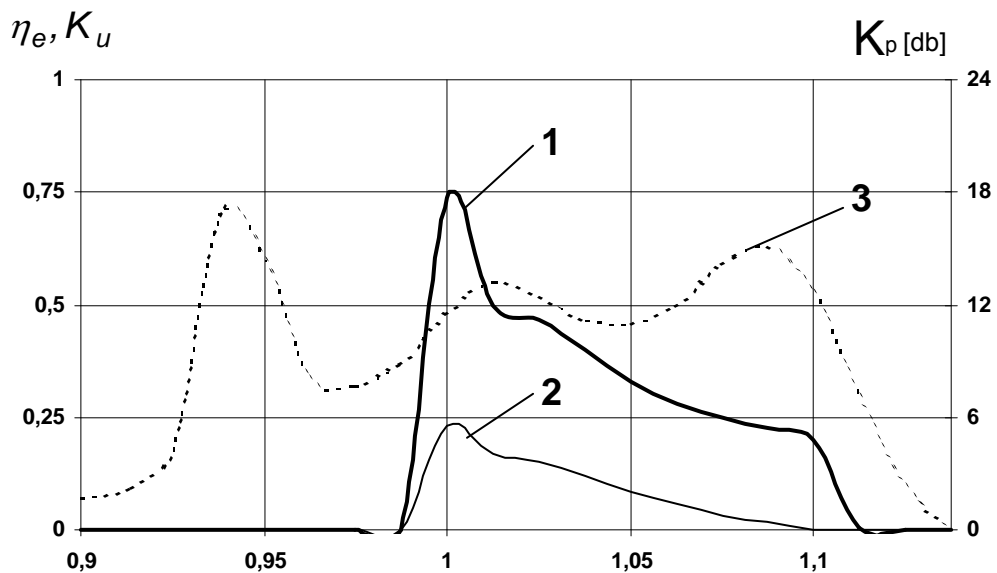


Рис. 4.6. Зависимости от частоты: кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – коэффициент передачи "холодной" замедляющей системы K_u

полосы пропускания "холодной" ЗС и отличается от регулярной (рис. 4.3) большей неравномерностью и меньшей величиной.

При использовании в расчетах модели с эквивалентными шестиполюсниками оптимизационные расчеты нерегулярной ЛБВ дают электронный КПД $\eta_e = 0,74$, коэффициент усиления $K_p = 5,6$ дБ, $P_{in} = 2700$ Вт. На рис. 4.6 приведены частотные характеристики: кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – коэффициент усиления по мощности K_p , кривая 3 – коэффициент передачи "холодной" замедляющей системы K_u . Видно, что полосы прозрачности "холодной" ЦСР нерегулярной (рис. 4.6, кривая 3) и регулярной (рис. 4.4, кривая 3) примерно одинаковы, хотя в нерегулярной гораздо большая неравномерность. Полоса частот усиления нерегулярной ЛБВ (рис. 4.6, кривая 2) примерно такая же, как и у регулярной (рис. 4.4, кривая 2) 6 – 8% по уровню 0,5, но усиление у нерегулярной меньше (ввиду меньшего числа каскадов). Электронный КПД η_e в полосе усиления у нерегулярной значительно выше (рис. 4.4, 4.6, кривая 1).

Характеристические сопротивления шестиполюсников Z_{ic}^k , ($k=0,1,\dots, 6$): 200, 21.8, 21.7, 22, 24.1, 32.4, 57.4 [Ом]. Коэффициенты фаз шестиполюсников θ_k ($k=0,1,\dots, 6$): 2.64, 4.56, 4.57, 4.56, 4.47, 4.2, 3.77. По сравнению с четырехполюсниками Z_{ic}^k имеют другой смысл: здесь они характеризуют волновое сопротивление резонаторов со стороны щелей связи. В схеме с четырехполюсником (рис. 4.1,а) характеристические сопротивления определяют волновое сопротивление контуров резонаторов со стороны зазоров резонаторов. Здесь входной сигнал, попутная и встречная волны, возбужденные наведенными токами, проходят по цепочке с одинаковыми (для регулярных) волновыми характеристиками. Поэтому сложение попутной и встречной волн происходит иначе, чем в ЦСР с эквивалентными шестиполюсниками. Ранее в гл. 3 разделах 3.1 – 3.4 отмечалось сильное влияние встречной волны на процессы группирования электронных сгустков, следовательно, встречное излучение будет сильно влиять и на формирование частотных характеристик. В схеме с четырехполюсниками попутная и встречная волны от наведенного тока проходят на вход следующего четырехполюсника с коэффициентом передачи и коэффициентом фазы θ_k , определяемым параметрами соответствующего четырехполюсника. В схеме с шестиполюсниками волны, проходящие со входа (рис. 4.1,в зажимы 1-1) на выход (зажимы 2-2 рис. 4.1,в), имеют один сдвиг фазы, а возбужденные током J в зазоре резонатора (с зажимов 3-3 на зажимы 1-1 – встречная, на зажимы 2-2 – попутная) имеют другой фазовый сдвиг и коэффициент передачи. Эти величины имеют разную зависимость от частоты, в отличие от четырехполюсников, что приводит к различию в формировании частотных характеристик.

Таким образом при выборе многополюсника, адекватно описывающего ячейку реальной ЗС, необходим дополнительный анализ. Удобно проводить анализ работы ЗС, моделируя ее цепной линией [120]. Если электронный пучок взаимодействует с напряжением на параллельных элементах эквивалентной

цепной линии, соответствующей реальной ЗС, то для адекватного описания ячейки ЗС выбирается четырехполосник с эквивалентной схемой, приведенной на рис. 1,а. Эквивалентная схема представляет собой полосовой фильтр с индуктивной связью, если пренебречь емкостью C_s . В [120] подробно анализируются его дисперсионные характеристики. Дисперсия такой ячейки положительна и взаимодействие электронного пучка с волной осуществляется на основной пространственной гармонике. Если электронный пучок взаимодействует с напряжением на последовательных элементах эквивалентной цепной линии, соответствующей реальной ЗС, то для адекватного описания ячейки ЗС больше подойдет шестиполосник (см. рис. 4.1,б). Здесь ЗС моделируется цепочкой связанных контуров с трансформаторной связью, но можно использовать емкостную, индуктивную, смешанную связь. Дисперсия такой ячейки положительна, при взаимодействии электронного пучка с первой положительной пространственной гармоникой. Результаты измерений дисперсии реальной ЦСР могут затем подтвердить адекватность той или иной модели.

4.2. Математическое моделирование нерегулярных многосекционных ЛБВ на ЦСР

При разработке мощных ЛБВ на ЦСР требуется получение максимальной выходной мощности на выходе лампы (максимального КПД) и максимального коэффициента усиления. В односекционных ЛБВ удовлетворить одновременно этим требованиям трудно. Более короткие ЛБВ, с меньшим числом резонаторов в замедляющей системе, имеют больший КПД, но и меньший коэффициент усиления при фиксированных параметрах электронного луча. Кроме этого в мощных ЛБВ с большим числом резонаторов может возникать самовозбуждение, вызванное влиянием встречной волны. Учет этих факторов привел к созданию многосекционных ЛБВ, в которых секции ЗС изолированы друг от друга, т.е. по электромагнитному полю волны не связаны. Связь между секциями осуществляется только через электронный пучок. Выходную секцию можно сделать короткой. Многосекционные ЛБВ на ЦСР состоят, как правило, из регулярных секций [112, 116]. В двухсекционных ЛБВ [112] усиление по мощности составляет 20 – 25 дБ, КПД прибора достигает 20%. Описанные в гл. 3 разделах 3.1 - 3.4 методики расчета и оптимизации односекционных ЛБВ на ЦСР с использованием метода синхронного электрона, оптимизации распределений вдоль ЛБВ характеристических сопротивлений и коэффициентов фаз четырехполосников позволили провести оптимизацию с небольшим числом оптимизируемых параметров и получить оптимальные варианты ЛБВ с расчетным электронным КПД более 50% и коэффициентом усиления 6 – 10дб. Представляется интересным, используя предложенные в гл. 3 разделах 3.1 – 3.4 методики оптимизации параметров нерегулярных ЛБВ, провести оптимизационные расчеты многосекционных ЛБВ максимальной эффективности.

В данном разделе сформулирована математическая модель анализа и синтеза параметров нерегулярной многосекционной ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных шестиполюсников. Проведена оптимизация и сравнение частотных характеристик, оптимальных параметров регулярных и нерегулярных многосекционных ЛБВ на ЦСР.

4.2.1. Математическая модель многосекционной ЛБВ на ЦСР

В разделе 4.1 данной главы подробно описаны уравнения возбуждения попутной (4.26) и встречной (4.27) волн в ЦСР с эквивалентными шестиполюсниками входным сигналом, наведенными токами. Приведены уравнения движения электронов (4.30, 4.31) и расчет наведенных токов (4.33). Алгоритм расчета многосекционной ЛБВ отличается от изложенного в разделе 4.1.3, и чтобы не нарушать целостность описания, приведем его полностью.

Заметим, что в литературе нет достаточно подробно изложенного алгоритма, позволяющего полностью провести расчет режима многосекционной ЛБВ и синтез параметров эквивалентных шестиполюсников.

4.2.2. Алгоритм расчета многосекционной ЛБВ на ЦСР

1. Расчет начинается с первой секции. Рассчитаем параметры Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_5 шестиполюсников (рис. 4.1,в), составляющих секцию ЛБВ. Выбрана трансформаторная связь между резонаторами ЦСР. На рис. 4.1,в электрическая схема эквивалентного шестиполюсника представлена в обобщенном виде через комплексные сопротивления. Исходя из заданной опорной частоты $\omega_0 = 2\pi f_0$, и зная примерные геометрические размеры резонатора для этой частоты можно найти индуктивность L_k контура, эквивалентного резонатору [113]. Задаем коэффициент индуктивной связи K_s между эквивалентными контурами, допустим, исходя из полосы пропускания Δf фильтровой цепочки, тогда $K_s \approx 0,5 \cdot \Delta f / f_0$ [126]. При расчете регулярной цепочки можно положить K_s для всех резонаторов одинаковым, при расчете нерегулярных цепочек связь между резонаторами можно также положить одинаковой и варьировать емкость эквивалентного контура, что в дальнейшем и будет выполняться. Рассчитываем коэффициент взаимной индукции $M_k = 0,5 K_s L_k$ и значение сопротивления $\dot{Z}_1 = j\omega 2M_k$ (рис. 4.1). Пусть мера передачи k -го шестиполюсника $g_k = \alpha_k + j\theta_k$, где α_k – затухание, θ_k – коэффициент фазы, положим вначале расчетов $\alpha_k = 0$. Выбираем значение коэффициента фазы θ_1 первого эквивалентного шестиполюсника, соответствующее середине полосы пропускания фильтровой системы. Для регулярной ЦСР θ_k всех шестиполюсников одинаковы, для нерегулярных θ_k – разные и для аппроксимации $\theta_k(T_k)$ будем использовать аппарат атомарных функций, о чем будет сказано ниже. Для продолжения расчетов представим каждый шестиполюсник, рис. 4.1, эквивалентным четырехполюсником, в котором

продольный элемент $\bar{Z}_3 = Z_2 + Z_3 + Z_4$. Полагаем $Z_5 = Z_1$. Для заданного θ_k определим \bar{Z}_3^k , который обеспечит фазовый сдвиг θ_k :

$$\bar{Z}_3^k = Z_5 [ch(\theta_k) - 1], \quad (4.50)$$

найдем и характеристическое сопротивление этого четырехполюсника:

$$Z_{1c}^k = Z_1^k [ch(\theta_k) - 1] / sh(\theta_k). \quad (4.51)$$

При расчете следующего $(k+1)$ -го четырехполюсника полагаем $Z_1^{k+1} = Z_5^k$, $Z_5^{k+1} = Z_1^{k+1}$. Для заданного θ_{k+1} по формулам (4.50), (4.51) определяются характеристическое сопротивление Z_{1c}^{k+1} и \bar{Z}_3^{k+1} и т.д., $k=1, 2, \dots, n$. Если ЦСР регулярна, то четырехполюсники оказываются согласованными. Таким образом рассчитывается основная цепочка активных резонаторов. После этого необходимо рассчитать согласующие П-образные четырехполюсники справа и слева основной цепочки активных резонаторов. Для нулевого четырехполюсника \bar{M}_0 известны: Z_0 – внутреннее сопротивление генератора при расчете первой секции или сопротивление внутренней нагрузки для остальных секций, Z_{1c}^1 – характеристическое сопротивление первого четырехполюсника. Полагаем $Z_5^0 = Z_1^1$. Характеристическое сопротивление слева Z_{1c}^0 нулевого четырехполюсника при согласовании должно быть равно Z_0 : $Z_{1c}^0 = Z_0$, а справа – $Z_{2c}^0 = Z_1^1$. Для определения коэффициента фазы θ_0 нулевого четырехполюсника необходимо решить уравнение:

$$\dot{Z}_5^0 \left[\sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^0}{\dot{Z}_{2c}^0}} ch(g_0) - 1 \right] = \sqrt{\dot{Z}_{1c}^0 \dot{Z}_{2c}^0} sh(g_0).$$

Это уравнение сводится к квадратному относительно $sh(g_0)$ и его решение:

$$sh(g_0) = \left(-2\dot{Z}_5^0 B + \sqrt{4(\dot{Z}_5^0 B)^2 - 4(B^2 - A^2)[(\dot{Z}_5^0)^2 - A^2]} \right) / [2(B^2 - A^2)], \quad (4.52)$$

$$\text{где } A = \dot{Z}_5^0 \sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^0}{\dot{Z}_{2c}^0}}; \quad B = \sqrt{\dot{Z}_{1c}^0 \dot{Z}_{2c}^0}.$$

Теперь можно найти \bar{Z}_3^0 :

$$\bar{Z}_3^0 = \sqrt{Z_{1c}^0 Z_{2c}^0} sh(g_0). \quad (4.53)$$

Определяя $ch(g_0) = \sqrt{1 + sh(g_0)}$ вычисляем меру передачи g_0 согласующего четырехполюсника:

$$g_0 = \ln[ch(g_0) + sh(g_0)] = \alpha_0 + j\theta_0. \quad (4.54)$$

Аналогично определяются параметры согласующего П-образного четырехполюсника \bar{M}_{n+1} на правом конце секции, который используется для согласования с нагрузкой Z_n (внутренней или внешней):

$$\begin{aligned} Z_{1c}^{n+1} &= Z_{2c}^n; & \dot{Z}_1^{n+1} &= \dot{Z}_5^n; & \dot{Z}_{2c}^{n+1} &= \dot{Z}_n; \\ sh(g_{n+1}) &= \left(-2\dot{Z}_5^{n+1} B + \sqrt{4(\dot{Z}_5^{n+1} B)^2 - 4(B^2 - A^2)[(\dot{Z}_5^{n+1})^2 - A^2]} \right) / [2(B^2 - A^2)]; \\ A &= \dot{Z}_1^{n+1} \sqrt{\frac{\dot{Z}_{2c}^{n+1}}{\dot{Z}_{1c}^{n+1}}}; & B &= \sqrt{Z_{1c}^{n+1} Z_{2c}^{n+1}}; \\ \bar{Z}_3^{n+1} &= \sqrt{Z_{1c}^{n+1} Z_{2c}^{n+1}} sh(g_{n+1}); \\ \dot{Z}_5^{n+1} &= \bar{Z}_3^{n+1} / \left(\sqrt{\frac{\dot{Z}_{1c}^{n+1}}{\dot{Z}_{2c}^{n+1}}} ch(g_{n+1}) - 1 \right); \\ ch(g_{n+1}) &= \sqrt{1 + sh(g_{n+1})}; \\ g_{n+1} &= \ln[ch(g_{n+1}) + sh(g_{n+1})] = \alpha_{n+1} + j\theta_{n+1}. \end{aligned} \quad (4.55)$$

После расчета параметров четырехполюсников можно перейти к синтезу элементов эквивалентных шестиполюсников. Известно комплексное сопротивление продольного элемента $\bar{Z}_3 = Z_2 + Z_3 + Z_4$ (см. рис. 4.1,в). Задавая собственную добротность Q_0 резонатора, определяется сопротивление потерь в резонаторе $r_k \approx \omega_0 L_k / Q_0$. Если $\text{Re } \bar{Z}_3 > r_k$, то полагаем $r_k = \text{Re } \bar{Z}_3$ и пересчитываем требуемую добротность $Q_0 = \omega_0 L / \text{Re } \bar{Z}_3$. В противном случае $\text{Re } \bar{Z}_3 < r_k$ полагаем $\text{Re } \bar{Z}_3 = r_k$. Реактивная часть $\text{Im } \bar{Z}_3$ в сумме должна быть равна сопротивлению индуктивных и емкостных элементов в продольном элементе шестиполюсника (см. рис. 4.1,в). Так как L_k, M_k были определены ранее, то сопротивление X_c емкостного элемента определяется так:

$$X_c = \text{Im } \bar{Z}_3 - j\omega_0 [L_k - (M_{k-1} + M_k)]. \quad (4.56)$$

Тогда емкость $C_k = -j / (\omega_0 X_c)$.

Именно эти элементы (C_k, L_k, M_k) обеспечат требуемый коэффициент фазы θ_k шестиполюсника. После этого для произвольной частоты ω пересчитываем Z_1^k, \dots, Z_5^k шестиполюсника рис. 4.1,в с учетом симметрии:

$$\dot{Z}_2^k = \dot{Z}_4^k = r_k / 2 + j\omega 0,5 [L_k - (M_{k-1} + M_k)]; \quad (4.57)$$

$$\dot{Z}_3^k = -j / (\omega C_k); \quad (4.58)$$

$$\dot{Z}_1^k = j\omega 2M_{k-1}; \quad \dot{Z}_5^k = j\omega 2M_k. \quad (4.59)$$

Определим элементы согласующих четырехполюсников \bar{M}_0, \bar{M}_{n+1} :

$$L_0 = \text{Im}(\bar{Z}_3) / \omega_0; \quad C_0 = -j / (\omega_0 \text{Im}(\dot{Z}_1^0));$$

$$\dot{Z}_1^0 = j / (\omega C_0); \quad \bar{Z}_3^0 = r_0 + j\omega L_0;$$

$$\dot{Z}_5^0 = j\omega 2M_0; \quad (4.60)$$

$$L_{n+1} = \text{Im} \bar{Z}_3^{n+1} / \omega_0; \quad C_{n+1} = -j / (\omega_0 \text{Im} \dot{Z}_5^{n+1});$$

$$\dot{Z}_1^{n+1} = j\omega 2M_{n+1}; \quad \bar{Z}_3^{n+1} = r_{n+1} + j\omega L_{n+1};$$

$$\dot{Z}_5^{n+1} = -j / (\omega C_{n+1}).$$

После этого, используя (4.2), (4.3), определяются элементы матриц $\|Z^k\|, \|A^k\|$ $k=0, 1, \dots, n+1$ для произвольной частоты ω .

2. На первой итерации $s=1$ рассчитываем только для попутной волны напряжения на зазорах резонаторов \dot{U}_k^+ , напряжения и токи \dot{V}_k^+, \dot{I}_k^+ по формулам (4.26), (4.13, 4.14, 4.15, 4.23, 4.24, 4.25) последовательно, начиная с нулевого четырехполюсника и заканчивая нагрузкой Z_n , попутно определяя наведенные токи J_k в каждом зазоре резонатора.

3. По формулам (4.27), (4.16, 4.17, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21) рассчитываются амплитуды $\dot{V}_k^-, \dot{I}_k^-, \dot{U}_k^-$, описывающие распределение встречной волны по шестиполюсникам.

4. По формуле последовательной нижней релаксации пересчитывается распределение встречной волны:

$$\dot{U}_{k,s+1}^- = \omega_r \dot{U}_{k,s+1}^- + (1 - \omega_r) \dot{U}_{k,s}^-, \quad (4.61)$$

где ω_r – параметр релаксации.

5. Следующие итерации необходимо повторять с пункта 2, но при расчетах \dot{U}_k учитывать амплитуду встречной волны: $\dot{U}_k = \dot{U}_{k,s+1}^+ + \dot{U}_{k,s+1}^-$.

Итерации повторяются до установления напряжений на зазорах \dot{U}_k с заданной точностью, в данном алгоритме вычислялась сумма:

$$\varepsilon_{s+1} = \sum_{k=1}^n |\dot{U}_{k,s+1} - \dot{U}_{k,s}| / U_0 < \varepsilon_T,$$

где ε_T – заданная точность согласования.

6. После проведения согласования первой секции на выходе последней трубки дрейфа запоминаются значения скоростей V_i и фаз φ_i для каждой крупной частицы, моделирующей электронный поток. Эти значения

используются в качестве начальных условий при интегрировании уравнений движения для расчета следующей секции.

Повторяем пункты 1 – 6 для каждой секции. Причем, после выполнения пунктов 1 - 6, если необходимо, проводится оптимизация параметров этой секции.

Пункт 2 выполняется для заданного закона изменения коэффициентов фаз θ_k шестиполосников, который обеспечит оптимальное взаимодействие между электромагнитной волной в ЦСР и сгруппированным электронным потоком. Для определения θ_{k+1} , при переходе от k -го к $k+1$ -му шестиполоснику, для аппроксимации используется аппарат атомарных функций [123]. В разделе 4.1.3 приведены соответствующие формулы (4.47 – 4.49), позволяющие провести аппроксимацию распределения коэффициентов фаз с использованием атомарных функций.

4.2.3. Исследование влияния числа секций на основные характеристики ЛБВ на ЦСР

Рассчитывались ЛБВ с ускоряющим напряжением $U_0=10$ кВ, число лучей $N_L=7$, ток электронного пучка $I_0=1,5$ А. Радиус пролетного канала $R=0,15$ см, радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, длина зазора резонатора $d=0,1$ см, опорная частота $f_0=3$ ГГц. Результаты оптимизации регулярных многосекционных ЛБВ для разного числа секций и разного числа резонаторов в секциях приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Результаты оптимизации регулярных многосекционных ЛБВ

№ вар.	№ секц.	к-во ячеек	η_e	K_p [дБ]	P_{in} [Вт]	сдвиг фазы	Z_1 [Ом]	длина дрейфа [см]
A1	1	9	0.014	10.3	25	4.7	9.53	0.5511
	2	8	0.14	18.5		4.7	9.53	0.5545
A11	1	9	0.014	10.3	25	4.7	9.53	0.5511
	2	6	0.07	14.9		4.7	9.53	0.5875
A2	1	9	0.014	10.3	25	4.7	9.53	0.5511
	2	6	0.24	22.3		4.2	16.1	0.388
A3	1	6	0.037	4	225	4.7	9.53	0.575
	2	6	0.136	9.9		4.6	10.5	0.575
A4	1	6	0.014	9.3	56	4.4	12.9	0.5
	2	6	0.276	22		4.1	18.2	0.425

Продолжение таблицы 4.1

A5	1	6	0.003	9.3	0.56	4.4	12.9	0.5
	2	6	0.017	26		4.065	18.9	0.516
	3	6	0.251	37.9		4.2	16.1	0.35
A6	1	6	0	9.3	0.006	4.4	12.9	0.5
	2	6	0.001	26.6		4.065	18.9	0.516
	3	6	0.009	47		4.065	18.9	0.53
	4	6	0.24	57.7		4.1	18.1	0.45

В табл. 4.1 приведены также длины труб дрейфа, в которых электроны движутся без воздействия ВЧ-полей зазоров резонаторов. Вариант A1 – двухсекционная ЛБВ: в первой секции 9 ячеек (резонаторов), во второй – 8 ячеек, в дальнейшем такой прибор будем обозначать (9+8). Сдвиг фазы в обеих секциях одинаков $\theta = 4,7$, что соответствует середине полосы пропускания “холодной” ЗС. На рис. 4.7 приведены зависимости электронного КПД η_e ЛБВ от относительной частоты $W=f/f_0$ – кривая 1, при постоянной входной мощности генератора сигнала.

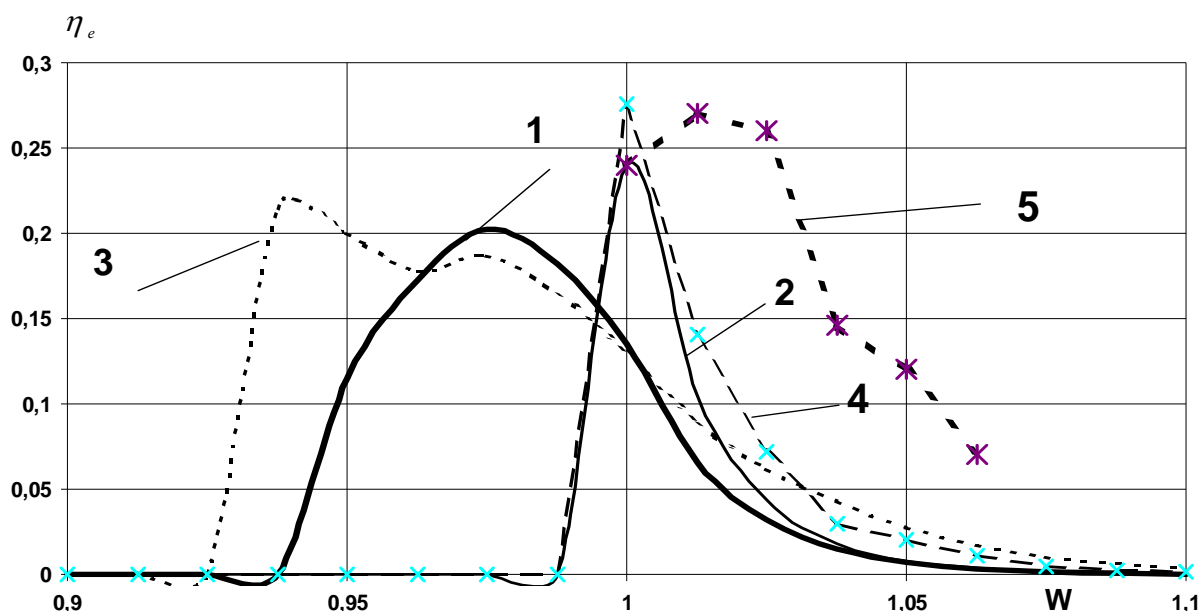


Рис. 4.7. Зависимости от относительной частоты W электронного КПД η_e : кривая 1 (вариант A1, табл. 4.1) – при постоянной входной мощности генератора сигнала; кривая 2 – вариант A2, табл. 4.1; кривая 3 (вариант A3, табл. 4.1) – при входной мощности 225 Вт; кривая 4 – вариант A2, табл. 4.1; кривая 5 – вариант A5, табл. 4.1

На рис. 4.8 зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты W – кривая 1. Уменьшение числа резонаторов во второй секции до шести приводит к уменьшению усиления до 14,9 дБ, уменьшению электронного КПД до 0,07 на опорной частоте $W=1$ (вариант А11, табл. 4.1). Форма АЧХ меняется незначительно, уменьшается только общий уровень η_e .

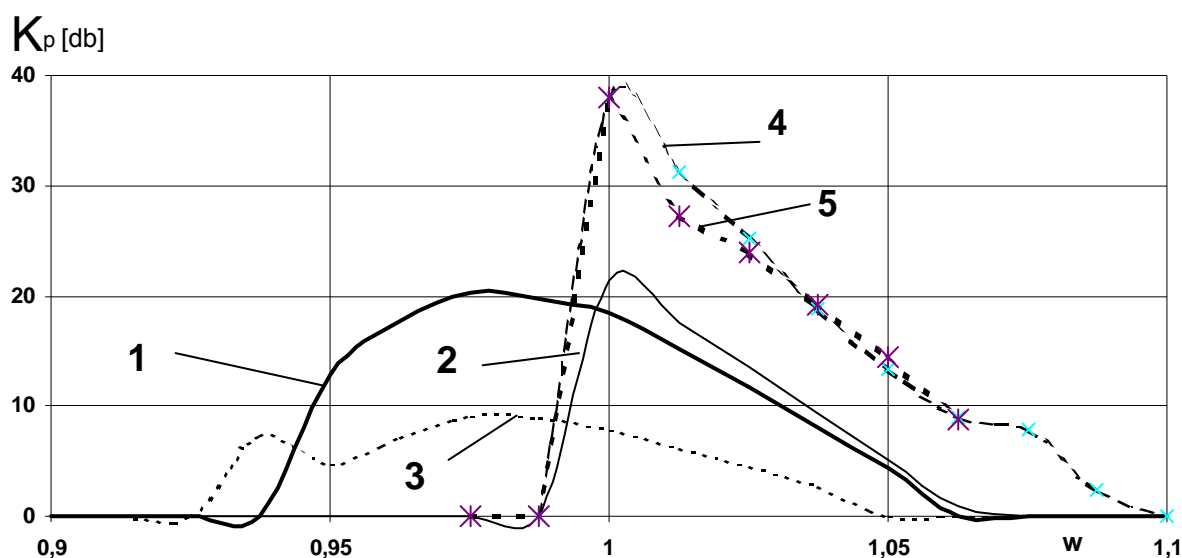


Рис. 4.8. Зависимости от относительной частоты W коэффициента усиления по мощности K_p : кривая 1 (вариант А1, табл. 4.1) – при постоянной входной мощности генератора сигнала; кривая 2 – (вариант А2, табл. 4.1); кривая 3 (вариант А3, табл. 4.1) – при входной мощности 225 Вт; кривая 4 – вариант А2, табл. 4.1; кривая 5 – вариант А5, табл. 4.1

Уменьшение числа резонаторов во второй секции до шести, при одновременном уменьшении фазового сдвига ячеек 2-й секции позволяет поднять усиление до 22,3 дБ и получить электронный КПД $\eta_e=0,24$ – вариант А2, табл. 4.1, соответствующие зависимости η_e и K_p от относительной частоты W – кривые 2, на рис. 4.7, 4.8. При числе ячеек в обеих секциях по шести, и одинаковом фазовом сдвиге $\theta=4,7$ усиление ЛБВ значительно падает – до 9,86 дБ. И для получения приемлемых значений КПД необходимо поднять входную мощность до 225 Вт (вариант А3, табл. 4.1), соответствующие зависимости η_e и K_p от относительной частоты W – кривые 3, на рис. 4.7, 4.8. Как было отмечено ранее, уменьшение фазового сдвига ячеек секций позволяет поднять усиление: табл. 4.1, вариант А4, $K_p=22$ дБ, $\eta_e=0,276$.

Влияние уменьшения фазового сдвига ячейки θ на рост усиления лампы объясняется тем, что при уменьшении θ увеличивается характеристическое сопротивление Z_1 шестиполюсника со стороны щелей связи (при $\theta=4,7$,

$Z_1=9,53$ Ом – вариант А3; при $\theta=4,1$, $Z_1=18,15$ Ом – вариант А4), при одновременном увеличении сопротивления эквивалентного контура со стороны зазора резонатора. Это позволяет при небольших значениях наведенных токов в зазорах резонаторов получить значительные напряжения на зазорах, которые обеспечивают более глубокий уровень модуляции электронного потока по скорости и по плотности, что и приводит к увеличению усиления лампы и электронного КПД.

Однако, когда значения фазового сдвига ячеек по секциям начинают значительно отличаться (например, вариант А2), то это приводит к заметному сужению полосы частот усиления ЛБВ (сравни кривые 1 и 2 на рис. 4.7). Это проявляется сильнее всего на нижних частотах ($W \in [0,95 \div 1,0]$, рис. 4.7). Анализ изменения характеристических сопротивлений эквивалентных шестиполюсников от частоты показывает, что при уменьшении частоты характеристические сопротивления сильно возрастают. Это приводит к появлению больших напряжений на зазорах резонаторов и разгруппировке электронных сгустков. В результате усиление и КПД ЛБВ падают.

Трехсекционная ЛБВ, содержащая шесть ячеек в каждой секции – вариант А5, табл. 4.1, позволяет получить усиление $K_p=37,9$ дБ и электронный КПД $\eta_e=0,25$. Соответствующие зависимости η_e и K_p от относительной частоты W – кривые 4, на рис. 4.7, 4.8. Четырехсекционная ЛБВ (по 6 ячеек в каждой секции – вариант А6) имеет усиление 57,7 дБ, $\eta_e=0,24$. АЧХ этого варианта похожи на кривые 4 рис. 4.7, 4.8.

Как отмечалось, частотные характеристики, приведенные на рис. 4.7, 4.8 рассчитывались при постоянной мощности сигнала на входе ЛБВ. Расчеты показывают, что уменьшение η_e при увеличении $W > 1,0$ вызвано уменьшением характеристических сопротивлений эквивалентных шестиполюсников с увеличением частоты. Это уменьшает напряжения на зазорах резонаторов, группировка электронных сгустков ухудшается, усиление и КПД падают. Увеличение входной мощности на этих частотах ведет к увеличению КПД. Это подтверждает расчет варианта для трехсекционной ЛБВ (вариант А5 табл. 4.1), значения электронного КПД в режиме максимальной выходной мощности на фиксированных частотах приведены на рис. 4.7 кривая 5.

Оптимизация нерегулярных многосекционных ЛБВ проводилась для приборов с ускоряющим напряжением $U_0=10$ кВ, число лучей $N_L=7$, ток электронного пучка $I_0=1,5$ А. Радиус пролетного канала $R=0,15$ см, радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, длина зазора резонатора $d=0,1$ см. Результаты оптимизации для разного числа секций и резонаторов в секциях приведены в таблице 4.2.

Вариант В1 – двухсекционная ЛБВ: первая секция регулярная, имеет 9 одинаковых ячеек (резонаторов). Следует отметить, что здесь и в других вариантах первые секции выбираются, как правило, регулярными, т.к. они имеют максимальную полосу частот усиления и приемлемый коэффициент усиления, работают в режиме усиления малого сигнала, большой КПД от них не требуется. Нерегулярной выбиралась последняя секция.

Таблица 4.2

Результаты оптимизации нерегулярных многосекционных ЛБВ

№ вар.	№ секции	К-во ячеек	η_e	K_p [дБ]	P_{in} [Вт]
B1	1	9	0.004 5	10.3	6.25
	2	6	0.549	30	
B2	1	6	0.006 8	4.1	39
	2	6	0.603	22.9	
B3	1	6	0.000 3	4.1	1.56
	2	6	0.004	15.8	
	3	6	0.598	36.8	
B4	1	5x2 рез.	0.7	8.5	1536
B5	1	5x2 рез.	0.688	10.5	874
B6	1	4x3 рез.	0.61	11.6	635
B7	1	4x3 рез.	0.58	12.8	485
B8	1	4x3 рез.	0.485	15	231
B9	1	6+3x3 рез.	0.5	19	100
B10	1	6+3x3 рез.	0.62	15.4	290

В варианте B1 вторая секция состоит из 6 ячеек, будем обозначать такой прибор (9+6) – по числу резонаторов в секциях. Как видно из табл. 4.2, этот прибор имеет электронный КПД $\eta_e = 0,549$ и коэффициент усиления по мощности $K_p = 30$ дБ. Уменьшение числа ячеек в первой регулярной секции до шести (вариант B2, табл. 4.2) привело к уменьшению коэффициента усиления, но при оптимизации параметров второй секции получен общий электронный КПД $\eta_e = 0,603$, коэффициент усиления $K_p = 22,9$ дБ. Зависимости электронного КПД η_e и коэффициента усиления K_p от относительной частоты W этого варианта приведены на рис. 4.9, 4.10, кривые 1. Полоса частот усиления составляет около 2%. Примерно такие же АЧХ имеет и вариант B1.

Проводилась оптимизация трехсекционной ЛБВ (вариант B3 табл. 4.2): первая секция регулярная, вторая и третья – нерегулярные. Оптимизация проводилась последовательно для каждой секции и оптимизировались длины трубок дрейфа между ячейками секций и дополнительно сдвиг фазы в нерегулярных секциях. В результате получен электронный КПД $\eta_e = 0,598$, $K_p = 36,8$ дБ. Однако и здесь АЧХ прибора узкополосна и похожа на кривую 1

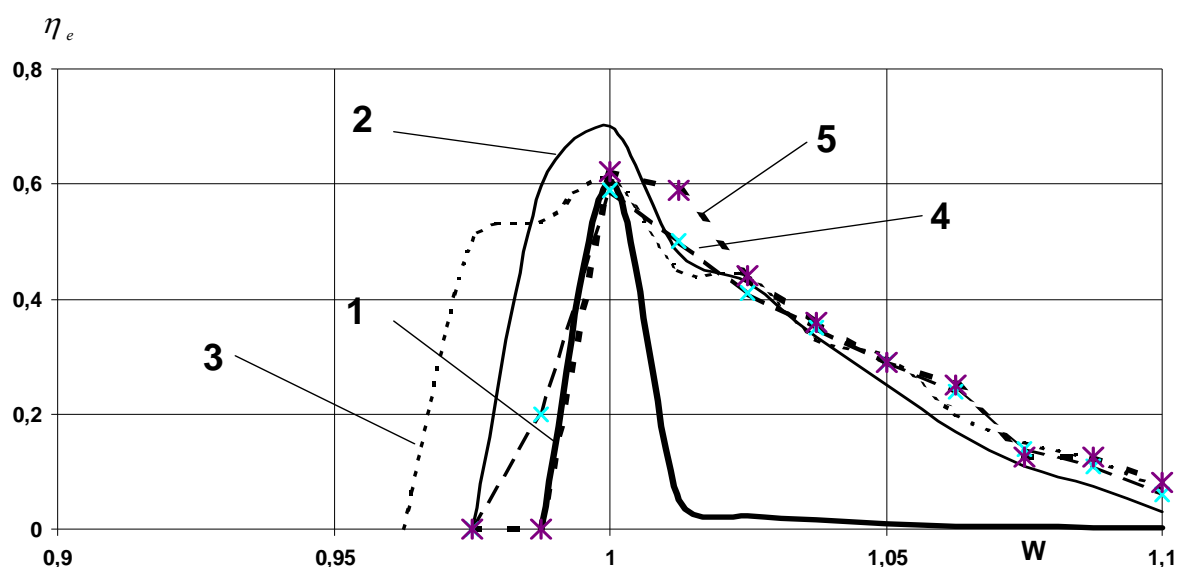


Рис. 4.9. Зависимости от относительной частоты $W=f/f_0$ электронного КПД η_e : кривая 1 – вариант В2, табл. 4.2; кривая 2 – вариант В4, табл. 4.2; кривая 3 – вариант В6, табл. 4.2; кривая 4 – вариант В7, табл. 4.2; кривая 5 – вариант В10, табл. 4.2

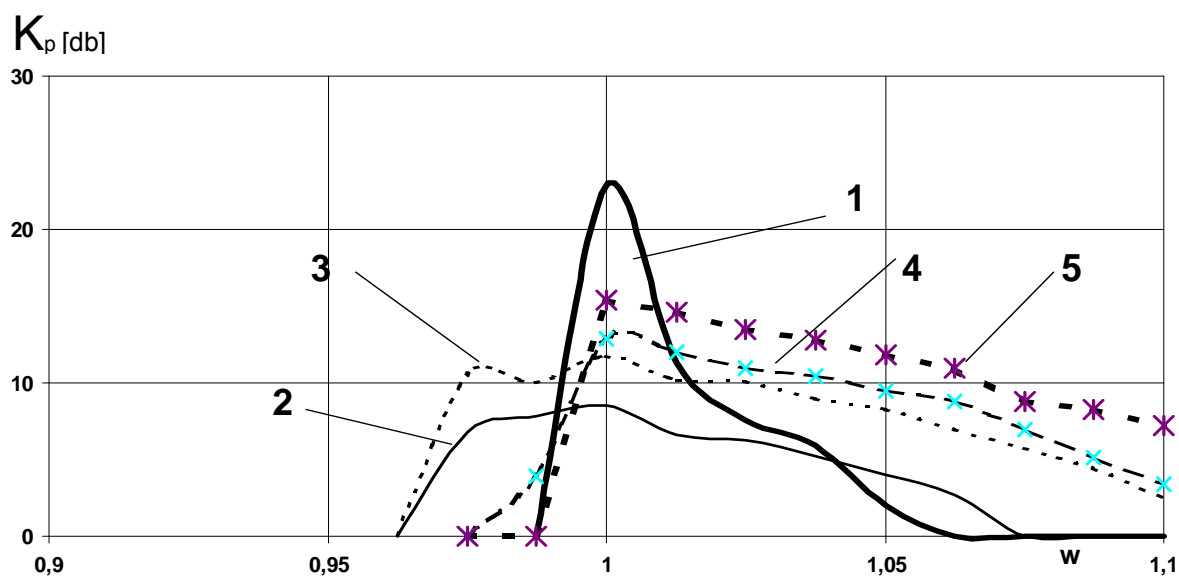


Рис. 4.10. Зависимости от относительной частоты $W=f/f_0$ коэффициента усиления по мощности K_p : кривая 1 вариант В2, табл. 4.2; кривая 2 – вариант В4, табл. 4.2; кривая 3 – вариант В6, табл. 4.2; кривая 4 – вариант В7, табл. 4.7; кривая 5 – вариант В10, табл. 4.2

рис. 4.9. Таким образом, нерегулярные многосекционные ЛБВ хотя и позволяют получить значительный электронный КПД порядка 60% при коэффициенте усиления 20 – 40 дБ, но имеют небольшую полосу частот усиления.

Небольшая полоса частот усиления в нерегулярных двухсекционных ЛБВ объясняется следующим. Предварительно сгруппированный электронный поток поступает на входной резонатор последней секции, в которой и осуществляется фактически основная группировка и отбор энергии от электронных сгустков. В оптимальном режиме для обеспечения высокого КПД, достижение хорошей группировки электронных сгустков может быть получено лишь при строго определенных напряжениях и их фазах на зазорах резонаторов. Однако в связи с тем, что ячейка ЗС представляет собой резонатор с весьма большой добротностью и хотя ячейки связаны между собой через щели связи, что в целом расширяет полосу пропускания всей “холодной” ЗС, тем не менее каждая ячейка индивидуально взаимодействует с электронным потоком и ее характеристики заметно меняются от частоты в полосе пропускания “холодной” ЗС.

И когда нет предварительной модуляции электронного потока в односекционных ЛБВ, то при изменении частоты начальная расстановка электронов в периоде перед первым резонатором не меняется. Электроны влетают в зазор первого резонатора с фазами и скоростями почти не зависящими от частоты. Дальнейшая группировка сгустков зависит от параметров ЗС и влияния встречной волны. Если в потоке присутствует предварительная модуляция по скорости и по плотности, то здесь для каждой частоты будет своя расстановка электронов по скоростям и фазам. В этом случае для дальнейшего улучшения группировки необходимо более точно поддерживать оптимальные напряжения и их фазы на зазорах резонаторов при изменении частоты. В случае регулярных многосекционных ЛБВ, где группировка и КПД невелики – это удастся выполнить в более широком диапазоне частот, в силу идентичности резонаторов и одинаковой зависимости от частоты их параметров. В нерегулярных ЗС каждый резонатор имеет индивидуальную зависимость параметров при изменении частоты: его рабочая точка (фаза, характеристическое сопротивление, сопротивление эквивалентного контура со стороны зазора резонатора) находится на участках АЧХ с разной крутизной, что ведет к различной зависимости изменения параметров от частоты. Поэтому здесь значительно сложнее добиться требуемой зависимости параметров от частоты для достижения оптимальной группировки электронных сгустков в диапазоне частот. И небольшое изменение частоты значительно меняет параметры резонаторов, что нарушает оптимальную группировку и ведет к падению КПД.

В гл. 3 и разделе 4.1.4 показано, что оптимизация параметров нерегулярных односекционных ЛБВ позволяет получить электронный КПД более 50%, полосу усиления 4 – 6%, коэффициент усиления 6 – 10 дБ. Как видно, коэффициент усиления не высок, полоса частот больше чем в многосекционных ЛБВ. Можно улучшить эти параметры в односекционной

ЛБВ. Для увеличения коэффициента усиления и расширения полосы частот предлагается в нерегулярной ЗС каждый резонатор заменить регулярной группой резонаторов, которая при изменении частоты более плавно меняет свои характеристики. Это должно привести к расширению полосы усиливаемых частот.

Проведены расчеты односекционных ЛБВ, но внутри секции имеются регулярные подсекции. Каждая регулярная подсекция отличается друг от друга сдвигом фазы и длиной труб дрейфа. Вариант В4 (табл. 4.2) – односекционная ЛБВ, содержит пять регулярных подсекций по два резонатора в каждой, обозначим (5×2 рез.). Оптимизировались в каждой подсекции на максимум КПД сдвиги фаз и длины труб дрейфа. Для уменьшения числа оптимизированных параметров, при оптимизации фазового сдвига подсекций, используется аппроксимация с использованием атомарных функций.

Электронный КПД этого варианта на опорной частоте равен 0,70 (см. табл. 4.2, вар. В4), коэффициент усиления $K_p=8,5$ дБ. На рис. 4.9, 4.10 приведены, соответственно, зависимости электронного КПД η_e и коэффициента усиления K_p от относительной частоты W – кривые 2. Видно, что полоса частот значительно шире двухсекционных ЛБВ. Однако коэффициент усиления невелик – 8,5 дБ. Оптимизация этого варианта на максимум КПД и коэффициента усиления позволяет получить КПД $\eta_e=0,688$ и коэффициент усиления $K_p=10,5$ дБ – вариант В5. Полоса частот этого варианта несколько уже варианта В4. Проведен расчет односекционной ЛБВ состоящей из четырех регулярных подсекций по три ячейки в каждой (4×3 рез) – вар. В6, табл. 4.2. Зависимость электронного КПД η_e от относительной частоты W приведена на рис. 4.9, кривая 3. Зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты W приведена на рис. 4.10, кривая 3. Этот вариант имеет рабочую полосу частот $\approx 8\%$ с КПД 20 – 60%.

Оптимизация этого варианта в полосе частот на максимум коэффициента усиления и КПД позволяет получить коэффициент усиления $K_p=12,8$ дБ при КПД 59% – вариант В7 табл.4.2. Зависимости электронного КПД η_e и коэффициента усиления K_p от относительной частоты W этого варианта – кривые 4 на рис. 4.9 и 4.10. Оптимизация этого варианта с увеличенным радиусом луча $r_0=0,1$ см позволяет получить коэффициент усиления 15 дБ, электронный КПД $\eta_e=0,485$ на опорной частоте и полосу частот $\approx 6\%$ с КПД 17 – 50% – вариант В8, табл. 4.2.

Для увеличения коэффициента усиления проведен расчет односекционной ЛБВ следующей конфигурации: первая подсекция состоит из шести одинаковых ячеек (обеспечивает предварительное усиление), далее следуют три подсекции по три ячейки в каждой ($6+3 \times 3$ рез.) – вариант В9, табл. 4.2. Последние три подсекции образуют нерегулярную выходную секцию. Оптимизация на максимум коэффициента усиления позволяет получить $K_p=19$ дБ, электронный КПД $\eta_e=0,5$. Оптимизация этого варианта на максимум КПД в полосе частот позволяет получить на опорной частоте электронный КПД

$\eta_e=0,62$, $K_p=15,4$ дБ (вариант В10, табл. 4.2). Для этого варианта зависимости электронного КПД η_e и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты W приведены на рис. 4.9, 4.10 – кривые 5. Видно, что полоса частот достигает 8% при КПД 20 – 62%.

4.3. Математическое моделирование нерегулярных ламп обратной волны на ЦСР с использованием эквивалентных шестиполюсников

В мощных лампах обратной волны с продольным взаимодействием (ЛОВ-О) применяются замедляющие системы состоящие из цепочек связанных резонаторов (ЦСР) [120]. Используются, как правило, регулярные ЦСР, однако электронный КПД таких ЛОВ невелик – 5–20% [144].

В главе 3 и разделах 4.1, 4.2 данной главы показано, что нерегулярные ЛБВ на ЦСР имеют расчетный электронный КПД 75%, в то время как у регулярных ЛБВ на ЦСР электронный КПД не превышает 30% в СМ-диапазоне, и 10 – 15% в ММ-диапазоне. Можно ожидать, что нерегулярные ЛОВ на ЦСР будут иметь электронный КПД превышающий 20%. Ниже сформулирована математическая модель ЛОВ-О на ЦСР и приведены результаты оптимизации нерегулярных ЛОВ, а также гибридных приборов ЛОВ-ЛБВ

4.3.1. Математическая модель ЛОВ-О

ЦСР моделируется цепочкой контуров с трансформаторной связью, с положительной взаимной индуктивностью. В качестве эквивалентной схемы, моделирующей объемный резонатор, используется шестиполюсник (см. раздел 4.1). Выходное устройство с сопротивлением Z_0 подключено через регулярную линию передачи (со стороны пушки) к согласующему П-образному четырехполюснику \bar{M}_0 . $\bar{M}_1, \dots, \bar{M}_n$ – неидентичные шестиполюсники, моделирующие активные ячейки ЦСР, \bar{M}_{n+1} – согласующий П-образный четырехполюсник, служит для согласования поглощающей нагрузки Z_n (со стороны коллектора) с выходным сопротивлением n -го активного резонатора (см. рис. 4.2, источник сигнала E – необходимо исключить). Схема шестиполюсника в обобщенном виде приведена на рис. 4.1,в, где комплексные сопротивления рассчитываются, исходя из эквивалентной схемы (рис. 4.1,б), так:

$$Z_1 = j\omega 2M_k, \quad Z_2 = r_k / 2 - j\omega \left(L_k / 2 - \frac{M_k + M_{k+1}}{2} \right), \quad Z_3 = 1 / j\omega C_k,$$

$$Z_4 = r_k / 2 - j\omega \left(L_k / 2 - \frac{M_k + M_{k+1}}{2} \right), \quad Z_5 = j\omega 2M_{k+1}$$

где $M_k = K_{co}^k \sqrt{\frac{L_k L_{k+1}}{2 \cdot 2}}$ – коэффициент взаимной индукции между k -м и $(k+1)$ -м, эквивалентными контурами резонаторов ЦСР, C_k, L_k – индуктивность и емкость эквивалентного контура, r_k – сопротивление потерь k -го контура, K_{co}^k – коэффициент связи между k -м и $(k+1)$ -м резонаторами, $\omega = 2\pi f$, f – частота сигнала. Здесь комплексные сопротивления Z_2 и Z_4 должны быть выбраны по возможности одинаковыми, чтобы создать равные условия для возбуждения попутной и встречной волн наведенным током J_k (это выполняется в реальных резонаторах).

Уравнения возбуждения ЦСР. Токи и напряжения $\dot{U}_k, \dot{V}_k, \dot{V}_{k+1}, \dot{I}_k, \dot{I}_{k+1}$ на входе и выходе шестиполюсника связаны между собой матрицей сопротивлений шестиполюсника [5]:

$$\begin{pmatrix} \dot{V}_k \\ \dot{V}_{k+1} \\ \dot{U}_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{Z}^k \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dot{I}_k \\ -I_{k+1} \\ \dot{J}_k \end{pmatrix} \quad (4.62)$$

Решая систему уравнений (4.62) и используя метод наложения, можно по известной матрице $\|\dot{Z}^k\|$ определить напряжения и токи на входе и выходе k -го шестиполюсника через возбуждающий его ток \dot{J}_m .

Граничные условия на правом конце ЦСР учитываются при расчете входного сопротивления Z_{in1}^m эквивалентных шестиполюсников в отсутствие возбуждающих токов. При этом эквивалентный шестиполюсник представляется четырехполюсником с матрицей передачи $\|A\|$, входные зажимы 1-1, выходные 2-2 (рис. 4.1,в). Для заданного сопротивления нагрузки Z_n по известным коэффициентам матрицы передачи $\|A\|$ соответствующих шестиполюсников, двигаясь от $n+1$ ячейки к нулевой, можно последовательно найти все Z_{in1}^m по рекуррентной формуле:

$$Z_{in1}^k = \frac{A_{11}^k Z_{in1}^{k+1} + A_{12}^k}{A_{21}^k Z_{in1}^{k+1} + A_{22}^k}; \quad k=n+1, n, \dots, 1, 0, \quad (4.63)$$

$$\text{где } Z_{in1}^{n+2} = Z_n; \quad A_{11}^k = \frac{Z_{11}^k}{Z_{21}^k}; \quad A_{12}^k = \frac{Z_{11}^k Z_{22}^k - Z_{12}^k Z_{21}^k}{Z_{21}^k};$$

$$A_{21}^k = \frac{1}{Z_{21}^k}; \quad A_{22}^k = \frac{Z_{22}^k}{Z_{21}^k}.$$

Аналогично учитывается граничное условие на левом конце т.е. сопротивление нагрузки Z_0 , рассчитывая Z_{in2}^k и двигаясь от нулевой ячейки к $n+1$:

$$Z_{in2}^k = \frac{A_{22}^k Z_{in2}^{k-1} + A_{12}^k}{A_{21}^k Z_{in2}^{k-1} + A_{11}^k}; \quad k = 0, 1, 2, \dots, n+1, \quad (4.64)$$

где $Z_{in2}^{0-1} = Z_0$.

Напряжения и токи $\dot{V}_k, \dot{I}_k, \dot{U}_k$ на входах шестиполюсника (рис. 4.1,в), возбуждаемые произвольно расположенным током J_m , можно представить в виде суммы двух компонент: $\dot{V}_k^{m+}, \dot{I}_k^{m+}, \dot{U}_k^{m+}$ и $\dot{V}_k^{m-}, \dot{I}_k^{m-}, \dot{U}_k^{m-}$ — относящихся, соответственно, к попутной и встречной волнам.

Рассчитаем возбуждение попутной волны током J_m в k -м каскаде ($k > m, k = m+1, \dots, n+2$):

$$V_k^{m+} = J_m b_m \prod_{i=m+1}^{k-1} (A_{22}^i - A_{12}^i / Z_{in1}^i); \quad (4.65)$$

$$I_k^{m+} = J_m \frac{b_m}{Z_{in1}^{m+1}} \prod_{i=m+1}^{k-1} (-A_{21}^i Z_{in1}^i + A_{11}^i). \quad (4.66)$$

Составляющая напряжения попутной волны на k -м зазоре резонатора, т.е. на элементе Z_3 (см. рис. 4.1), возбуждаемая током J_m :

$$U_k^{m+} = J_m \frac{b_m}{Z_{in1}^{m+1}} \prod_{i=m+1}^{k-1} (A_{11}^i - A_{21}^i Z_{in1}^i) [Z_{31}^k - Z_{32}^k (A_{11}^k - A_{21}^k Z_{in1}^k)], \quad (4.67)$$

где $b_m = \frac{[-Z_{21}^m Z_{13}^m + Z_{23}^m (Z_{in1}^{m+1} + Z_{11}^m)] Z_{in2}^{m-1}}{(Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m)(Z_{in1}^{m-1} + Z_{11}^m) - Z_{21}^m Z_{12}^m}$.

Аналогично определяется возбуждение компонент встречной волны током J_m в k -м каскаде ($k < m, k = m-1, \dots, 1, 0$):

$$V_k^{m-} = J_m a_m \prod_{i=m-1}^k (A_{11}^i - A_{12}^i / Z_{in2}^i); \quad (4.68)$$

$$I_k^{m-} = J_m \frac{a_m}{Z_{in2}^{m-1}} \prod_{i=m-1}^k (A_{22}^i - A_{21}^i Z_{in2}^i); \quad (4.69)$$

$$U_k^{m-} = -J_m \frac{a_m}{Z_{in2}^{m-1}} \prod_{i=m-1}^k (A_{22}^i - A_{21}^i Z_{in2}^i) [Z_{31}^k - \frac{Z_{32}^k}{A_{22}^k - A_{21}^k Z_{in2}^k}], \quad (4.70)$$

где $a_m = \frac{[-Z_{12}^m Z_{23}^m + Z_{13}^m (Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m)] Z_{in1}^{m+1}}{(Z_{in1}^{m+1} + Z_{11}^m)(Z_{in2}^{m-1} + Z_{22}^m) - Z_{12}^m Z_{21}^m}$.

Когда индексы k и m совпадают, компоненты, относящиеся к встречной волне (на входе шестиполюсника – рис. 4.1,в), рассчитываются через ток J_k так:

$$\dot{V}_k^{k-} = a_k J_k, \quad \dot{I}_k^{k-} = -\frac{a_k}{Z_{in2}^{k-1}} J_k, \quad \dot{U}_k^{k-} = S_k J_k, \quad (4.71)$$

где
$$S_m = \frac{-Z_{31}^m}{Z_{in2}^{m-1}} a_m - \frac{Z_{32}^m b_m}{Z_{in1}^{m+1}} b_m + Z_{33}^m.$$

Окончательно уравнение возбуждения k -ой ячейки всеми токами можно записать так.

Для попутной волны:

$$\dot{V}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{V}_k^{m+}; \quad \dot{I}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{I}_k^{m+}; \quad \dot{U}_k^+ = \sum_{m=1}^n \dot{U}_k^{m+}.$$

Для встречной волны ($m > k$):

$$\dot{V}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{V}_k^{m-}; \quad \dot{I}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{I}_k^{m-}; \quad \dot{U}_k^- = \sum_{m=k}^n \dot{U}_k^{m-}.$$

Далее следует просуммировать составляющие компонент попутной и встречной волн, используя специальные алгоритмы, описанные в разделе 4.1.3.

Уравнения движения электронов и расчет наведенных токов. Релятивистские уравнения движения электронов во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т.е. до $v_0/c < 0,99$) в одномерном приближении после нормировки в системе Z, t_0 приведены в разделе 4.1.2 - (4.30), (4.31), (4.32). Для расчета наведенных токов используется (4.33).

Электронный КПД рассчитывается по формуле:

$$\eta_e = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \frac{\gamma_0 - \gamma_i}{\gamma_0 - 1}, \quad (4.72)$$

где γ_0, γ_i определяются в (4.29).

Волновой КПД в k -м каскаде:

$$\eta_w = P_w / P_0, \quad (4.73)$$

где $P_w = \text{Re}(\dot{V}_{k+1} \dot{I}_{k+1}^* / 2)$; $P_0 = U_0 I_0$.

Функция группировки по первой гармонике тока:

$$G_r = 1 / N_e \sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N_e} \cos u_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_e} \sin u_i \right)^2}. \quad (4.74)$$

При расчете ЛОВ использовалась методика оптимизации закона распределения вдоль ЛОВ коэффициентов фаз шестиполюсников (см. раздел 4.1). Для аппроксимации распределения коэффициентов фаз шестиполюсников применяется аппарат атомарных функций. При оптимизации, как предусмотрено в математической модели расчета ЛОВ, на каждой итерации проводится синтез электрических параметров эквивалентной схемы ЦСР и определяются электрические параметры эквивалентной схемы (L , C , f_r) (см. раздел 4.1.3).

Как указывалось, в данной работе в модели ЛОВ выбрана согласованная ЦСР: на входе устройство с сопротивлением Z_0 , с другой стороны (коллекторной) поглощающая нагрузка с сопротивлением Z_n . Режим самовозбуждения на определенной частоте достигается, когда поле на коллекторном конце замедляющей системы стремится к нулю, т.е. при:

$$U(Z_n)=0. \quad (4.75)$$

При выполнении (4.75) энергия электронного пучка преобразуется, в основном, в энергию встречной волны.

Алгоритм расчета ЛОВ.

1. Для принятой эквивалентной схемы ЦСР, анализируя дисперсионную характеристику, выбираем участок с отрицательной дисперсией и определяем сдвиг фазы волны на ячейку ЗС – φ , ускоряющее напряжение U_0 . Задаем длину волны генерируемых колебаний – λ_g и определяем примерную длину ℓ ячейки ЦСР:

$$\ell = \lambda_g \beta_0 \varphi / 2\pi, \quad (4.76)$$

где $\beta_0 = v_0 / c$.

2. С учетом (4.75) проводится оптимизация данного варианта на максимум электронного КПД и выходной мощности. Оптимизируются ℓ – длина ячейки ЦСР и сдвиг фазы φ . Для оптимизации регулярных ЛОВ ℓ и φ для каждой ячейки задаются одинаковыми. В процессе оптимизации определяются электрические параметры эквивалентной схемы (L, C, f_r).

3. Изменяя дискретно I_0 и рассчитывая режим работы ЛОВ для каждого значения I_0 определяем пусковой ток I_s , при котором начинается самовозбуждение ЛОВ.

4. Для расчета электронной перестройки частоты при изменении ускоряющего напряжения U_0 используются ранее найденные (п.2) электрические параметры ЦСР и длины ячеек ЗС. Для другого значения U_0' значение частоты f_g генерируемых колебаний неизвестно. Поэтому предлагается следующий приближенный метод определения зависимости f_g' от

U_0' с использованием дисперсионного уравнения эквивалентной схемы цепочки контуров с трансформаторной связью [120] :

$$\lambda = \lambda_r \sqrt{1 + K_{co} \cos \varphi \cos \theta} \quad (4.77)$$

где K_{co} – коэффициент связи между смежными контурами;

λ_r – резонансная длина волны контура эквивалентной схемы, которая известна после выполнения п.2;

θ – угол поворота смежных диафрагм.

а) Неизвестна постоянная распространения γ электромагнитной (ЭМ) волны в ЦСР. Ее можно найти из расчетов на опорной частоте f_g следующим образом. Определяем сумму коэффициентов фаз эквивалентных шестиполосников: $\varphi_s = \sum_{i=1}^M \varphi_i$, полную длину ЦСР ℓ_s , с учетом длин резонаторов. Вычисляем постоянную распространения ЭМ волны: $\gamma = \varphi_s / \ell_s$ и определяем фазовую скорость ЭМ волны $v_f = \omega / \gamma$, или относительную фазовую скорость $\beta_f = v_f / c$.

б) Как известно, возбуждение ЛОВ выполняется на частоте, соответствующей фазовой скорости v_f ЭМ волны близкой к v_0 . Для обеспечения усиления и генерации в ЛОВ должно выполняться $v_0 > v_f$. Введем коэффициент K_f , учитывающий отличие фазовой скорости ЭМ волны от скорости электронов: $K_f = \beta_f / \beta_0$. Считая его постоянным для разных частот при изменении U_0' , (хотя это не совсем так), определим относительную фазовую скорость волны β_f' для нового β_0' так: $\beta_f' = K_f \cdot \beta_0'$.

в) С изменением f_g' изменяется и коэффициент фазы φ_i' шестиполосников, и для его определения, используя (4.76), (4.77), решаем для каждого шестиполосника нелинейное уравнение:

$$\frac{1}{\beta_f'} - \frac{\varphi_i' \lambda_r}{2\pi \ell_i} \sqrt{1 + K_{co} \cos \varphi_i' \cos \theta} = 0. \quad (4.78)$$

Определяем суммарный набег фазы на цепочке шестиполосников $\varphi_s' = \sum_{i=1}^M \varphi_i'$ на частоте f_g' .

г) Рассчитываем частоту генерируемых колебаний f_g' для напряжения U_0' :

$$f_g' = \beta_f' \varphi_s' c / (2\pi \ell_s). \quad (4.79)$$

После этого рассчитывается режим работы ЛОВ на частоте f_g' для заданного U_0' и определяются электронный КПД η_e и мощность выходного сигнала P_w на согласованной нагрузке Z_0 или волновой КПД η_w . Описанная методика подходит для расчетов как регулярных, так и нерегулярных ЛОВ. Для синтеза геометрических размеров ЦСР можно воспользоваться методикой, описанной в главе 5.

4.3.2. Результаты расчетов ЛОВ и гибридных приборов ЛОВ-ЛБВ

Проведен расчет мощной ЛОВ СМ-диапазона ($f_g=3$ ГГц) с ускоряющим напряжением $U_0=10$ кВ, ток электронного пучка $I_0=1,5$ А, количество электронных лучей $N_L=7$, радиус трубки дрейфа $r_1=0,15$ см, радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, длина зазора d в резонаторах везде одинакова и равна $0,1$ см, число активных резонаторов $N=6$. Для начала расчета задаем (см. раздел 4.1.3) коэффициент связи $K_{co}=0,25$, $L=2$ нГн, $\varphi=7,76$, $\beta_0=0,195$. После выполнения пунктов 1,2 описанного выше алгоритма, получен (вариант А1) электронный КПД генератора на регулярной ЛОВ $\eta_e=0,136$, $\eta_w=0,127$, $f_r=3,028$ ГГц, $\ell=2,395$ см, $\varphi=7,76$. На правом конце ЛОВ (со стороны коллектора) на согласованной нагрузке Z_n выделяется часть мощности электромагнитной волны, обозначим ее η_n . В данном варианте $\eta_n=0,009$.

Проведена оптимизация ЛОВ на нерегулярной ЗС с такими же параметрами электронного пучка и длиной волны, как и в предыдущем варианте. При числе активных резонаторов $N=7$ получен электронный КПД $\eta_e=0,47$, волновой КПД $\eta_w=0,40$, $\eta_n=0,07$ – вариант А2.

На рис. 4.11 приведены зависимости функции группировки G_r , электронного КПД η_e , волнового КПД η_w от нормированной длины лампы T . Для регулярной ЛОВ – вариант А1: кривая 4 – функция группировки G_r . Для нерегулярной ЛОВ – вариант А2: кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – волновой КПД η_w , кривая 3 – функция группировки G_r .

В этом варианте, как видим из графиков на рис. 4.11, кривая 2 при $T=1$ волновой КПД $\eta_w=0,07$, реализовался не чистый режим ЛОВ, а режим ЛОВ-ЛБВ, т.к. $U(Z_n) \neq 0$. С целью уменьшения мощности потерь проведена дальнейшая оптимизация этого варианта, в результате получен электронный КПД $\eta_e=0,338$, волновой КПД $\eta_w=0,31$, $\eta_n=0,028$.

Сравнивая функции группировки G_r для регулярной и нерегулярной ЛОВ (кривые 3, 4 рис. 4.11) видим, что они не сильно различаются. Это означает, что и различие в амплитудах наведенных токов в резонаторах невелико. Однако отличие в электронном КПД значительно (сравним варианты А1– $\eta_w=0,127$ и А2– $\eta_w=0,40$). Это вызвано тем, что в нерегулярных ЛОВ удается добиться лучшего синхронизма между электронным потоком и встречной волной, что приводит к более эффективной передаче энергии от сгруппированного электронного потока встречной волне.

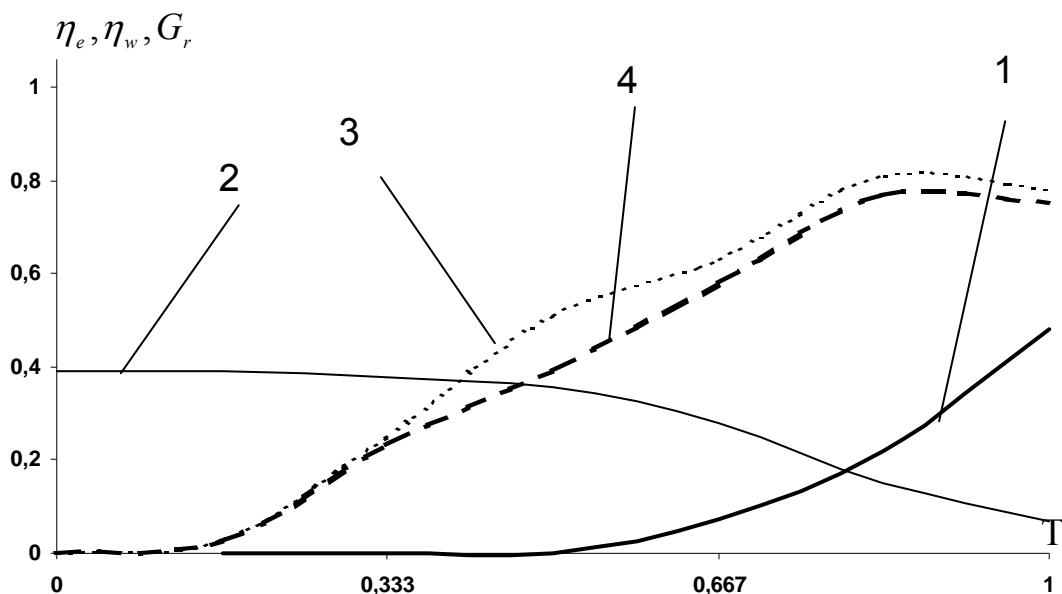


Рис.4.11. Зависимости от нормированной длины лампы Γ для нерегулярной ЛОВ: кривая 1 – электронный КПД η_e , кривая 2 – волновой КПД η_w , кривая 3 – функция группировки G_r , кривая 4 – функция группировки G_r для регулярной ЛОВ

Для определения зависимости частоты генерируемых колебаний от ускоряющего напряжения U_0 проведены расчеты в соответствии с п. 4, описанного выше алгоритма. Ускоряющее напряжение менялось от 8 до 12 кВ.

На рис. 4.12 приведены зависимости относительной частоты генерируемых колебаний $W = f'_g / f_g$ – кривая 1, электронного КПД η_e – кривая 2, от изменения относительного напряжения $V = U'_0 / U_0$ для регулярной ЛОВ – вариант А1.

На этом же рисунке приведены зависимости и для нерегулярной ЛОВ – вариант А2: кривая 3 – относительная частота W генерируемых колебаний, кривая 4 – электронный КПД η_e .

На рис. 4.13 приведены зависимости электронного КПД η_e от изменения тока луча I_0 : кривая 1 – для регулярной ЛОВ, вариант А1; кривая 2 – для нерегулярной ЛОВ, вариант А2.

Для увеличения электронного КПД и повышения выходной мощности генератора представляется перспективной гибридная схема ЛОВ-ЛБВ. Генератор ЛОВ связан с секцией ЛБВ только по электронному лучу. По электромагнитной волне секции не связаны и предполагаются нагруженными на согласованные нагрузки. Промодулированный по скорости и плотности

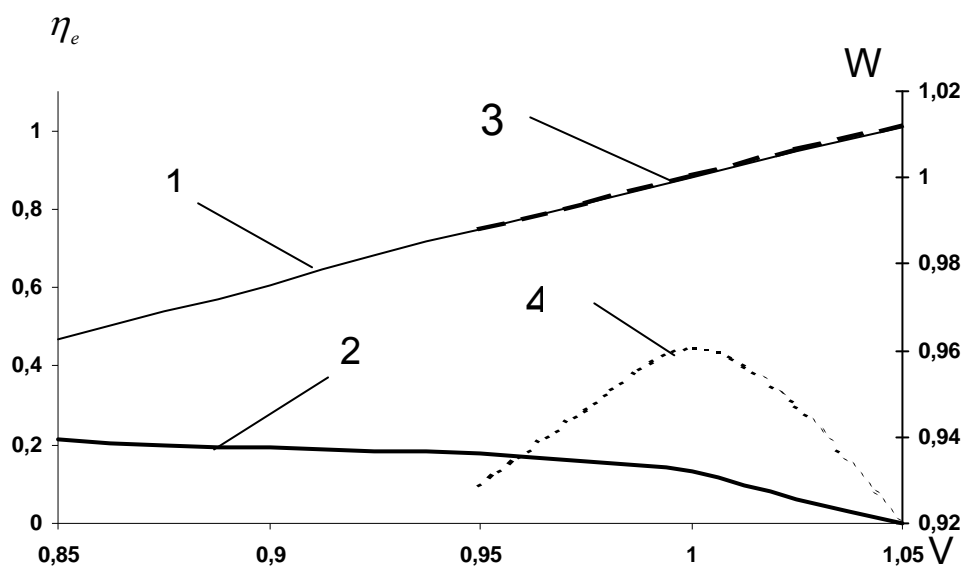


Рис. 4.12. Зависимости относительной частоты генерируемых колебаний W – кривая 1, электронного КПД η_e – кривая 2, от изменения относительного напряжения V для регулярной ЛОВ. Для нерегулярной ЛОВ: кривая 3 – относительная частота W генерируемых колебаний, кривая 4 – электронный КПД η_e

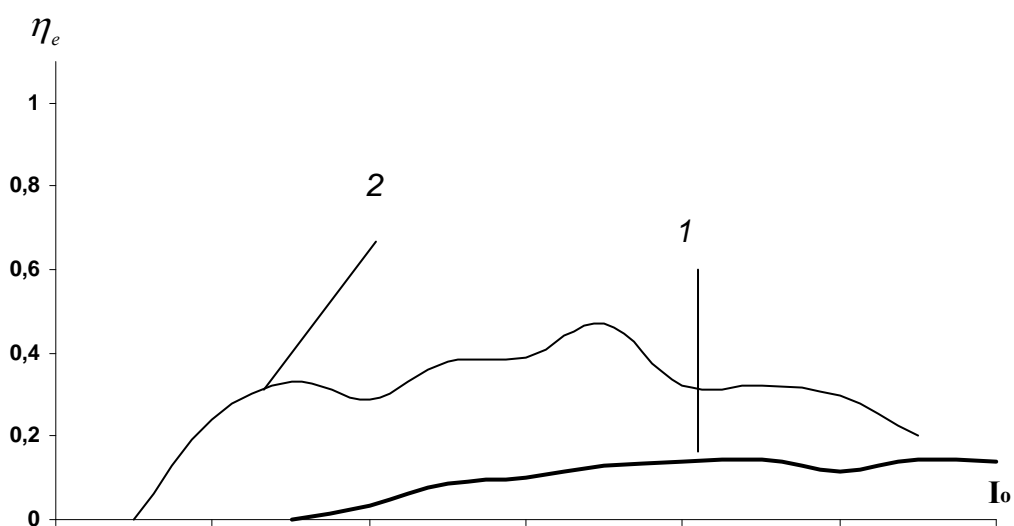


Рис. 4.13. Звисимости электронного КПД η_e от изменения тока луча I_0 : кривая 1 – для регулярной ЛОВ, кривая 2 – для нерегулярной ЛОВ

электронный пучок поступает в резонаторы секции ЛБВ и в секции возбуждается электромагнитная волна. Параметры ЗС и электронного пучка приведены выше. Секция ЛОВ состоит из шести активных резонаторов. Несмотря на то, что в качестве первой секции может использоваться и регулярная ЛОВ, в этом случае не удалось достигнуть высоких КПД во второй секции – ЛБВ. Поэтому в качестве первой секции выбрана нерегулярная ЛОВ с числом каскадов $N=6$, $\eta_e=0,057$, $\eta_w=0,056$, $\eta_n=0,002$. Как показывают расчеты, выходные характеристики секции ЛБВ сильно зависят от числа резонаторов этой секции и расстояния между секциями ЛОВ и ЛБВ. При числе резонаторов $N=7$ в секции ЛБВ достигим электронный КПД $\eta_e=0,35$. В гл. 3 разделах 3.2 – 3.4 отмечалось, что уменьшение числа резонаторов в нерегулярной ЛБВ приводит к увеличению η_e . При этом падает и усиление прибора. Однако здесь, когда на вход ЛБВ поступает достаточно промодулированный электронный пучок, усиление уже не играет большой роли и резонаторы секции ЛБВ позволяют догруппировать и эффективно отобрать энергию электронных сгустков. При $N=6$ достигнут электронный КПД $\eta_e=0,68$, волновой КПД $\eta_w=0,61$. Здесь следует учесть, что в секции ЛБВ часть мощности ЭМ волны с выходного конца ЛБВ идет на вход этой секции и рассеивается в согласованной нагрузке, кроме того, часть энергии волны теряется в ЦСР. Эта суммарная доля потерь составляет $0,02P_0$.

Проведены расчеты мощных однолучевых ЛОВ ММ-диапазона с длиной волны $\lambda_g=0,8$ см, ускоряющим напряжением $U_0=30$ кВ, током электронного пучка $I_0=1,5$ А. Радиус трубки дрейфа $r_1=0,03$ см, радиус электронного луча $r_0=0,015$ см, длина зазора d в резонаторах везде одинакова и равна $0,02$ см, число активных резонаторов $N=6$. Частота генерируемых колебаний $f_g=37,4741$ ГГц. В результате оптимизации получены следующие варианты. Вариант В1: электронный КПД $\eta_e=0,125$, волновой КПД $\eta_w=0,111$, относительная мощность потерь $\eta_n=0,015$. Вариант В2: $\eta_e=0,285$, $\eta_w=0,184$, $\eta_n=0,101$. Вариант В3: $\eta_e=0,234$, $\eta_w=0,166$, $\eta_n=0,068$. По этим данным можно выбрать необходимый вариант в зависимости от требуемых условий эксплуатации: если необходима минимальная тепловая нагрузка на ЗС, то подойдет вариант В1 ($\eta_n=0,015$). Если необходима максимальная выходная мощность, то варианты В2 или В3 имеют преимущества.

4.4. Сравнительный анализ результатов эксперимента и моделирования ЛБВ на ЦСР

В большинстве опубликованных работ по ЛБВ на ЦСР, несмотря на приводимые экспериментальные частотные характеристики, нет данных по конструкциям замедляющих систем на ЦСР и режимам работы ЛБВ. Лишь в работе [145] приведены подробные технические данные и характеристики мощной ЛБВ на ЦСР – лампа М4040. Во многих работах, например [120, 110],

проводится подробный анализ эквивалентных схем, дисперсионных характеристик ЦСР, сравнение их с экспериментом, однако нет частотных характеристик ЛБВ, в которых используются описанные ЗС на ЦСР. Поэтому в данном разделе проведено сравнение не дисперсионных, а расчетных частотных характеристик ЛБВ для различных эквивалентных схем с экспериментальными данными для лампы М4040.

В [145] приведены технические данные и характеристики мощной ЛБВ на ЦСР (лампа М4040) с ускоряющим напряжением $U_0 = 17$ кВ, током электронного луча $I_0 = 1,03$ А. Внутренний радиус трубки дрейфа $R = 0,2083$ см, радиус электронного луча $r = 0,125$ см, длина зазора резонатора $d = 0,2946$ см, длина трубки дрейфа между центрами зазоров $\ell = 0,8483$ см. При входной мощности 4,2 Вт на частоте 6,15 ГГц ЛБВ обеспечивает усиление 27,4 дБ, выходная мощность составляет 2,16 кВт, волновой КПД составляет 0,127. Лампа является двухсекционной: первая секция состоит из 13 активных резонаторов и нагружена на согласованную нагрузку. Вторая секция имеет 16 активных резонаторов и нагружена: слева на согласованную поглощающую нагрузку, справа – на согласованный волноводный тракт с полезной нагрузкой. По электромагнитному СВЧ-полю секции не связаны. Связь между секциями осуществляется через модулированный по плотности и скорости электронный пучок.

На рис. 5.1 главы 5 изображена замедляющая система с щелями связи фасолевидной формы. Как отмечается в [120], в такой ЦСР связь между резонаторами индуктивная и может в эквивалентной схеме представляться как трансформаторная, с положительной взаимной индуктивностью. Тогда эквивалентную схему этой ЦСР представляют в виде цепочки связанных контуров, которую можно изобразить двумя способами – рис. 4.14, а, б (в этих схемах горизонтально расположенные конденсаторы – емкости зазоров резонаторов, через которые проходит электронный поток со средней скоростью электронов v_0).

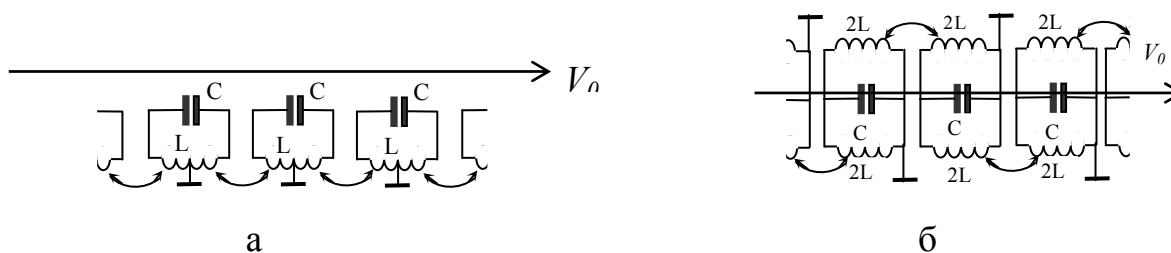


Рис. 4.14

Будем пренебрегать взаимной индуктивностью между всеми контурами, учтем только связь между смежными контурами. Тогда схему на рис. 4.14,а можно представить с использованием Т-образной схемы замещения трансформатора с положительной взаимной индуктивностью в виде цепной линии [120] (рис. 4.15).

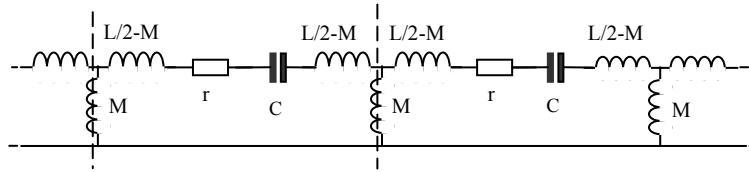


Рис. 4.15

Потери в ЦСР учтем путем введения в эквивалентной схеме сопротивлений r в индуктивности L ; M – взаимная индуктивность смежных контуров. От схемы цепной линии на рис. 4.15 легко перейти к эквивалентным шестиполюсникам. Для этого надо выполнить сечения по диафрагмам, разделяющим волновод на резонаторы (рис. 5.1 глава 5), тогда эти сечения придется на взаимные индуктивности M , как показано на рис. 4.15. Подробно шестиполюсник и его элементы описаны в разделе 4.1.

Дисперсионное уравнение схемы на рис. 4.15 имеет вид:

$$\lambda = \lambda_r \sqrt{1 - k \cos \varphi} \quad (4.80)$$

где $\lambda_r = 2\pi c \sqrt{LC}$ – резонансная длина волны контуров цепочки, изображенной на рис. 4.15;

$k = 2M/L$ – коэффициент индуктивной связи между контурами, рис. 4.14,а.

Схема на рис. 4.14,б также моделирует ЦСР с индуктивными связями, изображенную на рис. 5.1 главы 5. Ее эквивалентная схема с учетом схемы замещения трансформатора принимает вид, приведенный на рис. 4.16:

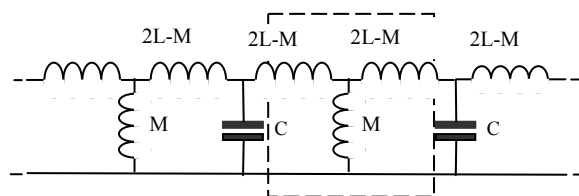


Рис. 4.16

Сделав переход от Т-образной схемы для элементов, выделенных пунктиром к П-образной, получим следующую схему, изображенную на рис. 4.17:

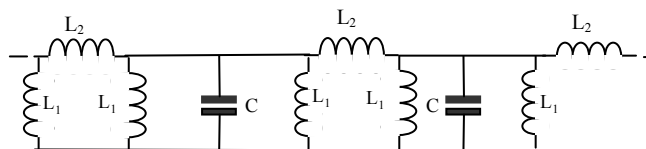


Рис. 4.17

На рис. 4.17 использованы обозначения: $L_1 = \frac{4L^2 - M^2}{2L - M} = 2L(1 + k)$,
 $L_2 = \frac{4L^2 - M^2}{M} = 2L \frac{1 - k^2}{k}$,

где $k = M/2L$ – коэффициент индуктивной связи.

С учетом параллельно включенных индуктивностей L_1 , перейдем к схеме, изображенной на рис. 4.18:

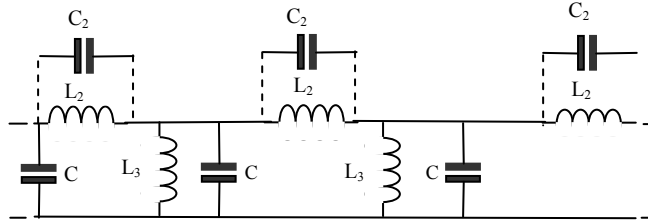


Рис. 4.18

На рис. 4.18 указаны следующие элементы схемы замещения: L_2 – индуктивность связи между контурами L_3 C , где $L_3 = L_1/2$. В схему добавлена емкость C_2 , это позволит учитывать в качестве элемента связи между контурами L_3C контур L_2C_2 . Дисперсионное уравнение для эквивалентной схемы с резонансным контуром $L_2 C_2$ в качестве элемента связи [120] имеет вид:

$$\lambda = \lambda_r \sqrt{\frac{[(1 + 4a \sin^2(\varphi/2))(1 - k)]}{1 - k \cos \varphi}}, \quad (4.81)$$

где $\lambda_r = 2\pi c \sqrt{L_3 C}$ – резонансная длина волны контуров цепочки (рис. 4.18);

$a = C_2/C$; $q = L_3/L_2$; $L_3 = L_1/2 = L(1+k)$; $L_2 = 2L(1-k^2)/k$;

$k = 2M/L$ – коэффициент индуктивной связи между контурами (рис. 4.14,б, рис. 4.18).

Если $C_2 = 0$ – т. е. имеет место нерезонансная индуктивная связь между контурами, то дисперсионное уравнение принимает вид:

$$\lambda = \lambda_r \sqrt{\frac{1 - k}{1 - k \cos \varphi}}. \quad (4.82)$$

Сравнивая уравнения (4.80) и (4.82), видим, что они существенно отличаются. На дисперсионных характеристиках схем рис. 4.15 и рис. 4.18 можно выбрать участки с положительной и отрицательной дисперсией для использования соответствующих режимов в ЛБВ или ЛОВ. Для работы лампы в режиме ЛБВ на дисперсионных характеристиках следует выбрать участки с положительной дисперсией: для схемы на рис. 4.15 (уравнение (4.80)) при углах $\pi < \varphi < 2\pi$ и коэффициенте связи $k < 0,3$ – взаимодействие пучка осуществляется с первой положительной пространственной гармоникой. Для схемы, изображенной на рис. 4.18, участок с положительной дисперсией

соответствует углам $0 < \varphi < \pi$, и взаимодействие пучка будет осуществляться с основной пространственной гармоникой.

Цепную линию, приведенную на рис. 4.18, можно представить в виде эквивалентных четырехполюсников [120], имеющих вид:

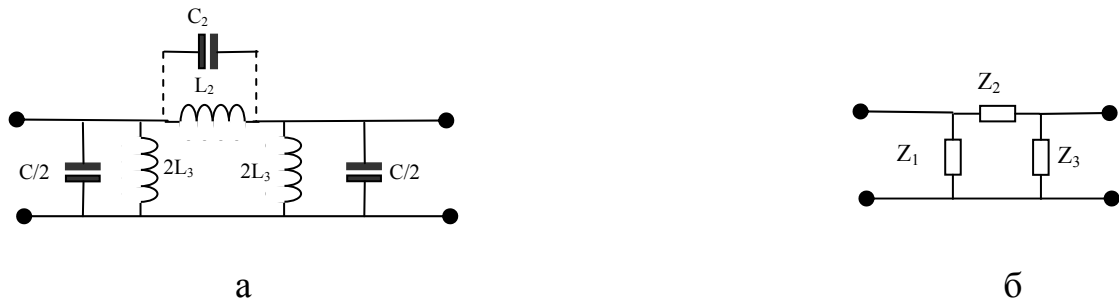


Рис. 4.19

Тогда поперечными элементами Z_1, Z_3 в эквивалентном четырехполюснике будут контуры $2L_3, C/2$, продольным элементом Z_2 будет индуктивность L_2 , либо контур $L_2 C_2$. Можно попытаться сразу перейти от цепочки связанных контуров рис. 4.14,б к эквивалентной схеме рис. 4.18, где $L_3=L$. Элементом связи между контурами является контур связи $L_2 C_2$ (рис. 4.19,а) с резонансной частотой $\omega_s = (1,2 - 1,8)\omega_0$, где $\omega_0 = 1/\sqrt{L_3 C}$. Тогда элементы эквивалентного четырехполюсника могут быть записаны в виде:

$$Z_1 = Z_3 = 1/[j \cdot 0,5(\omega C - 1/\omega L_3)] = j/[0,5\omega C(\omega_k^2 / \omega^2 - 1)];$$

$$Z_2 = 1/[j(\omega C_2 - 1/\omega L_2)] = j[\omega C_2(\omega_s^2 / \omega^2 - 1)];$$

$$\omega_k = 1/\sqrt{L_3 C}; \quad \omega_s = 1/\sqrt{L_2 C}; \quad \omega = 2\pi f, \quad f - \text{частота входного сигнала.}$$

В резонансном контуре L_3, C можно учесть потери, включив последовательно с индуктивностью L_3 сопротивление r , тогда:

$$Z_1 = Z_3 = 2 \left[\frac{Q\rho \frac{\omega_k^2}{\omega^2}}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega}\right)^2 Q^2} - j \frac{Q\rho \left[Q\left(\frac{\omega}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega}\right) + \frac{\omega_k}{\omega Q}\right]}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_k} - \frac{\omega_k}{\omega}\right)^2 Q^2} \right],$$

где $\omega_k = 1/\sqrt{L_3 C}$; $\rho = \sqrt{L_3/C}$; $Q = \rho/r$.

В щели связи потери можно не учитывать. Таким образом, ЦСР изображенные на рис. 5.1 главы 5, могут быть описаны несколькими эквивалентными схемами: рис. 4.14,а и рис. 4.15 – эквивалентные шестиполюсники; рис. 4.17,

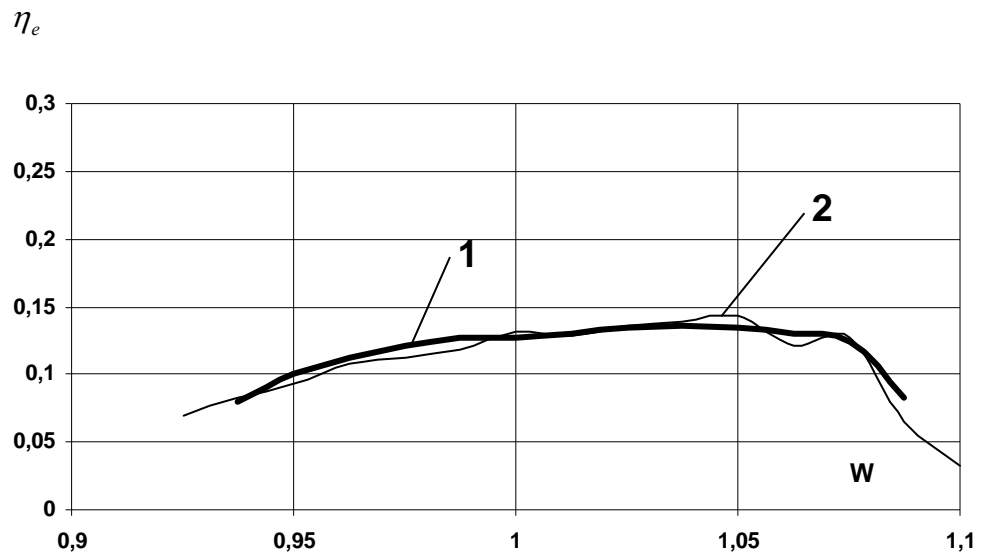
рис. 4.18 и рис. 4.19 – эквивалентные четырехполосники с трансформаторной связью и с элементами связи – резонансными контурами.

Сравним экспериментальные частотные и амплитудные характеристики лампы М4040 и рассчитанные по приведенным выше эквивалентным схемам с использованием нелинейных математических моделей ЛБВ на ЦСР, развитых в главах 3, 4. Частота входного сигнала f_0 выбрана равной средней частоте диапазона – $f_0=6,15$ ГГц. На рис. 4.20 зависимости от относительной частоты $W = f / f_0$ волнового КПД а) и усиления по мощности $K_p=10 \ln(P_{ex} / P_{вых})$ б) для лампы М4040 – экспериментальные данные из [145] – кривые 1. Кривые 2 – результаты моделирования двухсекционной ЛБВ с числом резонаторов в 1-й и 2-й секциях (13 и 16 – соответственно) с использованием эквивалентных четырехполосников (рис. 4.19), с трансформаторной связью с положительной взаимной индуктивностью (рис. 4.14,б и рис. 4.17).

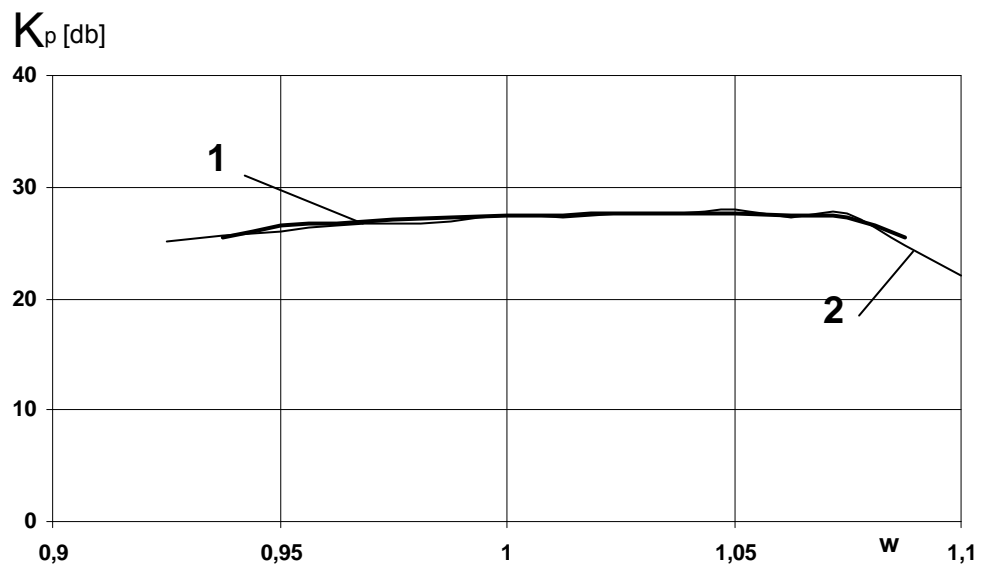
В расчетах использовались следующие параметры эквивалентной схемы, изображенной на рис. 4.19,а (они получены путем расчета для заданной геометрии конструкции ЦСР, рис. 5.1 глава 5, и небольшой их коррекции): $C=0,35$ пФ, $C_2=0$, $k=0,25$, $Q=1500$, $f_0=6,15$ ГГц, $Z_n=330$ Ом – сопротивление нагрузки на конце цепочки четырехполосников. В результате синтеза (см. раздел 3.3.1 главы 3) получены дополнительно следующие параметры эквивалентной схемы: $L_3=1,966$ нГн, $L_{12}=14,6$ нГн, $f_k=0,8824f_0$ – резонансная частота эквивалентного контура.

На рис. 4.21 приведены, соответственно, зависимости от относительной частоты W волнового КПД – а) и коэффициента усиления K_p – б) для лампы М4040 – эксперимент [145] – кривые 1. Кривые 2 – результаты моделирования с использованием эквивалентных четырехполосников, с применением резонансных контуров L_2C_2 в качестве элементов связи (рис. 4.18, 4.19). Заданы следующие параметры эквивалентной схемы: $C=0,287$ пФ, $k=0,25$, $f_0=6,15$ ГГц, $C_2=0,026$ пФ, $Z_n=330$ Ом – сопротивление нагрузки на конце цепочки четырехполосников. В результате синтеза (см. раздел 3.3.1 главы 3) получены дополнительно следующие параметры: $L_3=3,24$ нГн, $L_{12}=9,15$ нГн, $f_k=0,8824f_0$ – резонансная частота эквивалентного контура, $f_s=1,67f_0$ – резонансная частота контура связи или щели связи.

На рис. 4.22 приведены, соответственно, зависимости от относительной частоты W волнового КПД – а) и коэффициента усиления K_p – б) для лампы М4040 – кривые 1. Кривые 2 – результаты моделирования с использованием эквивалентных шестиполосников с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью (см. рис. 4.14,а и рис. 4.15 раздел 4.5, а также см. разделы 4.1, 4.2 главы 4). Заданы следующие параметры эквивалентной схемы, рис. 3: $L_3=2,18$ нГн; $Z_n=50$ Ом – сопротивление нагрузки со стороны щели связи в конце цепочки шестиполосников; $k=0,254$; $Q=1500$. В результате синтеза (см. раздел 4.2) получены дополнительно следующие параметры эквивалентной схемы, рис. 4.15: $C=0,30$ пФ; $\rho=84$ Ом; $r=0,06$ Ом. На рис. 4.22 видно значительное отличие расчетных характеристик от экспериментальных.

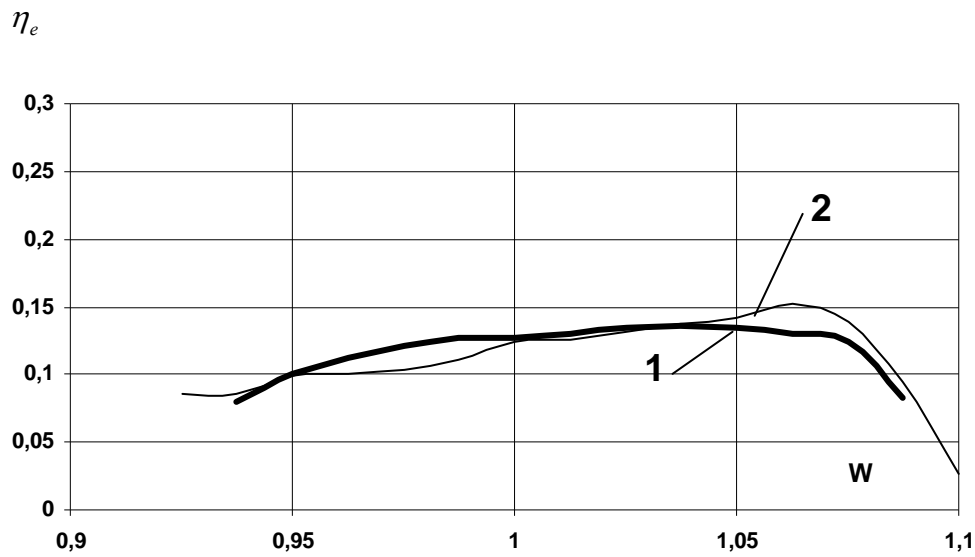


a

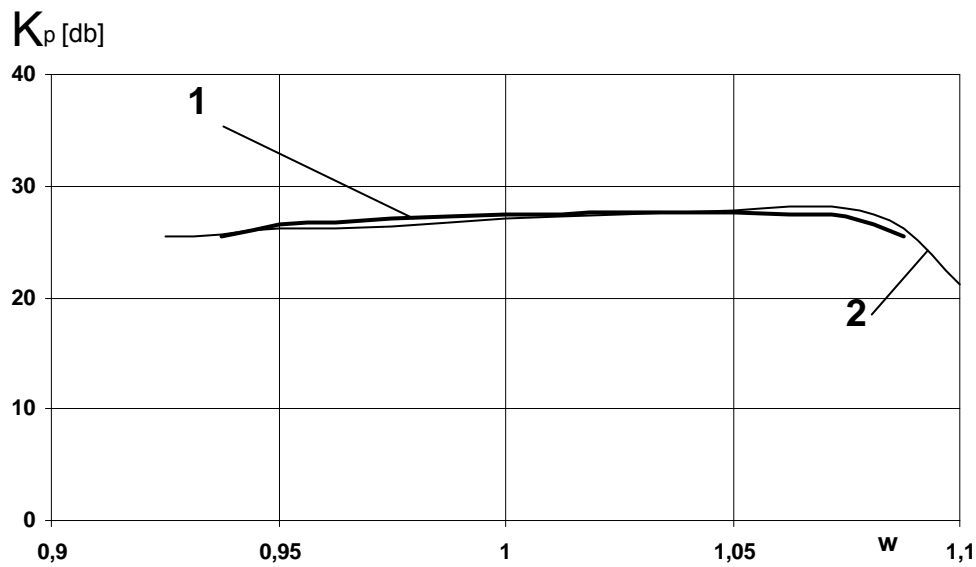


б

Рис. 4.20. Зависимости от относительной частоты W волнового КПД – а и усиления по мощности K_p – б для лампы М4040 эксперимент – кривые 1, кривые 2 – расчет с эквивалентными четырехполюсниками, с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью

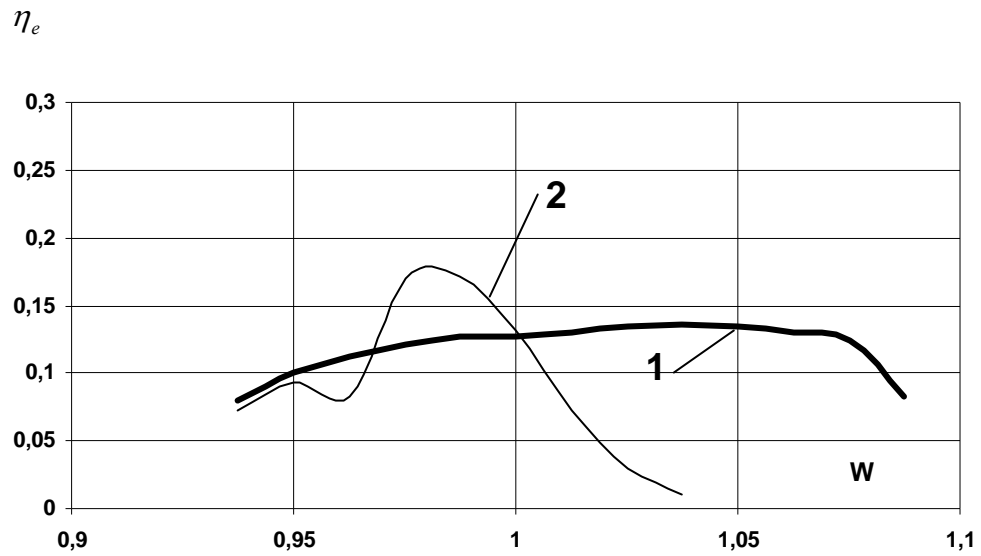


а

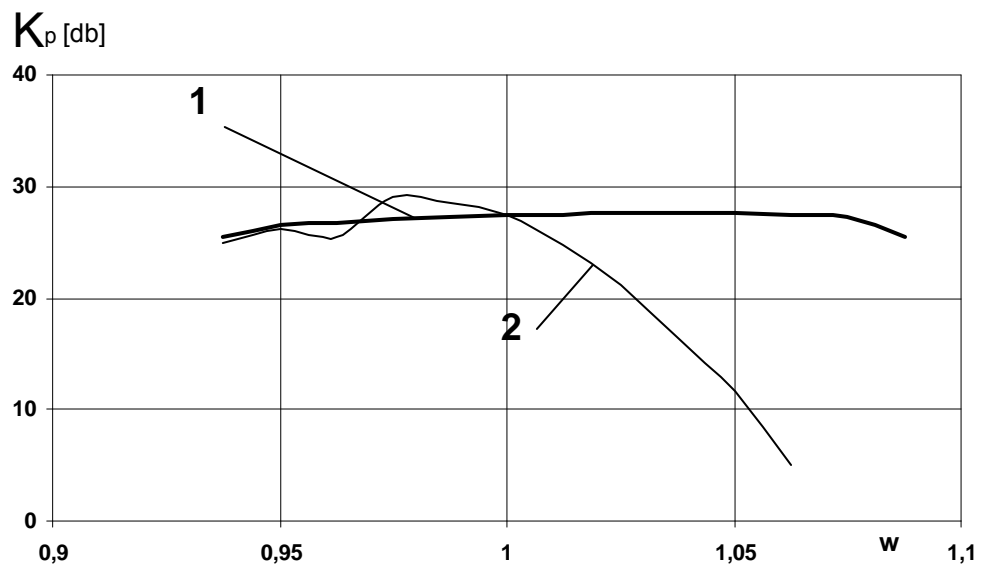


б

Рис. 4.21. Зависимости от относительной частоты W волнового КПД – а и усиления по мощности K_p – б для лампы М4040 эксперимент – кривые 1, кривые 2 – расчет с эквивалентными четырехполюсниками и резонансными контурами в качестве элементов связи



a



б

Рис. 4.22. Зависимости от относительной частоты W волнового КПД – а и усиления по мощности K_p – б для лампы М4040 эксперимент – кривые 1, кривые 2 – расчет с эквивалентными шестиполюсниками, с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью

На рис. 4.23 приведены амплитудные характеристики – зависимости выходной мощности или волнового КПД от входной мощности $P_{вх}$ [Вт]: кривая 1 – экспериментальная для лампы М4040 при напряженности магнитного поля 1,2 бриллюэновского; кривая 2 – результаты расчета с использованием эквивалентной схемы с четырехполосниками и резонансным контуром в качестве элемента связи; кривая 3 – с использованием эквивалентной схемы с четырехполосниками с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью; кривая 4 – с использованием эквивалентной схемы с шестиполосниками (рис. 4.15 и раздел 4.1 рис. 4.1,б, в).

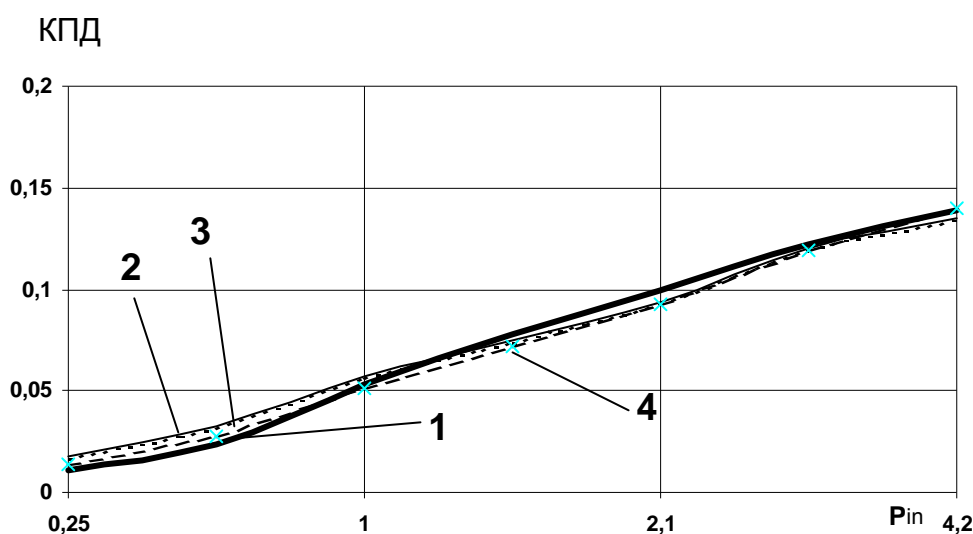


Рис. 4.23. Амплитудные характеристики:

- | | |
|--|-------------|
| 1– М4040 – эксперимент | — |
| 2– четырехполосник, связь – контур | — |
| 3– четырехполосник, связь трансформаторная | ⋯ |
| 4– шестиполосник, связь трансформаторная | -x-- |

Анализ кривых на рис. 4.23 указывает на хорошее совпадение (0,05 – 2%) эксперимента и расчета по указанным эквивалентным схемам. Это свидетельствует о том, что усиление лампы в линейном и нелинейном режимах на одной частоте хорошо описывается приведенными выше моделями с эквивалентными четырехполосниками и шестиполосниками. Некоторое несовпадение можно объяснить тем, что моделирование проводится по одномерной модели, не учитывается динамическое радиальное расширение пучка при движении вдоль ЦСР.

Сравнивая частотные зависимости волнового КПД и характеристик усиления, рис. 4.20 – 4.22, можно сделать вывод: наилучшее совпадение результатов эксперимента и моделирования достигается при использовании

эквивалентных четырехполюсников с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью (рис. 4.14,б, рис. 4.18, рис. 4.19,а). Ошибка в полосе 10% не превышает 2 – 4% по волновому КПД и 0,1 – 0,5 дБ по коэффициенту усиления.

Таким образом, для данной конструкции замедляющей системы лампы М4040, типичной для ЛБВ на ЦСР, выбранной конфигурации и размеров щелей связи подходит эквивалентная схема с использованием эквивалентных четырехполюсников с трансформаторной связью и положительной взаимной индуктивностью. Для других, специальных конструкций ЦСР и элементов связи, замедляющая система, возможно, будет адекватно описываться другими эквивалентными схемами, в частности эквивалентными шестиполюсниками.

ГЛАВА 5

СИНТЕЗ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ЦЕПОЧКАХ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В главах 3, 4 сформулированы математические модели и приведены результаты оптимизации нерегулярных ЛБВ на ЦСР с расчетным электронным КПД более 60%. Получены параметры соответствующей эквивалентной схемы, моделирующей нерегулярную ЗС. Возникает задача определения геометрических размеров резонаторов ЗС – задача синтеза.

Задача синтеза нерегулярных ЗС в электродинамической постановке является достаточно сложной и неоднозначной и ей посвящено много работ, например [146 – 150]. Для синтеза регулярных ЗС чаще используется метод эквивалентных схем, например [146]. Описанный в [146, 147] метод синтеза ЗС использует метод кумулянтов и позволяет проводить синтез резонаторов произвольной формы по заданной дисперсионной характеристике (ДХ). В работах [147, 148] рассмотрены методы проектирования регулярных ЗС, которые позволяют по заданным электродинамическим характеристикам, используя методы оптимизации, синтезировать резонаторы произвольной формы. В тоже время накоплен большой материал по анализу регулярных ЗС [147, 113, 115, 120, 151 – 154], где приведены аналитические выражения для расчета параметров эквивалентных схем ЗС через геометрические размеры резонаторов. Причем, если электродинамически обоснованно подходить к выбору соответствующей эквивалентной схемы, моделирующей ячейку ЗС, то можно получить точность расчета ДХ порядка 2 – 5% [153]. Эта погрешность того же порядка, что и результаты измерений ДХ [153].

В настоящей главе предлагается метод синтеза геометрических размеров нерегулярных ЗС, использующий дисперсионные уравнения связанных резонаторов и соответствующей эквивалентной схемы ячейки ЗС. Понятие ДХ нерегулярной ЗС теряет смысл, т.к. каждый резонатор ЗС имеет отличные друг от друга характеристики: фазовый сдвиг, замедление, частоту резонанса. Предлагается поочередный синтез каждого резонатора нерегулярной ЗС. Отдельно взятый резонатор нерегулярной ЗС представляется как элемент цепочки идентичных связанных резонаторов, имеющих те же параметры, что и взятый резонатор нерегулярной ЗС. Для такой регулярной ЦСР выбирается эквивалентная схема, адекватно описывающая резонаторную систему. Параметры эквивалентной схемы ячейки ЦСР известны из расчетов нерегулярной ЛБВ (см. главы 3, 4). Вначале выводятся дисперсионные уравнения эквивалентной схемы регулярной ЦСР и соответствующей резонаторной системы [152]. Затем проводится совмещение ДХ эквивалентной схемы и резонаторной системы путем решения соответствующим образом составленных нелинейных уравнений. Попутно определяются и размеры резонаторов такой ЗС. После этого выбирается отдельный резонатор этой ЗС и его размеры принимаются в качестве размеров соответствующего резонатора нерегулярной ЗС. Этот процесс повторяется для каждой ячейки нерегулярной ЗС. Учитывая, что соседние резонаторы нерегулярной ЗС имеют близкие

параметры, ошибка при таком синтезе будет невелика. Нелинейные уравнения в описанном методе решаются численными методами, что позволяет синтезировать резонаторы без привлечения методов оптимизации.

5.1. Постановка задачи синтеза нерегулярных замедляющих систем

В работе [152] приведен метод расчета диафрагмированных волноводов с индуктивной связью через щели. Поля резонатора представляются в виде разложения в ряд по полям собственных типов колебаний цилиндрического резонатора. Учитывается потенциальное магнитное поле щелей связи, проникающее в резонатор. Щель связи представляется эквивалентной длиной линией. Решаются уравнения Максвелла с учетом аксиальной симметрии резонатора с соответствующими граничными условиями. В результате совместного решения уравнений Максвелла и уравнений эквивалентной длиной линии, представляющей щель связи, для диафрагмированного волновода с плоскими диафрагмами получено дисперсионное уравнение [152]. Однако это уравнение не учитывает наличие цилиндрических пролетных трубок дрейфа внутри резонатора. На рис. 5.1 изображена ЦСР с индуктивными связями через щели и трубками дрейфа: r_1 , r_2 – внутренний и внешний радиусы трубки дрейфа; r_3 – радиус цилиндрической стенки резонатора; a , b – внутренний и внешний радиусы щели связи; α_0 – угол раскрыва щели связи; ϕ_0 – угол раскрыва щели, измеренный по центрам ее боковых скруглений; t – толщина диафрагмы; h – расстояние между диафрагмами, $\ell = h + t$ – длина ячейки ЗС; d – длина зазора резонатора.

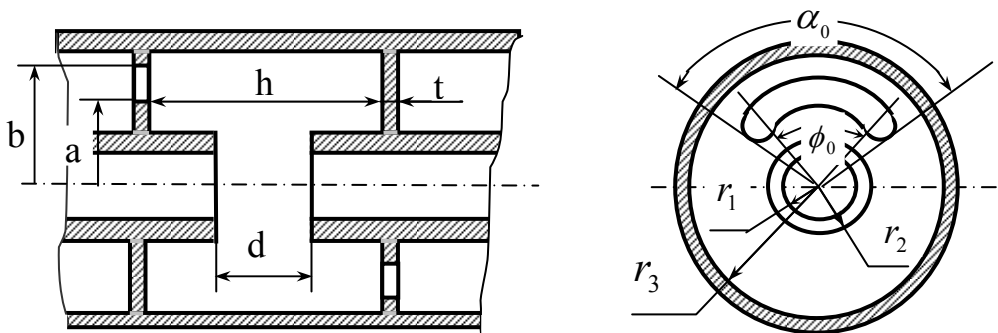


Рис. 5.1. ЦСР с индуктивными связями через щели связи

В работе [153] с использованием методики работы [152] получено решение для резонансных частот резонатора с трубками дрейфа внутри, и приведено дисперсионное уравнение, учитывающее влияние собственных и взаимных токов щелей резонаторов:

$$\frac{\Omega_1(1-\Omega_1)^2}{\operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \rho' \cdot \Omega_1 - \frac{\pi}{2} \rho' \cdot \Omega_1} = \alpha_\pi' \cdot \sin^2 \frac{\varphi}{2} \quad (5.1)$$

где $\Omega_1 = \lambda_1 / \lambda$; $\rho' = \rho / \sqrt{1 + P + Q \cos(\varphi) \cos(\theta)}$;

$\rho = \lambda_s / \lambda_1$; $\alpha_\pi' = \alpha_\pi \sqrt{1 + P - Q \cos(\varphi) \cos(\theta)}$;

λ_1 – резонансная длина волны TM_{010} колебаний цилиндрического резонатора;

λ_s – резонансная длина волны щели связи;

α_π – статический коэффициент связи [152];

P и Q – коэффициенты, учитывающие влияние собственных и взаимных токов щелей в резонаторах;

φ – фазовый сдвиг на период замедляющей системы;

θ – угол поворота щелей в соседних диафрагмах.

По формулам работы [153] P и Q рассчитываются так:

$$P = \frac{Z_s}{Z_0} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{F_n}{\operatorname{th}(\tau_n(l+t))}; \quad Q = \frac{Z_s}{Z_0} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{F_n}{\operatorname{sh}(\tau_n(l+t))}; \quad (5.2)$$

τ_n определяется из решения уравнения:

$$J_1'(\tau_n r_3) = 0. \quad (5.3)$$

Если щели прорезаны вплотную к стенке волновода, то по формулам работы [152] F_n рассчитываются следующим образом:

$$F_n = \frac{\tau_n r_3}{(\tau_n r_3)^2 - 1} \left(\frac{\sin(\tau_n \delta_s / 2)}{\tau_n \delta_s / 2} \right)^2, \quad (5.4)$$

где $\delta_s = b - a$ – ширина щели.

Если щели сдвинуты к оси, то F_n рассчитывается по формулам (8), (9) или (10), (11) работы [153].

Щели связи в ЦСР располагаются достаточно далеко от пролетных отверстий, чтобы не было сильного влияния их полей на поля в пролетных зазорах резонаторов. При расположении щелей связи на периферии диафрагм,

для рабочего типа колебаний близкого к TM_{010} , связь между резонаторами становится индуктивной [120, 152]. И для формы щелей, изображенных на рис. 5.1, связь имеет положительную взаимную индуктивность [120]. Таким образом, ЦСР, изображенная на рис. 5.1, имеет эквивалентную схему в виде цепочки связанных контуров с трансформаторной связью с положительной взаимной индуктивностью (см. [120] или гл. 4 раздел 4.1). Дисперсионное уравнение такой цепочки имеет вид:

$$\lambda = \lambda_k \sqrt{1 + K_{co} \cos(\varphi) \cos(\theta)}, \quad (5.5)$$

где $\lambda_k = 2\pi c \sqrt{LC}$ – резонансная длина волны контура цепочки;

L, C – соответственно, индуктивность и емкость контура;

$K_{co} = 2M / L$ – коэффициент индуктивной связи;

M – взаимная индуктивность смежных контуров цепочки;

φ – угол фазового сдвига волны на одной ячейке ЦСР;

θ – фаза изменения напряжения в каждом трансформаторе цепочки идентичных контуров (в общем случае может изменяться от 0 до 180°).

Нижняя и верхняя границы полосы пропускания цепочки связанных контуров соответствуют углам сдвига $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$:

$$\lambda_0 = \lambda_k \sqrt{1 + K_{co} \cos(\theta)} ; \quad \lambda_\pi = \lambda_k \sqrt{1 - K_{co} \cos(\theta)} ; \quad (5.6)$$

При получении оптимальных параметров ЛБВ на ЦСР в гл. 4 разделе 4.1 использовалась конкретная эквивалентная схема ячейки ЦСР в виде соответствующего шестиполюсника (гл. 4, раздел 4.1, рис. 4.1,б). Полученным оптимальным параметрам эквивалентной схемы ячейки ЗС соответствует вполне определенная дисперсионная характеристика, которую можно построить по уравнению (5.1).

Задача синтеза геометрических размеров резонаторов сводится к получению определенных размеров резонатора и щелей связи, которые обеспечат такую же дисперсионную характеристику, как и соответствующая эквивалентная схема ячейки.

Для расчета параметров резонатора и его эквивалентной схемы используются основные положения работы [113]. В работе [113] описана методика расчета дисперсии, импеданса и сопротивления связи для регулярных ЗС. В ячейке ЗС имеются две колебательные системы: цилиндрический резонатор с выступами пролетных каналов и открытый резонатор, образованный щелью связи в стенке цилиндрического резонатора [113,115]. Для определения λ_r – резонансной длины волны резонатора (если $h < (r_3 - r_2)$, см. рис. 5.1), последний рассматривается как радиальная линия передачи, замкнутая на внешнем радиусе r_3 , а на внутреннем радиусе r_2 нагружена на емкость C_g . C_g – это суммарная емкость металлических дисков, закрывающих

окно пролетного канала, емкость кольцевого торца выступа, емкость, учитывающая краевые электрические поля вокруг и внутри выступа [113].

В [151] приводится дисперсионное уравнение такой радиальной линии, решая которое можно определить резонансную длину волны λ_r резонатора. Если форма резонатора другая ($h > (r_3 - r_2)$), то в качестве модели резонатора выбирается соединение сосредоточенной емкости и коаксиальной линии, которая достаточно полно описана в [151]. В настоящем разделе в качестве модели резонатора выбирается радиальная линия.

После проведения оптимизации и синтеза параметров эквивалентной схемы нерегулярной ЦСР (гл. 4, раздел 4.1) для каждой k -й ячейки становятся известными: L_k – индуктивность эквивалентного контура резонатора; C_k – емкость эквивалентного контура; K_{co} – коэффициент связи между $k-1$ и k -й ячейками; $f_k = 1 / 2\pi \sqrt{L_k C_k}$ – резонансная частота; $\lambda_k = c / f_k$ – резонансная длина волны; φ_k – сдвиг фазы на ячейку.

В алгоритме синтеза параметров эквивалентной схемы, изложенном в (гл. 4, разделе 4.1), принимают для всех ячеек L_k, K_{co} одинаковыми. Для изменения резонансной частоты f_k или сдвига фазы φ_k варьировалось только C_k – емкость эквивалентного контура. В излагаемом ниже алгоритме будем придерживаться той же стратегии, причем L_k, K_{co}, f_k синтезированного резонатора должны совпадать с рассчитанными после оптимизации ЛБВ.

5.2. Алгоритм синтеза геометрических размеров резонаторов нерегулярной ЗС

1. Задаем: r_1 – внутренний радиус трубки дрейфа, d – длина зазора резонатора, ℓ – длина ячейки, $h = \ell - t$. Для расчета многолучевых приборов (N – лучей) вместо r_1 вводим эффективный радиус трубки дрейфа $r_1' = r_1 \sqrt{N}$, который вычислен с учетом площадей пролетных отверстий. Согласно [113] емкость осевого выступа C_g , с учетом вышеперечисленных емкостей, рассчитывается так:

$$C_g = \varepsilon_0 \left\{ \pi \left[(r_2^2 - r_1^2) / d + r_1^2 / \ell \right] + 2r_2 \left[\ln(2h / d + 0,94) - 1 \right] + 2r_1 \left[\ln(2\ell / d + 0,94) - 1 \right] \right\} \quad (5.7)$$

здесь ε_0 – электрическая постоянная.

Полагая, что $C_g = C_k$ можно из (5.7) найти в первом приближении r_2 – внешний радиус трубки дрейфа, решая квадратное уравнение (5.7) относительно r_2 :

$$r_2 = (-B + \sqrt{B^2 - DE}) / D, \quad (5.8)$$

где $B = \ln(2h / d + 0,94) - 1$; $E = A + \pi r_1^2 (1 / \ell - 1 / d) - C_g / \varepsilon_0$;
 $D = \pi / d$; $A = 2r_1 \left[\ln(2\ell / d + 0,94) - 1 \right]$.

2. В [151] приведено выражение для оценки индуктивности тороидального резонатора:

$$L = 2h \cdot \ln \frac{r_3}{r_2} \cdot 10^{-9} \text{ [Гн]}. \quad (5.9)$$

Используем (5.9) для оценки в первом приближении r_3 – внешнего радиуса резонатора, полагая $L=L_k$:

$$r_3 = r_2 \exp(L \cdot 10^9 / 2h). \quad (5.10)$$

3. В [113] приведено трансцендентное уравнение, которое в [113] использовалось для определения резонансной длины волны λ_r радиальной линии, закороченной стенкой на радиусе r_3 :

$$\frac{2hC_g}{r_2(r_3 - r_2)} = \frac{1}{k(r_3 - r_2)} \frac{J_1(kr_2) \cdot N_0(kr_3) - N_1(kr_2) \cdot J_0(kr_3)}{J_0(kr_2) \cdot N_0(kr_3) - N_0(kr_2) \cdot J_0(kr_3)}, \quad (5.11)$$

где $k = 2\pi / \lambda_r$;

$J_0(x)$, $J_1(x)$ – функции Бесселя первого рода соответственно нулевого и первого порядков;

$N_0(x)$, $N_1(x)$ – функции Неймана соответственно нулевого и первого порядков.

Так как резонансная длина волны λ_r в данном алгоритме задана, то (5.11) будет использоваться для определения r_3 , который обеспечивает λ_r для заданной емкости C_g .

В этом пункте алгоритма отыскивается радиус r_2 , который обеспечит заданную индуктивность эквивалентного контура L_k . Для этого необходимо решить нелинейное уравнение:

$$L_k - L_r(r_2, r_3, C_g) = 0, \quad (5.12)$$

где $L_r(r_2, r_3, C_g)$ – индуктивность резонатора, зависит от r_2 , r_3 , C_g для фиксированной λ_r и вычисляется так:

- а) для заданных C_g и λ_r методом Ньютона с численным вычислением производных решается нелинейное уравнение (5.11) относительно r_3 ;
- б) после определения r_3 уточняется емкость C_g по формуле (5.7) и вычисляется емкость, учитывающая влияние боковых стенок резонатора [8]:

$$C_w = 2\varepsilon_0 r_2 \left\{ 1,3 + \ln \left[\sqrt{(r_3 - r_2)^2 + (h/2)^2} / (h + 0,47d) \right] \right\}. \quad (5.13)$$

Общая емкость резонатора :

$$C_r = C_g + C_w. \quad (5.14)$$

Тогда индуктивность резонатора определяется так:

$$L_r(r_2, r_3, C_g) = \lambda_r^2 / (4\pi^2 c^2 C_r). \quad (5.15)$$

Нелинейное уравнение (5.12) решается методом половинного деления. На каждой итерации выполняются пункты а), б). В результате определяется радиус r_2 , одновременно уточняется радиус r_3 , обеспечивающие заданные индуктивность L_r и длину волны λ_r .

4. По формулам (5.7), (5.13), (5.14) окончательно уточняются емкости C_g , C_w , C_r , индуктивность $L_r(r_2, r_3, C_g)$ по (5.15).

5.3. Алгоритм синтеза геометрических размеров щелей связи

Используя (5.1), можно построить следующий алгоритм синтеза заданной ДХ, который позволит найти все геометрические размеры резонаторов ЗС и щелей связи.

1. Коротковолновая граница "резонаторной полосы" пропускания определяется резонансной частотой несвязанного резонатора [153]. Поэтому рассчитываем резонатор на длину волны λ_1 , совпадающую с нижней границей λ_0 (5.6) полосы пропускания цепочки связанных контуров, т.е. $\lambda_1 = \lambda_0$ в формуле (5.1). Так как резонатор должен быть рассчитан на длину волны $\lambda_1 = \lambda_0$, то с учетом (5.6) рассчитываются: $\lambda_1' = \lambda_k \sqrt{1 + K_{co} \cos \theta}$; $C_k' = C_k (1 + K_{co} \cos \theta)$. Для расчета резонатора на длину волны λ_1 используем алгоритм, описанный выше, полагая $\lambda_r = \lambda_1'$.

2. Решая нелинейное уравнение (5.3), определяем τ_n . Рассчитываем коэффициенты P, Q по (5.4) или по формулам (8), (9) или (10), (11) из работы [153]. Учитывая, что магнитное поле собственных и взаимных токов щелей связи значительно изменяет резонансную длину волны щели λ_s и вид ДХ, то рассчитывая коэффициент $K_{ow} = \sqrt{1 + P - Q \cos(3\pi/4)}$, находим оценку максимального значения λ_s щели, которая позже будет уточняться: $\lambda_s = \lambda_1 K_{ow}$. Расчеты показывают, что угол поворота смежных диафрагм θ сильно влияет на вид ДХ. Поэтому можно задавать θ в пределах $0 - 3,14$ радиан. Так как между контурами эквивалентной схемы выбрана связь с положительной взаимной индуктивностью, то задаем $\theta = 3,14$. Для начала расчетов необходимо задать

также волновое сопротивление щели Z_s . Принимаем $Z_s=0,5Z_0$, где $Z_0=120 \pi$ – волновое сопротивление вакуума.

3. Для совпадения ДХ на верхней границе λ_π полосы пропускания решаем нелинейное уравнение (5.1) относительно λ_s методом Ньютона при $\varphi = \pi$, $\lambda = \lambda_\pi$. В результате определяем резонансную длину волны щели λ_s , при которой ДХ совпадают на λ_π при $\varphi = \pi$.

4. Расчеты показывают, что после выполнения пункта 3, ДХ не совпадают в центре полосы пропускания на λ_k при $\varphi = 1,5\pi$. Для совмещения ДХ на λ_k решается методом Ньютона нелинейное уравнение (5.1) относительно Z_s при $\varphi = 1,5\pi$, $\lambda = \lambda_k$. Для расчета α_π , входящего в (5.1), используем [152]:

$$\alpha_\pi = 0,18r_3Z_s / (\ell Z_0).$$

5. После выполнения пункта 4 происходит сдвиг ДХ на длине волны λ_π , поэтому проводим итерационный процесс, выполняя пункты 3, 4 до установления Z_s с заданной точностью. Обычно необходимо сделать 7 – 10 итераций. В результате определяются Z_s и λ_s , которые обеспечат совпадение ДХ в центре полосы пропускания и на λ_π , причем, желательно иметь полное совпадение в центре полосы пропускания.

6. По найденным значениям параметров щели Z_s и λ_s рассчитывается емкость щели:

$$C_s = \lambda_s / (2\pi c Z_s). \quad (5.16)$$

Дальнейшей целью расчетов является выбор таких размеров щели a , b , α_0 , которые обеспечат необходимые значения λ_s , Z_s , C_s . Задаем для предварительных расчетов размер $a=r_2+0,2(r_3-r_2)$; $b=a+0,3(r_3-r_2)$, (учитывая, что должно выполняться: $a > r_2$ и $b \leq r_3$). Длину щели выбираем как:

$\ell_s = \alpha_0 \frac{a+b}{2}$. Учитывая, что $\lambda_s \approx 2\ell_s$, тогда угол раскрытия щели $\alpha_0 \approx \lambda_s / (a+b)$. Для расчета емкости щели, воспользуемся методикой, изложенной в [115]. Щель в [115] рассматривается как участок волновода с открытыми концами. Сечение волновода имеет фасолевидную форму (рис. 5.1) и в качестве резонансной длины волны щели принимают критическую длину волны волновода соответствующего сечения, используя [154]. В [115] емкость щели рассчитывается с учетом краевых полей. Краевая емкость вычисляется так [115]:

$$C_{sk} = 2(C_1C_2 / (C_1 + C_2) + C_3); \quad (5.17)$$

$$C_1 = \alpha_0 b \frac{2\varepsilon_0}{\pi} \{1 + \ln[0,12 + \delta / 4(b - a)]\};$$

$$C_2 = C_1 a / b;$$

$$C_3 = \alpha_0 \xi \frac{2\varepsilon_0}{\pi} \{1 + \ln[(r_3 - r_2 + 0,47b) / 4\delta]\},$$

где $\delta = 2r_3 - a - b$, $\xi = a + b - r_3$, если $a + b > r_2 + r_3$
 $\delta = a + b - 2r_2$, $\xi = a + b - r_2$, если $a + b < r_2 + r_3$

Учтем, что:

$$\alpha_0 = \phi_0 + 2\gamma, \quad \gamma = 2\text{arctg}(b - a) / \sqrt{4(a + b)^2 - (b - a)^2} \quad (5.18)$$

Погонная емкость волновода \mathcal{E}_s , представляющего щель связи, и его критическая длина волны λ'_s определяются по [154], как функции от $\alpha = a/b$ и ϕ_0 :

$$\mathcal{E}_s = F_2(\phi_0, \alpha) \varepsilon_0 \alpha_0; \quad \lambda'_s = F_1(\phi_0, \alpha) b \alpha_0. \quad (5.19)$$

Тогда полная емкость щели C'_s определится так:

$$C'_s = C_{sk} + \mathcal{E}_s. \quad (5.20)$$

Учтем, что на резонансную длину волны щели в большей степени влияет угол раскрыва щели α_0 , чем отношение a/b , а на величину Z_s влияет a, b, δ_s и t – толщина диафрагмы. Т.к. λ'_s щели определена ранее, то решая относительно ϕ_0 нелинейное уравнение:

$$\lambda'_s - F_1(\phi_0, \alpha) b \alpha_0 = 0, \quad (5.21)$$

определяем α_0 , используя (5.18).

7. Используя (5.16), (5.20) при фиксированных b и α_0 , решаем относительно a следующее нелинейное уравнение:

$$C_s - C'_s = 0. \quad (5.22)$$

8. Организуем итерационный процесс, повторяя пункты 6 и 7. Для совместного решения уравнений (5.21), (5.22) требуется 8 – 12 итераций.

Расчеты показывают, что при решении (5.22) можно варьировать и t – толщину диафрагмы. Это следует делать в тех случаях, когда итерационный процесс в пункте 8 плохо сходится.

9. После выполнения пунктов 7, 8 получаем новое значение внутреннего радиуса щели a и повторяем пункты 2 – 8 до установления a . Обычно требуется 2 – 4 итерации.

В результате выполнения пунктов 6 – 9 определены размеры щели связи: a, b, t, α_0 , которые обеспечат требуемые значения λ_s, Z_s, C_s , и выполнится совмещение ДХ эквивалентной схемы ячейки и резонатора.

5.4. Исследование влияния угла поворота щелей связи, толщины диафрагмы на точность совмещения дисперсионных характеристик

По описанному алгоритму составлена программа, позволяющая проводить синтез геометрических размеров нерегулярных ЦСР.

В главах 3, 4 приведены результаты оптимизации нерегулярных ЛБВ на частоте опорного сигнала $f=3$ ГГц, с ускоряющим напряжением $U_0=10$ кВ, количество электронных лучей семь, ток электронного пучка $I_0=1,5$ А. Радиус трубки дрейфа $r_1=0,15$ см, радиус электронного луча $r_0=0,08$ см, длина зазора d в резонаторах везде одинакова и равна 0,1 см.

Нерегулярная ЛБВ с шестью активными резонаторами имеет расчетный электронный КПД $\eta_e=0,74$, коэффициент усиления по мощности $K_p=5,6$ дБ. В качестве эквивалентной схемы нерегулярной ЗС выбиралась цепочка контуров с трансформаторной связью [120]. Ячейка в такой цепочке моделировалась эквивалентным шестиполюсником. Коэффициенты связи между контурами K_{co} и индуктивности контуров L_k выбирались одинаковыми: $K_{co}=0,5, L_k=2$ нГн. Остальные параметры приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1

Параметры резонаторов

Параметры	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6
f_k [ГГц]	3.1061	3.1026	3.1115	3.1735	3.3486	3.5507
C_k [пф]	1.3126	1.3156	1.3082	1.2576	1.1292	1.0045
φ_k рад]	4.5648	4.5697	4.5574	4.4689	4.1943	3.7758
ℓ_k [см]	1.1910	1.1918	1.1925	1.1937	1.1940	-

Как указывалось выше, при синтезе проводится совмещение ДХ на длине волны λ_π путем изменения резонансной длины волны щели λ_s ; в центре полосы пропускания ЗС проводится совмещение на λ_k при $\varphi=1,5\pi$ – варьируется Z_s щели. Для лучшего приближения к параметрам эквивалентной схемы можно проводить совмещение ДХ в середине полосы пропускания ЗС, выбрав в качестве λ_k длину волны опорного сигнала ($\lambda=10$ см), а сдвиг фазы φ взять из таблицы 5.1 (например – $\varphi=\varphi_k$). На рис. 5.2, 5.3 приведены ДХ эквивалентной схемы (кривая 2) и резонаторной системы (кривая 1) после

совмещения, кривая 3 – ДХ резонаторной системы в полосе пропускания щелей связи.

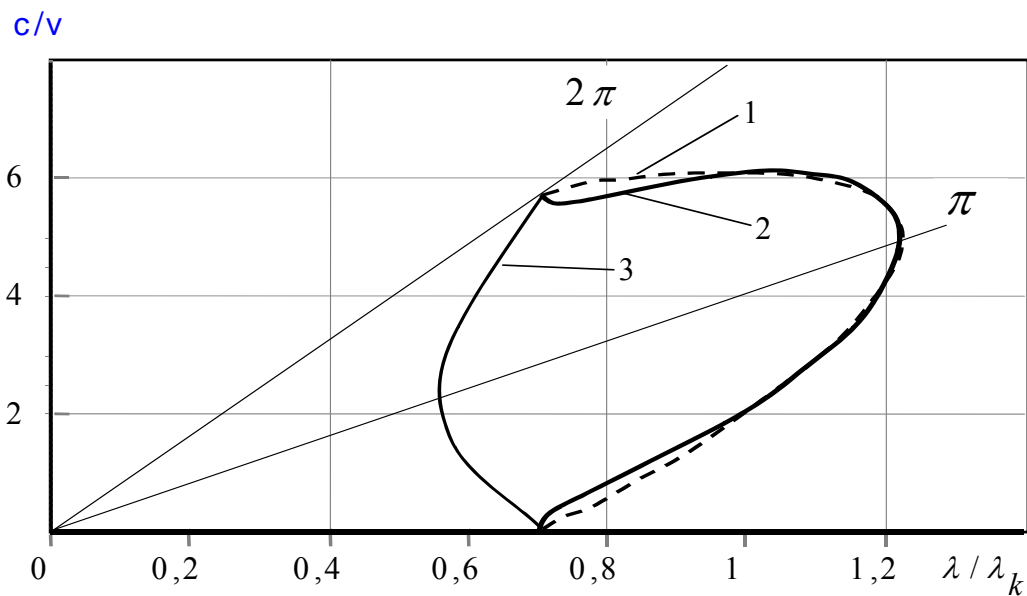


Рис 5.2. Дисперсионные характеристики эквивалентной схемы (кривая 2) и резонаторной системы (кривая 1) после совмещения, кривая 3 – ДХ резонаторной системы в полосе пропускания щелей связи, $K_{co}=0,5$

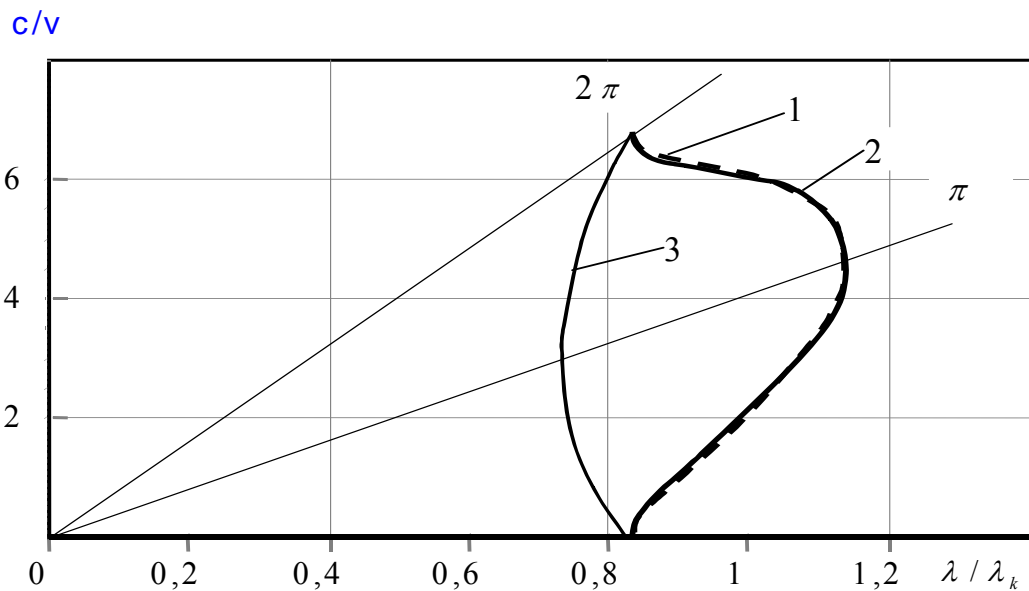


Рис 5.3. Дисперсионные характеристики эквивалентной схемы (кривая 2) и резонаторной системы (кривая 1) после совмещения, кривая 3 – ДХ резонаторной системы в полосе пропускания щелей связи, $K_{co}=0,3$

На рис. 5.2 ДХ приведены для $K_{co} = 0,5$, на рис. 5.3 – ДХ для $K_{co} = 0,3$. Как показывают расчеты для $K_{co} = 0,2 - 0,4$ совмещение ДХ достигается почти полностью (погрешность $\approx 0,5\%$). При $K_{co} > 0,5$ на краях полосы есть небольшое расхождение ДХ (3 – 7%), хотя в середине полосы расхождение небольшое (0,5 – 2%). Синтез параметров нерегулярной ЗС дал размерные параметры резонаторов (в сантиметрах), приведенные в таблице 5.2.

Таблица 5.2

Результаты синтеза размеров резонаторов

Параметры	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	$K_{co}=0.3$ k=1
r_2	0.4667	0.4672	0.4661	0.4585	0.4389	0.4137	0.5400
r_3	1.6392	1.6391	1.6346	1.6084	1.5458	1.7893	1.423
a	0.6380	0.6388	0.6342	0.6392	0.6052	0.5233	0.7351
b	1.4753	1.4752	1.4711	1.4476	1.3912	1.6103	1.2807
α_0	175^0	174^0	175^0	175.5^0	175.7^0	154^0	164^0
t	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.6	0.1

Как видно из табл. 5.2, для совмещения ДХ необходимо менять и толщину диафрагмы t . Расчеты также показывают, что, изменяя угол поворота щелей в соседних диафрагмах, можно добиться практически полного совмещения ДХ при больших K_{co} . Так например: при $K_{co} = 0,5$ и угле поворота диафрагм $\theta = 2$ рад., ДХ практически совпадают и имеют примерно такой же вид, как на рис. 5.3.

ГЛАВА 6

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ В ПРИБОРАХ ДИСКРЕТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Успешное применение теории и методов оптимального управления при решении задач оптимизации процессов взаимодействия в электронных приборах СВЧ может быть осуществлено с использованием новых идей из других областей науки. В частности, большой интерес представляют собой атомарные функции, нашедшие применение при решении краевых задач математической физики, обработке сигналов, теории антенн и др. [133]. В теории оптимального управления широкое распространение получили вариационные методы решения краевых задач [70 – 74, 155]. Но с учетом того, что при оптимизации электронных приборов допустимые функции управления должны удовлетворять некоторым специальным требованиям [155], то это влечет применение прямых методов оптимизации. С учетом ограничений целевые функции в таких задачах становятся многоэкстремальными и возникает проблема поиска глобального экстремума [70 – 74, 28,64,65, 156].

6.1. Решение задач оптимального управления с использованием теории атомарных функций

6.1.1. Атомарные функции

Описанные в [133] атомарные функции являются финитными, обладают хорошими аппроксимационными свойствами, бесконечно дифференцируемы и легко вычисляются значения функций, производные, моменты, преобразования Фурье. Это делает их перспективными в использовании аппроксимации функций управления $g_k(T)$ [159]. Наиболее изученной является функция $up(x)$ – атомарная функция. Она представляет собой – финитное с носителем $[-1, 1]$ решение дифференциально-функционального уравнения [133]:

$$up'(x) = 2up(2x + 1) - 2up(2x - 1).$$

Функция $up(x)$ является четной, бесконечно дифференцируемой, не аналитической ни в одной точке своего носителя $[-1, 1]$. Выполняется условие нормировки – $\int_{-1}^1 up(x)dx = 1$. В [133] приведены ряды и таблицы для вычисления $up(x)$. При построении и применении таблиц удобно использовать свойство – $up(x) = 1 - up(1 - x)$. На рис. 6.1 приведен график атомарной функции $up(x)$.

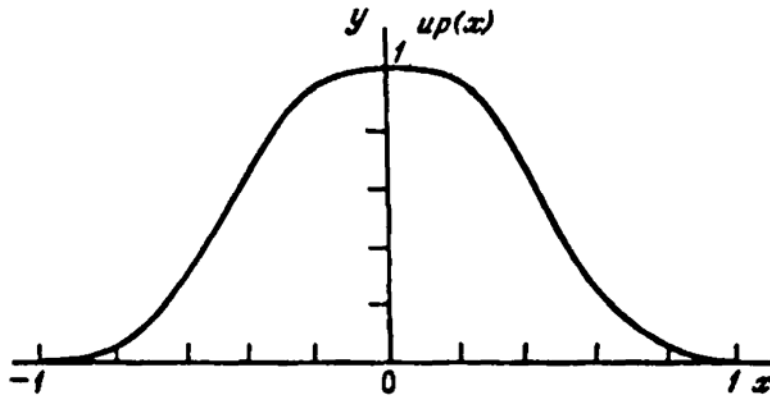


Рис. 6.1. График атомарной функции $u_p(x)$

Для вычисления атомарных функций целесообразно использовать таблицы значений $u_p(x)$, приведенные в [133]. Выбранная при этом интерполяция должна соответствовать требуемой точности вычислений.

6.1.2. Постановка задачи оптимального управления процессом взаимодействия

Математическая модель процесса взаимодействия задается в форме дифференциальных уравнений состояния [70 – 74, 155]:

$$\frac{d\vec{x}}{dT} = f[\vec{x}, \vec{g}(T), \vec{M}, T], \quad (6.1)$$

где $\vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_N)^T$ – N-мерный (транспонированный) вектор фазовых переменных: координат (фаз), скоростей совокупности “крупных частиц”, моделирующих электронный поток;

$\vec{g}(T) = (g_1, g_2, \dots, g_r)^T$ – r-мерный вектор управления процессом взаимодействия: распределение по T высокочастотных и статических полей, профиль волноводной системы, распределение характеристических сопротивлений эквивалентных четырехполосников нерегулярной цепочки связанных резонаторов в ЛБВ-О и др.;

\vec{M} – параметры управления процессом взаимодействия: амплитуда и фаза электромагнитного поля в резонаторе, длина области взаимодействия, диаметр пролетного канала и др.;

T – приведенная длина области взаимодействия или приведенное время взаимодействия.

С учетом ограничений на функцию управления $\vec{g}(T)$, на параметры управления \vec{M} , на фазовые переменные $\vec{x}(T)$ и граничными условиями к системе (6.1) задача оптимального управления ставится так [155]:

необходимо среди непрерывных функций $x_s(T)$, $s=1,2,\dots,N$; $g_k(T)$, $k=1,2,\dots,r$, удовлетворяющих на интервале $0 \leq T \leq T_0$ уравнениям:

$$\dot{x}_s = f(\vec{x}, \vec{g}, \vec{M}, T), \quad s=1,2,\dots,N, \quad (\dot{x}_s = dx_s / dT), \quad (6.2)$$

а при $T=0$ граничным условиям:

$$x_s(0) = x_{s0}(\vec{B}) \quad (6.3)$$

где \vec{B} – одномерный вектор параметров начальных условий, и среди параметров \vec{M}, \vec{B} найти такие, которые доставляют экстремум функционалу:

$$J = \Phi[\vec{x}(T_0), \vec{M}] + \int_0^{T_0} f_{N+1}(\vec{x}, \vec{g}, \vec{M}, T) dT, \quad (6.4)$$

где $\Phi[\vec{x}(T_0), \vec{M}]$ – ограничения на фазовые переменные, могут быть записаны в форме равенств и неравенств:

$$\Phi_j(\vec{x}, T) = 0, \quad j=1,2,\dots,k \leq N \quad (6.5)$$

или

$$\Phi_j(\vec{x}, T) \leq 0, \quad j=1,2,\dots,p \leq N. \quad (6.6)$$

Прямые методы в задачах оптимизации. Как показано в [155], поиск безусловного экстремума функционала (6.4) при решении задачи оптимизации электроники СВЧ является неэффективным. При оптимизации управления больше подходит задача в начальной постановке с непосредственным решением нелинейных уравнений состояния с начальными условиями при заданном управлении. В этом случае проще и точнее достигается основная цель – оптимизация функций управления.

Аппроксимация управления. Представим приближенно искомую функцию $g_k(T)$ в виде конечного ряда по упорядоченной ортогональной на интервале $0 \leq T \leq T_0$ системе функций $\{\varphi_i(T)\}$, удовлетворяющих заданным ограничениям [70 – 74] :

$$g_k^n(T) = \sum_{i=1}^n c_{ki} \cdot \varphi_i(T). \quad (6.7)$$

Тогда функционал (6.4) после решения (6.2) становится функцией $n \times r$ параметров c_{ki}, \vec{M}, \vec{B} . Экстремум его находится одним из методов минимизации функции многих переменных. Когда на функцию управления $g_k(T)$

накладываются дополнительные условия: условия гладкости с требованиями малости высших производных, то система функций $\{\varphi_i(T)\}$ должна им удовлетворять.

Описанные выше атомарные функции удовлетворяют всем этим условиям, поэтому применены в аппроксимации функций управления $g_k(T)$.

Используя $up(x)$, можно представить функцию управления $g_k^n(T)$ (6.7) в следующем виде [159]:

$$g_k^n(T) = \sum_{i=1}^n c_{ki} \cdot up\left(\frac{T - T_{ki}}{\rho_{ki}}\right), \quad (6.9)$$

где T_{ki} – параметр сдвига, ρ_{ki} – параметр ширины функции $up(x)$, $T_{ki} / \rho_{ki} \in [0, T_0]$.

Применяемые в (6.9) атомарные функции $up(x)$ позволяют строить функции управления с хорошими аппроксимационными свойствами и успешно решать задачу поиска оптимального управления. В [159] показано, как свести задачу оптимального управления к многопараметрической оптимизации с заданным критерием качества (целевой функцией). Если в качестве метода поиска локального экстремума целевой функции применяются градиентные методы, то в [159] развит градиентный вариационно-итерационный метод решения задачи оптимального управления, позволяющий вычислить и составляющие градиента J с использованием атомарных функций. Это дает возможность исключить численное вычисление составляющих градиента J , что повышает быстродействие и точность поискового метода. Приведем методику вычисления составляющих градиента J с использованием атомарных функций, развитую в [159]. Составляется вспомогательный функционал I и его первая вариация, для этого используется метод множителей Лагранжа. Вводятся, вначале неопределенные, множители Лагранжа $\lambda_s(T)$ ($s = \overline{1, n}$) и строится вспомогательный функционал:

$$I = J + \int_0^T \sum_{s=1}^n \lambda_s \varphi_s dT; \quad \varphi_s = \dot{x}_s - f_s(x_s, g_k, M_i, T). \quad (6.10)$$

Вводится функция Гамильтона H :

$$H = -f_{n+1} + \sum_{s=1}^n \lambda_s f_s = H(x_s, g_k, \lambda_s, M_i, T). \quad (6.11)$$

Тогда

$$I = \Phi(x_s(T_0)) + \int_0^{T_0} \left(\sum_{s=1}^n \dot{x}_s \lambda_s - H \right) dT. \quad (6.12)$$

Составляется первая вариация I [159]:

$$\begin{aligned} \delta I = & \sum_{s=1}^n \frac{\partial \Phi}{\partial x_s} \delta x_s(T_0) + \int_0^{T_0} [\sum_{s=1}^n (\dot{x}_s \delta \lambda_s + \lambda_s \delta \dot{x}_s - \frac{\partial H}{\partial \lambda_s} \delta \lambda_s - \frac{\partial H}{\partial x_s} \delta x_s) - \\ & - \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \delta g_k - \sum_{i=1}^{\ell} \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i] dT. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Записывается следующее преобразование:

$$\int_0^{T_0} \lambda_s \delta \dot{x}_s dT = [\lambda_s \delta x_s]_0^{T_0} - \int_0^{T_0} \dot{\lambda}_s \delta x_s dT. \quad (6.14)$$

Полагая, что на каждой итерации (6.1) решается точно, т.е. $\varphi_s = 0$ или

$$\dot{x}_s - \frac{\partial H}{\partial \lambda_s} = 0, \quad (\frac{\partial H}{\partial \lambda_s} = f_s). \quad (6.15)$$

Тогда $\delta I \equiv \delta J$ и получаем:

$$\begin{aligned} \delta J = & - \sum_{s=1}^n \frac{\partial \Phi}{\partial x_s} \lambda_s(0) \delta x_s(0) + \sum_{s=1}^n (\lambda_s(T_0) + \frac{\partial \Phi}{\partial x_s}) \delta x_s(T_0) - \\ & - \int_0^{T_0} [\sum_{s=1}^n (\dot{\lambda}_s + \frac{\partial H}{\partial x_s}) \delta x_s + \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \delta g_k + \sum_{i=1}^{\ell} \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i] dT. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Формулы составляющих градиента целевой функции. Доопределим $\lambda_s(T)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \dot{\lambda}_s + \frac{\partial H}{\partial x_s} &= 0, \\ \lambda_s(T_0) &= -\partial \Phi / \partial x_s(T_0). \end{aligned} \quad (6.17)$$

С учетом (6.2) и (6.4), а также (6.5) получим:

$$\begin{aligned} \delta x_s(0) &= \sum_{j=1}^c \frac{\partial x_s(0)}{\partial B_j} dB_j; \\ \delta g_k^N &= \sum_{i=1}^N [up(Z_{ki}) dA_{ki} - 2[up(2Z_{ki} + 1) - up(2Z_{ki} - 1)] (\frac{dT_{ki}}{\rho_{ki}} + d\rho_{ki} Z_{ki} / \rho_{ki})], \end{aligned} \quad (6.18)$$

где $Z_{ik} = \frac{T - T_{ki}}{\rho_{ki}}$.

После этого функционал J становится просто функцией $J(A_{ki}, T_{ki}, \rho_{ki}, B_j, M_i)$. Соответственно δJ становится dJ (т.е. первая вариация функционала J переходит в дифференциал функции J). В результате получим:

$$dJ = -\sum_{s=1}^n \sum_{j=1}^c \lambda_s(0) \frac{\partial x_{0s}}{\partial B_j} dB_j - \int_0^{T_0} \left\{ \sum_{k=1}^m \frac{\partial H}{\partial g_k} \sum_{i=1}^n [up(Z_{ki}) dA_{ki} - 2[up(2Z_{ki} + 1) - up(2Z_{ki} - 1)] \left(\frac{dT_{ki}}{\rho_{ki}} + d\rho_{ki} Z_{ki} / \rho_{ki} \right)] + \sum_{i=1}^{\ell} \frac{\partial H}{\partial M_i} dM_i \right\} dT. \quad (6.19)$$

Отсюда можно выписать формулы для градиента J :

$$\frac{\partial J}{\partial B_j} = -\sum_{s=1}^N \frac{\partial x_{0s}}{\partial B_j} \lambda_s(0), \quad j = \overline{1, c}; \quad (6.20)$$

$$\frac{\partial J}{\partial M_i} = -\int_0^{T_0} \frac{\partial H}{\partial M_i} dT, \quad i = \overline{1, \ell}; \quad (6.21)$$

$$\frac{\partial J}{\partial A_{ki}} = -\int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} \frac{\partial H}{\partial g_k} up(Z_{ki}) dT; \quad (6.22)$$

$$\frac{\partial J}{\partial T_{ki}} = \frac{2}{\rho_{ki}} \left[\int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}} up(2Z_{ki} + 1) dT - \int_{T_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} up(2Z_{ki} - 1) dT \right]; \quad (6.23)$$

$$\frac{\partial J}{\partial \rho_{ki}} = \frac{2}{\rho_{ki}} \left[\int_{T_{ki}-\rho_{ki}}^{T_{ki}} Z_{ki} up(2Z_{ki} + 1) dT - \int_{T_{ki}}^{T_{ki}+\rho_{ki}} Z_{ki} up(2Z_{ki} - 1) dT \right], \quad (6.24)$$

$$k = \overline{1, M}, \quad i = \overline{1, N}.$$

В соответствии с изложенной в [159] процедурой, определенные по (6.20) – (6.24) составляющие градиента используются как исходные данные для действия градиентных методов минимизации, определяющих следующую точку при движении к минимуму целевой функции. В качестве метода поиска локального экстремума в [159] предлагается использовать градиентный метод Гольдфарба [158], что и выполняется в описанном ниже методе поиска

глобального экстремума. Как указывалось, целевая функция в задачах оптимизации приборов СВЧ с учетом ограничений типа равенств и неравенств становится многоэкстремальной и при этом возникает задача поиска глобального экстремума.

6.2. Основные модификации существующих методов поиска глобального экстремума функций многих переменных

Остановимся на кратком обзоре существующих методов поиска глобального экстремума и сформулируем требования, предъявляемые к методу поиска глобального экстремума многопараметрических функций.

Проблема поиска глобального экстремума функции многих переменных является достаточно сложной задачей даже в тех случаях, когда функция задается аналитически. Если же вид функции неизвестен заранее (т.е. ее значения определяются эмпирически или вычисляются при заданных аргументах), проблема поиска глобального экстремума становится еще более сложной и не всякий метод может гарантировать ее решение за конечное число шагов (итераций). В принципе, конечно, такие методы, как прямой перебор значений функции по заданной (или статистической) сетке в пространстве аргументов или такой же перебор начальных значений с использованием последующих локальных случаев при неограниченном увеличении числа узлов может привести к решению задач, однако это потребует слишком большого числа вычислений функции, которое практически не может быть реализовано. Естественно поэтому использование статистических или регулярных методов с самообучением, т.е. таких, в которых используется информация о структуре функции, полученная в процессе поиска.

К настоящему времени в литературе описано более ста модификаций методов поиска глобального экстремума функций многих переменных, многие из которых дублируют друг друга, либо являются заведомо неэффективными при большом числе переменных. Например, группа методов, в которых используется равномерная сетка в пространстве аргументов, заведомо не эффективна при большом числе аргументов.

Ниже кратко описываются лишь основные модификации тех методов, которые дали при испытаниях удовлетворительные результаты.

В [162], [163] рассмотрены усовершенствованные методы поиска глобального экстремума с использованием неравномерной сетки. Развиваются методы поиска глобального экстремума на основе перебора значений функции на неравномерной сетке. Локальные методы исследований используются как вспомогательные, ускоряющие спуск. Предполагается, что и функция и ее градиент удовлетворяют условию Липшица. Шаг сетки в данных методах определяется пропорционально разности значений функции в текущей точке и лучшей предыдущей. Эти методы дают ускорение по сравнению с методами, использующими равномерную сетку, однако общие расходы при их

использовании остаются большими, и они могут применяться лишь при малом числе переменных и при ограниченной области глобального обзора функции.

Для функций с большим числом переменных широкое распространение получили методы с использованием случайных направлений и направляющих конусов. Эти методы описаны в большом ряде работ, из которых можно указать следующие: [164 – 170]. В работе [170] описаны три усовершенствованных модификации методов случайных направлений, названных методами направляющих сфер.

Первая модификация отличается от предложенной в [166] тем, что вектор памяти, накапливая результаты поиска, изменяется от шага к шагу не только по направлению, но и по величине (если направление удачно, то конус направлений сужается, а длина его растет, и наоборот). Таким образом, исключается обратное движение и ускоряется нахождение нового направления; для исключения "застревания" поиска на границе области изменения параметров предусматривается "оптическое" отражение от границы с сохранением длины вектора памяти. Достоинством этой модификации является высокая чувствительность поиска к рельефу обследуемой функции, т.е. хорошо отслеживаются овраги. Недостаток этого метода заключается в высокой чувствительности к выбору начальной точки. Кроме того, этот метод является фактически локальным методом, перевал в область притяжения соседнего экстремума маловероятен.

Вторая модификация отличается от предыдущей тем, что для увеличения вероятности перехода в соседний овраг предусматривается закрепление длины вектора памяти и угла раскрытия конуса направлений после прохождения локального экстремума до восхождения на перевал. После преодоления перевала вектору памяти придается нулевое значение, благодаря чему в данной точке он ориентируется в сторону области очередного локального минимума. Надежность отслеживания локальных областей оказывается выше, но поиск замедляется за счет закрепления параметров вектора, а, следовательно, уменьшается скорость поиска.

Третья модификация предусматривает случайный выбор (по равномерному закону распределения) новой исходной точки в области изменения параметров. В этой точке вектор памяти приравнивается нулю, находится направление поиска и реализуется первая модификация, т.е. метод поиска с направляющей сферой с самонастройкой. После прохождения области локального минимума, о чем можно судить по тенденции изменения функции качества, осуществляется задание новой исходной точки. Этот способ полностью исключает задержки на границах области и мало зависит от выбора начальной точки. Описанные методы имеют существенные недостатки:

- 1) не гарантируется отыскание всех имеющихся локальных минимумов как ввиду неэффективности самого локального поиска, так и процедуры перевала;
- 2) велика вероятность попадания в уже исследованную область.

Близко к последней модификации стоит метод, описанный в [171]. В соответствии с этим методом случайным образом выбирается n векторов \vec{X}_i , подчиненных нормальному закону распределения, имеющих математическим ожиданием исходный вектор \vec{X}_0 и заданную дисперсию. Вычисляется значение функции и определяется статистическая оценка градиента. Далее производится градиентное уточнение решения, полученного при статистических испытаниях, затем процесс повторяется.

По сравнению с предыдущим методом данный метод значительно проигрывает по количеству вычислений целевой функции, имея те же принципиальные недостатки.

К методам, в которых используются только статистические процедуры поиска, относится метод, описанный в работе [172]. В отличие от простого случайного поиска с заданной дисперсией распределения пробных точек в этом методе дисперсия изменяется: чем больше значение функции в данной точке, тем больше значение дисперсии задается при последующем шаге.

В [173] описаны две модификации алгоритмов случайного поиска ГП2 и ГП3. Алгоритм ГП2 содержит процедуру принудительного ухода из зоны найденного минимума. Начальная точка выбирается на основе процедуры Монте-Карло. Из проб выбирается наилучшая точка, которая дает функции максимальное уменьшение. Из данной точки делается m испытаний. При положительном исходе испытаний дисперсия уменьшается и, наоборот, при отрицательном исходе увеличивается.

После нахождения локального минимума производится переход в зону соседнего минимума по случайному направлению.

ГП3 отличается от ГП2 тем, что вводится запретная зона радиуса R с центром в точке найденного локального минимума. Радиус запретной зоны увеличивается, если при повторном спуске поисковая точка попадает в запретную зону.

В работе [174] приведено описание и сравнение эффективности шести алгоритмов поиска глобального экстремума. Алгоритм I (A1) представляет собой следующее. Из выбранной случайным образом точки начинается поиск локального минимума. Заполняется найденный локальный минимум. Затем процедура повторяется из новой случайной начальной точки. После сравнения найденных локальных минимумов выбирается глобальный.

Алгоритм 2 (A2) отличается от предыдущего тем, что локальный спуск производится не из любой случайной начальной точки, а только из той, значение функции в которой меньше, чем в лучшем из ранее найденных локальных минимумов.

Алгоритм 3 (A3) состоит в следующем. Поиск первого локального экстремума не отличается от процедуры в A1. Переход в области притяжения соседнего экстремума осуществляется по случайному направлению.

Алгоритм 4 (A4) отличается от предыдущего тем, что в качестве направления перевала используется направление от исходной точки спуска к

точке минимума (фактически тоже случайное направление, т.к. положение исходной точки случайно).

Алгоритм 5 (А5). Выбирается n точек, из которых производится исследование поведения функции по каждой из координат. После этого выявляются подозрительные на экстремумы области и в них продолжается подробное исследование функций с разбиением прежних интервалов по переменным на подинтервалы.

Алгоритм 6 (А6) по принципу действия аналогичен описанному в [173] алгоритму ГП2.

Сравнение указанных алгоритмов на целевой функции вида

$$f(\vec{X}) = \sum_{j=1}^m c_j \exp[(\vec{X} - \vec{p}_j)^T A_j (\vec{X} - \vec{p}_j)],$$

где A_j – отрицательно определенная $n \times n$ матрица; $\vec{X}^T = \|X_1 \dots X_n\|$;

число минимумов равно m ($n=2 \dots 5$, $m=4 \dots 20$), показало следующее:

1. При $n=2$, $m=4$ и $n=2$, $m=10$ тестовая функция мало пригодна для испытаний, поскольку случайный поиск дает не худшие результаты, чем приведенные алгоритмы.

2. А2 хорошо сходится в начале процесса, но сильно замедляется вблизи глобального минимума.

3. А1, А3, А4 работают приблизительно одинаково, причем лучше, чем остальные.

4. А5 и А6 имеют медленную начальную сходимость, кроме того, они имеют тенденцию сосредотачивать поиск около хорошего локального минимума, не являющегося глобальным.

5. При больших n даже наилучшие из приведенных алгоритмов оказываются неспособными отыскать глобальный минимум.

Подводя итог приведенному выше краткому обзору имеющихся методов поиска глобального экстремума многомерных функций необходимо отметить следующее:

1. Ни один из описанных методов не гарантирует решения задачи за конечное число шагов (итераций). Часть локальных экстремумов (среди которых может быть и глобальный) остается не выявленной при ограниченном числе шагов, причем установить это не всегда возможно.

2. Затраты на поиск резко возрастают при увеличении числа аргументов и рассмотрении области поиска.

3. Во всех методах не исключается возможность повторного исследования одного и того же экстремума, что во многих методах может привести к заикливанию поиска.

Следует также добавить, что большинство методов испытано на двумерных функциях. На таких функциях могут давать положительные результаты даже те методы, которые оказываются неработоспособными на функциях многих переменных.

Отмеченные недостатки 2 и 3 связаны в основном с тем, что используются слабые процедуры поиска, в которых получаемая в процессе поиска информация о структуре функции используется далеко не в полном объеме, что резко замедляет и усложняет решение задачи.

Очевидно, что эффективный алгоритм поиска глобального экстремума должен удовлетворять следующим условиям, определяющим его структуру.

- Должен использоваться наиболее эффективный алгоритм поиска локального экстремума. Как установлено в [161,175,176], таким методом может быть либо метод ДФП, либо метод Гольдфарба.
- Должна быть реализована процедура перехода из области притяжения исследованного экстремума в область притяжения нового экстремума, надежность которой была бы гарантирована использованием накопленной информации о структуре функции (в существующих методах фактически используются случайные направления перевала, которые в случае многих переменных не могут гарантировать переход в область притяжения нового экстремума).
- Должна быть реализована надежная процедура исключения исследованных областей, в которой используется информация, получаемая при локальном движении.

Алгоритм, удовлетворяющий перечисленным условиям, описан ниже. В основе этого алгоритма заложены следующие специальные процедуры, определяющие его преимущества по сравнению с существующими.

1. Локальный спуск осуществляется с использованием одного из методов с переменной метрикой (ДФП или Гольдфарба [161, 175]).

2. Указанные методы позволяют определить в точке локального минимума матрицу Гессе исследуемой функции. Благодаря этому можно определить направления главных осей функции. Перевал в область притяжения соседнего минимума в данном случае производится по этим направлениям, причем в качестве первого направления используется главная ось, соответствующая наибольшему собственному значению матрицы Гессе. В этом направлении наиболее вероятно расположение оси соседнего оврага в случае овражного строения функции. При неудаче производится переход к следующей (по величине собственного значения) оси. Так как оси ортогональны, обеспечивается независимость направлений поиска.

3. Исключение исследованных областей производится путем построения гиперсфер с радиусами, равными шагу итерации при локальном спуске. При попадании поисковой точки в последующих спусках в области, ограниченные этими гиперсферами, локальный поиск прекращается.

4. При организации процедуры перевала используется информация о собственных значениях матрицы Гессе и о начальном значении целевой функции для расчета первого крупного шага в направлении перевала с использованием квадратичной аппроксимации.

6.3. Эффективный алгоритм поиска глобального экстремума многопараметрической функции при наличии ограничений типа равенств и неравенств.

Рассмотрим задачу поиска глобального экстремума многопараметрической функции $J = \min[\min J(\vec{A})]$, где \vec{A} – n-мерный вектор оптимизируемых параметров, при наличии ограничений типа равенств (6.5) и неравенств (6.6).

В качестве базового метода поиска локального минимума используется метод минимизации многопараметрической функции при наличии ограничений типа равенств и неравенств, подробно описанный в [175] (основан на использовании методов с переменной метрикой Дэвидона-Флэтчера-Пауэла или Гольдфарба).

Используя информацию об обратной матрице вторых производных вектора \vec{A} , которая строится в процессе поиска локального минимума подпрограммой DFPG [175], опишем следующий алгоритм поиска глобального экстремума многопараметрической функции, который реализуется программой GDFPG. Блок-схема программы приведена на рис. 6.2.

Наличие матрицы вторых производных вектора \vec{A} позволяет определить направление главных осей многопараметрической функции в точке локального минимума.

Подпрограмма DFPG строит обратную матрицу H частных производных второго порядка по нормированному вектору \vec{A}_p . Поэтому в программе GDFPG производится вначале обращение матрицы H:

$$G_1 = H^{-1}. \quad (6.25)$$

Полученная матрица G_1 имеет вид:

$$G_1 = \left\| \begin{array}{ccc} \frac{\partial^2 J}{\partial A_{p1} \partial A_{p1}} & \cdots & \frac{\partial^2 J}{\partial A_{p1} \partial A_{pN}} \\ \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial^2 J}{\partial A_{pN} \partial A_{p1}} & \cdots & \frac{\partial^2 J}{\partial A_{pN} \partial A_{pN}} \end{array} \right\|, \quad (6.26)$$

где K_i и K_j элементы вектора \vec{K} :

$$\vec{K} = \|K_1 K_2 \dots K_N\|. \quad (6.27)$$

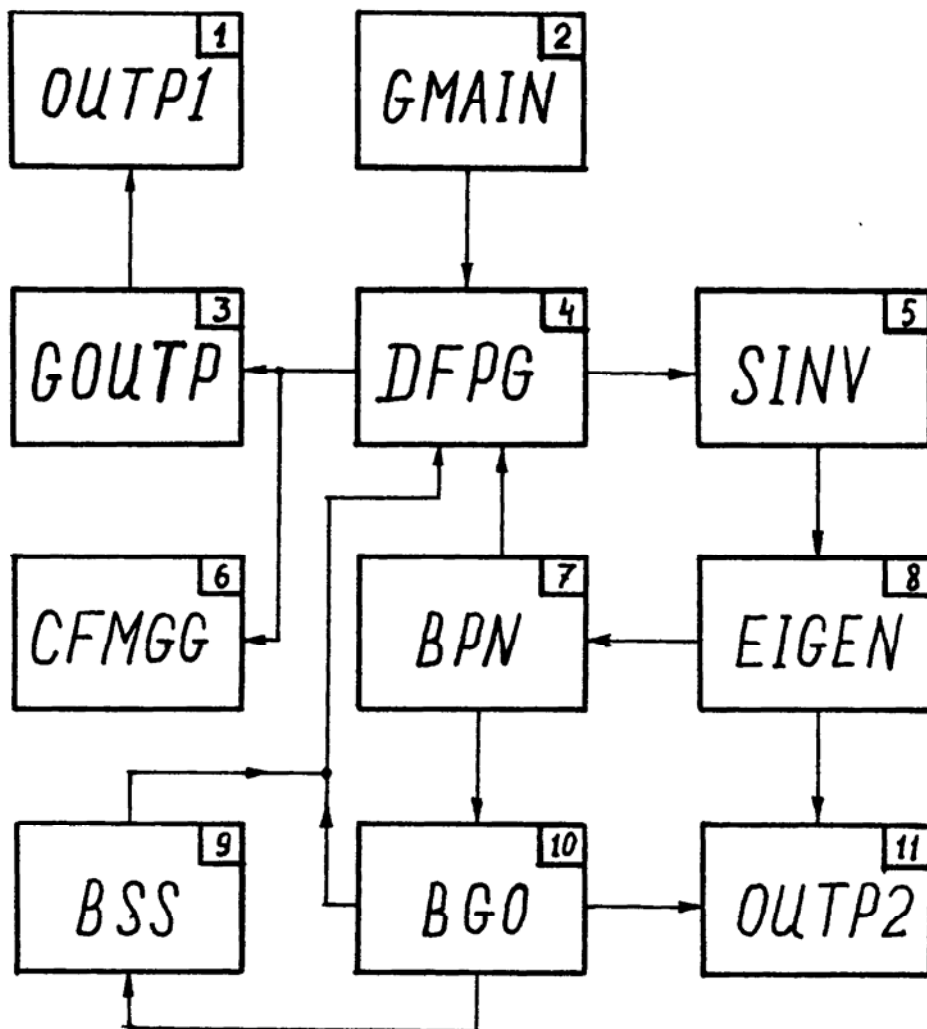


Рис. 6.2. Блок-схема взаимодействия модулей программы GDFPG

В результате образуется матрица частных производных второго порядка G:

$$G = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 J}{\partial A_1 \partial A_1} & \dots & \frac{\partial^2 J}{\partial A_1 \partial A_N} \\ \dots & \dots & \dots \\ \frac{\partial^2 J}{\partial A_N \partial A_1} & \dots & \frac{\partial^2 J}{\partial A_N \partial A_N} \end{vmatrix}. \quad (6.28)$$

Вычисляются собственные векторы и собственные значения матрицы G :

$$G\vec{P} = \alpha \vec{P}, \quad (6.29)$$

где \vec{P} – собственные векторы матрицы G,
 α – собственные значения матрицы G.

Вычисленные значения собственных векторов нормируются следующим образом:

$$\vec{P}_1 = \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|}. \quad (6.30)$$

Таким образом, определив направления главных осей оптимизируемой функции $J(\vec{A})$ в точке минимума, можно, двигаясь по этим направлениям, определить близлежащие локальные минимумы. Здесь возникает вопрос о выборе шага движения по выбранному направлению. При выборе первого шага h_0 из точки минимума воспользуемся информацией о собственном значении α , соответствующего собственному вектору \vec{P}_1 , определяющего выбранное направление. Используя квадратичную аппроксимацию функции J вблизи минимума, получаем следующее выражение:

$$h = \sqrt{\frac{2}{\alpha} (J_0 - J_{\min})} K_{h_0}, \quad (6.31)$$

где h_0 – начальный шаг по выбранному направлению из точки минимума
 $J_{\min} = f(A_{opt})$;

J_{\min} – минимальное значение J , соответствующее вектору \vec{A}_{opt} ;

J_0 – начальное значение функции J , в начальной точке \vec{A}_0 ;

$K_{h_0} = PR(3)$ – коэффициент [31].

Рассчитаем новое значение вектора \vec{A} :

$$\vec{A}_2 = \vec{A}_{opt} + h_0 \vec{P}_1 . \quad (6.32)$$

Определим значение функции J для вектора \vec{A}_2 :

$$J_2 = f(\vec{A}_2) . \quad (6.33)$$

Для расчета производной по выбранному направлению \vec{P}_1 в точке параметров \vec{A}_2 , шаг приращения по параметрам \vec{A}_2 определяется следующим образом:

$$\delta = \sqrt{\eta_J J_2 \frac{2}{\alpha}} , \quad (6.34)$$

где $\eta_J = PR(6)$ – коэффициент из [31].

Рассчитывается значение вектора \vec{A}_2 с учетом приращения:

$$\vec{A}_2' = \vec{A}_2 + \delta \vec{P}_1 .$$

Определяется значение функции J в этой точке:

$$J_2' = f(\vec{A}_2') . \quad (6.35)$$

Теперь можно записать значение производной B_2' в точке 2 по данному направлению:

$$B_2' = \frac{J_2' - J_2}{\delta} . \quad (6.36)$$

Определив значение функции для вектора \vec{A}_2 следующим образом:

$$J_2^0 = J_{\min} + \frac{1}{2} h_0^2 \alpha \quad (6.37)$$

можно сделать заключение о дальнейшем выборе шага h_0 при движении по направлению (рис. 6.3):

$$\text{если } \left| \frac{J_2 - J_2^0}{J_2} \right| < 2, \text{ то шаг } h_0 \text{ сохраняем, } h_1 = h_0 ;$$

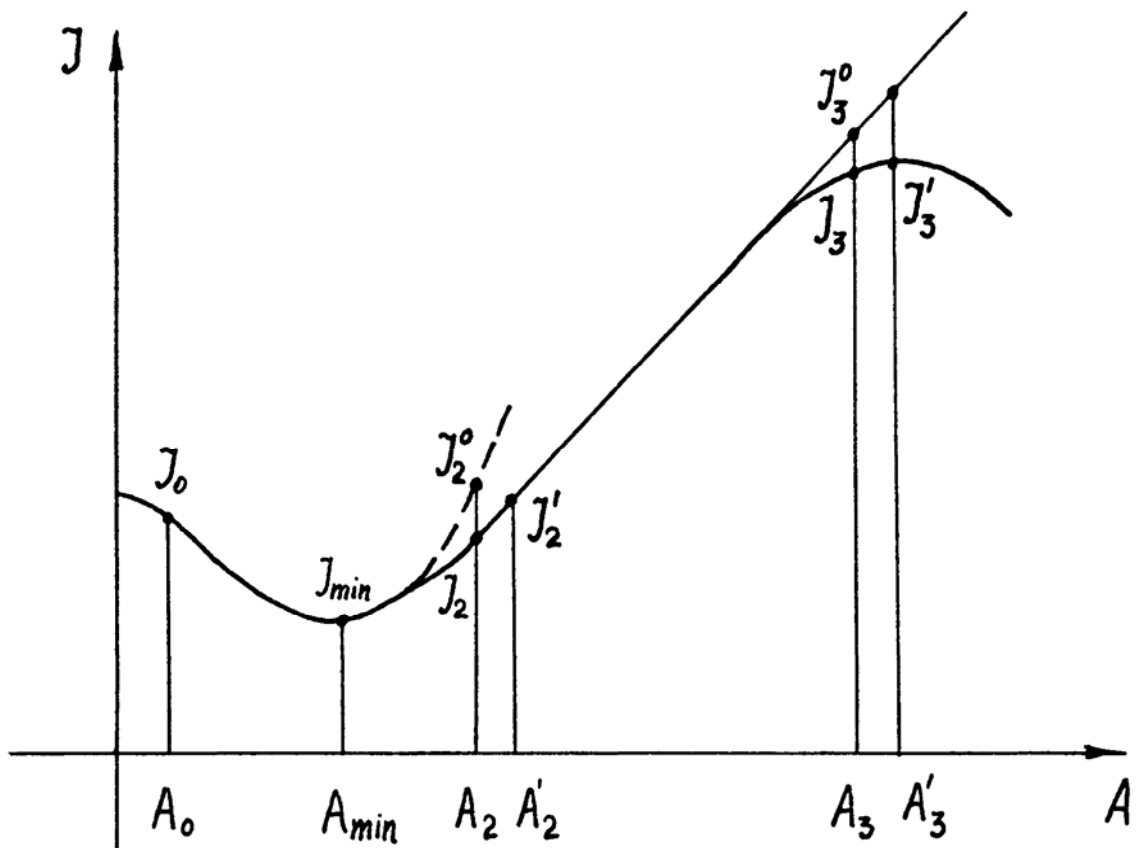


Рис. 6.3. Процедура выбора шага при движении по определенному направлению вектора \vec{A}

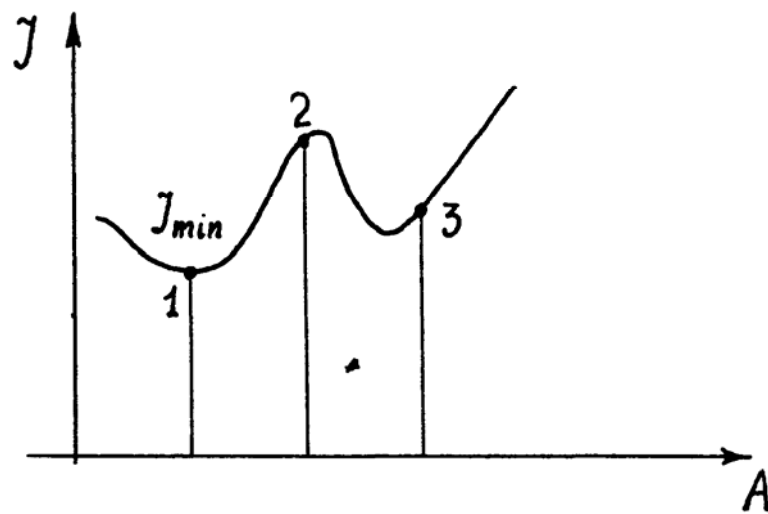


Рис. 6.4. Вариант движения по направлению

если $\left| \frac{J_2 - J_2^0}{J_2} \right| > 2$, то полагаем $h_1 = h_0 / 2$.

После того, как выбрали следующий шаг h_1 , повторяем расчеты по формулам (6.32) – (6.36) и получим значения функции J для нового вектора \vec{A}_3 , т.е. имеем: $\vec{A}_3, \vec{J}_3, A'_3, J'_3, B'_3$.

Рассчитав значение функции J_3^0 для вектора \vec{A}_3 , используя информацию о производной B'_2 :

$$J_3^0 = J_2 + hB'_2, \quad (6.37)$$

выбираем следующий шаг h_2 при движении по этому направлению следующим образом:

если $\left| \frac{J_3 - J_3^0}{J_3} \right| < 0,3$, то $h_2 = 2h_1$,

если $0,3 \leq \left| \frac{J_3 - J_3^0}{J_3} \right| < 1$, то $h_2 = h_1$,

если $1 \leq \left| \frac{J_3 - J_3^0}{J_3} \right| \leq 3$, то $h_2 = h_1 / 2$,

если $\left| \frac{J_3 - J_3^0}{J_3} \right| > 3$, то $h_2 = h_1 / 5$.

Одновременно с выбором шага проверяется знак производной B' . Если знак B' изменился, то это означает, что при движении по выбранному направлению P_i пройдено максимальное значение функции и она начала уменьшаться, т.е. перевалили через хребет и начали спускаться в овраг. С этого момента подключается подпрограмма поиска локального минимума DFPG. В программе GDFPG предусмотрен также случай, иллюстрированный на рис. 6.4.

Если при очередном шаге из точки 2 в 3 знак производной в точке 3 остался тем же, что и в точке 2, а значение функции уменьшилось, т.е. шаг произведен на противоположную стенку оврага, то в этом случае также начинается осуществление поиска локального минимума.

Выбор направлений для поиска локальных минимумов производился следующим образом. Из матрицы собственных векторов \vec{P} , полученных из матрицы частных производных второго порядка G , выбираем 1-й вектор-столбец и соответствующее ему собственное число, это и будет 1 направление P_1 . После того как по нему продвинулись в соответствии с описанной выше

методикой и нашли локальный минимум, выбирается 2-й вектор-столбец из G и соответствующее ему собственное число α и т.д., пока не пройдем по заданному числу направлений (пусть оно будет N). Затем изменяется знак у векторов-столбцов \vec{P} на противоположный и, обходя последовательно те же N направлений, но в противоположную сторону, опять отыскиваются локальные минимумы.

Поиск глобального экстремума заключается в следующем. Последовательно исследуя все локальные минимумы по всем направлениям, проверяем всю заданную область оптимизируемых параметров на наличие экстремумов и после этого определяется глобальный экстремум (метод 1).

При оптимизации приборов СВЧ с дискретным взаимодействием целевая функция имеет характерный вид: значения локальных минимумов монотонно уменьшаются затем увеличиваются. В связи с этим эффективно показал себя следующий метод (метод 2) определения глобального экстремума.

После пуска с начальной точки подпрограмма DFPG определяет 1-й локальный минимум, далее в программе GDFPG находятся собственные векторы и значения, которые запоминаются. После продвижения по всем направлениям сначала в одну сторону, а затем в противоположную, с запоминанием всех найденных локальных минимумов и соответствующей информации, определяем среди найденных локальных минимумов наименьший. Взяв теперь его в качестве основного, исследуем его по всем направлениям, совпадающим с осями функции в точке минимума. Из полученных новых локальных минимумов выбирается наименьший и опять исследуется по всем направлениям. Повторив этот процесс заданное число раз, определяется глобальный экстремум. Этот метод позволяет быстрее спуститься к глобальному экстремуму.

Однако первый метод хотя и более длительный, т.к. проверяются все направления у всех локальных минимумов, но и более надежный, т.к. проверяется вся заданная область оптимизируемых параметров.

Для увеличения надежности отыскания локальных экстремумов в программе GDFPG предусмотрен блок статистики. Блок статистики выдает заданное количество случайных чисел, определяющих начальное значение вектора \vec{A} . Случайные числа равномерно распределены в интервале от A_{min} до A_{max} . Таким образом, еще раз исследовав область параметров на наличие локальных минимумов, определяется глобальный минимум

Следует особо отметить, что в обоих методах предусматривается исключение уже исследованных областей. При поиске локального минимума подпрограммой DFPG на каждой i -й итерации (рис.6.5) определяется радиус сферы притяжения к значениям параметров вектора \vec{A} на i -й итерации следующим образом:

$$R_i = \left| \vec{A}_i - \vec{A}_{i-1} \right|. \quad (6.38)$$

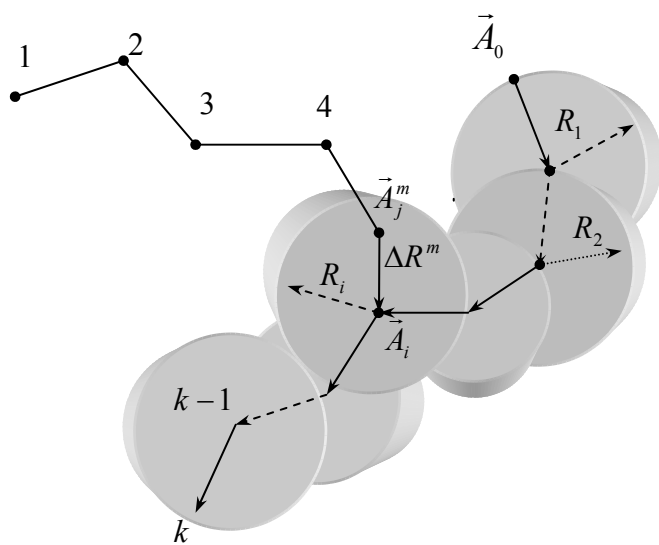


Рис. 6.5. Процедура вычисления радиусов сфер притяжения

Эти радиусы R_i и значения вектора \vec{A}_i запоминаются на каждой итерации (записываются в файл) до тех пор, пока не будет найден на k -й итерации n -й локальный минимум. При поиске подпрограммой DFPG следующих локальных минимумов на каждой итерации происходит вычисление радиусов сфер притяжения параметров нового вектора \vec{A}^m :

$$R_j = \left| \vec{A}_j^m - \vec{A}_{j-1}^m \right| \quad (6.39)$$

и вычисление разностного радиуса

$$\Delta R^m = \left| \vec{A}_i - \vec{A}_j^m \right|, \quad i = 1, \dots, k. \quad (6.40)$$

Сравнивая разностный радиус ΔR^m и радиусы R_i , считанные с файла, подпрограмма GOUTP прерывает поиск локального минимума, если $\Delta R^m < R_i$, это означает, что данные параметры \vec{A}_j^m (рис. 6.5) уже исследовались на i -й итерации при поиске n -го локального минимума, и если продолжать движение по этому направлению, то попадем в найденный ранее n -й локальный минимум. Если же $\Delta R^m > R_i$, то поиск локального минимума продолжается.

Таким образом, исключаются исследованные области и гарантируется неповторяемость локальных минимумов для одинаковых параметров вектора \vec{A} . Описанный выше метод исключения исследованных областей реализуется в подпрограмме GOUTP и позволяет резко сократить число вычислений, а также исключает образование ложных, почти совпадающих экстремумов.

На приведенной блок-схеме (рис. 6.2) программы GDFPG исходные данные вводятся подпрограммой GMAIN. Подпрограмма DFPG осуществляет поиск локального минимума методом Гольдфарба. Подпрограмма SINV предназначена для обращения матрицы вторых производных. Подпрограмма EIGEN вычисляет собственные векторы и собственные значения матрицы вторых производных, по которым определяются направления поиска в подпрограмме BPN. Подпрограмма BGO определяет глобальный минимум, после того как все направления исследованы; если не все направления просмотрены, то передается управление подпрограмме DFPG. В подпрограмме BSS реализован блок статистики, посредством которого статистически исследуется область на наличие локальных минимумов. Этот блок подключается в случае подозрений на пропущенные локальные минимумы.

В подпрограмме CFMGG осуществляется расчет целевой функции. Подпрограмма OUTP1 предназначена для вывода промежуточных результатов в процессе поиска локального минимума подпрограммой DFPG. Подпрограмма OUTP2 предназначена для вывода промежуточной информации при поиске глобального минимума.

Описание программы GDFPG, тестовых задач приведены в [156, 176].

Одна из задач ставилась следующим образом. Найти минимум целевой функции $J(\vec{A}) = A_1^2 + A_2^2 - \cos(18 \cdot A_1) - \cos(18 \cdot A_2)$, пределы изменения параметров: $-1,05 \leq A_i \leq 1,05, i = 1, 2$. Данная целевая функция имеет 14 оврагов, 46 локальных минимумов и один глобальный $J_0(\vec{A}^*) = -2; A_1=0; A_2=0$. При пуске с различных начальных точек метод каждый раз находил все локальные минимумы и выделял глобальный, причем не было повторяемости и пропусков локальных минимумов. Для сравнения можно привести следующий пример: на этой же целевой функции поиск глобального экстремума статистическим методом (80 случайных точек в области определения параметров функции) позволил выявить 36 локальных минимумов, глобальный минимум оказался 30-м по счету.

Результаты численных расчетов процессов взаимодействия в МРК с помощью программы GDFPG приводятся в главе 2.

Выводы. 1. Существующие методы поиска глобального экстремума не гарантируют решения задачи за конечное число итерации. Часть локальных минимумов может оказаться не выявленной, а некоторые методы могут исследовать уже найденные минимумы, что приводит к заикливанию процесса.

2. Большинство методов испытывалось на двумерных функциях. На многомерных функциях многие из них могут оказаться неработоспособными из-за огромного числа вычислений и слабого алгоритма поиска локальных минимумов. Во многих методах слабо используется информация о структуре функции, что также ведет к замедлению решения задачи.

3. В предлагаемом методе поиска глобального экстремума используется эффективный алгоритм поиска локального экстремума – один из методов с переменной метрикой (метод Гольдфарба). Реализована процедура перехода в область притяжения соседнего экстремума с использованием информации о структуре функции (используется обратная матрица вторых производных). В качестве направлений перехода используются собственные векторы, полученные из матрицы вторых производных.

4. Реализована эффективная процедура исключения исследованных областей, гарантирующая неповторяемость нахождения локальных минимумов. Для увеличения надежности поиска глобального экстремума предусмотрен блок статистики, с помощью которого можно еще раз проверить исследуемую область на наличие локальных минимумов, пропущенных по каким-либо причинам.

6.4. Система последовательной оптимизации многорезонаторных клистронов

Создание системы последовательной оптимизации вызвано все более повышающимися требованиями производства к качеству конструкторских разработок приборов СВЧ.

В свою очередь при расчетах оптимальных параметров приборов возникают трудности в использовании строгих многомерных нелинейных уравнений состояния, вызванные недостаточным быстродействием и малым объемом оперативной памяти современных ЭВМ.

Приводимые в настоящее время в литературе результаты расчетов оптимальных параметров приборов СВЧ по упрощенным аналитическим моделям не могут правильно отражать реальные параметры приборов ввиду нелинейных явлений, происходящих в электронных потоках, движущихся в сильных электромагнитных полях, которые не описываются аналитическими моделями.

Применение сложных математических моделей процессов взаимодействия тормозится и недостаточной эффективностью применяемых методов оптимизации. Требования к эффективности метода (минимальное число итераций для достижения заданной точности решения) не изменятся и при использовании каждого нового поколения ЭВМ ввиду увеличения сложности решаемых задач.

Разработанная система последовательной оптимизации позволяет полностью, с большой точностью решить задачу оптимизации с минимальными затратами машинного времени. На первой ступени используется упрощенная одномерная модель процесса взаимодействия.

Ускорение времени расчета вызвано использованием аналитического расчета каскадной группировки в полосе частот, предложенной в главе 1. Последние один или два каскада рассчитываются по нелинейным уравнениям состояния. На этом этапе подключается программа поиска глобального минимума, описанная в разделе 6.3. В результате получают предварительные данные об оптимизируемых параметрах, которые уточняются на втором этапе, используя для расчета одномерную модель, но с аналитическим расчетом лишь первого каскада. Этим максимально учитываются нелинейные явления, описываемые дифференциальными нелинейными уравнениями, но и с минимальными затратами машинного времени, т.к. расчет носит характер уточнения предварительно оптимизированных параметров.

На третьем этапе подключается двумерная однослойная модель, которая позволяет дополнительно оптимизировать форму зазора резонатора, распределение магнитостатического поля, относительные поперечные размеры пучка, селективно минимизировать мощность токооседания в области зазоров. Вид целевой функции на этой ступени несколько меняется.

На четвертой ступени используется оптимизация на основе двумерной многослойной модели. Оптимизация носит характер уточнения, поскольку

минимизируются невязки по согласованию поля за счет изменения расстроек и добротностей резонаторов. Эта модель позволяет наиболее полно исследовать физические процессы в электронных потоках при оптимально выбранных параметрах конструкции. Ниже приводится описание структуры программ, применяемых в системе последовательной оптимизации.

6.4.1. Структура программы оптимизации многорезонаторного клистрона в полосе частот на основе одномерной модели

Разработанные в разделах 1.3, 1.5, 1.6 главы 1 модели и алгоритмы положены в основу программы TWIS10, предназначенной для проведения глобальной оптимизации параметров многорезонаторного пролетного клистрона по максимуму КПД и минимуму токооседания в полосе частот.

Программа позволяет оптимизировать входные мощности на каждой из опорных частот, холодные нагруженные добротности всех резонаторов, холодные отстройки всех резонаторов, длины между центрами резонаторов, неравномерность частотной характеристики. Последний резонатор может быть одно- и двухззорным с синфазным и противофазным типом колебаний, к нему может подключаться цепочка навесных резонаторов, образующих полосовой фильтр. Программа позволяет оптимизировать коэффициенты связи между резонаторами фильтра, их холодные добротности и отстройки. Подключение цепочки навесных резонаторов к выходному резонатору МРК показано на рис. 1.3. Максимальное число опорных частот $NM=9$. Максимальное число аналитически рассчитываемых каскадов $NL=9$, по нелинейным уравнениям $NK=9$. Все резонаторы, за исключением последнего, одноззорные. Максимальное число всех каскадов – 10. Максимальное число заряженных частиц, на которые разбивается электронный поток, $NE=128$. В программе предусмотрены две модели заряженных частиц: бесконечно тонкие диски или кольца и "толстые" диски или кольца с любой заданной толщиной. В программе предусмотрено подключение в группирователе резонаторов на 2-й гармонике. Программа состоит из головной программы TWIS10 и 12 программных модулей. Блок-схема взаимодействия модулей приведена на рис. 6.6. Кратко опишем назначение подпрограмм и взаимодействие модулей.

В головной подпрограмме TWIS10 задаются параметры МРК, необходимые для нормальной работы программы. Кроме того, вводится ряд параметров, необходимых для нормальной работы программы GDFPG, на которых здесь не будем останавливаться.

Подпрограмма TWIS10 вызывает последовательно следующие подпрограммы: TZO, TSPO, OMEGA, GEBE1, которые выполняют соответствующие функции.

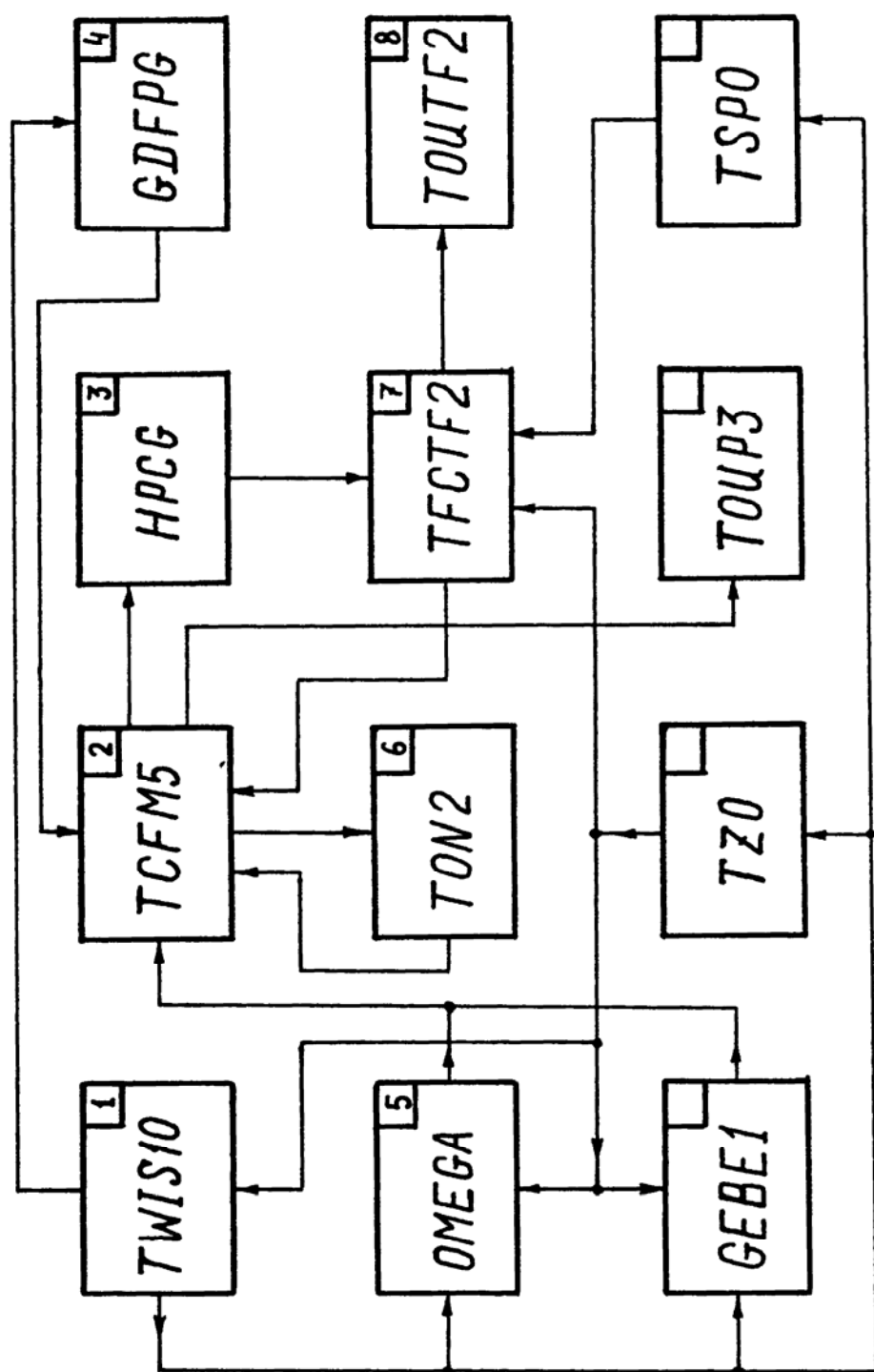


Рис. 6.6. Блок-схема взаимодействия модулей в программе по одномерной модели.

Подпрограмма TZO. Предназначена для расчета полей зазоров резонаторов одноззорных и двухззорных с синфазными и противофазными полями в резонаторах. Используются уравнения и методы, изложенные в разделе 1.6. Результатом работы подпрограммы является массив данных, в который занесены дискретные значения весовой функции ε^0 – пространственного распределения напряженности электрического поля зазора резонатора.

Подпрограмма TSPO. Предназначена для расчета поля пространственного заряда заряженных частиц, используются формулы (1.84 – 1.86), а с учетом периодизации – (1.82) раздела 1.5. Результатом работы подпрограммы является массив данных, в который занесены дискретные значения весовой функции ε^p – пространственного распределения напряженности электрического поля крупной частицы.

Подпрограмма OMEGA. Предназначена для расчета плазменных частот Ω при заданных напряжениях на зазоре резонатора, используются нелинейные уравнения раздела 1.3. Результатом расчета является таблица плазменных частот для фиксированных напряжений на зазоре резонатора.

Подпрограмма GEBE1. Предназначена для расчета нормированных проводимостей вносимых электронным потоком в резонатор. Используется численный просчет по нелинейной модели раздела 1.3 и формулы (1.67), (1.68). Результатом работы являются значения активной и реактивной составляющих проводимости.

После этого вызывается подпрограмма GDFPG, предназначенная для поиска глобального экстремума, которая для расчета целевой функции вызывает подпрограмму TCFM5. Остановимся на виде целевой функции, который зависит от того, как проводится оптимизация: в полосе частот или на одной частоте.

А. Для одночастотного режима целевая функция имеет следующий вид:

$$F_0 = G_1(1 - \eta)^{G_2} + G_3 \sum_{i=1}^{NE} e^{-G_4 v_i} + G_5 \sum_{i=1}^{NL} \eta_i + G_6(2 - I_{ML+1}) + G_7 \Delta v. \quad (6.41)$$

Оптимизация проводится 3-х видов:

1. Оптимизация параметров МРК по максимуму тока в последнем каскаде по аналитическим уравнениям.
2. Оптимизация параметров МРК по максимуму КПД в последнем каскаде по аналитическим уравнениям.
3. Оптимизация параметров МРК по максимуму КПД в последнем каскаде; последний каскад или несколько предпоследних считаются по нелинейным уравнениям.

Причем, проводить оптимизацию можно по волновому КПД (η_w) или по электронному КПД (η_e), критерием к выбору оптимизации по η_w или η_e

служит предварительная оптимизация (несколько итераций). G_1, \dots, G_7 – коэффициенты при соответствующих членах целевой функции. Первый член целевой функции позволяет максимизировать КПД МРК. Второй член учитывает обратное движение электронов и, следовательно, токооседание и подключается при оптимизации по нелинейным уравнениям. Третий член позволяет минимизировать рост КПД в каскадах группирователя. Четвертый член подключается при оптимизации по максимуму тока в последнем каскаде. Последний член служит при минимизации разброса скоростей электронов в предпоследнем каскаде.

Б. Для многочастотного режима целевая функция имеет следующий вид:

$$F_1 = G_1 \sum_{i=1}^{NM} (1/\eta_i) + G_2 \left[\sum_{i=1}^{NM} \left(\frac{1}{\eta_i} - \frac{1}{\eta_{i=1}} \right) \right] + G_4 \sum_{i=1}^{NE} e^{-G_4 v_i} + G_5 \sum_{i=1}^{NM} \left(\sum_{k=1}^{NL} \eta_k \right) + G_7 \sum_{i=1}^{NM} \Delta v_i . \quad (6.42)$$

В многочастотном режиме предусмотрено 4 вида оптимизации.

1. Оптимизация параметров МРК в полосе частот по максимуму тока в последнем каскаде, расчет идет по аналитическим уравнениям.

2. Оптимизация параметров МРК в полосе частот по максимуму КПД каскадов, рассчитываемых по аналитическим уравнениям.

3. Оптимизация параметров МРК в полосе частот по максимуму КПД в последнем каскаде, рассчитываемому по нелинейным уравнениям.

4. Оптимизация параметров полосового фильтра (согласование заданных и рассчитанных амплитуд и фаз напряженностей полей в зазоре резонатора) на максимум КПД на выходе фильтра и минимизация неравномерности частотной характеристики.

Назначения членов целевой функции следующие: первый – максимизирует КПД в полосе частот, второй – минимизирует неравномерность частотной характеристики, 3,4,5 – выполняют те же функции, что и в одночастотном режиме. Следует отметить, что при всех видах оптимизации, когда необходимо согласование полей в резонаторах, в целевую функцию добавляются следующие члены:

$$J_1 = \sum_{i=1}^{NM} \sum_{k=1}^{NK} \left[\lambda_{1j} + C_{1j} \left| \frac{Z_{ki}}{\bar{Z}_{ki}} - \frac{\bar{Z}_{ki}}{Z_{ki}} \right| + \lambda_{2j} + C_{2j} \left| \varphi_{kj} - \bar{\varphi}_{ki} \right| \right], \quad (6.43)$$

где $j=(i-1)NK+k$;

Z_{ki}, φ_{ki} – заданные амплитуда и фаза напряженности поля в k-м зазоре резонатора на i-й частоте;

$\bar{Z}_{ki}, \bar{\varphi}_{ki}$ – рассчитанные амплитуда и фаза напряженности поля в k-м зазоре резонатора на i-й частоте.

$\lambda_{1j}, \lambda_{2j}, C_{1j}, C_{2j}$ – множители Лагранжа и начальные весовые коэффициенты для ограничений.

Таким образом, включение (6.43) в целевую функцию позволяет полностью решить задачу согласования полей в резонаторах с возбуждающим эти поля током электронного потока в каскадах МРК, рассчитываемых по нелинейным уравнениям.

Все члены целевой функции, перечисленные выше, рассчитываются в подпрограмме TCFM5. Подпрограмма TCFM5 вызывает подпрограмму TON2, которая рассчитывает каскады МРК по аналитическим уравнениям, приведенным в разделе 1.4. Если последние каскады считаются по нелинейным уравнениям, то в этой же подпрограмме рассчитываются начальные условия, необходимые для расчета по нелинейным уравнениям. Интегрирование нелинейных дифференциальных уравнений (1.45), (1.46) осуществляется стандартной подпрограммой HPCG методом Хэминга. Расчет правых частей уравнений состояния осуществляется в подпрограмме TFCTF2. Следует отметить, что для ускорения расчетов по нелинейной модели, где основное время расходуется на расчет полей пространственного заряда, в подпрограмме предусмотрено ускорение расчета полей пространственного заряда методом факторизации, предложенным И.А. Манькиным в [177]. Этот метод позволил в 3 – 4 раза повысить быстродействие программы при вполне приемлемой точности (1 – 3%). Однако при напряжениях больших 30 кВ и малых диаметрах канала этот метод дает большие погрешности из-за заложенной в методе аппроксимации напряженности поля пространственного заряда экспонентой. Тем не менее, при расчетах многих практически интересных конструкций этот метод дает хорошие результаты. Подпрограмма TOUTF2 позволяет выводить промежуточную информацию при интегрировании и управляет процессом интегрирования. После интегрирования рассчитывается волновой КПД выходного каскада:

$$\eta_{wk} = \operatorname{Re} \frac{\dot{Z}_k \dot{A}_k^* f_0 \beta_0}{2\sigma^2 (1 - f_0)}, \quad (6.44)$$

где \dot{Z}_k и \dot{A}_k описаны в (1.45), (1.46).

Далее идет расчет целевой функции и продолжается процесс оптимизации до тех пор, пока не выполнятся с заданной точностью ограничения (6.43) или не будет найден максимальный КПД многорезонаторного клистрона.

6.4.2. Структура программы оптимизации многорезонаторного клистрона с использованием двумерной релятивистской модели

Разработанные в разделах 1.2, 1.5, 1.6 модели и алгоритмы положены в основу программы КОКА-2 (ниже называется TRON2), предназначенной для

проведения оптимизации параметров МРК по максимуму КПД и минимуму токооседания в полосе частот. Эта программа применяется на 3,4 ступени системы последовательной оптимизации, поэтому оптимизация здесь носит характер уточнения параметров, полученных в результате глобальной оптимизации по одномерной модели. Программу целесообразно использовать для анализа процессов взаимодействия электронного потока с ВЧ-полями в МРК. Программа позволяет оптимизировать входные мощности на каждой опорной частоте, холодные нагруженные добротности и расстройки резонаторов, длины между центрами резонаторов. Резонаторы могут быть с разными диаметрами трубок дрейфа. Минимизируется динамическое токооседание. Предусмотрено подключение к выходному резонатору дополнительных по схеме "звезда". В программе допускается: число опорных частот – 10, число аналитически рассчитываемых каскадов – 10, по нелинейным уравнениям – 10, число слоев – 5, число заряженных частиц в слое – 48. Модель заряженной частицы – бесконечно тонкое кольцо. Программа состоит из головной программы TRON2 и 11-ти программных модулей. Блок-схема взаимодействия модулей приведена на рис. 6.6. В головной программе TRON2 задаются параметры МРК, необходимые для нормальной работы программы в целом. Основные параметры МРК для этой программы совпадают с перечисленными ранее для одномерной программы, поэтому здесь не повторяются. Перечислим дополнительные параметры:

$$Y_{a1} = \frac{2\pi a_1}{\lambda_e} \quad \text{– нормированный радиус 1-й трубки дрейфа для последнего}$$

резонатора;

$$Y_{a2} = \frac{2\pi a_2}{\lambda_e} \quad \text{– нормированный радиус 2-й трубки дрейфа для последнего}$$

резонатора;

MNE – количество слоев в пучке;

ϕ – нормированная напряженность магнитного поля;

$\pm Y_{\max}$ – максимальный нормированный радиус каждого слоя, знак

\pm указывает направление радиальной скорости перед началом интегрирования.

Кроме этого, задается необходимая информация для нормальной работы подпрограмм HPCG, TABLPZ, TABL2, DFPG. Кратко охарактеризуем назначение и взаимодействие остальных подпрограмм, приведенных на рис. 6.7.

Подпрограмма TRON2 вызывает подпрограммы TABLPZ, TABL2, DFPG.

Подпрограмма TABLPZ предназначена для расчета полей пространственного заряда заряженной частицы в виде бесконечно тонкого кольца. Используются формулы (П.1.39), (П.1.40), (П.1.43), (П.1.44), (П.1.45) приложения. Результатом работы подпрограммы являются трехмерные таблицы (рис. 1.8 главы 1) весовых функций ε_z^p и ε_R^p (П.1.45)

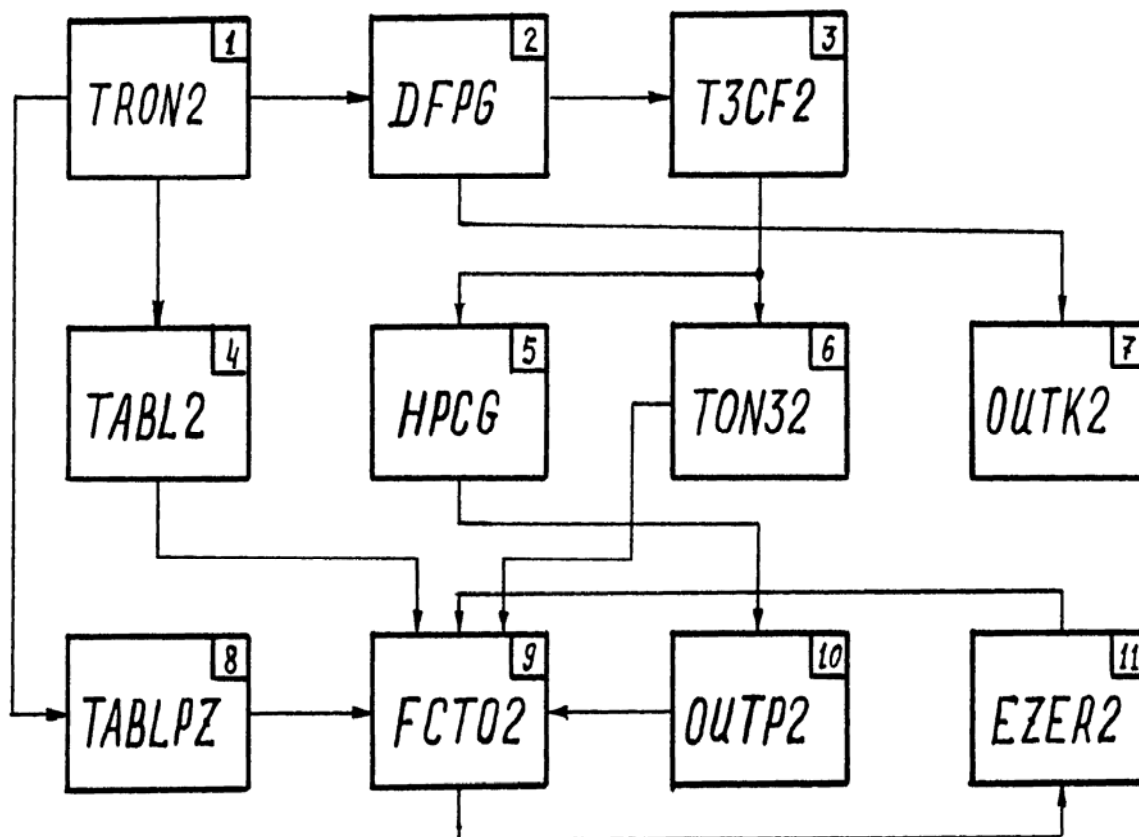


Рис. 6.7. Блок-схема взаимодействия модулей в программе оптимизации по двумерной модели

напряженностей полей для дискретных значений $r, r', |z - z'|$.

Подпрограмма *TABL2* предназначена для расчета полей зазора резонатора. Метод и уравнения приведены в разделе 1.6. Результатом работы подпрограммы являются двумерные таблицы весовой функции напряженностей полей зазора резонатора ε_z^0 и ε_R^0 для дискретных значений r, z .

Подпрограмма *DFPG* предназначена для оптимизации параметров МРК. Используются методы с переменной метрикой Гольдфарба илиДФП, описана в [161]. Подпрограмма *DFPG* вызывает подпрограмму *T3CF2*, в которой рассчитывается целевая функция. Целевая функция имеет вид:

$$J_3 = \sum_{i=1}^{NM} [G_{1i}(1 - \eta_i) + G_{2i}Q_0] + J_1, \quad (6.45)$$

где NM – число опорных частот;

G_{1i} и G_{2i} – весовые коэффициенты;

η_i – электронный КПД i -го каскада, определяется по формуле (1.41) главы 1.

Первый член в целевой функции позволяет максимизировать КПД МРК. Второй член минимизирует токооседание, Q_0 определяется при решении (1.40), (1.35). Третий член J_1 в целевой функции позволяет провести согласование полей в резонаторах и определяется как и в (6.43).

Для расчета целевой функции необходимо решение уравнений состояния (1.35), (1.40). Подпрограмма *TON32* позволяет рассчитать начальные условия для уравнений (1.35). Для определения продольной составляющей скорости и координаты используются формулы (1.62) - (1.65), (1.69) – (1.73) раздела 1.4. Обычно первые 1 – 6 каскадов многорезонаторного клистрона считаются по рекуррентным формулам каскадной группировки (раздел 1.4), а последние 2 – 7 каскадов – по нелинейным двумерным уравнениям состояния (1.35) раздела 1.2. Это позволяет значительно сократить время расчета МРК и правильно отразить нелинейные явления в МРК, которые имеют место в последних каскадах. Для расчета поперечных составляющих скорости и координаты используются уравнения из [72]. Результатом работы подпрограммы *TON32* являются рассчитанные для каждой частицы продольные и поперечные составляющие скорости и координаты, необходимые для интегрирования дифференциальных уравнений (1.35), (1.40). Интегрирование осуществляется подпрограммой *NRCSG* (используется метод Хэминга). Подпрограмма *NRCSG* вызывает подпрограммы *OUTP2* и *FCTO2*. Подпрограмма *OUTP2* служит для вывода промежуточных результатов интегрирования и управления процессом интегрирования. В подпрограмме *FCTO2* осуществляется расчет правых частей системы (1.35), (1.40). В этой же подпрограмме вызывается подпрограмма *EZER2*, необходимая для осуществления интерполяции в двумерной таблице поля зазора резонатора – используется (1.96). В подпрограмме *FCTO2* также используются (1.87) – (1.90) из раздела 1.5 главы 1 для интерполяции между

узлами трехмерной таблицы поля пространственного заряда. В результате работы указанных подпрограмм получаем интегральные характеристики двумерного процесса взаимодействия электронного потока с полями резонаторов МРК и имеем возможность рассчитать целевую функцию. Далее подпрограмма GDFPG осуществляет процесс оптимизации. Подпрограмма OUTK2 предназначена для вывода промежуточной информации при оптимизации. Оптимизация продолжается до достижения максимума КПД и полного согласования полей в резонаторах.

Предложенная система последовательной оптимизации позволяет с минимальными затратами машинного времени решить задачу оптимизации параметров МРК с большой точностью. Учитывая, что определенный вариант МРК считается по разным моделям процессов взаимодействия, большое внимание при разработке моделей и программ уделялось совместимости моделей и программ. Под этим следует понимать следующее: оптимальные параметры МРК, полученные по одной модели (такие как длины, расстройки, добротности, коэффициент усиления, напряжения и фазы напряжений на зазорах резонаторов), будучи взяты в качестве исходных данных для другой модели, не должны сильно изменять интегральные характеристики прибора. В результате проведенных исследований было установлено, что наибольшей несовместимостью обладали аналитические и нелинейные одномерные модели.

Выделен ряд параметров, наиболее влияющих на совместимость моделей: активная и реактивная составляющие проводимости, коэффициент эффективности взаимодействия, нелинейность модуляции в зазоре резонатора, введена "эффективная" плазменная частота электронного потока с учетом модуляции по скорости и по плотности. Определены методики расчета этих параметров, которые и нашли отражение в разработанных программах.

6.5. Описание программ оптимизации ЛБВ на ЦСР

В программах используется самосогласованная, нелинейная, одномерная, релятивистская модель, сформулированная в системе z, t .

В основе модели лежат одномерные релятивистские уравнения движения электронов с учетом квазистатических и динамических полей пространственного заряда, описанные в главе 1. В программах используются эквивалентные схемы ЦСР в виде цепочек четырехполюсников и шестиполюсников. В программах реализованы алгоритмы, позволяющие провести синтез параметров эквивалентных схем ЦСР.

В программах учитываются релятивистские силы взаимодействия электронов, встречное излучение и переотражение волн по всей длине ЦСР в самосогласованной форме за счет использования специальных итерационных процедур, описанных в главах 3, 4. Для оптимизации используется метод Нельдера-Мида.

Возможности программ и их краткое описание приведены в приложении 2.

Работа программы оптимизации ЛБВ на ЦСР строится по следующему алгоритму. После ввода исходных данных вызываются подпрограммы расчета полей пространственного заряда и полей в зазоре резонатора и их значения заносятся в соответствующие массивы. Вызывается программа синтеза электрических параметров ЦСР. Затем включается программа расчета режима ЛБВ с учетом встречной волны и проводится согласование амплитуд и фаз напряжений на зазорах ЦСР методами, описанными в главах 3, 4 (метод обратной трансформации встречного излучения или последовательной нижней релаксации). После этого включается блок оптимизации, используется метод Нельдера-Мида. При проведении оптимизации в каждом расчете целевой функции проводится синтез электрических параметров ЦСР и согласование с учетом встречной волны. После окончания оптимизации при необходимости можно вывести графики распределений по длине ЦСР электронного КПД, волнового КПД, функций группировки, характеристических сопротивлений и фаз эквивалентных четырехполюсников и шестиполюсников.

Расчет и оптимизация многосекционных ЛБВ проводится последовательно: одна секция за другой. При необходимости в некоторых секциях можно выключать оптимизацию. После расчета режима каждой секции можно вывести графики распределений по длине секции электронного КПД, волнового КПД, функций группировки, характеристических сопротивлений и фаз эквивалентных четырехполюсников или шестиполюсников.

П.1.1. Трехмерные поля пространственного заряда

Проблема учета сил пространственного заряда является весьма сложной даже для азимутально-симметричных моделей. При отсутствии азимутальной симметрии значительно усложняется сам расчет составляющих поля. Здесь уже нельзя непосредственно использовать исходные ряды, представляющие решение для компонент поля, из-за их многомерности и плохой сходимости. Улучшение этих рядов путем выделения особенностей поля становится необходимым и используется для этого метод Крылова. Для упрощения модели в первом приближении откажемся от учета расслоения электронного пучка. При этом будем рассматривать движение крупной частицы как точечной, геометрически совпадающей в поперечной плоскости с центром масс сечения пучка (рис. 1.5, раздел 1.5). Соответственно источниками также будут точечные заряды. Поля этих зарядов могут быть записаны в виде [14]:

$$\begin{aligned}
 E_z &= \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_s^0) e^{-\nu_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cdot \\
 &\quad \cdot \frac{J_s(\nu_{\ell s} \frac{r'}{a}) J_s(\nu_{\ell s} \frac{r}{a})}{[J_{s+1}(\nu_{\ell s})]^2} \text{sign}(z - z'); \\
 E_r &= \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_s^0) e^{-\nu_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cdot \\
 &\quad \cdot \frac{J_s(\nu_{\ell s} \frac{r'}{a}) [J_{s-1}(\nu_{\ell s} \frac{r}{a}) - J_{s+1}(\nu_{\ell s} \frac{r}{a})]}{2[J_{s+1}(\nu_{\ell s})]^2}; \\
 E_\varphi &= \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{as(2 - \delta_s^0)}{r} e^{-\nu_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \sin s(\varphi - \varphi') \cdot \\
 &\quad \cdot \frac{J_s(\nu_{\ell s} \frac{r'}{a}) J_s(\nu_{\ell s} \frac{r}{a})}{\nu_{\ell s} [J_{s+1}(\nu_{\ell s})]^2} \text{sign}(z - z'),
 \end{aligned} \tag{П.1.1}$$

где $\nu_{\ell s}$ – ℓ -й корень s -й функции Бесселя;

a – радиус трубки дрейфа;

r, φ, z – координаты точки источника;

r', φ', z' – координаты точки наблюдения;

δ – символ Кронеккера при $S=0$ $\delta_s^0=1$, $S \neq 0$ $\delta_s^0=0$;

q – заряд точечного источника.

Ряды (П.1.1) имеют медленную сходимость из-за имеющейся особенности поля точечного источника. Кроме того, это двойные ряды и, следовательно, их вычисление представляет собой трудоемкую процедуру.

Для ускорения сходимости рядов воспользуемся асимптотическим представлением функций Бесселя и свернем соответствующие ряды сравнения. (Это имеет смысл в случае, когда заведомо отсутствует осевая симметрия, $r, r' \neq 0$). Начнем с рядов, представляющих E_z . Воспользуемся асимптотическим представлением функций Бесселя ($X \gg 1$):

$$J_m(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4} - m \frac{\pi}{2}\right). \quad (\text{П.1.2})$$

Используя (П.1.2), составим следующий ряд сравнения для E_z :

$$F_z = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \frac{\cos s(\varphi - \varphi') \cos\left(v_{\ell s} \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}\right) \cos\left(v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}\right)}{\cos^2\left[v_{\ell s} - \frac{\pi}{4} - (s+1) \frac{\pi}{2}\right]}. \quad (\text{П.1.3})$$

Используя асимптотическое выражение для корней функции Бесселя:

$$v_{\ell s} = \left(\frac{s}{2} + \ell - \frac{1}{4}\right)\pi, \quad (\text{П.1.4})$$

преобразуем аргументы косинусов в (П.1.3) к следующему виду:

$$v_{\ell s} \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2} = s\left(\frac{\pi r}{2a} - \frac{\pi}{2}\right) + \ell\pi \frac{r}{a} - \left(\frac{\pi r}{4a} + \frac{\pi}{4}\right) = s\alpha + \ell\beta - \gamma;$$

$$v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2} = s\alpha' + \ell\beta' - \gamma'; \quad (\text{П.1.5})$$

$$v_{\ell s} - \frac{\pi}{4} - (s+1) \frac{\pi}{2} = \pi(\ell - 1),$$

где $\alpha = \frac{\pi r}{2a} - \frac{\pi}{2}; \quad \beta = \pi \frac{r}{a}; \quad \gamma = \frac{\pi r}{4a} + \frac{\pi}{4};$

$$\alpha' = \frac{\pi r'}{2a} - \frac{\pi}{2}; \quad \beta' = \pi \frac{r}{a}; \quad \gamma' = \frac{\pi r'}{4a} + \frac{\pi}{4}.$$

Тогда (П.1.3) можно записать в виде:

$$F_z = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_s^0) e^{-v_{ls} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cos(s\alpha + \ell\beta - \gamma) \cos(s\alpha' + \ell\beta' - \gamma'). \quad (\text{П.1.6})$$

Сгруппировав члены с одинаковыми индексами ℓ или s под знаками соответствующих сумм, можно найти сумму ряда (П.1.6), используя известные [178] суммы:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-rn} \sin nx &= \frac{1}{2} \frac{\sin x}{\operatorname{ch} r - \cos x}; \\ \sum_{n=1}^{\infty} e^{-rn} \cos nx &= \frac{1}{2} \frac{\cos x - e^{-r}}{\operatorname{ch} r - \cos x}; \\ \sum_{n=0}^{\infty} e^{-rn} \cos nx &= \frac{1}{2} \frac{e^r - \cos x}{\operatorname{ch} r - \cos x}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.7})$$

Прделав необходимые преобразования, получим следующее выражение для F_z :

$$\begin{aligned} F_z &= \frac{1}{4} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \frac{a}{\sqrt{rr'}} \cdot \left\{ \frac{[\cos(\gamma_1 - \beta_1) - e^{\frac{\pi}{4}|z-z'|} \cos \gamma_1] \operatorname{sh} \frac{\pi}{2a} |z-z'| [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \sin(\alpha + \alpha') \cos(\varphi - \varphi')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_1]} + \right. \\ &+ \left. \frac{[\sin(\gamma_1 - \beta_1) - \sin \gamma_1] \sin(\alpha + \alpha') [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| \cos(\varphi - \varphi') - \sin(\alpha + \alpha')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_1]} \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{[\cos(\gamma_2 - \beta_2) - e^{\frac{\pi}{a}|z-z'|} \cos \gamma_2] \operatorname{sh} \frac{\pi}{2a} |z-z'| [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \sin(\alpha - \alpha') \cos(\varphi - \varphi')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_2] [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_2] [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_2]} + \\
& \left. + \frac{[\sin(\gamma_2 - \beta_2) - \sin \gamma_2] \sin(\alpha - \alpha') [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| \cos(\varphi - \varphi') - \cos(\alpha - \alpha')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_2] [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_2] [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_2]} \right\}, \quad (П.1.8)
\end{aligned}$$

где $\alpha_1 = \alpha + \alpha' + \varphi - \varphi'$; $\beta_1 = \beta + \beta'$; $\gamma_1 = \gamma + \gamma'$; ,

$$\alpha_2 = \alpha - \alpha' + \varphi - \varphi'; \quad \beta_2 = \beta - \beta'; \quad \gamma_2 = \gamma - \gamma'.$$

Теперь поле E_z можно записать с явно выделенной частью F_z , содержащей особенность, и разностным рядом, имеющим быструю сходимость при $r, r' \neq 0$:

$$\begin{aligned}
E_z = \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \{ & F_z + \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} [(2 - \delta_s^0) e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cdot \\
& \cdot \frac{J_s(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) J_s(v_{\ell s} \frac{r}{a})}{[J_{s+1}(v_{\ell s})]^2} - (2 - \delta_s^0) e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos(\varphi - \varphi') s \cdot \\
& \cdot \cos(v_{\ell s} \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \cos(v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \} \}. \quad (П.1.9)
\end{aligned}$$

Для поля E_r :

$$F_r' = \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_s^0) e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cdot \frac{J_s(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) [J_{s-1}(v_{\ell s} \frac{r}{a}) - J_{s+1}(v_{\ell s} \frac{r}{a})]}{2[J_{s+1}(v_{\ell s})]^2}. \quad (П.1.10)$$

Используя (П.1.2), введем ряд сравнения F_r :

$$F_z = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} (2 - \delta_s^0) \cos(\varphi - \varphi') \cos(v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \cos(v_{\ell s} \frac{r}{a} + \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}). \quad (П.1.11)$$

Используя (П.1.4), преобразуем (П.1.1) к виду:

$$F_r = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} (2 - \delta_s^0) e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cos(s\alpha' + \ell\beta' - \gamma') \cos(s\alpha + \ell\beta - \gamma) ,$$

(П.1.12)

где $\alpha, \beta, \alpha', \beta', \gamma'$ – определяются также, как и в (П.1.5).

Воспользовавшись (П.1.7) и проделав соответствующие преобразования, получим:

$$F_z = \frac{1}{4} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \cdot \left\{ \frac{[\cos(\gamma_1 - \beta_1) - e^{\frac{\pi}{4}|z-z'|} \cos \gamma_1] \operatorname{sh} \frac{\pi}{2a} |z-z'| [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \sin(\alpha + \alpha') \cos(\varphi - \varphi')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_1]} + \right.$$

$$+ \frac{[\sin(\gamma_1 - \beta_1) - \sin \gamma_1] \sin(\alpha + \alpha') [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| \cos(\varphi - \varphi') - \sin(\alpha + \alpha')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_1][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_1]} +$$

$$+ \frac{[\cos(\gamma_2 - \beta_2) - e^{\frac{\pi}{4}|z-z'|} \cos \gamma_2] \operatorname{sh} \frac{\pi}{2a} |z-z'| [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \sin(\alpha - \alpha') \cos(\varphi - \varphi')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_2][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_2][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_2]} +$$

$$\left. + \frac{[\sin(\gamma_2 - \beta_2) - \sin \gamma_2] \sin(\alpha - \alpha') [\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| \cos(\varphi - \varphi') - \cos(\alpha - \alpha')]}{[\operatorname{ch} \frac{\pi}{a} |z-z'| - \cos \beta_2][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha_2][\operatorname{ch} \frac{\pi}{2a} |z-z'| - \cos \alpha'_2]} \right\} .$$

(П.1.13)

Определим поле E_r как:

$$E_r = \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \left\{ F_r + \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} [(2 - \delta_s^0) e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos s(\varphi - \varphi') \cdot \right.$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{J_s(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) [J_{s-1}(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) - J_{s+1}(v_{\ell s} \frac{r'}{a})]}{2[J_{s+1}(v_{\ell s})]^2} - (2 - \delta_s^0) \frac{a}{\sqrt{rr'}} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \cos(\varphi - \varphi') s \cdot \\ & \cdot \cos(v_{\ell s} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \cos(v_{\ell s} \frac{r'}{a} + \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.14})$$

Выделим особенность поля E_φ . Запишем F_φ' :

$$F_\varphi' = \frac{2a}{r} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{s}{v_{\ell s}} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \sin s(\varphi - \varphi') \cdot \frac{J_s(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) J_s(v_{\ell s} \frac{r}{a})}{[J_{s+1}(v_{\ell s})]^2}. \quad (\text{П.1.15})$$

Заменяя функции Бесселя их приближениями, получим ряд сравнения:

$$F_\varphi = \frac{2a}{r} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} \frac{s}{v_{\ell s}} \sin s(\varphi - \varphi') \cos(v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \cos(v_{\ell s} \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}). \quad (\text{П.1.16})$$

Используя (П.1.4), (П.1.5), преобразуем (П.1.16) к виду:

$$\begin{aligned} F_\varphi &= \frac{2a}{r} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\frac{s\pi}{2} \frac{|z-z'|}{a}} s \sin s(\varphi - \varphi') \sum_{\ell=1}^{\infty} e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \frac{1}{2v_{\ell s}} \cdot \right. \\ & \cdot \cos[s(\alpha + \alpha') + \ell(\beta + \beta') - (\gamma - \gamma')] + \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\frac{s\pi}{2} \frac{|z-z'|}{a}} s \sin s(\varphi - \varphi') \sum_{\ell=1}^{\infty} e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \frac{1}{2v_{\ell s}} \cdot \\ & \left. \cdot \cos[s(\alpha - \alpha') + \ell(\beta - \beta') - (\gamma - \gamma')] \right\} = \frac{2a}{r} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \{F_1 + F_2\}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.17})$$

Распишем F_1 в виде:

$$F_1 = \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\frac{s\pi}{2} \frac{|z-z'|}{a}} s \sin s(\varphi - \varphi') \sum_{\ell=1}^{\infty} e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \frac{1}{2v_{\ell s}} \cos[s(\alpha + \alpha') + \ell(\beta + \beta') - (\gamma - \gamma')] = F_3 + F_4 \quad (\text{П.1.18})$$

$$\begin{aligned} F_3 &= \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\frac{s\pi}{2} \frac{|z-z'|}{a}} \frac{s}{2} \{ \sin s\varphi_1 \cos \gamma_1 - \cos s\varphi_1 \sin \gamma_1 + \\ & + \sin s\varphi_2 \cos \gamma_1 - \cos s\varphi_2 \sin \gamma_1 \} \sum_{\ell=1}^{\infty} e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \frac{1}{2v_{\ell s}} \cos \ell(\beta + \beta'). \end{aligned} \quad (\text{П.1.19})$$

$$F_3 = \sum_{s=1}^{\infty} e^{-s \frac{\pi |z-z'|}{2a}} \frac{s}{2} \{ \cos s \varphi_3 \cos \gamma_1 + \sin s \varphi_3 \sin \gamma_1 - \\ - \cos s \varphi_1 \cos \gamma_1 - \sin s \varphi_1 \sin \gamma_1 \} \sum_{\ell=1}^{\infty} e^{-\ell \pi \frac{|z-z'|}{a}} \frac{1}{2\nu_{\ell s}} \cos \ell(\beta - \beta'). \quad (\text{П.1.20})$$

Из (П.1.19) видно, что следует искать суммы рядов:

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{s e^{-sz}}{s+a} \begin{pmatrix} \cos \\ \sin \end{pmatrix} s \alpha. \quad (\text{П.1.21})$$

Воспользовавшись [14] методом аппроксимации выражения коэффициента ряда более удобным (с точки зрения суммирования функции), получим:

$$\frac{s}{s+a} e^{-sz} = \frac{A}{s} + \frac{B}{s^2} + \frac{C}{s^4}; \quad (\text{П.1.22})$$

$$\frac{s}{s+a} e^{-sz} = \frac{D}{s} + \frac{E}{s^3} + \frac{F}{s^5}. \quad (\text{П.1.23})$$

Потребовав совпадения взятого приближения с коэффициентом ряда для $s=1, 5, 20$, получим:

$$\begin{aligned} A &= \frac{e^{-z}}{1+a} + \frac{1}{3} k_1 - \frac{4}{3} k_2; & B &= \frac{20}{3} (k_2 - k_1); \\ C &= \frac{19}{3} k_1 - \frac{16}{3} k_2; & D &= \frac{e^{-z}}{1+a} - M_2; \\ E &= 25(M_2 - M_1); & F &= 25M_1 - 24M_2; \end{aligned} \quad (\text{П.1.24})$$

$$k_1 = \frac{e^{-z}}{1+a} - \frac{25e^{-5z}}{5+a}; \quad k_2 = \frac{e^{-z}}{1+a} - \frac{400e^{-20z}}{20+a};$$

$$M_1 = \frac{e^{-z}}{1+a} - \frac{25e^{-5z}}{5+a}; \quad M_2 = \frac{e^{-z}}{1+a} - \frac{400e^{-20z}}{20+a}.$$

Тогда (П.1.21) преобразуется к виду:

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{se^{-sz}}{s+a} \sin s\varphi = D \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s} + E \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s^3} + F \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s^5}; \quad (\text{П.1.25})$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{se^{-sz}}{s+a} \cos s\varphi = A \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s} + B \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s^2} + F \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s^4}, \quad (\text{П.1.26})$$

где $\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s} = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2};$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s^3} = \frac{\pi^2}{6} \varphi - \frac{\pi}{4} \varphi^2 - \frac{1}{12} \varphi^3;$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\sin s\varphi}{s^5} = -\frac{\varphi^5}{240} + \frac{\pi}{48} \varphi^4 - \frac{\pi^2}{36} \varphi^3 - \frac{\varphi\pi^4}{45};$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s} = -\ln \left| 2 \sin \frac{\varphi}{2} \right|; \quad (\text{П.1.27})$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s^2} = \frac{1}{4} \varphi^2 - \frac{\pi}{2} \varphi - \frac{\pi^2}{6};$$

$$\sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos s\varphi}{s^4} = \frac{\pi^4}{90} - \frac{\pi^2}{12} \varphi^2 + \frac{\pi}{12} \varphi^3 - \frac{1}{48} \varphi^4.$$

При суммировании (П.1.19) по ℓ имеем суммы вида:

$$\begin{aligned} \sum_{\ell=1}^{\infty} A e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \sin \ell(\beta + \beta') &= \sum_{\ell=1}^{\infty} \left\{ \frac{2}{3} \frac{e^{-z}}{1+2\ell-1/2} - \frac{25e^{-z}}{5+2\ell-1/2} + \right. \\ &\left. + \frac{4}{3} \frac{400e^{-z}}{20+2\ell-1/2} \right\} e^{-\ell\pi \frac{|z-z'|}{a}} \sin \ell(\beta + \beta'). \end{aligned} \quad (\text{П.1.28})$$

Сделав аппроксимацию вида:

$$\frac{\ell}{\ell+R} e^{-\ell z} = \frac{A_1}{\ell} + \frac{B_1}{\ell^2} + \frac{C_1}{\ell^4};$$

$$\frac{\ell}{\ell+R} e^{-\ell z} = \frac{D_1}{\ell} + \frac{E_1}{\ell^3} + \frac{F_1}{\ell^5};$$

и потребовав совпадения функции для $\ell=1, 5, 10$, получим:

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{e^{-z}}{1+R} + \frac{1}{3}k_1' - \frac{4}{3}k_2'; & B_1 &= \frac{20}{3}(k_2' - k_1'); \\
 C_1 &= \frac{19}{3}k_1' - \frac{16}{3}k_2'; & D_1 &= \frac{e^{-z}}{1+R} - M_2'; \\
 E_1 &= 25(M_2' - M_1'); & F_1 &= 25M_1' - 24M_2'; \quad (\text{П.1.29}) \\
 k_1' &= \frac{e^{-z}}{1+R} - \frac{25e^{-5z}}{5+R}; & k_2' &= \frac{e^{-z}}{1+R} - \frac{400e^{-20z}}{20+R}; \\
 M_1' &= \frac{e^{-z}}{1+R} - \frac{25e^{-5z}}{5+R}; & M_2' &= \frac{e^{-z}}{1+R} - \frac{400e^{-20z}}{20+R}.
 \end{aligned}$$

Таким образом, для F_φ (П.1.16) получаем свертку ряда. В результате E_φ можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 E_\varphi &= \frac{-q}{2\pi\epsilon_0 a^2} \left\{ F_\varphi + \frac{2a}{r} \sum_{\ell=1}^{\infty} \sum_{s=0}^{\infty} \frac{s}{v_{\ell s}} e^{-v_{\ell s} \frac{|z-z'|}{a}} s \sin s(\varphi - \varphi') \cdot \right. \\
 &\cdot \left[\frac{J_s(v_{\ell s} \frac{r'}{a}) J_s(v_{\ell s} \frac{r}{a})}{[J_{s+1}(v_{\ell s})]^2} - \cos(v_{\ell s} \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \cos(v_{\ell s} \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} - s \frac{\pi}{2}) \right] \right\}. \quad (\text{П.1.30})
 \end{aligned}$$

Полученные здесь выражения для полей пространственного заряда с улучшенной сходимостью рядов вместе с системой (1.11, раздел 1.1) полностью определяют уравнения состояния МРК при нарушении азимутальной симметрии магнитного поля. Решение этих уравнений, как показывает их форма, требует создания специальных программ, существенно отличающихся от программ анализа и оптимизации МРК с азимутально-симметричными полями. В частности, для реализации таких программ на ЭВМ необходим значительно больший объем памяти, чем для программ с двумерными моделями. Создание подобных программ выходит за рамки данной работы. Полученные же здесь уравнения состояния могут быть использованы для создания указанных программ, причем формулировка уравнения обеспечивает минимальность расхода машинного времени за счет ускорения расчета сил пространственного заряда.

П.1.2. Поля пространственного заряда для моделей с аксиальной симметрией

В случае аксиальной симметрии справедливы все рассуждения и выводы, отмеченные выше при анализе моделей заряженных частиц. В соответствии с принятым слабoreлятивистским приближением, при котором действие магнитного поля пространственного заряда не учитывается, электрическое поле пространственного заряда следует рассчитывать в квазистатическом приближении (т.е. без учета запаздывания – эффектов порядка магнитной силы Лоренца). Для улучшения сходимости рядов, описывающих квазистатические поля тонкого кольца базовой модели, применяется описанный выше метод Крылова.

Квазистатический потенциал тонкого кольца базовой модели (рис. 1.5, раздел 1.5) определяется в соответствии с [14] как

$$V_s = \frac{-dq}{2\pi\epsilon_0 a^2} \sum_{s=1}^{\infty} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}} \cdot \frac{J_0(\nu_s \frac{r'}{a}) J_0(\nu_s \frac{r}{a})}{\nu_s J_1^2(\nu_s)}, \quad (\text{П.1.31})$$

где r, z – координаты точки источника;
 r', z' – координаты точки наблюдения;
 dq – заряд точечного источника.

Обозначим через Φ ряд

$$\Phi = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_0(\nu_s \frac{r'}{a}) J_0(\nu_s \frac{r}{a})}{\nu_s J_1^2(\nu_s)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}}.$$

Осевое поле пространственного заряда E_z определяется рядом:

$$F_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{1}{a} \text{sign}(z - z') \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_0(\nu_s \frac{r'}{a}) J_0(\nu_s \frac{r}{a})}{J_1^2(\nu_s)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}}.$$

Рассмотрим ряд \tilde{F}_z :

$$\tilde{F}_z = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_0(\nu_s \frac{r'}{a}) J_0(\nu_s \frac{r}{a})}{J_1^2(\nu_s)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}}. \quad (\text{П.1.32})$$

Воспользуемся асимптотическими формулами для $J_0(x)$, $J_1(x)$ при $x \gg 1$:

$$J_0(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right); \quad J_1(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{3\pi}{4}\right). \quad (\text{П.1.33})$$

С учетом (П.1.33) введем в рассмотрение вместо \tilde{F}_z следующий ряд F_1 :

$$\tilde{F}_1 = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\nu_s \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4}\right) \cos\left(\nu_s \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4}\right)}{\cos^2\left(\nu_{\ell s} - \frac{3\pi}{4}\right)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}}. \quad (\text{П.1.34})$$

При $s \gg 1$:

$$\begin{aligned} \nu_s - \frac{\pi}{4} &\approx \frac{\pi}{2}(2s-1); & \nu_s &\approx \pi s - \frac{\pi}{4}; \\ \nu_s - \frac{3}{4}\pi &\approx \pi(s-1); \end{aligned} \quad (\text{П.1.35})$$

$$\cos^2\left(\nu_s - \frac{3}{4}\pi\right) \approx \cos^2[\pi(s-1)] = 1.$$

Используя (П.1.35), заменим (П.1.34) следующим рядом:

$$\tilde{F}_1 = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{s=1}^{\infty} \cos\left[\pi s \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4}\left(\frac{r}{a} + 1\right)\right] \cos\left[\pi s \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4}\left(\frac{r'}{a} + 1\right)\right] e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}}. \quad (\text{П.1.36})$$

Воспользуемся теперь следующей сверткой ряда:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \cos(nx + \varphi) e^{-n|y|} &= \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \cos nx e^{-n|y|} - \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \sin nx e^{-n|y|} = \\ &= \frac{1}{2} \cos \varphi_1 \left[\frac{\text{sh}|y|}{\text{ch}|y| - \cos x} - 1 \right] - \frac{1}{2} \sin \varphi_2 \left[\frac{\sin|y|}{\text{ch}|y| - \cos x} \right], \end{aligned} \quad (\text{П.1.37})$$

полагая

$$|y| = \frac{\pi|z-z'|}{a}, \quad n = s,$$

$$\varphi_1 = -\frac{\pi}{4a}(r - r'), \quad \varphi_2 = -\frac{\pi}{4a}(r + r').$$

Преобразуем (П.1.36) с помощью (П.1.37) к следующему виду:

$$F_1 = \frac{1}{4} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \frac{a}{\sqrt{rr'}} \cdot \left\{ \cos\left[\frac{\pi}{4a}(r - r')\right] \left[\frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{a}|z - z'|}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z - z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r - r')} - 1 \right] + \right. \\ \left. + \sin\left[\frac{\pi}{4a}(r - r')\right] \frac{\sin \frac{\pi}{a}(r - r')}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z - z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r - r')} - \right. \\ \left. - \sin\left[\frac{\pi}{4a}(r + r')\right] \left[\frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{a}|z - z'|}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z - z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r + r')} - 1 \right] + \right. \\ \left. + \cos\left[\frac{\pi}{4a}(r + r')\right] \frac{\sin \frac{\pi}{a}(r + r')}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z - z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r + r')} \right\}. \quad (\text{П.1.38})$$

Объединяя (П.1.32), (П.1.36), (П.1.38), получаем окончательное выражение для \tilde{F}_z с выделенной особенностью \tilde{F}_1 и быстроходящимся (при $\frac{r}{a}, \frac{r'}{a} > 0$) разностным рядом по s :

$$\tilde{F}_z = \tilde{F}_1 + (\tilde{F}_z - \tilde{F}_1) = \tilde{F}_1 + \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_0\left(\nu_s \frac{r'}{a}\right) J_0\left(\nu_s \frac{r}{a}\right)}{J_1^2(\nu_s)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}} - \right. \\ \left. - \frac{a}{\sqrt{rr'}} e^{\pi \frac{|z-z'|}{4a}} \cos\left[\pi s \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} \left(\frac{r}{a} + 1\right)\right] \cos\left[\pi s \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} \left(\frac{r'}{a} + 1\right)\right] e^{-s\pi \frac{|z-z'|}{a}} \right\}. \quad (\text{П.1.39})$$

Разностный ряд в (П.1.39) сходится медленнее при $\frac{r}{a} < 0,1$; $\frac{r'}{a} < 0,1$.

При $\frac{r}{a}, \frac{r'}{a} > 0,1$ этот ряд имеет достаточно быструю сходимость (для обеспечения точного значения трех первых значащих цифр необходимо не более 10 – 20 членов; в исходном же ряде (П.1.32) при тех же условиях необходимо суммировать 400 – 1000 членов). Очевидно, что разностный ряд $\tilde{F}_z - \tilde{F}_1$ расходится при $\frac{r}{a}, \frac{r'}{a} \rightarrow 0$, т.е. поле на оси не описывает. В двумерных моделях, однако, как следует из их определения, необходимость в определении поля на оси отпадает даже в случае сложных потоков: центры движения всех элементов (включая центральный) расположены на кольце с $\frac{r}{a}, \frac{r'}{a} > 0$ в любом случае (иначе образуется бесконечная погонная плотность зарядов на оси).

Таким образом, формула (П.1.39) применима и для дискретных моделей сплошных пучков. Наиболее же целесообразно ее использование для трубчатых пучков, где $\frac{r}{a}, \frac{r'}{a}$ не очень малые величины и где сходимость разностного ряда $\tilde{F}_z - \tilde{F}_1$ очень быстрая (достаточно 5 – 6 членов). При использовании (П.1.39) осевая составляющая поля пространственного заряда E_z^p ($\frac{r}{a}, \frac{r'}{a} > 0$) выражается как

$$E_z^p = \frac{-dq}{2\pi\epsilon_0 a^3} \text{sign}(z - z') \tilde{F}_z. \quad (\text{П.1.40})$$

Рассмотрим теперь функцию $R(r, z)$, определяющую радиальную составляющую поля пространственного заряда:

$$R_z = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} = \frac{1}{a} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_0(v_s \frac{r'}{a}) J_0(v_s \frac{r}{a})}{J_1^2(v_s)} e^{-v_s \frac{|z-z'|}{a}}. \quad (\text{П.1.41})$$

Составляя, как и ранее, к ряду (П.1.41) ряд сравнения \tilde{R} :

$$\tilde{R} = \frac{a}{\sqrt{rr'}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\cos(v_s \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4}) \cos(v_s \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4})}{\cos^2(v_{\ell s} - \frac{3\pi}{4})} e^{-v_s \frac{|z-z'|}{a}} \quad (\text{П.1.42})$$

и производя соответствующие свертки, получим:

$$\begin{aligned}
R = \tilde{R} + (R - \tilde{R}) &= \frac{1}{4} e^{\frac{\pi}{4a}|z-z'|} \frac{1}{\sqrt{rr'}} \cdot \left\{ -\sin\left[\frac{\pi}{4a}(r-r')\right] \left[\frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{a}|z-z'|}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z-z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r-r')} - 1 \right] + \right. \\
&+ \cos\left[\frac{\pi}{4a}(r-r')\right] \frac{\sin \frac{\pi}{a}(r-r')}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z-z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r-r')} - \\
&- \cos\left[\frac{\pi}{4a}(r+r')\right] \left[\frac{\operatorname{sh} \frac{\pi}{a}|z-z'|}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z-z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r+r')} - 1 \right] - \\
&\left. - \sin\left[\frac{\pi}{4a}(r+r')\right] \frac{\sin \frac{\pi}{a}(r+r')}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{a}|z-z'| - \cos \frac{\pi}{a}(r+r')} \right\} + \\
&+ \frac{1}{a} \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{J_0\left(\nu_s \frac{r'}{a}\right) J_0\left(\nu_s \frac{r}{a}\right)}{J_1^2(\nu_s)} e^{-\nu_s \frac{|z-z'|}{a}} - \right. \\
&\left. - \frac{a}{\sqrt{rr'}} \cos\left[\pi s \frac{r}{a} - \frac{\pi}{4} \left(\frac{r}{a} + 1\right)\right] \cos\left[\pi s \frac{r'}{a} - \frac{\pi}{4} \left(\frac{r'}{a} + 1\right)\right] e^{\frac{\pi}{4} \frac{|z-z'|}{a}} e^{\frac{\pi s}{4} \frac{|z-z'|}{a}} \right\}.
\end{aligned} \tag{П.1.43}$$

Формула для E_r^p при использовании (П.1.43) имеет вид:

$$E_r^p(r, z) = -\frac{dq}{2\pi\epsilon_0 a^2} R. \tag{П.1.44}$$

Свяжем полученные формулы для E_z^p и E_r^p с введенными в рабочих уравнениях (1.19, 1.35, раздел 1.2 главы 1) обозначениями:

$$\epsilon_z^p = \frac{\lambda_e}{2a} \operatorname{sign}(z-z') \tilde{F}_z(x, y); \tag{П.1.45}$$

$$\varepsilon_r^p = -\frac{\lambda_e}{a} R(x, y) . \quad (\text{П.1.46})$$

Отметим, что таблицу поля пространственного заряда удобнее составлять не в координатах x, y , а в координатах $\tilde{y} = \frac{r}{a} \left(\frac{r'}{a} \right)$ и $\bar{z} = \frac{|z - z'|}{a}$ с последующим пересчетом в координаты x, y , используемые в уравнениях (1.35) главы 1 ($x = 2\pi \frac{a}{\lambda_e} \bar{z}$, $y = 2\pi \frac{a}{\lambda_e} \tilde{y}$).

П.2. ОПИСАНИЕ И ТЕКСТЫ НЕКОТОРЫХ ПРОГРАММ, РАЗРАБОТАННЫХ АВТОРАМИ

П.2.1. Программы оптимизации ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных четырехполюсников и шестиполюсников

В программах используется самосогласованная, нелинейная, одномерная, релятивистская модель, сформулированная в системе z, t .

В основе модели лежат одномерные релятивистские уравнения движения электронов с учетом квазистатических и динамических полей пространственного заряда, описанные в главе 1. В программах используются эквивалентные схемы ЦСР в виде цепочек четырехполюсников и шестиполюсников. В программах реализованы алгоритмы, позволяющие провести синтез параметров эквивалентных схем ЦСР.

В программах учитываются релятивистские силы взаимодействия электронов, встречное излучение и переотражение волн по всей длине ЦСР в самосогласованной форме за счет использования специальных итерационных процедур, описанных в главах 3, 4.

Отличия от известных программ: учет встречной компоненты поля (встречное излучение и переотражение), возможность рассчитывать как регулярные, так и нерегулярные ЛБВ на ЦСР, многосекционные ЛБВ, оптимизацию всех параметров нерегулярной (или регулярной) ЦСР, включая длины труб дрейфа, проводить синтез электрических параметров эквивалентных схем ЦСР, возможность расчета и оптимизации многопучковых ЛБВ на ЦСР.

Для оптимизации используется метод Нельдера-Мида.

Возможности программ: оптимизация по КПД на одной частоте и в полосе частот ЛБВ на регулярной и нерегулярной ЦСР, максимальное число заряженных частиц – 48, количество резонаторов в ЦСР – 45; оптимизация многосекционных ЛБВ на ЦСР (регулярных и нерегулярных) – количество секций до 5. Программа позволяет проводить синтез параметров эквивалентных схем резонаторов ЗС, согласование с нагрузкой, проводить расчет амплитудно-частотных характеристик ЛБВ и "холодных" ЦСР; выводить графики скоростной модуляции, фазовых траекторий, графики распределений по длине ЦСР электронного КПД, волнового КПД, функций группировки, характеристических сопротивлений и фаз эквивалентных четырехполюсников и шестиполюсников. Программы выполнены в системе программирования DELPHI-6.

П.2.1.1. Виды форм с исходными данными для программы оптимизации TWTAKS4 (экв. четырехполюсники)

TWTAKS4 (Trawelling-Wave Tube Aksenchyk Kurayev Sinitsyn 4-poles)
 (пример данных: двухсекционная ЛБВ - лампа M4040)
 а - форма для первой секции

Расчет ЛБВ на ЦСР (нерегулярная) 4-полюсник

Section1 | Section2 | Section3

R ₀	0,20830
r ₀	0,12500
Z _{tr}	0,29460
U ₀	17,00000
La	4,87800
dfc	0,20000
knn	15,00000
NLUCH	1,00000
Ne	8,00000
nq	100,00000
mq	50,00000
nz	75,00000
mz	50,00000
ntr	15,00000
npr	4,00000
ntd	15,00000
npd	4,00000
kdz	2,00000
it-op	60,00000
ipq	1,00000
nit1	30,00000
np2	200,00000
p3	500,00000
ome	0,14000
Ckk	0,28690
KLL	0,25000

Оптимизируемые параметры

Имя	Значение	ip	Шаг
1 P/P ₀	4,2000000000000000	0	0,000100
2 Z ₀₀	330,00000000000000	0	0,000100
3 Fi1	7,7000000000000000	0	0,100000
4 Fi2	4,945338754049663	0	0,100000
5 Fi3	4,945338754049663	0	0,100000
6 I ₀	1,0300000000000000	0	0,000000
7 V _{fb}	3,0000000000000000	0	0,000000
8 L1	0,8483000000000000	0	0,050000
9 k1	1,0000000000000000	0	0,000000
10 tet	7,7000000000000000	1	0,050000
11 T-0	6,9900000000000000	0	0,050000
12 L4	1,047996041850322	0	0,050000

УСТАНОВИ РЕЖИМ РАСЧЕТА ЛБВ

NSEX	2	к-во секций
knns	13	к-во рез. в секции, или к-во подсекции
nsrez	1	к-во рез. в подсекции =0 выв. АЧХ ЛБВ
NCxx	0	=1 выв. АЧХ хол. ЦСР
NC	1	=1 нет АЧХ, =5 -на 5 част.
NCT	1	=1 нет АЧХ после опт. =5 есть АЧХ после опт.
AKTT	1	0-нет выв инф в АЧХ, =1-есть
AKT	1	1-выв инф max, 0-min
LOV	0	=0 реж ЛБВ, =1 реж ЛОВ
IPO	0	=1-есть опт., =0-нет опт
REGL	1	=0-расчет нерег ЛБВ, =1-рег. ЛБВ
OPfa	2	=2-с зад фаз., =1-изм. фаз.
REGM	-1	=0-изм. Z1C, =3-Z1C со сплайн, =4-фаза по сплайн.
QPEW	1	=1-синф. кол., =-1 против. =1 opt -QPE, =0 opt -QPW

Оптимизация nelder КПД 14 %
 tkor2
 Расчет заряда Налад
 Расчет поля в зазоре Файл Prvopt.ddt

Открыть Сохранить Выполнить Графики

BitBtn1

б - форма для второй секции

Расчет ЛБВ на ЦСР (нерегулярная) 4-полюсник

Section1 | Section2 | Section3

Оптимизируемые параметры

Имя	Значение	ip	Шаг
1 P/P ₀	0,0000000000000000	0	0,000100
2 Z ₀₀	330,00000000000000	0	0,000100
3 Fi1	7,7000000000000000	0	0,100000
4 Fi2	4,945338754049663	0	0,100000
5 Fi3	4,945338754049663	0	0,100000
6 I ₀	1,0300000000000000	0	0,000000
7 V _{fb}	3,0000000000000000	0	0,000000
8 L1	0,8483000000000000	0	0,050000
9 k1	1,0000000000000000	0	0,000000
10 tet	7,7000000000000000	1	0,050000
11 T-0	6,9900000000000000	0	0,050000
12 L4	1,047996041850322	0	0,050000

УСТАНОВИ РЕЖИМ РАСЧЕТА СЕКЦИИ ЛБВ

NSEX	2	к-во рез. в секции, или к-во подсекции
knns	16	к-во рез. в подсекции
nsrez	1	к-во рез. в подсекции
NCxx	0	
NC	1	
NCT	1	
AKTT	1	
AKT	1	1-выв инф max, 0-min
LOV	0	=0 реж ЛБВ, =1 реж ЛОВ
IPO	0	=1-есть опт., =0-нет опт
REGL	1	=0-расчет нерег ЛБВ, =1-рег. ЛБВ
OPfa	2	
REGM	-1	=1-синф. кол., =-1 против.
QPEW	1	=1 opt -QPE, =0 opt -QPW

П.2.1.2. Виды форм для программы оптимизации TWTAKS6 (экв. шестиполюсники)

TWTAKS6 (Trawelling-Wave Tube Aksenchyk Kurayev Sinitsyn 6-poles)
(пример данных: нерегулярная ЛБВ – КПД 55%)

a - форма с исходными данными

Расчет ЛБВ на ЦСР (нерегулярная) 6-полосник

Section1 | Section2 | Section3

R _o	0,15000
r ₀	0,08000
Z _{lr}	0,10000
U _o	10,00000
La	10,00000
d _{fc}	0,10000
k _{nn}	6,00000
NLUCH	7,00000
Ne	8,00000
n _q	100,00000
m _q	50,00000
n _z	75,00000
m _z	50,00000
n _{tr}	15,00000
n _{pr}	4,00000
n _{td}	15,00000
n _{pd}	4,00000
k _{dz}	2,50000
it-op	40,00000
ip _q	1,00000
nit1	60,00000
np2	100,00000
p3	500,00000
ome	0,14000
LL0	2,00000
KLL	0,25000

Оптимизируемые параметры

Илл	Значение	ip	Шаг
1	P/P _o	0,0000100000000000	0,000001
2	A _g	0,0150000000000000	0,000100
3	Fi1	5,287791356264855	1,000000
4	Fi2	4,734641244538889	1,000000
5	Fi3	3,890985879650413	0,100000
6	I _o	1,5000000000000000	0,000000
7	V _{fo}	3,0000000000000000	0,000000
8	L1	1,895378182921652	1,000000
9	k1	0,9000000000000000	0,000000
10	L2	1,623808671211419	1,000000
11	L3	1,784226996738337	0,000000
12	L4	1,064706189546806	0,000000

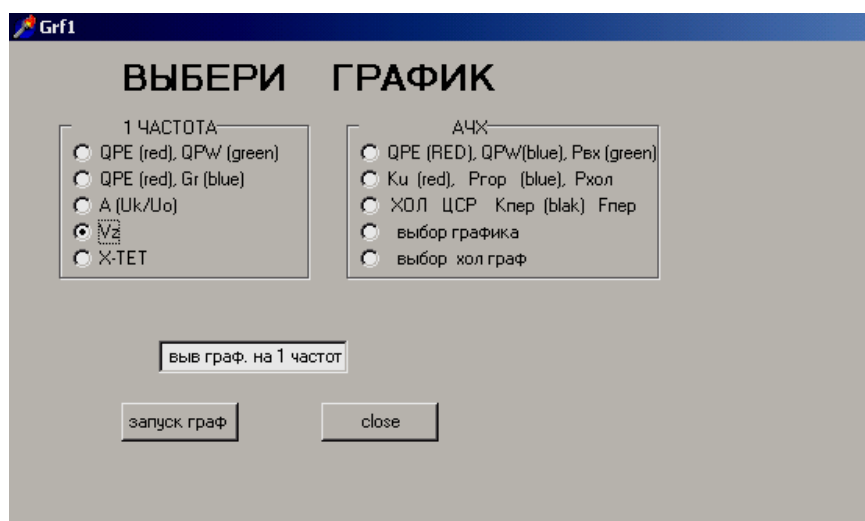
УСТАНОВИ РЕЖИМ РАСЧЕТА ЛБВ

NSEX	1	к-во секций
knns	7	к-во рез. в секции, или к-во подсекций
nsrez	1	к-во рез. в подсекции
NCxx	0	=0 выв. АЧХ ЛБВ
NC	1	=1 выв. АЧХ хол. ЦСР
NCT	1	=1 нет АЧХ, =5 -на 5част.
AKTT	1	=1 нет АЧХ после опт.
AKT	1	=5 есть АЧХ после опт.
LOV	1	0-нет выв инф в АЧХ, =1-есть
IPO	0	1-выв инф max, 0-min
REGL	0	=0-расчет нерег ЛБВ, =1- рег. ЛБВ
OPfa	2	=2-с зад фаз., =1-изм. фаз.
REGM	1	=0-изм. Z1C, =3- Z1C со сплайн, =4-фаза по сплайн.
OPTEW	1	=1-синф. кол., =-1 против.
		=1 opt -QPE, =0 opt -QPW

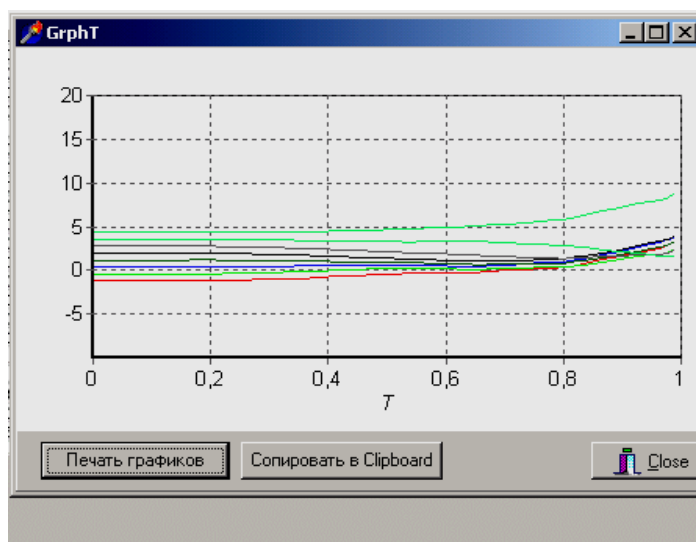
Оптимизация nelder КПД 55,47 %
 Расчет заряда tkor2
 Расчет поля в зазоре Файл PR76.DDT

BitBtn1

б - форма для вывода графика



в - вид формы с выведенными графиками фазовых траекторий варианта нерегулярной ЛБВ



Фрагмент программы оптимизации ЛБВ на ЦСР TWТАКС4: тексты подпрограмм для расчета аппроксимации с использованием атомарных функций

```

unit atomff;
interface
uses  MYSERVIS,muzri4;

    type ms = array [0..200] of extended;
        ms1 = array [0..50] of extended;
        ms2 = array [0..50,0..50]of extended;
    var      lup: textfile;
            yu,xu: ms;
    FUNCTION UP(xx:extended): extended;
    procedure GAUSS1(var a:ms2;var b,z:ms1;n:integer);
        procedure mnk(x,y:ms; m,n:integer; var a:ms1);

procedure ATOM1(var z1,z2,z3,z4,z5,z6,z7:extended;var ksk1,knn:integer;
var ccc:extended;var perkl:integer);

implementation

var k,nn,mm,pp,met:integer;

var
x,y,xx,yy,mp,m,L,R,S: ms;
ys:array [0..100] of extended;
nsp,nn4:integer;

FUNCTION UP;
    var
        x0,xx1,x1,x2,y0,y1,y2      : extended;
        i,j,n1                      : integer;
    BEGIN
n1:=50;
xx1:=abs(xx);
if xx1>=1 then begin
                up:=0;
                exit;
                end;

x0:=xx1;
if xx1<0.5 then x0:=1-xx1;
// raschet UP(xx)
if xx1=0 then begin
                up:=1;
                exit;
                end;
for i:=0 to n1 do
    if x0<xu[i] then j:=i;
    x1:=xu[j];
    x2:=xu[j+1];
    y1:=yu[j];
    y2:=yu[j+1];
    y0:=y1+(y2-y1)*(x0-x1)/(x2-x1);
if xx1<0.5 then up:=1-y0
                else up:=y0;
END;

FUNCTION XUP(xx:extended; k:integer): extended;
BEGIN
XUP:=(nn*xx-k+pp)/pp;
END;

```

```

    FUNCTION UP1(xx:extended; k:integer): extended;
    BEGIN
    up1:=up(xup(xx,k));
    END;

procedure GAUSS1;
    Label 1,2,3;
    Var      s,t: extended;
            i,j,k,m: integer;

    BEGIN
        for k:=1 to n-1 do
            begin
            for m:=k+1 to n do
                begin
                    if a[k,k]=0 then t:=0 else
                    t:=a[m,k]/a[k,k];
                    b[m]:=b[m]-t*b[k];
                for i:=k to n do
                    begin
                        a[m,i]:=a[m,i]-t*a[k,i];
                    end;
                end;
                if a[n,n]=0 then z[n]:=0 else
                z[n]:=b[n]/a[n,n];
                for k:=n-1 downto 1 do
                    begin
                        s:=0;
                        for i:=k+1 to n do
                            begin
                                s:=s+a[k,i]*z[i];
                            end;
                        if a[k,k]=0 then z[k]:=0 else
                        Z[k]:=(b[k]-s)/a[k,k];
                    end;

                END;
            // metod MNK
            procedure mnk;
var
    i,j,k:word;
    c:ms1;
    g:ms2;
begin
    for i:=1 to n do
        begin
            c[i]:=0;
            for k:=1 to n do
                begin
                    g[i,k]:=0;
                    for j:=1 to m do
                        g[i,k]:=g[i,k]+up1(x[j],i)*up1(x[j],k);
                    end;
                for j:=1 to m do
                    c[i]:=c[i]+up1(x[j],i)*y[j];
                end;
            GAUSS1(g,c,a,n);
        end;

        procedure ATOM1;
label 3,5;
var i,j,n1,n4,n3,n,m1,met:integer;
    xo,yo,y1,h,h2,ho,r1,p,p1,p2,d,dpn,e,f,pr0,pr1:extended;

```

```

z: ms1;
lup: textfile;
FUNCTION DUP1(xx:extended; k:integer): extended;
BEGIN
DUP1:=2*up(2*xup(xx,k)+1)-2*up(2*xup(xx,k)-1);
END;

FUNCTION FYU(xxx:extended): extended;
Label 1,2;
var
  x0,xx1,x1,x2,y0,y1,y2 : extended;
  i,j,n1 : integer;
BEGIN
xx1:=abs(xxx);
x0:=xx1;
  i:=0;
  repeat
  i:=i+1;
  if i>=n then
    begin
      i:=n;
      goto 1;
    end;
  until x[i]>x0;
1: j:=i-1;
  x1:=x[j];
  x2:=x[j+1];
  y1:=y[j];
  y2:=y[j+1];
  y0:=y1+(y2-y1)*(x0-x1)/(x2-x1);
  FYU:=y0;

  END;
begin
n:=4; // к-во точек на отрезке 0..1
nn:=n-1; // к-во интервалов на отрезке 0..1
n3:=25; // к-во точек на графике
pp:=2;
m1:=2*pp+nn-1;
met:=0; // met=0 метод atom
// met=1 spline
if met=1 then begin
  n3:=n;
  goto 5;
end;
if perkl=0 then begin {1}
5: y[1]:=xpy[1];
y[2]:=xpy[2];
y[3]:=xpy[3];
y[4]:=xpy[4];
y[5]:=xpy[5];
y[6]:=xpy[6];
for i:=1 to n do
begin
x[i]:=1/(n-1)*(i-1);
end;

for i:=1 to n3 do
begin
xx[i]:=1/(n3-1)*(i-1);
yy[i]:=FYU(xx[i]);
end;

MNK(xx,yy,n3,m1,z);

```



```

pr0:=(y[2]-y[1])/(x[2]-x[1]);
pr1:=(y[n]-y[n-1])/(x[n]-x[n-1]);

z[1]:=z[3]-pr0/dup1(0,3);
z[m1]:=z[m1-2]-pr1/dup1(1,m1-2);
z[2]:=yy[1]-z[1]*up1(0,1)-z[3]*up1(0,3);
z[m1-1]:=yy[n3]-z[m1]*up1(1,m1)-z[m1-2]*up1(1,m1-2);

                                END{1}else
                                    begin {2}

z[1]:=z1;
z[2]:=z2;
z[3]:=z3;
z[4]:=z4;
z[5]:=z5;
z[6]:=z6;
z[7]:=z7;
                                end{2};
xo:=(ksk1-1)/(knn-1);
y1:=0;
for j:=1 to m1 do begin
    p1:=up1(xo,j);
    y1:=y1+z[j]*p1;
end;
3:    ccc:=y1;
//    writeln(' y=',y1:9:4,' x=',xo:8:4);
for i:=1 to m1 do az[i]:=z[i];
end;
end.

```

.. массив значений дискретных значений функции $up(x)$ и значений аргумента x :

		0.798444445e-1	
0	// up(x)	0.910444278e-1	
0.354008603e-10		0.103044024	// x
0.167693347e-7		0.115840866	
0.420576116e-6		0.129427260	
0.347816874e-5		0.143991189	
0.161841326e-4		0.158905389	
0.532555251e-4		0.174736305	
0.139055523e-3		0.191239338	
0.308138660e-3		0.208361009	
0.605106267e-3		0.226041554	
0.108343562e-3		0.244218000	
0.180999032e-2		0.262826445	
0.282644445e-2		0.281802850	
0.421800000e-2		0.301083436	
0.604155412e-2		0.320605107	
0.836100883e-2		0.340308139	
0.112393379e-1		0.360139056	
0.147363145e-1		0.380053256	
0.189053889e-1		0.400016184	
0.237911889e-1		0.420003478	
0.294282603e-1		0.440000421	
0.358409663e-1		0.460000017	
0.430440239e-1		0.480000000	
0.510444877e-1		0.5	
0.598444445e-1			
0.694444445e-1			

П.2.2. Программа синтеза SINTEZ-1 нерегулярных замедляющих систем на ЦСР

Программа **SINTEZ-1** позволяет по синтезированным электрическим параметрам эквивалентной схемы ЦСР (это выполняет программа оптимизации нерегулярных ЛБВ на ЦСР – **TWTAKS6**) провести синтез геометрических размеров резонаторов, составляющих нерегулярную замедляющую систему и вывести графики дисперсионных характеристик. Программа выполнена в системе программирования DELPHI-6.

а - форма с исходными данными

The screenshot shows the SINTEZ software interface with a green background. It features several input fields for parameters and a results window on the right.

Parameter	Value
L [нГн]	2,0
C [пф]	1,4156
F [Ггу]	2,99109
K sv	0,25
TET	3,1415926
N beam	7,0
r1 [см]	0,15
r2 [см]	0,53
r3 [см]	1,5
Lr [см]	1,3936
t [см]	0,45
d zaz[см]	0,1

РЕЗУЛЬТАТ

r2=0,5799 [см]
r3=1,7096 [см]
a slot=0,8059 [см]
b slot=1,4837 [см]
Fio=290,9 [grad]
ksio=256,8 [grad]
F-kont=2,991090 [Ггу]
F-rez=3,453813 [Ггу]
F-slot=2,686879 [Ггу]
Lam-kont=10,0229 [см]
Lam-rez=8,6801 [см]
Lam-slot=11,1577 [см]
Z-slot=160,16 [ом]
C-rez=1,06163 [пф]
RO-rez=43,4060 [ом]

Buttons: начало, close

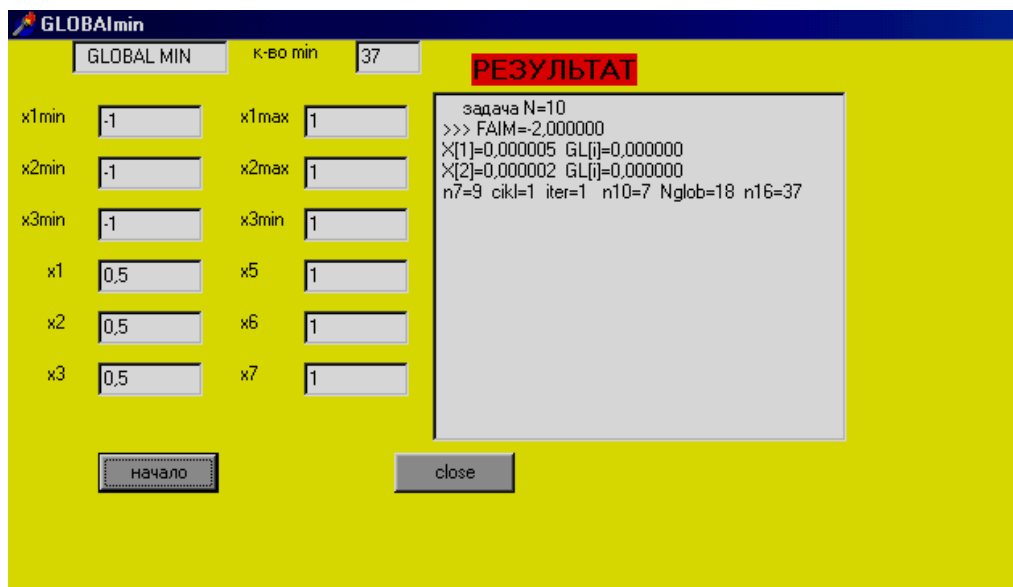
б - вид формы с графиками дисперсионных характеристик



П.2.3. Программа поиска глобального экстремума многопараметрической функции с ограничениями типа равенств и неравенств GLOBAL-1

Программа **GLOBAL-1** позволяет определить все локальные минимумы заданной многопараметрической функции и выявить среди них глобальный. Для поиска локальных минимумов выбран градиентный метод с переменной метрикой, позволяющий найти в точке локального минимума матрицу вторых производных исследуемой функции. Это дает возможность выбрать направления перевала и шаг движения по направлениям в области притяжения соседних минимумов. Для исключения уже исследованных областей строятся гиперсферы с радиусами, равными шагу итераций при локальном спуске. Программа выполнена в системе программирования DELPHI-6.

а) форма с исходными данными и окном вывода результата



П.2.4. Программа КОКА-1 оптимизации многорезонаторных клистронов по одномерной модели

П.2.4.1. Общая характеристика программы

П.2.4.1.1. Назначение

Программа *КОКА-1* (Klystron Optimization Kurayev Aksenchyk-1-one dimension) предназначена для проведения оптимизации параметров релятивистских многорезонаторных клистронов (МРК) по максимуму КПД и минимуму токооседания (минимизируется количество обратных электронов и скоростной разброс) в полосе частот на основе одномерных дисковой и аналитической модели взаимодействия электронного потока с СВЧ-полями и численных методов оптимизации. Написана на языке FORTRAN-77.

П.2.4.1.2. Выполняемая работа

Программа позволяет оптимизировать входные мощности на каждой из опорных частот, холодные отстройки всех резонаторов, длины между центрами резонаторов, неравномерность частотной характеристики. Предусмотрен расчет многолучевых приборов.

В качестве отбирателя энергии может быть одиночный резонатор: одно- и двухзачорный с синфазным и противофазным видом колебаний, к нему может подключаться цепочка навесных резонаторов, образующих полосовой фильтр типа “цепочка”. Но может использоваться и распределенный отбиратель на автономных резонаторах. В случае использования полосового фильтра типа “цепочка” на связанных резонаторах, программа позволяет оптимизировать коэффициенты связи между резонаторами фильтра, их холодные добротности и отстройки. Надо учитывать, что выходной (последний) резонатор клистрона (отбиратель энергии) является фактически первым резонатором полосового фильтра. Последний резонатор фильтра, как правило, низкодобротный, является нагрузкой для мощности СВЧ-колебаний и служит для согласования фильтра с волноводом или нагрузкой. Программа позволяет проводить анализ режима работы МРК – выводятся графики частотной и амплитудной характеристик, рассчитанных по аналитической модели.

П.2.4.1.3. Ограничения

Максимальное число опорных частот – 10. Максимальное число аналитически рассчитываемых каскадов – 12, по дисковой модели – 12. Резонаторы в группирователе – однозачорные. Число каскадов в полосовом фильтре – до 10. Максимальное число электронных траекторий (заряженных дисков или колец) – 64.

П.2.4.2. Используемые теоретические модели, приближения и допущения.

Для расчета процессов взаимодействия электронных потоков с электромагнитными полями в клистроне используется одномерная дисковая модель и численно-аналитическая методика, в которой на основе численных расчетов по нелинейной дисковой модели определяются параметры аналитической модели, наиболее существенно влияющие на точность расчета клистрона: активная и реактивная составляющие проводимости электронного луча; таблица “эффективных” плазменных частот с учетом модуляции электронного потока по плотности и по скорости; учитывается нелинейность модуляции в зазоре резонатора. По точности аналитическая модель, с применением упомянутой методики, не уступает дисковой модели с эквивалентными плоскими зазорами, а по быстродействию значительно превосходит ее.

В нелинейной одномерной дисковой модели, сформированной в системе t, t_0 , учитываются обратное и колебательное движения электронов, релятивистские эффекты, пространственное распределение полей для реальной конфигурации зазоров резонаторов. Для увеличения точности и скорости расчета сил пространственного заряда используется табличный способ задания пространственного распределения полей заряженных дисков или колец с последующей интерполяцией по таблице. Таблица полей зазоров резонаторов рассчитывается методом сеток – с последовательной верхней релаксацией. Для увеличения точности расчета сил пространственного заряда в программе предусмотрена возможность учета до 64 дисков (заряженных частиц) на электронной длине волны. Подпрограмма оптимизации параметров клистрона построена на основе метода Давидона-Флетчера-Пауэла или Гольдфарба. Оптимизация параметров клистронов проводится в два этапа: вначале по аналитической модели проводится полная оптимизация по всем параметрам, оптимизируются длины труб дрейфа, длины зазоров резонаторов, добротности и отстройки резонаторов в полосе частот, входные мощности. затем по более строгой нелинейной дисковой модели уточняются параметры трех-четырех последних каскадов. Это позволяет значительно экономить машинное время.

Описанные теоретические модели, приближения позволили получить оптимальные варианты клистронов, в том числе релятивистских, в широком диапазоне изменения токов 1 - 1000 А, ускоряющих напряжений 1 - 1500 кВ, частот 1 - 50 ГГц с электронным КПД 80 - 90%, коэффициентом усиления более 60 дБ, мощностью 1 - 1000 МВт.

П.2.4.3. Входные данные

Исходные данные представлены в виде максимально удобном для ввода их с терминалом

<<< ТИП МОДЕЛИ (ЧИСЛО КАСКАДОВ) >>>

```

-----
АНАЛИТИЧ.          NL= 5          ДИСКОВАЯ          NK= 1
ЧИСЛО РЕЗ. В ФИЛЬТРЕ NR= 0        ЧИСЛО ЧАСТОТ     NF= 1
ЧИСЛО ЭЛЕКТРОНОВ  NE=32        К-ВО РАСПР. РЕЗОН. NREZ= 0
ДВУХАЗОРНЫЙ РЕЗ. ZA2= 0.000      ПАРАМЕТР ПЕЧАТИ NWR= 3
ВЫВ. ЧАСТ. ХАРАКТ. GP1= 0        ВЫВ. АМПЛ. ХАРАКТЕР. GP2= 0
<<< ПАРАМЕТРЫ ЛУЧА (U-KB, I-A, R, D, L-СМ) >>>

```

```

-----
ТОК ЛУЧА          I= .200        К-ВО ЛУЧЕЙ       NLU= 1
УСК. НАПРЯЖЕНИЕ  U= 15.000     R ТРУБКИ ДРЕЙФА  R= .06000
R ЛУЧА МИН.      R1= .001      R ЛУЧА МАКС.     R2= .04000
ЧАСТОТА          FO= 58.000    ШИРИНА ПОЛОСЫ ЧАСТ. DF= .01000
ОМЕГА            OM= 2.000     ПАРАМЕТР П.З.    PZ= 5.00000
ШАГ ИНТЕГРИР.   HI= .200     ИНДИКАТОР1       A= .00000

```

<<< ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРОВ >>>

N	ОРТ Q	Q	Q.MIN	Q.MAX	ОРТ F	FI	N.ГАРМ.	RO	ОРТ	К-СВЯЗИ
1	0	630.0	50.0	2500.0	1	1.0001	1	40.0	0	.0000
2	0	2000.0	50.0	2600.0	1	1.0001	1	40.0	0	.0000
3	0	2000.0	50.0	9500.0	1	1.0005	1	40.0	0	.0000
4	0	2000.0	50.0	2600.0	1	1.0016	1	40.0	0	.0000
5	0	2000.0	50.0	9500.0	1	1.0201	1	40.0	0	.0000
6	1	5950.0	14.0	9200.0	1	1.0000	1	40.0	0	.0000

N	D-ЗАЗ	GE	BE	ОРТ L	L	L MIN	L MAX
1	.05000	.00000	.00000	1	1.867	.900	35.000
2	.05000	.00000	.00000	1	.527	.500	30.000
3	.05000	.00000	.00000	1	.770	.700	30.000
4	.05000	.00000	.00000	1	.560	.500	30.000
5	.05000	.00000	.00000	1	.810	.650	30.000
6	.05000	.00000	.00000	0	1.500	.500	30.000

NF	ОПТ-ВХ	P-ВХ	P-MIN	P-MAX
1	0	.30000	.00100	5.00000

ЕСЛИ ЗАДАТЬ НИЖЕ U=0 НА РЕЗОНАТ. ТО РАСЧ. U АВТОМАТИЧ.

NF	NK	ОРТ U	U	ОРТ FU	FU
1	4	1	1.60000	1	-.90000

СОГЛАСОВАНИЕ ФАЗ В ДИСКОВОЙ МОДЕЛИ -----

БЕЗ ОПТИМИЗАЦИИ (1-ЕСТЬ; 0-НЕТ) =0

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ (ОРТ=1-ЕСТЬ; ОРТ=0-НЕТ) ОРТ=1
ИТЕРАЦИЙ NI=15 ПЕЧ. ЧЕРЕЗ N= 0

...ВИД ОПТИМИЗАЦИИ...

ПО МАКС. КПД (ДИСКОВ.) НА ВЫХ. КЛИСТ. (0-НЕТ; 1-ЕСТЬ)=0
ПО МАКС. КПД (АНАЛИТ.) НА ВЫХ. КЛИСТ. (0-НЕТ; 1-ЕСТЬ)=0
ПО МАКС. ТОКА (АНАЛИТ.) НА ВЫХ. КЛИСТ. (0-НЕТ; 1-ЕСТЬ)=1
ПО МАКС. КПД НА ВЫХ. ФИЛЬТРА 'ЦЕПОЧКА' (0-НЕТ; 1-ЕСТЬ)=0
СИНТЕЗ ФИЛЬТРА ПО ЗАД. ВХ. ТОКУ (I=0-НЕТ; I=1.2-ДА) I= .00000
ЧАСТ. ХАРАКТ. НА ВЫХ. ФИЛЬТРА (КПД) (0-НЕТ; 1-ЕСТЬ)=0

.....КОЭФФИЦИЕНТЫ В ЦЕЛЕВОЙ ФУНКЦИИ.....

K1	K2	K3	K4	K5	K6	K7	K8	K9
1.00	1.00	.01	.01	1.00	.05	.05	.00	.00

СОГЛАСОВАНИЕ АМПЛИТУД И ФАЗ В ДИСКОВОЙ МОДЕЛИ

ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ (1-ЕСТЬ; 0-НЕТ)=0

В разделе "**Тип модели**" вводятся значения следующих параметров:

Выбирается тип модели (аналитическая или дисковая), по которой будет проводиться расчет клистрона (из n каскадов). Если по аналитической, то $NL=n$, а $NK=0$. Если последние каскады (например – 4) рассчитываются по дисковой модели, то $NK=4$, $NL=n-4$. В сумме $NL+NK$ должно быть равно n .

Если к клистрону подключается полосовой фильтр, (например, из 3-х резонаторов), то $NR=3$. В это число входит и выходной резонатор клистрона, как первый резонатор фильтра. Если фильтра нет, то $NR=0$. При необходимости оптимизации в полосе частот параметр NF задается равным числу опорных частот (3,5,...,10). Если расчет клистрона проводится на одной частоте, то $NF=1$.

Так как в математической модели клистрона используется дискретизация электронного потока, то число электронов (дисков) на период электронной волны, параметр NE , задается равным 16 (можно увеличить до 64). Если в МРК отбиратель энергии будет состоять из одного резонатора, то $NREZ=0$. В случае распределенного отбирателя (например из 5-ти резонаторов) – то $NREZ=5$. Для примера, если клистрон состоит из 6-ти группирующих резонаторов и отбирателя на автономных резонаторах (5 шт.), причем 2 последних каскада группирователя будут считаться по дисковой модели, то следует задать: $NL=4$; $NK=3$; $NREZ=5$. При этом отбиратель также считается по дисковой модели, ($NL+NK=n$).

В случае отбирателя на одиночном резонаторе, одноззорном, параметр $ZA2=0$. В случае двухззорного резонатора параметр $ZA2$ равен длине (в см) внутренней трубки дрейфа между смежными краями зазоров резонатора (пусть ее длина равна a см). Тогда, если положить $ZA2=a$ – то рассчитывается выходной резонатор как двухззорный с синфазным типом колебаний. Если $ZA2=-a$ – то выходной резонатор двухззорный, но с противофазным видом колебаний. Параметр печати NWR обычно равен 3. При $NWR=6$ – вывод в файл LN8 электронных траекторий по дисковой модели. При $NWR=7$ – вывод в файл LN8 электронных траекторий по аналитической модели.

Для вывода частотной характеристики по аналитической модели параметр $GP1$ положить равным числу точек в заданной полосе частот. Обычно $GP1=15$, но не более 51, и желательно нечетное число. Если $GP1=0$, то вывод частотной характеристики не будет. Если в расчете клистрона применяется и дисковая модель, т.е. $NK \neq 0$, то вывод частотной характеристики будет только тогда, когда число опорных частот $NF > 1$. Причем число точек на графике будет равно NF .

Амплитудную характеристику можно выводить только по аналитической модели, когда $NK=0$ и $NF=1$, при этом параметр $GP2$ задать числу точек, в которых рассчитывается значение КПД для заданной входной мощности. Обычно $GP2=10$. Если задать 10, то входная мощность изменяется от -20 до $+9$ дБ. При $GP2=0$ вывод амплитудной характеристики отсутствует.

Раздел "Параметры луча"

Задаются: ток луча – в амперах, ускоряющее напряжение – в кВ, радиус трубки дрейфа, внутренний и внешний радиусы электронного луча – в см. Если луч сплошной – не трубчатый, то задать $R1=0.0001$. Значение параметра $F0$ – частота рассчитывается по формуле $F0=(f_0-1)\cdot 2$, где f_0 – частота сигнала в ГГц.

Ширина полосы частот (параметр DF) – относительная, т.е. $DF=\Delta f/f_0$.
Параметр OM :

= 2 – расчет таблицы плазменных частот при использовании аналитической модели; 1 – нет расчета таблицы;

Параметр пространственного заряда PZ обычно задается равным 5.

Шаг интегрирования нелинейных уравнений состояния в дисковой модели – параметр H можно положить равным нулю, тогда шаг интегрирования рассчитывается автоматически.

Параметр "индикатор 1" $A=0$.

Раздел "Параметры резонаторов"

Задаются значения холодных нагруженных добротностей и относительных расстроек $F=f_i/f_0$ резонаторов клистрона, их волновые сопротивления RO и, если есть полосовой фильтр, коэффициенты связи между резонаторами фильтра. Задается для каждого каскада номер гармоники (1 или 2).

В качестве Q_{max} следует задавать холодные нагруженные добротности резонаторов.

Если требуется оптимизация каких-либо из перечисленных параметров, то соответствующий параметр OPT следует положить равным 1, в противном случае – 0.

Далее вводятся длины зазоров резонаторов $d-zaz$ (в см); GE , BE – нормированные активные и реактивные составляющие проводимости вносимой электронным потоком в резонатор. Причем здесь возможны следующие варианты:

1. Если для всех каскадов задать $GE=0$ и $BE=0$, то расчет проводится автоматически. Это следует сделать перед началом всех оптимизационных расчетов. Затем все рассчитанные проводимости внести в таблицу, тогда они будут рассчитываться (т.е. GE и $BE\neq 0$).
2. В случае если все зазоры одинаковы, кроме последнего, и все резонаторы работают на 1-й гармонике, то можно задать только GE и BE для первого каскада. Остальные значения занесутся в таблицу автоматически.

Во всех других случаях значения GE и BE следует задавать для всех каскадов.

Задаются длины пролетных труб L (в см) между центрами зазоров резонаторов, а также минимальные и максимальные значения длин трубок дрейфа. При необходимости оптимизации какой-либо длины, соответствующий параметр $opt L$ положить равным 1, а в противном случае – нулю.

Далее задаются значения входной мощности (в Вт) для каждой опорной частоты (т.е. число строк со значениями P -вх равно параметру NF , который описан в разделе "Тип модели").

Затем задаются значения относительных напряжений и фаз на зазорах резонаторов для каскадов, рассчитываемых по дисковой модели. Число строк со значениями этих параметров равно $NK+NF$. Например, если $NK=4$, $NF=3$, то будет 12 строк, т.е. по 4 строки с числами для каждого каскада, начиная с последнего, и на каждой частоте F . Значения NK в этой таблице убывает, начиная с n . При необходимости оптимизации какого-либо параметра, соответствующий *орт* положить равным 1, иначе – 0. Если значения относительных напряжений задать равным нулю, то они рассчитываются автоматически. Рекомендуется лишь для последнего (выходного) каскада относительное напряжение задавать равным примерно 1, и затем уточнить его, путем оптимизации. Значения фаз в дисковой модели без оптимизации вычисляются методом итераций, включив согласование. Сделав несколько итераций, программа рассчитывает фазы, после чего их следует внести в таблицу, выключив согласование.

ВНИМАНИЕ! Даже при расчетах только по аналитической модели (т.е. $NK=0$) все равно следует задавать NF строк с напряжением на последнем (выходном) резонаторе, на каждой опорной частоте.

Раздел "Вид оптимизации".

1. Оптимизация на одной частоте

Проводятся следующие виды оптимизации:

1. Оптимизация параметров МРК по максимуму тока в последнем каскаде по аналитической модели.
2. Оптимизация параметров МРК по максимуму КПД в последнем каскаде по аналитической модели.
3. Оптимизация параметров в МРК на максимум КПД по дисковой модели.

Выбор весовых коэффициентов в целевой функции для каждого вида оптимизации:

1.1. Оптимизация параметров МРК на максимум тока в последнем каскаде по аналитической модели ($NK=0$, $NL=n$):

$K1$ – стоит при члене целевой функции, который учитывает сумму КПД каскадов группирователя, изменяя $K1$ можно добиться, чтобы при оптимизации КПД, напряжения на резонаторах группирователя не сильно нарастали в процессе оптимизации. Его следует увеличивать до максимума, но при этом следить, чтобы напряжения и КПД нарастали от 1-го к последнему каскаду и не было провалов. $K1$ выбирается в пределах 5,0-50.

$K2$ – стоит при члене целевой функции, который учитывает сумму напряжений на резонаторах группирователя. Назначение его такое же, как и коэффициента $K1$.

Пределы изменения $K1$: $0,01-0,5$.

!!! Предпочтение, на наш взгляд, следует отдавать $K1$, выбирая его в пределах $10-50$, полагая $K2=0$.

$K3$ – здесь учитывается разброс электронов по скоростям, его следует сводить к минимуму. Однако надо следить, чтобы напряжения на резонаторах группирователя плавно нарастали – не было провалов (особенно на предпоследнем). $K3$ выбирают в пределах $0,05-0,5$.

$K4$ и $K5$ – вводятся при оптимизации в полосе частот. Здесь следует задать $K4=0$ и $K5=0$.

$K6$ и $K7$ – используются при оптимизации по КПД отбирателя на автономных резонаторах. Если их нет, то $K6=0$, $K7=0$. Если имеются, то $K6$ – стоит при члене целевой функции, который максимизирует все КПД отбирателя на распределенных резонаторах, обычно $K6=1$.

$K7$ – здесь учитывается разность между КПД автономных резонаторов распределенного отбирателя. Чем он больше, тем равномернее распределяется КПД по резонаторам, но может ухудшиться общий КПД. Обычно $K7$: $0,1-10$.

1.2. Оптимизация параметров МРК на максимум КПД по аналитической модели ($NK=0$, $NL=n$). Все рекомендации к выбору коэффициента в целевой функции $K1-K7$ остаются такими же, как и в п.1.1.

1.3. Оптимизация параметров МРК на максимум КПД по дисковой модели. Оптимизация проводится, чаще всего, для уточнения амплитуд и фаз напряжений на резонаторах, после предварительной оптимизации по аналитической модели (пункты 1.1, 1.2). Для уточнения полученного по аналитической модели варианта МРК следует последнее $3-4$ каскада просчитать по нелинейной дисковой модели. Для этого заносят в исходные данные значения: расстроек, добротностей, длин, входной мощности (если, допустим, клистрон имел 7 каскадов, то можно положить по дисковой $NK=4$, а по аналитической $NL=3$), и добавить соответствующее число строк (в данном примере их должно быть 4). Для занесения значений напряжений и фаз 4-х последних резонаторов, начиная с выходного, затем предпоследний и т.д. Если положить напряжения равным нулю, то они автоматически рассчитаются по аналитической модели, и одновременно можно провести согласование фаз напряжений на резонаторах без оптимизации. После этого можно включать оптимизацию амплитуд (4-х последних резонаторов) и фазы на 7 резонаторе, остальные фазы оптимизировать не стоит.

Коэффициенты в целевой функции выбираются следующим образом:

1.3.1. Можно все положить равным нулю. Будет проводиться оптимизация по максимуму волнового КПД.

Если надо учесть, чтобы не нарастали КПД на резонаторах группирователя, то $K1$ выбирают в пределах $0,5-5$. Если необходимо, чтобы не было обратных электронов, то полагают $K6=1$.

Если имеется распределенный отбиратель на автономных резонаторах, то $K4$ и $K5$ выбирают так же, как $K6$ и $K7$, описанные в пункте 1.1. $K2$ и $K3$ учитываются при оптимизации в полосе частот и будут описаны ниже, здесь следует задать $K2=0$, $K3=0$.

2. Оптимизация параметров МРК в полосе частот

Программа позволяет проводить оптимизацию параметров МРК на 10 опорных частотах, но обычно проводят на 3-х или 5-ти, положив, например $NF=3$. К выходному резонатору клистрона может подключаться полосовой фильтр типа “цепочка” связанных резонаторов (до 10). Оптимизацию в полосе частот можно проводить как с фильтром, так и без фильтра. !Входную мощность необходимо задать для каждой опорной частоты.

2.1. Оптимизация параметров МРК в полосе частот без фильтра по аналитической модели может проводиться как по максимуму тока в последнем каскаде так и по максимуму КПД. Выбор коэффициентов $K1$, $K2$, $K3$, $K6$, $K7$ проводится также, как и в пункте 1.1. За исключением коэффициентов $K4$ и $K5$.

$K4$ – стоит при члене целевой функции, который максимизирует ток или КПД на (пример на 3-х) опорных частотах $K4$ обычно выбирают $0,7-5$ (задаем $K4=3$).

$K5$ – изменяя его, можно сгладить неравномерность частотной характеристики, $K5$ задают $(0,2-5)$, чаще $K5=2$.

2.2. При подключенном фильтре на выходе клистрона, так же можно проводить оптимизацию по максимизации тока последнего каскада на (3-х) частотах, по максимуму КПД клистрона на (3-х) опорных частотах, по максимуму КПД на выходе фильтра. Причем, все эти виды оптимизации осуществляются только по аналитической модели (т.е. $NK=0$). И обязательно необходимо включать согласование амплитуд и фаз при оптимизации, положив в исходные данные соответствующий индикатор равным 30 (пределы его изменения $1-50$).

2.3. Можно проводить еще синтез только фильтра по заданному току (указывается как соответствующий индикатор в пределах $0,8-1,8$, чаще $=1,2$).

Здесь также $NK=0$.

2.4. Оптимизация в полосе частот по дисковой модели проводится, как правило, для уточнения и проверки полученных вариантов МРК оптимизированных по аналитической модели. Рассчитываются 3–4 последних каскада по дисковой модели. Для этого надо положить, например, если $n=7$, то $NL=4$, $NK=3$, $NM=3$.

Далее задать в исходных данных 9 строчек (3 каскада \times 3 частоты) для задания амплитуд (положить их равными нулю) и фаз на 3-х частотах. Включить согласование амплитуд и фаз без оптимизации. После этого можно провести оптимизацию всех амплитуд и фаз, $K6$ выбираются также, как и в пункте 1.3,

1.3.1. K_2 – позволяет максимизировать КПД на (3-х) опорных частотах $K_2=1$ (пределы 0,8-3).

K_3 – позволяет уменьшить неравномерность частотной характеристики в полосе частот, K_3 (пределы 0,2-10).

2.5. К данному варианту клистрона (с тремя каскадами, рассчитанными по дисковой модели) можно подключить фильтр и провести оптимизацию только параметров фильтра, подключив согласование при оптимизации к заданным амплитудам и фазам последнего каскада на трех частотах. Коэффициенты K_2 и K_3 выбираются, как и в пункте 2.3, остальные можно положить нулю.

2.6. Для синтеза фильтра необходимо задать входной ток (1,1-1,8) и подключить согласование, оптимизируя параметры только фильтра.

П.2.4.4. Порядок работы

1. Задать все исходные данные, согласно разделу 2.
2. Рассчитать проводимости GE , BE , как описано в разделе 2, и занести их в соответствующую таблицу.
3. Провести оптимизацию требуемых параметров по аналитической модели и вывести графики амплитудной и частотной характеристики.
4. Для проверки верности результата последние 3–4 каскада МРК просчитать по дисковой модели, включив согласование фаз без оптимизации. Занести рассчитанные фазы и напряжения в соответствующие таблицы.
5. Если требуется, то провести оптимизацию амплитуд напряжений каскадов, рассчитываемых по дисковой модели, включив соответствующие параметры (раздел 2).

П.2.5. Программа *КОКА-2* оптимизации МРК по двумерной модели

В программе *КОКА-2* используются двумерные релятивистские уравнения в системе t, t_0 , учитывается динамическое расслоение, токооседание, обратное и колебательное движение электронов. Учитываются силы пространственного заряда, поля зазоров реальной конфигурации. В модели используется постоянное фокусирующее магнитное поле. Данная двумерная модель полностью совместима с релятивистской одномерной моделью, разработанной ранее, что позволяет существенно сократить расходы машинного времени на синтез приборов: предварительные данные, как правило, получают по одномерной модели, используя их в двумерной модели можно учесть двумерные эффекты при минимальном расходе машинного времени. Программа позволяет оптимизировать входные мощности на каждой опорной частоте, холодные нагруженные добротности и расстройки резонаторов, длины между центрами зазоров резонаторов. Резонаторы могут быть с разными диаметрами трубок дрейфа, одноззорные. Минимизируется динамическое токооседание. В программе допускается: число опорных частот – 10, число аналитически рассчитываемых каскадов – 10, по нелинейным уравнениям – 10, число слоев – 5, число заряженных частиц в слое – 48 (с увеличением числа слоев число частиц уменьшается). В программе реализованы расчеты таблиц напряженностей полей пространственного заряда и зазоров резонаторов. Используются таблицы плазменных частот, значения вносимых проводимостей электронного потока в резонатор, полученные в результате предварительных расчетов по одномерной модели. Использование этой программы на последнем этапе расчета позволяет окончательно установить оптимальные параметры МРК и исследовать нелинейные процессы группирования по двумерной модели. Программа написана на языке FORTRAN-77.

Ниже приведен вариант восьмirezонаторного клистрона: 4 каскада рассчитываются по аналитической модели, 4 – по нелинейной дисковой, КПД 73%, 3 слоя по 4 частицы

Вид исходных данных на экране дисплея

<<< ТИП МОДЕЛИ (ЧИСЛО КАСКАДОВ) >>>

```

-----
АНАЛИТИЧ.          NL= 4      ДИСКОВАЯ          NK= 4
ЧИСЛО ФАЗ.ТРАЕКТ. NNE= 4      ЧИСЛО ЧАСТОТ     NSS= 1
ЧИСЛО ЭЛЕКТР.СЛОЕВ MNE= 3      ПАРАМЕТР ПЕЧАТИ NWR= 3
К-ВО РАСПРЕД.РЕЗ. NRR= 0      NF=1-РАСЧ.ФАЗ АВТ.----NF= 0
<<< ПАРАМЕТРЫ ЛУЧА (U-KB, I-A, R, D, L-СМ >>>

```

```

-----
ТОК ЛУЧА          I= .06      К-ВО ЛУЧЕЙ       NLU= 1
УСК.НАПРЯЖЕНИЕ   U= 6.00     R ТРУБКИ ДРЕЙФА R= .15
R ЛУЧА МИН.      R1= .00     R ЛУЧА МАКС.     R2= .09
ЧАСТОТА          FO= 4.00     ШИРИНА ПОЛОСЫ ЧАСТ.DF= .01
ОМЕГА            OM= 1.70     ПАРАМЕТР П.З.    PZ= 5.00
ШАГ ИНТЕГРИР.    HI= .20     КОЭФ. ФОРМЫ ЗАЗ. A= 1.42
R ВЫХ.ТРУБКИ ДРЕЙФА RV= .15     ДЛ.ВЫХ.ТР.ДРЕЙФА DXKK= 1.00
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ   FI= 1.80     РАСЧЕТ(С ПЗ-1/БЕЗ ПЗ-0)= 1
РЕЗЕРВН. СТРОКА.....= .00 Q НАГР.ГОР. 1-го РЕЗ...=1165.00

```

<<ПАРАМЕТРЫ ПУЛЬСАЦИЙ(ПО СЛОЯМ)>>

N СЛОЯ	ПАРАМЕТР ПУЛЬСАЦИИ	ПЕРИОД
1	.2000	.000
2	.3000	.000
3	.0400	.000

<<< ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРОВ >>>

N	ОРТ	Q	Q	Q.MIN	Q.MAX	ОРТ F	FI	N.ГАРМ.	RO	ОРТ	К-СВЯЗИ
1	0	458.	50.	2510.	0	-.0003	1	455.	0	0.	
2	0	1165.	50.	2620.	0	.0300	1	455.	0	0.	
3	0	1165.	50.	2530.	0	.0300	1	455.	0	0.	
4	0	1165.	50.	2540.	0	.0170	1	455.	0	0.	
5	0	1165.	14.	2500.	0	.0305	1	455.	0	0.	
6	0	1165.	50.	2500.	0	.0300	1	455.	0	0.	
7	0	1165.	50.	2500.	0	.0149	1	455.	0	0.	
8	0	150.	20.	2500.	0	.0002	1	455.	0	0.	

N	D-ЗАЗ	GE	BE	ОРТ L	L	L MIN	L MAX
1	.33	.03975	.02654	0	8.800	2.0	35.0
2	.33	.00000	.00000	0	5.430	2.0	30.0
3	.33	.00000	.00000	0	5.343	2.0	30.0
4	.33	.00000	.00000	0	3.358	2.0	30.0
5	.33	.00000	.00000	0	2.290	2.0	35.0
6	.33	.00000	.00000	0	1.695	.2	30.0
7	.33	.00000	.00000	0	1.396	.2	30.0
8	.33	.00000	.00000	0	.000	.2	30.0

NF	ОПТ-ВХ	P-ВХ	P-MIN	P-MAX
1	1	.2	.0	500000.0

NF	NK	ОРТ U	U	ОРТ FU	FU
1	8	1	1.3280	1	4.20000
1	7	1	.6000	0	5.61000
1	6	0	.1585	0	.13102
1	5	0	.1355	0	3.33250

I= 46 K= 46 NXP-СТ 46 NXP=

```

<<<ОПТИМИЗАЦИЯ ПАР. (OP=0-нет, OP=1-есть) >>>----OP= 0
ЧИСЛО ОГРАНИЧЕНИЙ = 0
ЧИСЛО ОГРАНИЧЕНИЙ ТИПА НЕРАВЕНСТВ = 0
МАКСИМАЛЬНОЕ ЧИСЛО ИТЕРАЦИЙ В ЦИКЛЕ ХЕСТЕНСА = 2
МАКСИМАЛЬНОЕ ЧИСЛО ЦИКЛОВ ХЕСТЕНСА = 1
ТЕКУЩЕЕ ЗНАЧЕНИЕ НОМЕРА ЦИКЛА, ВНАЧАЛЕ-0 = 0
ТЕКУЩЕЕ ЗНАЧЕНИЕ НОМЕРА ИТЕРАЦИИ В ЦИКЛЕ, ВНАЧАЛЕ-0 = 0
ТЕКУЩЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ЧИСЛА ВЫЧИСЛЕНИЙ ЦЕЛЕВОЙ ФУНКЦИИ = 0

```

>>>>>>>>

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

<<<<<<<<

-----НИЖЕ ВАРИАНТ ВОСЬМИРЕЗОНАТОРНОГО КЛИСТРОНА
4-КАСКАДА ПО АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ , 4 - ПО НЕЛИНЕЙНОЙ ДИСКОВОЙ
КПД 75%, 3 слоя, по 4 частицы

NSS= 1 MNE= 3 NNE= 4 NK= 4 N-REZ= 0 NWR= 3 NPUZ=16 <ЕСЛИ NPZ=0,ТО ПЗ РАСЧ.>-
 NPZ= 0

NL= 4 < NF=1 РАСЧ.ФАЗ,NF=0-НЕТ>-NF= 0
 M1=10 M3=20 N1=28 N2=48 N3=75
 DXKK= 3.142 GG= 1.00000 .00000 .00000 .00000 .00000
 ALE= 6.28319 EPSY= .98000 EPSZ= .10000 POGNX= .10000 EPS= .100E-
 04 OMEGA= 1.70000 KZAR= 20.00000 YO= .263203
 /// BO= .152215 SIG= .102050 GOE= .000010 LAM-E= 1.52110 P-MU=
 .129099 A16= 1.500 YB1= .371761 YB2= .018588
 YM1= .619601 YM2= .619601
 PRMT= .00000 900.00000 .20000 .01000
 YMAX= 4.073E-01 YMIN= 2.716E-01 TP= 0.000E+00 YO= 3.395E-01
 YMAX= 3.422E-01 YMIN= 1.842E-01 TP= 0.000E+00 YO= 2.632E-01
 YMAX= 1.588E-01 YMIN= 1.466E-01 TP= 0.000E+00 YO= 1.527E-01
 EXZ PZ= .23716E+02 .10469E+02 .45332E+01 .17435E+01 .39912E+00
 .19315E-01 .22519E-04
 HXO= .037582 .018915 .028435 .042747 .064261 .096604 .145225
 .218316 .328195 .493376
 HXO= .741692 1.114985 1.676157 2.519767
 EYR PZ= .33086E+01 .26557E+01 .19460E+01 .11392E+01 .33268E+00
 .16942E-01 .19743E-04
 HVO= .010000 .108889 .108889 .108889 .108889 .108889 .108889
 .108889 .108889 .108889
 HVO=
 PSI= .01500 .05000 .10000 .20000 .30000 .40000
 .50000 .60000 .80000 1.00000
 OMEGA .00600 .02000 .05500 .08000 .10000 .13000
 .15000 .20000 .30000 .40000
 LAM/4= 261.79940 78.53982 28.55993 19.63495 15.70796 12.08305
 10.47198 7.85398 5.23599 3.92699
 N ГАРМ= 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 1.0 .0 .0 .0 .0 .0 .0
 .0 .0
 QQ(1)= 2500.000000
 QQ(2)= 20.000000
 QQ(3)= 2500.000000
 QQ(4)= 50.000000
 QQ(5)= 2500.000000
 QQ(6)= 50.000000
 QQ(7)= 2500.000000
 QQ(8)= 14.000000
 QQ(9)= 2540.000000
 QQ(10)= 50.000000
 QQ(11)= 2530.000000
 QQ(12)= 50.000000
 QQ(13)= 2620.000000
 QQ(14)= 50.000000
 QQ(15)= 2510.000000
 QQ(16)= 50.000000
 --RO455.000000455.000000455.000000455.000000455.000000
 I= 1 K= 1 NXP-CT 1 NXP= 1 X= .00051
 NN= 4 46 0 0 2 1 0 0 0 0
 .034899 .068110 .096253 .118001
 .034899 .073621 .091945 .118001
 .034899 .073621 .091945 .118001
 .034899 .073621 .091945 .118001
 -1.839345 -2.884176 -3.427667 -4.464653 -1.839345 -2.884176 -3.427667 -
 4.464653 -1.839345 -2.884176

```

-3.427667 -4.464653 .334468 .334223 .378790 .289367 .255354
.267086 .306649 .212197
.152713 .150844 .156684 .147439 .968868 .975753 1.020074
1.032656 .968868 .975753
1.020074 1.032656 .968868 .975753 1.020074 1.032656 .120341 -
.120352 .092609 -.087785
.139814 -.137282 .107585 -.118067 .010830 -.010373 .008130 -
.005552
F= 1S= 4 K= 1QPD= -.001230 AI= .034507 FI= 3.141593 U= .071284 FU= .000000
Z= .02615 S9D= .034899
F= 1S= 4 K= 2QPD= .000880 AI= .637048 FI= -.230309 U= .096579 FU= 1.311883
Z= .03543 S9D= .068110
F= 1S= 4 K= 3QPD= .001923 AI= .941884 FI= 2.495380 U= .142794 FU= 4.037572
Z= .05238 S9D= .096253
F= 1S= 4 K= 4QPD= .004631 AI= .828955 FI= -.703973 U= .221585 FU= .816373
Z= .08128 S9D= .118001
HPCG IHLF= 0 B=(SQRT(PI/TP))= .78609 TP= .00000 TP NOV=
5.08405
QPDW( 1)= .0031786 PSI= .13550 ZZ= .04970 FZZ= 3.33250 ZR= .0689 FZR=
3.3421 TN= 1.2426 FTN= 1.79947 FZ-I= 1.53303
QPDW( 2)= -.0012510 PSI= .15850 ZZ= .05814 FZZ= .13102 ZR= .0761 FZR=
.0907 TN= 1.3498 FTN=-1.45147 FZ-I= 1.58249
QPDW( 3)= -.0093050 PSI= .60000 ZZ= .22008 FZZ= 5.61000 ZR= .1517 FZR= -
.7539 TN= 1.3377 FTN= 4.01601 FZ-I= 1.59399
//// ОТБИРАТЕЛЬ 0 РЕЗ.
QPDW( 4)= .7261011 PSI= 1.32800 ZZ= .48712 FZZ= 4.20000 ZR= .2807 FZR=
4.3795 TN= 1.1059 FTN= 4.34951 FZ-I= -.14951
NSS= 1 FAIM= 4.076566E-01 <<QPDE= .708904>-<QPDW= .72610>>QOS= 0.000E+00
NQOS= 0. <K ТОКПОРОХ.=1.0000> W-OC. ЭЛ.= 0.000E+00
// QPDZ= .491557 //

слойIMNE= 1 QPD= .764332 QOS= 0.000E+00 YO(I)=-9.808E-02 QPDZ= .551455
слойIMNE= 2 QPD= .645437 QOS= 0.000E+00 YO(I)=-5.589E-02 QPDZ= .449354
слойIMNE= 3 QPD= .716982 QOS= 0.000E+00 YO(I)=-2.064E-02 QPDZ= .473863
IMNE=

```


П.2.6. Программа *GARMONIKA-2* расчета гармоник наведенного тока в зазорах прибора на основе двумерной модели

Нелинейная теория приборов типа "О" разработана достаточно полно. Однако для машинного синтеза приборов с улучшенными характеристиками требуются математические модели более полно учитывающие такие явления, как расслоение, динамическое токооседание, неоднородное магнитное поле, собственное магнитное поле электронного луча, обратное и колебательное движение электронов. Поэтому в данной программе, в отличие от аналогичных программ, используются двумерные релятивистские уравнения движения в системе t, t_0 , учитывающие обратное и колебательное движения электронов, динамическое расслоение и токооседание электронного потока, строгий учет сил пространственного заряда и "самодействия" частиц. Учитывая, что в электродинамической системе прибора будут использоваться цепочки связанных резонаторов, то в математической модели учитывается реальное пространственное распределение поля в зазорах резонаторов реальной конфигурации. Данная математическая модель позволяет учитывать фокусировку электронного луча как в постоянном магнитном поле, так и в неоднородном магнитном поле, в частности, в периодическом, реверсном магнитном поле (можно задавать как аналитически, так и форме таблицы распределения индукции магнитного поля вдоль оси прибора). Данная двумерная релятивистская модель полностью совместима с релятивистской одномерной моделью, описанной далее, что позволяет значительно сократить время на синтез по двумерной модели: предварительные данные могут быть получены по одномерной модели; учет двумерных нелинейных эффектов затем может быть выполнен с минимальными затратами машинного времени. Программа написана на языке FORTRAN-77.

П.2.6.1. Описание работы с программой *GARMONIKA-2* расчета гармоник тока в многокаскадном приборе типа "О" на основе двумерной модели

П.2.6.1.1 Общая характеристика программы

П.2.6.1.2. Назначение

Программа *GARMONIKA-2* предназначена для анализа процессов группирования релятивистских приборов типа "О" на основе двумерной дисковой модели процессов взаимодействия электронных потоков с СВЧ-полями. Программа носит универсальный характер, так как может использоваться в виде основного модуля при создании программ расчета характеристик приборов типа "О": клистронов, твистронов, ЛБВ-0. Эффективность разработанной программы высока вследствие того, что для

расчета полей пространственного заряда и полей зазора необходимые распределения полей задаются в виде таблиц. Для интерполяции между узлами трехмерных таблиц используются методы факторного планирования первого порядка.

П.2.6.1.3. Выполняемая работа

Программа позволяет рассчитывать амплитуды и фазы гармоник наведенного тока в многокаскадном приборе, динамическое токооседание, токопрохождение. Программа позволяет проводить анализ процессов взаимодействия в статическом и динамическом режимах, для этого предусмотрена запись в файл фазовых траекторий и скоростей ведущих центров движущихся частиц.

П.2.6.1.4. Ограничения

Максимальное число каскадов (зазоров) рассчитываемых по дисковой модели – 60. Максимальное число слоев – 5. Максимальное число частиц в каждом слое – 24. Все зазоры должны иметь одинаковую длину. Максимальное число рассчитываемых гармоник тока – 5.

П.2.6.2. Входные данные

Исходные данные представлены в виде максимально удобном для ввода их терминала (см. ниже).

В первом разделе вводятся значения следующих параметров:

Растяжение сгустка – максимальное значение равно пять, рекомендуется задавать $NPU=5$.

Число каскадов, рассчитываемых по дисковой модели

В математической модели прибора используется дискретизация электронного потока методом крупных частиц – поток разбивается на слои – параметр MNE позволяет задать количество слоев, а параметр NE – позволяет задать количество частиц в одном слое.

Число рассчитываемых амплитуд и фаз гармоник наведенного тока, параметр NGN , можно задавать от единицы до пяти.

Раздел "Параметры луча"

Задаются: ток луча – в амперах, ускоряющее напряжение – в киловольтах, радиус трубки дрейфа, внутренний и внешний радиусы луча – в сантиметрах.

Напряженность магнитного поля AM (относительно брилюэновского), фаза магнитного поля FK (в случае задания поля формулами – положить $FK = 1.57$), период магнитного поля T (если магнитное поле задается аналитически – по формулам) в радианах.

При использовании периодической магнитной фокусировки задаются скорости влета электронов – продольная VZ и поперечная VR (меньше единицы).

```

<<< ПРОГРАММА -ГАРМОНИКИ ТОКА- >>>
<<< ----- ДВУМЕРНАЯ      МОДЕЛЬ      ----- >>>
-----
РАСТЯЖЕНИЕ СГУСТКА  NPU= 5          ДИСКОВАЯ (К-ВО КАСК)NK= 6
ЧИСЛО ЭЛЕКТРОНОВ   NE= 6          ЧИСЛО ГАРМОНИК  NGN= 1
ЧИСЛО СЛОЕВ        MNE= 1          ИНДИКАТОР 1     NNP= 0
  <<< ПАРАМЕТРЫ ЛУЧА (U-KB, I-A, R, D, L-СМ) >>>
-----
ТОК ЛУЧА           I= 1.030        К-ВО ЛУЧЕЙ      NLU= 1
УСК. НАПРЯЖ.      U= 17.000        R ТРУБКИ ДРЕЙФА  A1= .20800
R ЛУЧА МИН.       R1= .001          R ЛУЧА МАХ.     R2= .12500
ПАРАМЕТР П.З.     NP= 2.000        ИНД. МАГН. ПОЛЯ  AM= 2540.00
ФАЗА МАГН. ПОЛЯ   FK= 1.570        ПЕРИОД МАГН. ПОЛЯ T=20.00000
СКОР. ВЛЕТА ПО Z  VZ= 1.000        СКОР. ВЛЕТА ПО R  VR= .00000
ИНДИКАТОР         PD= .000        ИНД. МАГН. П. НА КАТ.В= 2540.00
  <<< ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ >>>
N      L ДЛИНЫ      D ЗАЗ.      U НАПР.      FU ФАЗА U
-      - - - - -    - - - - -    - - - - -    - - - - -
1      .8484        .2900        .07000       1.00032
2      .8484        .2900        .15000       1.58040
3      .8484        .2900        .25000       2.73000
4      .8484        .2900        .35000       3.84009
5      .8484        .2900        .45000       4.94000
6      .8484        .2900        1.40000      -1.50000
ЕСЛИ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗАДАЕТСЯ ПО ТАБЛИЦЕ,
ТО ПОЛОЖИТЬ                                MAGN=1
ЕСЛИ ПЕРИОД. ПО ФОРМУЛЕ, ТО                MAGN=0
ЕСЛИ НЕПЕРИОД. МАГН. ПОЛЕ, ТО              MAGN=-1
-----ЗАДАЕМ ----->>                    MAGN= 1
<< ТАБЛИЦА КООРД. Z И НАПРЯЖ. МАГН. ПОЛЯ FM >>
      К-ВО УЗЛОВ В ТАБЛИЦЕ (NUZ<=99)  NUZ=16
I      Z (ММ)      FM (ГС)
-      - - - - -    - - - - -
1      .00         2540.00
2      5.00        2540.00
3      6.00        2540.00
4      6.20        -2540.00
5      7.00        -2540.00
6      10.00       -2540.00
7      15.00       -2540.00
8      18.00       -2540.00
9      18.20       2540.00
10     20.00       2540.00
11     25.00       2540.00
12     28.00       2540.00
13     28.20       -2540.00
14     35.00       -2540.00
15     45.00       -2540.00
16     55.00       -2540.00
<< ПУЛЬСАЦИИ ВНЕШН. ГРАНИЦЫ +-УМАХ И Т ПЕРИОД МАГН.П.>>
-----
1 СЛОЙ  2 СЛОЙ  3 СЛОЙ  4 СЛОЙ  5 СЛОЙ  6 СЛОЙ  7 СЛОЙ  8 СЛОЙ
-----
.00000  .00000  .00000  .00000  .00000  .00000  .00000  .00000
.00100  .00100  .00100  .00100  .00100  .00100  .00100  .00100
  <<----- КОНТРОЛЬНАЯ ТОЧКА ----->>
КОНТР. ТОЧКА НЕ СОЗДАЕТСЯ, ЕСЛИ          КТ=0
ЗАПИСЬ КОНТР. ТОЧКИ,                      ЕСЛИ          КТ=2,3,4,...,NK

```

```

ЧТЕНИЕ КОНТР. ТОЧКИ,      ЕСЛИ      КТ=101,102,103,...
      -----ЗАДАЕМ ----->>      КТ=  0
  <<----- НАЧАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ VZ И VR ----->>
ЗАДАЮТСЯ В ТАБЛИЦЕ,      ЕСЛИ      KV=1
НЕТ ЗАДАНИЯ В ТАБЛ.,      ЕСЛИ      KV=0
      -----ЗАДАЕМ ----->>      KV=  0
N      VZ      VR
---  -----  -----
1      1.00000  .00000
      КОНЕЦ ВВОДА ИСХ. ДАННЫХ
      V/C

```

Раздел "Параметры системы"

Задаются: длины пролетных труб L (в сантиметрах) – между центрами зазоров, длины зазоров D – сантиметрах.

Относительные ускоряющие напряжения и фазы напряжений на соответствующем зазоре.

Число строк с этими параметрами должно быть равно числу каскадов прибора НК.

Задается параметр MAGN – если магнитное поле задается по таблице, то MAGN = 1; если магнитное поле задавать аналитически по формулам, то MAGN = 0; если фокусировка в постоянном поле с напряженностью AM, то MAGN = -1.

Далее задается количество узлов в таблице задания магнитного поля – параметр NUZ (максимальное его значение равно 100). Шаг занесения координаты Z для соответствующих значений амплитуды магнитного поля должен быть равномерный.

В случае задания магнитного поля аналитически (по формуле) или постоянным – то в таблице для Z и FM должна быть только одна строка!

После этого задаются для каждого слоя относительные пульсации внешней границы каждого слоя $\pm Y_{MAX}$ (в пределах от нуля до единицы) и значения периода магнитного поля (в радианах). Эту таблицу следует заполнять при фокусировке луча постоянным магнитным полем. В других случаях там могут быть и нули.

П.2.6.3. Порядок работы

Данная программа оформлена в виде подпрограммы SUBROUTINE. Для ее вызова в головную программу следует поместить ряд операторов (см. приложение). Где: в массивах TN и FTN – находятся значения амплитуд и фаз гармоник тока после работы подпрограммы TP2; переменная LN8=8 – задает номер файла, в который будут записываться фазовые траектории; L50, L51 – определяют условные номера файлов ввода и вывода; FO – частота в гигагерцах; параметр INIT – если равен единице, то вводятся исходные данные согласно подразделу 3.2, если равен нулю, то можно повторно обращаться к TR2, задав только FO, NWR, PSI, FPS.

Параметр печати NWR. Исходные данные и некоторые промежуточные результаты выводятся только при $NWR = 2$ – вывод на печать только режима прибора (КПД, амплитуды и фазы напряжений на зазорах резонаторов и гармоник наведенного тока; $NWR = 4$ – дополнительно к $NWR = 2$ выводятся на печать интегральные характеристики КПД и F_1, F_2 – функции группировки по 1-й и 2-й гармоникам на каждом шаге интегрирования; $NWR = 5$ – дополнительно к $NWR = 4$ выводятся значения координат и скоростей центров масс крупных частиц, по которым можно построить фазовые траектории и графики скоростной модуляции электронного потока.

После оформления головной программы задать исходные данные согласно подразделу П.6.2 и запустить программу на счет.

Если требуется, то положить параметр печати NWR равным четырем или пяти и, запустив программу на счет, вывести на печать числовые данные координат и скоростей частиц или интегральных характеристик КПД, F_1, F_2 на каждом шаге интегрирования. По полученным данным построить необходимые графики.

П.2.7. ПРОГРАММА *GARMONIKA-1* РАСЧЕТА ГАРМОНИК НАВЕДЕННОГО ТОКА В ЗАЗОРАХ ПРИБОРА НА ОСНОВЕ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ

В данной программе используются одномерные релятивистские уравнения движения в системе t, t_0 , учитывающие обратное и колебательное движения электронов, строгий учет сил пространственного заряда. Учитывая, что в электродинамической системе прибора могут использоваться цепочки связанных резонаторов, то в математической модели учитывается реальное пространственное распределение поля в зазорах резонаторов реальной конфигурации. Программа написана на языке FORTRAN-77.

П.2.7.1 Общая характеристика программы.

П.2.7.1.1. Назначение

Программа *GARMONIKA-1* предназначена для анализа процессов группирования релятивистских приборов типа "О" на основе одномерной дисковой модели процессов взаимодействия электронных потоков с СВЧ-полями. Программа носит универсальный характер, так как может использоваться в виде основного модуля при создании программ расчета характеристик приборов типа "О": клистронов, твистронов, ЛБВ-0. Эффективность разработанной программы высока вследствие того, что для расчета полей пространственного заряда и полей зазора необходимые распределения полей задаются в виде таблиц.

П.2.7.1.2. Выполняемая работа

Программа позволяет рассчитывать амплитуды и фазы гармоник наведенного тока в многокаскадном приборе, динамическое токооседание, токопрохождение. Программа позволяет проводить анализ процессов взаимодействия в статическом и динамическом режимах, для этого предусмотрена запись в файл фазовых траекторий и скоростей ведущих центров движущихся частиц.

П.2.7.1.3. Ограничения

Максимальное число каскадов (зазоров) рассчитываемых по дисковой модели – 60. Максимальное число крупных частиц (дисков или колец) – 64. Все зазоры должны иметь одинаковую длину. Максимальное число рассчитываемых гармоник тока – 5.

Вид исходных данных и тексты программы *GARMONIKA-1*

```

                                ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ
<<< ПРОГРАММА -ГАРМОНИКИ ТОКА- ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ >>>
-----=
РАСТЯЖЕНИЕ СТУПКА      NKG=3          ДИСКОВАЯ (К-ВО КАСК)NK=8
ЧИСЛО ЭЛЕКТРОНОВ      NE=16          ЧИСЛО ГАРМОНИК      NGN=2
ДВУХАЗОРНЫЙ РЕЗ.      ZA2=0.0        ИНДИКАТОР 1          PP=0.0
<<< ПАРАМЕТРЫ ЛУЧА (U-KB, I-A, R, D, L-CM) >>>
-----=
      ТОК ЛУЧА          I=250.00        К-ВО ЛУЧЕЙ          NLU=1
      УСК. НАПРЯЖ.      U=1000.0        R ТРУБКИ ДРЕЙФА    R=1.25
      R ЛУЧА МИН.      R1=0.20         R ЛУЧА МАКС.       R2=1.00
      QO 1-ГО КАСКАДА  QO=2500.0       ПАРАМЕТР П.З.      PZ=5.0
      ШАГ ИНТЕГРИР.    HI=0.250        ИНДИКАТОР 1        A=0.000
      <<< ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРОВ >>>
      N      L ДЛИНЫ    D-ЗАЗ      U          FU
      -      -      -      -      -
      1      143.00    1.875      0.02600    4.61530
      2      103.00    1.875      0.12400    0.26618
      3      97.00     1.875      0.14500    5.73102
      3      63.00     1.875      0.14600    1.95043
      4      53.0      1.875      0.17300    4.65608
      4      50.0      1.875      0.26200    0.47706
      4      35.0      1.875      0.36000    4.12442
      4      4.10     1.875      1.35000    1.72717
      КОНЕЦ ВВОДА ИСХ. ДАННЫХ
```

```

COMMON/TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
LN8=8
L50=50
L51=51
OPEN(L50,FILE='ntw22.dat',STATUS='OLD',RECL=512)
OPEN(L51,FILE='tw22.out',STATUS='OLD',RECL=1024)
OPEN(LN8,FILE='tw22.gra',STATUS='OLD',RECL=2048)
FO=3.0
INIT=1
NWR=3
CALL TW22(QPD,L50,L51,LN8,FO,NWR,INIT)
FO=2.5
INIT=0
NWR=1
PSI(1)=0.0754
FPS(1)=0.55732
PSI(2)=0.22158
FPS(2)=4.54340
PSI(3)=0.59610
FPS(3)=2.26270
PSI(4)=1.57800
FPS(4)=-1.18249
C   CALL TW22(QPD,L50,L51,LN8,FO,NWR,INIT)
FO=3.0
INIT=0
NWR=1
C   CALL TW22(QPD,L50,L51,LN8,FO,NWR,INIT)
PRINT 2,QPD,TN(1),FTN(1)
2   FORMAT(2X,'QPDE  TN FTN =',3F8.5)
CLOSE(L50)
CLOSE(L51)
CLOSE(LN8)
STOP
END
SUBROUTINE TW22(QPDE,L50,L51,LN8,FOC,NWRR,INIT)
COMMON PI,PI2,I1,I2,I3,OM,NL,NK,SID,NGN,
1LW3,NE,NM,NWR,NS,ANE,BO,BO2,SIG,SIG2,RO,IS,
2YA,GOE,BR,PM,XN,XK,XS(60),DXK(60),ZA(60),ZR(60),
3DP(140),EXZ(75),EZO(3600),HZQ(60),N5J(60),N6,
4AL2,HZO,DE(60),NATI,NLUCH,XSR,NN(11)
COMMON /TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
COMMON /ATT/A3(3500),EZA(100),A2(3),
*A4(30),A5(30),A6(30),A7(30),A8(2),HZS(2)
COMMON/CEXP1/SH2(65),ALN2,ALN2O
DIMENSION A9(30),AL(60)
EQUIVALENCE (NUP,DP(37)),(KD,DP(38)),
*(BET,DP(39)),(ALF,DP(40)),(EXBP,
*DP(41)),(EXBM,DP(42)),(SPAL,DP(45))
NUP=0
N6=60
NN(4)=LN8
FC=FOC
NWR=NWRR
NM=1
LW1=L50
LW3=L51
C   OPEN(LW1,FILE='ntw22.dat',STATUS='OLD',FORM='FORMATED')
C   OPEN(LW3,FILE='tw22.out',STATUS='OLD',FORM='FORMATED',RECL=1024)
IF(INIT.EQ.0)GO TO 2
CALL TREAD4(N1,N2,A9,DMI,SD1,LW1,AL)
NKG=NN(3)
DP(25)=0.
DP(26)=0.
IF(DP(13).EQ.0.)DP(13)=1.5

```

```

DP (46)=DP (13)
DP (13)=0.
AII=DP (3)
UO=DP (2)
2 C=2.99793
IF (NLUCH.EQ.0.) NLUCH=1
ALO=C*10./FC
EMC=1.+1.965E-3*UO
BO=SQRT (1.-1./EMC**2)
BO2=BO*BO
IF (INIT.EQ.0) ALS=ALLE
ALLE=ALO*BO
PMU=AII*100./ (UO*SQRT (10.*UO) )/NLUCH
IF (INIT.EQ.1)
*RA=DP (5)
PI=3.141592654
PI2=2.*PI
SIG=SQRT (9.*1.75888*AII/ (BO*C* (PI*FC*RA*10.) **2*NLUCH) )
YA=PI2*RA/ALLE
IF (INIT.EQ.0) GO TO 7
RL=DP (9)
RV=DP (6)
AKKF=RL/RV
RO=SQRT ( (RL**2+RV**2) /2.)
7 YO=PI2*RO/ALLE
POO=AII*UO/1000.
DP (31)=POO
PAL=PI2/ALLE
DP12=DP (12)
IF (NM.GT.1) DP (12)=DP12/FLOAT (NM-1) *2.
IF (INIT.EQ.0) DP (1)=DP (1) *ALS/PI2
DP (1)=DP (1) *YA
DP (3)=SIG
DP (4)=3.9
DP (5)=YA
DP (6)=AKKF
IF (INIT.EQ.0) GO TO 8
IF (DP (15) .EQ.0.) DP (15)=YA/5.0*DMI
8 DP (17)=PI2*SD1/ALLE/150.
DP (18)=0.5
DP (9)=YO
DP (69)=ALLE
IF (INIT.EQ.0) GO TO 9
DP (51)=2.0
IF (DP (23) .GT.0.) DP (33)=DP (23)
DO 2222 I=1,63
2222 SH2 (I)=2.** (I-1)
SH2 (64)=SH2 (63)
SH2 (65)=SH2 (63)
ALN2=.693147181
ALN2O=1./ALN2
9 NK7=NK+NL-1
IF (INIT.EQ.0) PAL=ALS/ALLE
DO 5 I=1,NK7
5 AL (I)=AL (I) *PAL
101 IGG=1
DP (62)=0.0
102 CONTINUE
ANE=FLOAT (NE)
I1=NE+NE
C ..... ВВОДИМ КОЛ. ГАРМОНИК
NNG=IFIX (DP (35) )
IF (NK) 34,34,35
34 NK1=1

```



```

GO TO 36
35 NK1=NK
36 I2=I1+NNG*NKG
I3=I2+NNG*NKG
IF (INIT.EQ.0) GO TO 108
IF (IGG) 109, 109, 105
105 CON=1
109 CONTINUE
IF (IGG) 104, 104, 108
108 CONTINUE
SIG=DP (3)
SIG2=SIG*SIG
YA=DP (5)
R6=DP (6)
BR=BO/120.
GOE=AII/UO*1.E-3/NLUCH
G=1./R6
G2=G*G
D=1.+2.*(1.-G2)*ALOG(YA*SQRT((1.+
1R6*R6)*0.5)/DP(9)/R6)
SID=SIG*YA*((G2-2.)*G2+D)**1.5-
1(D-1.))**1.5)/SQRT(1.+3.*YA*YA*(1.-0.25*
2G2)*(1.-G2)/16.)/3.031/(1.-G2)**2.5
IF (NWR.EQ.3)
*WRITE (LW3, 148) PMU, ALLE, BO, SIG, SID
148 FORMAT (5X, ' PMU=', F10.6, ' LE=', F10.5, ' BET=', F10.6,
*2X, ' SIG=', F10.6, ' SID RED=', F10.6)
C РАСЧЕТ ТАБЛИЦ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА
ALM=PI2/DP (5)
AL2=ALM/2.
AKK=DP (6)
PVV=DP (9) /DP (5)
DHX=DP (27)
A2 (1) =DHX
A2 (3) =BO
C РАСЧЕТ ПЗ СО СКАЧКОМ
USK=1.
DP (29) =USK
CALL TSPO (ALM, AKK, PVV, N1K, NE, HZO, EXZ, EZA, A2)
NH=IFIX (A2 (2) )
ALF=EXZ (NH)
BET=ALF/2.71828
SPAL=SIG2*ALF/ANE
E1=HZO* (NH-1)
I=NH
2359 E1=E1+HZO
I=I+1
IF (EXZ (I) .GT.BET) GOTO 2359
BET=1./((E1-HZO*(BET-EXZ(I))/(EXZ(I-1)-EXZ(I)))*YA)
KD=1
2310 KD=2*KD
IF (KD.LE.NE) GOTO 2310
ENP=PI2*BET
IF (ENP.GE.40.0) BET=40.0/PI2
EXBP=EXP (BET*PI2)
EXBM=1./EXBP
NLK=NL+NK
IF (NK.EQ.0) NLK=NL+1
N1=1
N2=NK+NL
DK=ABS (DP (1) ) /YA
IF (INIT.EQ.0) GO TO 420
C НАЧАЛО ЦИКЛА ПО I
I=0

```

```

        NRAS=0
211 I=I+1
        IF (I.EQ.1) GO TO 215
271 II=I-1
        DO 216 J=1, II
        JJ=J
        IF (DP (1) .NE.0 .AND. I.GE.NL+NK) GO TO 215
        IF (DE (J) .EQ.DE (I)) GO TO 221
216 CONTINUE
215 N=I
        NRAS=NRAS+1
        D1=DE (I)
C РАСЧЕТ ТАБЛИЦ ЗАЗОРА, М , КФ
        I11=I-1
        NK4=NK
        IF (NK.EQ.0) NK4=1
        IF (I.LT. (NL+NK4)) GO TO 38
        IF (DP (1)) 37, 38, 39
37 MJQ=-1
        GO TO 40
38 MJQ=0
        GO TO 40
39 MJQ=1
40 NN (1) =MJQ
        CALL TZN1 (D1, PVV, DK, MJQ, N5, HZS,
        *EZA, A3, A4, A5, A6, A7, A8)
        N5J (I) =N5
        N61=1
        J=N61
        HZQ (I) =HZS (J)
        D=0.00001
        LI2=0
C ПЕРЕПИСЬ ИЗ EZA В EZO
        L=0
        N5S=0
230 L=L+1
        IF (I11.LT.1) GO TO 231
        N5S=N5S+N5J (L)
        IF (L.LT.I11) GO TO 230
231 CONTINUE
        DO 732 L=1, N5
732 EZO (N5S+L) =EZA (L)
        72 CONTINUE
        GO TO 213
C ПЕРЕПИСЬ ИЗ J В I
221 HZQ (I) =HZQ (JJ)
        N5J (I) =N5J (JJ)
        N51=N5J (JJ)
        IC=0
        N5S=0
226 IC=IC+1
        IF (I.LE.1) GO TO 227
        N5S=N5S+N5J (IC)
        IF (IC.LT.I-1) GO TO 226
227 CONTINUE
        DO 224 M=1, N51
        IND=N5S+M
        EZO (IND) =EZA (M)
224 CONTINUE
213 IF (I.LT.NLK) GO TO 211
217 CONTINUE
C ФОРМИРОВАНИЕ N5J
        L=0
        N5S=0

```

```

DO 232 L=1,NLK
N5S=N5S+N5J(L)
232 N5J(L)=N5S
C . . . . .РАСЧЕТ СРЕДНЕГО ЗАЗ ДЛЯ ОМЕГА
S=0.
J=0
NLK1=NLK-1
DO 233 I=1,NLK1
IF(DP(70+I).EQ.2.)GO TO 233
S=S+DE(I)
J=J+1
233 CONTINUE
DSR=S/J
C . . . . .РАСЧЕТ ПОЛЯ СРЕДНЕГО ЗАЗ.
IF(DSR.EQ.DE(1))GO TO 234
D1=DSR
MJQ=0
CALL TZN1(D1,PVV,DK,MJQ,N5,HZS,
*EZA,A3,A4,A5,A6,A7,A8)
C WRITE(LW3,32)(EZA(1),IBB=1,N5)
NLK2=NLK+1
HZQ(NLK2)=HZS(1)
237 N5J(NLK+1)=N5J(NLK)+N5
DE(NLK+1)=DSR
NDSR=NLK+1
DO 235 L=1,N5
IND=N5J(NLK)+L
235 EZO(IND)=EZA(L)
GO TO 236
234 HZQ(NLK+1)=HZQ(1)
NDSR=NLK+1
DSR=DE(1)
GO TO 237
236 CONTINUE
144 IGG=0
104 CONTINUE
DP(62)=0.
DP(20)=0.
127 CONTINUE
NLK=NL+NK
IF(NK.EQ.0)NLK=NL+1
C WRITE(LW3,41)GOE,FO,RM,SID
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,336)
336 FORMAT(2X,'N ',' D/A ',5X,
*'N5J',7X,'HZQ')
DO 334 I=1,N2
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,335)I,DE(I),N5J(I),HZQ(I)
335 FORMAT(1X,I2,F8.4,3X,I5,3X,F8.5)
334 CONTINUE
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,32)(EXZ(I),I=1,N1K)
32 FORMAT(2X,'EXZ=' /10(2X,10F10.6/))
420 CONTINUE
DP(26)=NN(1)
NN(11)=0
17 CONTINUE
NN(10)=1
CALL TTTF4(QPDE,AL)
RETURN
END
SUBROUTINE DAT(A,S)
DIMENSION A(30)

```

```

DO 1 I=1,30
1 A(I)=S
RETURN
END
SUBROUTINE TOUTF8(T,Y,DY,IHLE,IT,PRMT)
COMMON PI,PI2,I1,I2,I3,OM,NL,NK,SID,NGN,
1LW3,NE,NM,NWR,NS,ANE,BO,BO2,SIG,SIG2,RO,IS,
2YA,GOE,BR,PM,XN,XK,XS(60),DXK(60),ZA(60),ZR(60),
3DP(140),EXZ(75),EZO(3600),HZQ(60),N5J(60),N6,
4AL2,HZO,DE(60),NATI,NLUCH,XSR,NN(11)
COMMON/TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
COMMON/ATT/ATY(320),AUX(16,160),XU(64),SP(64),
*XJ(64),EXJ(64),EMJ(64),EXX(64),
*EXM(64),SPZ(65,2),IK(64),IIKK(205)
DIMENSION Y(1),DY(1),PRMT(1)
EQUIVALENCE (NUP,DP(37)),(NUPT,
*DP(44))
IF(NUP.NE.0)NUPT=NUPT+1
NKG=NN(3)
AMI=1000.0
AMA=-1000.0
IIKK(205)=IHLE
IIKK(204)=IT
DO 333 J=1,2
DO 333 K=1,NE
Y11=Y(K)
IF(IK(K).EQ.1)GO TO 333
IF(Y11.LE.AMI)DXM=Y(K+NE)
IF(Y11.LE.AMI)AMI=Y11
IF(Y11.GE.AMA)AMA=Y11
333 CONTINUE
SSGU=AMA-AMI
NN5=NKG*NGN
C РАСЧ. НОМЕРА КАСКАДА KS=NSR, В КОТ. НАХ. СРЕДНИЙ ЭЛЕКТРОН
NZAP=IFIX(DP(63))
ASR=AMI
DO 40 K=1,NK
KS=K
EE1=XS(K)
IF(EE1-ASR)40,40,41
40 CONTINUE
41 NSR=KS
IF(KS.EQ.NK.AND.ASR.GT.EE1)NSR=NSR+1
IF(KS.EQ.1)NSR=2
EE1=(XS(NSR-1)+DXK(NSR-1))
IF(AMI-EE1)43,43,44
43 IF(DXM)48,49,49
48 EE0=XS(NSR-1)-DXK(NSR-1)
IF(EE0-AMI.LT.0.0.OR.NN(5).LT.(NE-1))GO TO 49
44 IF(KS.EQ.1)GO TO 47
IF(NZAP.GE.NSR-1)GO TO 49
47 NZAP=NZAP+1
I=NZAP
N51=NN5-NGN
IL0=(I-1)*NGN
DO 14 L=1,NGN
IL=IL0+L
TN(IL)=Y(I1+L)
14 FTN(IL)=Y(I2+L)
IL1=IL0+1
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,42)NZAP,KS,TN(IL1),FTN(IL1),SSGU
42 FORMAT(3X,'===NZAP KS TNNA TNNR=',2I5,3X,2F10.5,'ШИР. СТ.=',F10.5)
DO 45 I=1,N51

```

```

I11=I1+I
I22=I2+I
Y(I11)=Y(I11+NGN)
Y(I22)=Y(I22+NGN)
DY(I11)=DY(I11+NGN)
DY(I22)=DY(I22+NGN)
45 CONTINUE
DO 46 J=1,16
DO 46 I=1,N51
I11=I1+I
I22=I2+I
AUX(J,I11)=AUX(J,I11+NGN)
46 AUX(J,I22)=AUX(J,I22+NGN)
KS1=NZAP
DP(63)=FLOAT(NZAP)
DP(64)=FLOAT(KS1)
49 CONTINUE
M=0
DO 3 L=1,NE
J=NE+L
XI=Y(L)
DXI=Y(J)
IF(DXI)2,2,1
1 IF(XI-XK)4,8,8
2 IF(XI-XN)8,8,4
8 M=M+1
IK(L)=1
NN(5)=M
3 CONTINUE
PRMT(5)=1.
OTK=T
4 IF(NWR-4)10,5,5
5 B=BO2
E1=0.
E2=0.
E3=0.
E4=0.
E5=0.
DO 6 I=1,NE
J=NE+I
XI=Y(I)
DXI=Y(J)
CO=COS(XI)
SI=SIN(XI)
E1=E1+CO
E2=E2+SI
E3=E3+2.*SI*CO
E4=E4+(CO*CO-SI*SI)
6 E5=E5+1./SQRT(ABS(1.-B*DXI*DXI))
F1=1.-(E1*E1+E2*E2)/ANE/ANE
F2=1.-(E3*E3+E4*E4)/ANE/ANE
E1=SQRT(1.-B)
QPD=1./(1.-E1)+E5/ANE/(1.-1./E1)
IF(NWR.EQ.6.)GO TO 15
WRITE(LW3,7)T,QPD,F1,F2
7 FORMAT(3X,'T=',1PE13.6,' QPD=',1PE13.6,
*' F1=',1PE13.6,' F2=',1PE13.6)
15 CONTINUE
IF(NWR.NE.6.)GO TO 20
N8N=NN(4)
DP(50)=DP(50)+1.
WRITE(N8N)(Y(I),I=1,I3),T,QPD,F1,F2,DP(50)
20 IF(NWR-5)10,11,10
11 WRITE(LW3,9)(Y(I),I=1,I3)

```

```

9 FORMAT(1P10E12.4)
10 CONTINUE
   LL=0
   DO 22 I=1,NE
     J=NE+I
     DXI=Y(J)
     XI=Y(I)
     IF(DXI)24,24,25
24  LL=LL+1
25  IF(DXI.LT.DP(67))GO TO 21
     GO TO 22
21  VMIN=DXI
     XMIN=XI
     IF(LL.GT.IFIX(DP(70)))DP(70)=FLOAT(LL)
     DP(67)=VMIN
22  CONTINUE
     DP68=DP(68)
     IF(NWR.LE.1)GO TO 13
     IF((LL.GT.0.AND.NWR.LT.4).AND.DP68.EQ.-4.)
       *WRITE(LW3,23)LL,VMIN,XMIN
23  FORMAT(8X,'!!!',I3,'-ЭЛЕКТРОН. С ОТП. СКОП.',
       *' VMIN=',F9.6,' HA X=',F9.4,'////')
13  RETURN
     END
     SUBROUTINE TFCTF8(T,Y,DY)
     COMMON PI,PI2,I1,I2,I3,OM,NL,NK,SID,NGN,
     1LW3,NE,NM,NWR,NS,ANE,BO,BO2,SIG,SIG2,RO,IS,
     2YA,GOE,BR,PM,XN,XK,XS(60),DXK(60),ZA(60),ZR(60),
     3DP(140),EXZ(75),EZO(3600),HZQ(60),N5J(60),N6,
     4AL2,HZO,DE(60),NATI,NLUCH,XSR,NN(11)
     COMMON/TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
     COMMON/ATT/ATY(320),AUX(16,160),XU(64),SP(64),
     *XJ(64),EXJ(64),EMJ(64),EXX(64),
     *EXM(64),SPZ(65,2),IIKK(269)
     DIMENSION Y(1),DY(1),NX(64)
     EQUIVALENCE (NUP,DP(37)),(KD,DP(38)),
     *(BET,DP(39)),(ALF,DP(40)),(EXBP,
     *DP(41)),(EXBM,DP(42)),
     *(NUPT,DP(44)),(SPAL,DP(45))
     DOUBLE PRECISION S1,S2
     KS1=IFIX(DP(63))
     A2=SIG2/ANE*2.
     ROO=SQRT(1.0-BO2)
     ROP=(1./ROO-1.)*2./BO2
     NK9=IFIX(DP(36))
     NGN=IFIX(DP(35))
     IF(DP(19).EQ.0.)GOTO 2358
     IF(T.EQ.DP(13))GOTO 2300
     IF(NUP.NE.NUPT)GOTO 2301
2300 NUPT=0
     XT=T+PI
     DO 2302 I=1,NE
       NX(I)=I
       XUT=Y(I)-XT
2307 IF(XUT-PI)2303,2303,2304
2303 IF(XUT+PI)2305,2302,2302
2304 XUT=XUT-PI2
       GOTO 2307
2305 XUT=XUT+PI2
       GOTO 2307
2302 XU(I)=XUT
       K=KD
2320 K=(K-1)/2
       IF(K.EQ.0)GOTO 2341

```

```

ND=NE-K
DO 2340 I=1,ND
J=I
2330 L=J+K
IF (XU(L) .GE. XU(J)) GOTO 2340
XUT=XU(J)
NXT=NX(J)
XU(J)=XU(L)
NX(J)=NX(L)
XU(L)=XUT
NX(L)=NXT
J=J-K
IF (J.GT.0) GOTO 2330
2340 CONTINUE
GOTO 2320
2341 DO 2342 I=1,NE
EXX(I)=EXP1(XU(I)*BET)
2342 EXM(I)=1./EXX(I)
DO 2343 I=1,NE
XUI=XU(I)
NXI=NX(I)
EXXI=EXX(I)
EXMI=EXM(I)
IF (I.NE.1) GOTO 2344
S1=0.
S2=0.
K=1
XMIN=XU(1)
EXXIS=EXXI
EXMIS=EXMI
EXJ(1)=EXXI
EMJ(1)=EXMI
XJ(1)=XUI
DO 2345 J=2,NE
XUJ=XU(J)
EXXJ=EXX(J)
EXMJ=EXM(J)
IF (XUJ.LE.XUI+PI) GOTO 2349
XUJ=XUJ-PI2
EXXJ=EXXJ*EXBM
EXMJ=EXMJ*EXBP
S1=S1+EXXJ
GOTO 2350
2349 S2=S2+EXMJ
2350 EXJ(J)=EXXJ
EMJ(J)=EXMJ
XJ(J)=XUJ
IF (XMIN.LE.XUJ) GOTO 2345
XMIN=XUJ
K=J
2345 CONTINUE
GOTO 2352
2344 S1=S1+EXXIS
S2=S2-EXMI
2354 IF (XMIN.GE.XUI-PI) GOTO 2353
S1=S1-EXJ(K)
E1=EMJ(K)*EXBM
S2=S2+E1
EMJ(K)=E1
EXJ(K)=EXJ(K)*EXBP
XJ(K)=XMIN+PI2
K=K+1
IF (K.GT.NE) K=1
XMIN=XJ(K)

```

```

      GOTO 2354
2353 EXXIS=EXXI
      EXMIS=EXMI
2352 SP(NXI)=SPAL*(EXMI*S1-EXXI*S2)
2343 CONTINUE
      IF(NUP.EQ.0)GOTO 2358
      IF(T.NE.DP(13))GOTO 2359
      SPZ(1,1)=T-1.E-6
      SPZ(1,2)=T
      DO 2356 I=1,NE
      SPI=SP(I)
      SPZ(I+1,1)=SPI
2356 SPZ(I+1,2)=SPI
      GOTO 2358
2359 SPZ(1,1)=SPZ(1,2)
      SPZ(1,2)=T
      DO 2360 I=1,NE
      SPZ(I+1,1)=SPZ(I+1,2)
2360 SPZ(I+1,2)=SP(I)
      GOTO 2358
2301 E1=(T-SPZ(1,2))/(SPZ(1,2)-SPZ(1,1))
      DO 2357 I=1,NE
2357 SP(I)=E1*(SPZ(I+1,2)-SPZ(I+1,1))+
      *SPZ(I+1,2)
2358 CONTINUE
      DO 1 I=1,I3
1 DY(I)=0.
      YM=YA
      E1=PM*T
      CS=COS(E1)
      SN=SIN(E1)
C SA=A2*CS
C SR=A2*SN
      DO 12 I=1,NE
      J=NE+I
      YI=Y(I)
      DXI=Y(J)
      BDX=BO2*DXI*DXI
      BD1=1.-BDX
      BD2=SQRT(ABS(BD1))
      DY(I)=DXI
      EPI=0.
      IF(DP(19).EQ.0.)GOTO 4
      EPI=SP(I)
      EPI=EPI*BD1*BD2
4 DO 5 K=1,NK9
      KS=K
      KSK=KS
      KSK1=KSK
      DP70=DP(70+KSK)
      EE1=XS(K)*PM
      IF(ABS(YI-EE1)-DXK(K)*PM)8,8,5
5 CONTINUE
6 DY(J)=EPI
      GOTO 12
8 IF(KS-NK9)9,10,10
9 JQ=1
      GOTO 11
10 JQ=2
C IF(DP(20).NE.0.)KSK1=JKAS
11 XI=YI-EE1
C IF(DP70.EQ.1.)GO TO 90
92 E11=E1*DP70
      CS=COS(E11)

```



```

        SN=SIN(E11)
C       SA=A2*CS
C       SR=A2*SN
90     AX=XI/YM
        HZ1=HZQ(KSK1)
        IZ2=ABS(IFIX(AX/HZ1))
        IZ1=N5J(KSK1)-IZ2
        XZ1=ABS(AX)-HZ1*FLOAT(IZ2)
        IF(DP(26))1000,1002,1002
1000   IF(JQ-1)1002,1002,1001
1001   GRZZ=(EZO(IZ1)-EZO(IZ1-1))/HZ1
        EXO=(EZO(IZ1)-GRZZ*XZ1)*SIGN(1.,AX)
        GOTO 1003
1002   GRZZ=- (EZO(IZ1)-EZO(IZ1-1))/
        *HZ1)*SIGN(1.,AX)
        EXO=EZO(IZ1)+GRZZ*XZ1*SIGN(1.,AX)
1003   DY(J)=EPI-(ZA(KS)*CS-ZR(KS)*SN)*
        *BD1*BD2*ROP*EXO
        A2X=A2*DXI*EXO
        DO 14 L=1,NGN
        K11=(KS-KS1-1)*NGN+L
        K1=I1+K11
        K2=I2+K11
        DY(K1)=DY(K1)+A2X*COS(E11*L)
        DY(K2)=DY(K2)-A2X*SIN(E11*L)
14     CONTINUE
12     CONTINUE
        RETURN
        END
        SUBROUTINE TREAD4(N1,N2,A9,DMI,SD1,LW1,AL)
        COMMON PI,PI2,I1,I2,I3,OM,NL,NK,SID,NGN,
1LW3,NE,NM,NWR,NS,ANE,BO,BO2,SIG,SIG2,RO,IS,
2YA,GOE,BR,PM,XN,XK,XS(60),DXK(60),ZA(60),ZR(60),
3DP(140),EXZ(75),EZO(3600),HZQ(60),N5J(60),N6,
4AL2,HZO,DE(60),NATI,NLUCH,XSR,NN(11)
        COMMON/TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
        DIMENSION A9(30),AL(60)
        DATA S9/' '/
1       FORMAT(10A4/20A4)
        CALL DAT(A9,S9)
        READ(LW1,6)(A9(I),I=1,20)
        WRITE(LW3,6)(A9(I),I=1,20)
        CALL DAT(A9,S9)
        READ(LW1,6)(A9(I),I=1,20)
        WRITE(LW3,6)(A9(I),I=1,20)
        CALL DAT(A9,S9)
        READ(LW1,449)(A9(I),I=7,12),NN(3),(A9(I),I=1,6),NK
        WRITE(LW3,449)(A9(I),I=7,12),NN(3),(A9(I),I=1,6),NK
        READ(LW1,449)(A9(I),I=13,18),NE,(A9(I),I=19,24),NGN
        WRITE(LW3,449)(A9(I),I=13,18),NE,(A9(I),I=19,24),NGN
        IF(NK.GT.59)WRITE(LW3,550)
550    FORMAT(2X'!! ЧИСЛО ЗАЗОРОВ НК ДОЛЖНО <=59 !! ИСПРАВЬ!!')
        CALL DAT(A9,S9)
        READ(LW1,454)(A9(I),I=13,18),DP(1),(A9(I),I=19,24),DP22
        WRITE(LW3,454)(A9(I),I=13,18),DP(1),(A9(I),I=19,24),DP22
        CALL DAT(A9,S9)
449    FORMAT(2X,6A4,I2,8X,6A4,I2)
453    FORMAT(2X,6A4,F8.3,2X,6A4,I2)
C       IF(NK.EQ.0)NL=NL-1
        DP(35)=FLOAT(NGN)
        NM=1
        NL=1
        N132=NK+NL
        N1=NL+NK

```

```

N2=N1
NK1=NK
J1=NK1*NM
DP(15)=0.
C ПАРАМЕТРЫ ЛУЧА
CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,6)(A9(I),I=1,20)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,6)(A9(I),I=1,20)
CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,6)(A9(I),I=1,20)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,6)(A9(I),I=1,20)
CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,453)(A9(I),I=1,6),DP(3),(A9(I),I=7,12),NLUCH
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,453)(A9(I),I=1,6),DP(3),(A9(I),I=7,12),NLUCH
READ(LW1,454)(A9(I),I=13,18),DP(2),(A9(I),I=19,24),DP(5)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,454)(A9(I),I=13,18),DP(2),(A9(I),I=19,24),DP(5)
CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,454)(A9(I),I=1,6),DP(6),(A9(I),I=7,12),DP(9)
DP(12)=0.01
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,454)(A9(I),I=1,6),DP(6),(A9(I),I=7,12),DP(9)
READ(LW1,454)(A9(I),I=1,6),DP(23),(A9(I),I=7,12),DP(27)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,454)(A9(I),I=1,6),DP(23),(A9(I),I=7,12),DP(27)
READ(LW1,454)(A9(I),I=1,6),DP(15),(A9(I),I=7,12),DP(13)
DP(18)=0.5
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,454)(A9(I),I=1,6),DP(15),(A9(I),I=7,12),DP(13)
454 FORMAT(2X,6A4,F8.3,2X,6A4,F8.5)
IF(DP(6).LE.0.)DP(6)=1.E-4
IF(DP(9).GE.DP(5))PRINT 455
IF(DP(6).GE.DP(9))PRINT 456
455 FORMAT(5X,'!!! РАДИУС ЛУЧА > ИЛИ = РАД. ТРУВЫ ДЕЙФА! ИСПРАВЬ!!')
456 FORMAT(5X,'!!! РАДИУС ВНУТР. ЛУЧА > ИЛИ = ВНЕШНЕМУ! ИСПРАВЬ!!!')
C ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРОВ
READ(LW1,5)A9
5 FORMAT(10A4/20A4)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,5)A9
CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,6)(A9(I),I=1,20)
6 FORMAT(20A4)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,6)(A9(I),I=1,20)
DO 8 I=1,NK
READ(LW1,7)II,AL(I),DE(I),PSI(I),FPS(I)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,7)I,AL(I),DE(I),PSI(I),FPS(I)
7 FORMAT(1X,I2,2X,F8.4,2X,F8.4,2X,F8.5,2X,F8.5)
8 CONTINUE
C ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИН ЗАЗОРА
SD1=0.
DMI=DE(1)/DP(5)
DO 262 I=1,N1
DE(I)=DE(I)/DP(5)
IF(DE(I).LT.DMI)DMI=DE(I)
SD1=SD1+AL(I)
262 CONTINUE
DP(1)=DP(1)/DP(5)
434 FORMAT(15A4)

```

```

CALL DAT(A9,S9)
READ(LW1,434)(A9(I),I=1,15)
IF(NWR.EQ.3)
*WRITE(LW3,434)(A9(I),I=1,15)
C DP(8)-ИНДИКАТОР ВЫБ. ГРАФ.(=0-ЕСТЬ,=1=НЕТ)
DP(8)=0.
DP(13)=0.
DP(14)=900.
DP(16)=0.01
DP(19)=1.
DP(24)=0.
DO 266 I=1,N132
266 DP(70+I)=1.0
DP(33)=2500.0
RETURN
END
SUBROUTINE TZN1(D1,PVV,DK2,MJQ,N5,
*HZQ,EZO,U,HR,RH1,A2,A4,DZK)
C ZAZOR KWADR
DIMENSION U(100,30),HR(30),RH1(30),
*A2(30),A4(30),EZO(100),HZQ(2),DZK(2)
LW1=50
LW3=51
M1=8
M3=20
N1=32
N2=36
N3=45
ADA=4.
HR(30)=1.0
EPS=0.00001
OMEGA=1.75
DZK(1)=D1
DK=DK2/2.
FO=0.5
M1T=M1
JQ=1
IF(MJQ)510,514,510
514 DK=0.
M1=10
509 HR1=1./FLOAT(M1-2)
DZ=DZK(JQ)/2.
MJ=1
HZ1=HR1
N11=IFIX(DZ/HZ1)
515 AX2=DZ-HZ1*FLOAT(N11)
*+1.E-5
AMO1=AX2
AM31=AX2+HZ1
M2=M1+2
D2Z=DZK(1)/2.
N5=IFIX((DK+D2Z+ADA)/HZ1)+1
N2=N5+N11
N2T=N5-1
N1=N5-N11
GO TO 520
510 DZ=DZK(1)
M1=M1T
MJ=MJQ
HR1=1./FLOAT(M1-2)
D2Z=DZK(1)/2.
HZ1=HR1
N5=IFIX((DK+D2Z+ADA)/HZ1)+1
M2=M1+2

```

```

N21=IFIX (DK/HZ1)
AX1=DK-HZ1*FLOAT (N21)
AL31=2.*HZ1-AX1
*+1.E-5
ALO1=HZ1-AX1
*+1.E-5
N2=N5-N21-1
N2T=N2
ADZ=DZ-HZ1+AX1
N11=IFIX (ADZ/HZ1)
AX2=ADZ-HZ1*FLOAT (N11)
*+1.E-5
AM31=AX2+HZ1
*+1.E-5
AM01=AX2
N1=N2-N11-1
ALI1=2.*HZ1/AL31
ALI3=2.*HZ1*HZ1/(AL31*ALO1)
ALIO=2.*(HZ1/ALO1+1.)
AP4=OMEGA/ALIO
520 AP1=OMEGA/6.
AP2=OMEGA/4.
AM1=2.*HZ1*HZ1/(AM31*AM01)
AM3=2.*HZ1/AM31
AM0=2.*(HZ1/AM01+1.)
AP3=OMEGA/AM0
N51=N5-1
M31=M3-1
N52=N5+2
DO 525 J=1,M3
DO 525 I=1,N52
U(I,J)=0.
525 CONTINUE
DO 526 J=1,M3
U(1,J)=FO
526 CONTINUE
DO 527 J=M1,M2
DO 527 I=2,N1
U(I,J)=FO
527 CONTINUE
DO 528 I=1,N52
KI=I-1
U(I,M3)=FO-FO/FLOAT (N5-1)*KI
528 CONTINUE
RH=0.
DO 529 J=2,M31
RH=RH+HR1
RH1(J+1)=RH
529 CONTINUE
RH1(1)=-HR1
RH1(2)=0.
B=1.-OMEGA
DO 563 J=2,M31
IF (J-3) 564,565,565
564 A2(J)=2.
A4(J)=2.
GO TO 563
565 A2(J)=0.5*(1.+RH1(J-1)/RH1(J))
A4(J)=0.5*(1.+RH1(J+1)/RH1(J))
563 CONTINUE
ITN=1
556 D=0.
DO 557 J=2,M31
IF (J-3) 566,567,567

```

```

566 AO=6.
    A=AP1
    AB4=A4 (J)
    AB2=A2 (J)
    GO TO 568
567 AO=4.
    A=AP2
    AB4=A4 (J)
    AB2=A2 (J)
568 IF (J-M1) 570, 569, 569
569 IF (J-M2) 571, 571, 570
570 DO 572 I=2, N51
    XQQ=A* (U (I+1, J) +U (I-1, J) +AB4*
    3U (I, J+1) +AB2*U (I, J-1) ) +B*U (I, J)
    DIF=ABS (XQQ-U (I, J) )
    IF (DIF-D) 574, 574, 573
573 D=DIF
574 U (I, J) =XQQ
572 CONTINUE
    GOTO 557
571 DO 575 I=N1, N2T
    IF (I-N1) 577, 577, 576
576 IF (I-N2) 578, 579, 575
577 A1=AM1
    A3=AM3
    AO=AMO
    A=AP3
    GO TO 580
578 A1=1.
    A3=1.
    AO=4.
    A=AP2
    GO TO 580
579 A1=ALI1
    A3=ALI3
    AO=ALIO
    A=AP4
580 XQQ=A* (A1*U (I-1, J) +A3*U (I+1, J) +
    *AB4*U (I, J+1) +AB2*U (I, J-1) ) +B*U (I, J)
    DIF=ABS (XQQ-U (I, J) )
    IF (DIF-D) 582, 582, 581
581 D=DIF
582 U (I, J) =XQQ
575 CONTINUE
557 CONTINUE
    DO 583 I=1, N52
    U (I, 1) =U (I, 3)
583 CONTINUE
    IF (D-EPS) 585, 585, 584
584 ITN=ITN+1
    GO TO 556
585 DO 586 J=1, M3
    U (N5+1, J) =-U (N5-1, J) *MJ
    U (N5+2, J) =-U (N5-2, J) *MJ
586 CONTINUE
    NJQ=N5-1
    HZQ (JQ) =HZ1
    AY=PVV
    NAI=IFIX (PVV/HR1)
    J6=NAI+2
    J7=J6+1
    XHR=AY-HR1*FLOAT (NAI)
    GR1=XHR/HR1
    DO 592 I=1, NJQ

```

```

      IF (J7-M1 ) 594, 595, 595
594 IF (I-NJQ) 599, 599, 592
595 IF (I-N1+1) 500, 501, 599
599 EZ1=(U(I, J6)-U(I+2, J6)) / (HZ1*2.) *D1
      EZ2=(U(I, J7)-U(I+2, J7)) / (HZ1*2.) *D1
      GO TO 502
500 EZ1=(U(I, J6)-U(I+2, J6)) / (HZ1*2.) *D1
      EZ2=0.
      GO TO 502
501 EZ1=(U(I, J6)-U(I+2, J6)) / (HZ1*2.) *D1
      EZ2=(FO-U(I+1, J7)) / AMO1 *D1
502 EZO(I)=EZ1+(EZ2-EZ1) *GR1
592 CONTINUE
511 CONTINUE
      N5=N5-1
      RETURN
      END
      SUBROUTINE HPCG (PRMT, Y, DERY, NDIM, IHLF, FCT, OUTP, AUX)
      DIMENSION PRMT (1), Y (1), DERY (1), AUX (16, 1)
      N=0
      IHLF=0
      X=PRMT (1)
      H=PRMT (3)
      PRMT (5)=0.
      DO 1 I=1, NDIM
      AUX (16, I)=0.
      AUX (15, I)=DERY (I)
1 AUX (1, I)=Y (I)
      IF (H* (PRMT (2)-X)) 3, 2, 4
C      ERROR RETURN
2 IHLF=12
      GO TO 4
3 IHLF=13
C      COMPUTATION OF DERY FOR STARTING VALUES
4 CALL FCT (X, Y, DERY)
C      RECORDING OF STARTING VALUES
      CALL OUTP (X, Y, DERY, IHLF, NDIM, PRMT)
      IF (PRMT (5)) 6, 5, 6
5 IF (IHLF) 7, 7, 6
6 RETURN
7 DO 8 I=1, NDIM
8 AUX (8, I)=DERY (I)
C      COMPUTATION OF AUX (2, I)
      N=1
      ISW=1
      GO TO 100
9 X=X+H
      DO 10 I=1, NDIM
10 AUX (2, I)=Y (I)
C      INCREMENT H IS TESTED BY MEANS OF BISECTION
11 IHLF=IHLF+1
      X=X-H
      DO 12 I=1, NDIM
12 AUX (4, I)=AUX (2, I)
      H=.5*H
      N=1
      ISW=2
      GO TO 100
13 X=X+H
      CALL FCT (X, Y, DERY)
      N=2
      DO 14 I=1, NDIM
      AUX (2, I)=Y (I)
14 AUX (9, I)=DERY (I)

```

```

      ISW=3
      GO TO 100
C     COMPUTATION OF TEST VALUE DELT
15    DELT=0.
      DO 16 I=1,NDIM
16    DELT=DELT+AUX(15,I)*ABS(Y(I)-AUX(4,I))
      DELT=.06666667*DELT
      IF(DELT-PRMT(4))19,19,17
17    IF(IHLF-10)11,18,18
C     NO SATISFACTORY ACCURACY AFTER 10 BISECTIONS. ERROR MESSAGE.
18    IHLF=11
      X=X+H
      GOTO 4
C     THERE IS SATISFACTORY ACCURACY AFTER LESS THAN 11 BISECTIONS.
19    X=X+H
      CALL FCT(X,Y,DERY)
      DO 20 I=1,NDIM
      AUX(3,I)=Y(I)
20    AUX(10,I)=DERY(I)
      N=3
      ISW=4
      GOTO 100
21    N=1
      X=X+H
      CALL FCT(X,Y,DERY)
      X=PRMT(1)
      DO 22 I=1,NDIM
      AUX(11,I)=DERY(I)
220Y(I)=AUX(1,I)+H*(.375*AUX(8,I)+.7916667*AUX(9,I)
      1-.2083333*AUX(10,I)+.0416667*DERY(I))
23    X=X+H
      N=N+1
      CALL FCT(X,Y,DERY)
      CALL OUTP(X,Y,DERY,IHLF,NDIM,PRMT)
      IF(PRMT(5))6,24,6
24    IF(N-4)25,200,200
25    DO 26 I=1,NDIM
      AUX(N,I)=Y(I)
26    AUX(N+7,I)=DERY(I)
      IF(N-3)27,29,200
27    DO 28 I=1,NDIM
      DELT=AUX(9,I)+AUX(9,I)
      DELT=DELT+DELT
28    Y(I)=AUX(1,I)+.3333333*H*(AUX(8,I)+DELT+AUX(10,I))
      GO TO 23
29    DO 30 I=1,NDIM
      DELT=AUX(9,I)+AUX(10,I)
      DELT=DELT+DELT+DELT
30    Y(I)=AUX(1,I)+.375*H*(AUX(8,I)+DELT+AUX(11,I))
      GO TO 23
C     THE FOLLOWING PART OF SUBROUTINE MPCG COMPUTES BY MEANS OF
C     RUNGE-KUTTA METHOD STARTING VALUES FOF THE NOT SELF-STARTING
C     PREGISTOR-CORRECTOR METHOD
100   DO 101 I=1,NDIM
      Z=H*AUX(N+7,I)
      AUX(5,I)=Z
101   Y(I)=AUX(N,I)+.4*Z
C     Z IS AN AUXILIARY STORAGE LOCATION
      Z=X+.4*H
      CALL FCT(Z,Y,DERY)
      DO 102 I=1,NDIM
      Z=H*DERY(I)
      AUX(6,I)=Z
102   Y(I)=AUX(N,I)+.2969776*AUX(5,I)+.1587596*Z

```

```

      Z=X+.4557372*H
      CALL FCT(Z,Y,DERY)
      DO 103 I=1,NDIM
      Z=H*DERY(I)
      AUX(7,I)=Z
1003 Y(I)=AUX(N,I)+.2181004*AUX(5,I)-3.050965*AUX(6,I)+3.832865*Z
      Z=X+H
      CALL FCT(Z,Y,DERY)
      DO 104 I=1,NDIM
1004 Y(I)=AUX(N,I)+.1747603*AUX(5,I)-.5514807*AUX(6,I)
      1+1.205536*AUX(7,I)+.1711848*H*DERY(I)
      GOTO(9,13,15,21),ISW
C      POSSIBLE BREAK-POINT FOR LINKAGE
C      STARTING VALUES ARE COMPUTED.
C      NOW START HAMMINGS MODIFIED PREDICTOR-CORRECTOR METHOD.
200 ISTEP=3
201 IF(N-8)204,202,204
C      N=8 CAUSES THE RONS OF AUX TO CHANGE THEIR STORAGE LOCATIONS
202 DO 203 N=2,7
      DO 203 I=1,NDIM
      AUX(N-1,I)=AUX(N,I)
203 AUX(N+6,I)=AUX(N+7,I)
      N=7
C      N LESS THAN 8 CAUSES N+1 TO GET N
204 N=N+1
C      COMPUTATION OF NEXT VESTOR Y
      DO 205 I=1,NDIM
      AUX(N-1,I)=Y(I)
205 AUX(N+6,I)=DERY(I)
      X=X+H
206 ISTEP=ISTEP+1
      DO 207 I=1,NDIM
      ODELT=AUX(N-4,I)+1.333333*H*(AUX(N+6,I)+AUX(N+6,I)-AUX(N+5,I)+
      1AUX(N+4,I)+AUX(N+4,I))
      Y(I)=DELTA-.9256198*AUX(16,I)
207 AUX(16,I)=DELTA
C      PREDISTOR IS NOW GENERATED IN ROW 16 OF AUX,MODIFIED PREDICTOR
C      IS GENERETED IN Y. DELT MEANS AN AUXILIARY STORAGE.
      CALL FCT(X,Y,DERY)
C      DERIVATIVE OF MODIFIED PREDISTOR IS GENERATED IN DERY
      DO 208 I=1,NDIM
      ODELT=.125*(9.*AUX(N-1,I)-AUX(N-3,I)+3.*H*(DERY(I)+AUX(N+6,I)+
      1AUX(N+6,I)-AUX(N+5,I)))
      AUX(16,I)=AUX(16,I)-DELTA
208 Y(I)=DELTA+.07438017*AUX(16,I)
C      TEST WHETHER H MUST BE HALVED OR DOUBED
      DELT=0.
      DO 209 I=1,NDIM
209 DELT=DELTA+AUX(15,I)*ABS(AUX(16,I))
      IF(DELTA-PRMT(4))210,222,222
C      H MUST NOT BE HALVED THAT MEANS Y(I) ARE GOOD.
210 CALL FCT(X,Y,DERY)
      CALL OUTP(X,Y,DERY,IHLF,NDIM,PRMT)
      IF(PRMT(5))212,211,212
211 IF(IHLF-11)213,212,212
C      212 RETURN
213 IF(H*(X-PRMT(2)))214,212,212
214 IF(ABS(X-PRMT(2))-.1*ABS(H))212,215,215
215 IF(DELTA-.02*PRMT(4))216,216,201
C      H COULD BE DOUBLED IF ALL NECESSARY PRECEEDING VALUES ARE
C      AVAILABLE
216 IF(IHLF)201,201,217
217 IF(N-7)201,218,218
218 IF(ISTEP-4)201,219,219

```



```

219 IMOD=ISTEP/2
    IF (ISTEP-IMOD-IMOD) 201,220,201
220 H=H+H
    IHLF=IHLF-1
    ISTEP=0
    DO 221 I=1,NDIM
        AUX(N-1,I)=AUX(N-2,I)
        AUX(N-2,I)=AUX(N-4,I)
        AUX(N-3,I)=AUX(N-6,I)
        AUX(N+6,I)=AUX(N+5,I)
        AUX(N+5,I)=AUX(N+3,I)
        AUX(N+4,I)=AUX(N+1,I)
        DELT=AUX(N+6,I)+AUX(N+5,I)
        DELT=DELT+DELT+DELT
2210AUX(16,I)=8.962963*(Y(I)-AUX(N-3,I))-3.361111*H*(DERY(I)+DELT
    1+AUX(N+4,I))
    GO TO 201
C    H MUST BE HALVED
222 IHLF=IHLF+1
    IF (IHLF-10) 223,223,210
223 H=.5*H
    ISTEP=0
    DO 224 I=1,NDIM
        0 Y(I)=.00390625*(80.*AUX(N-1,I)+135.*AUX(N-2,I)+40.*AUX(N-3,I)+
        1AUX(N-4,I))- .1171875*(AUX(N+6,I)-6.*AUX(N+5,I)-AUX(N+4,I))*H
        0AUX(N-4,I)=.00390625*(12.*AUX(N-1,I)+135.*AUX(N-2,I)+
        1108.*AUX(N-3,I)+AUX(N-4,I))- .0234375*(AUX(N+6,I)+18.*AUX(N+5,I)-
        29.*AUX(N+4,I))*H
        AUX(N-3,I)=AUX(N-2,I)
224 AUX(N+4,I)=AUX(N+5,I)
    X=X-H
    DELT=X-(H+H)
    CALL FCT(DELT,Y,DERY)
    DO 225 I=1,NDIM
        AUX(N-2,I)=Y(I)
        AUX(N+5,I)=DERY(I)
225 Y(I)=AUX(N-4,I)
    DELT=DELT-(H+H)
    CALL FCT(DELT,Y,DERY)
    DO 226 I=1,NDIM
        DELT=AUX(N+5,I)+AUX(N+4,I)
        DELT=DELT+DELT+DELT
        0AUX(16,I)=8.962963*(AUX(N-1,I)-Y(I))-3.361111*H*(AUX(N+6,I)+DELT
        1+DERY(I))
226 AUX(N+3,I)=DERY(I)
    GOTO 206
212 RETURN
    END
    SUBROUTINE TSPO(ALM,AKK,PVV,N1K,N11,
    *HZO,EXZ,Q,HXO)
C    TABLICA
    DIMENSION EXZ(260),
    3Q(200),HXO(260)
    DHX=HXO(1)
    BO=HXO(3)
    B22=SQRT(1.-BO*BO)
    IF(DHX.EQ.0.) GO TO 3
    N1D=IFIX(FLOAT(N11)*DHX)
    IF(N1D.GE.140.) N1D=140
    HM=ALM/N1D
    NH=(73/N1D)*2
    IF(N1D.GT.70.) NH=1
    HXO(2)=FLOAT(NH)+1.
    HXONI=HM/NH

```

```

      N1K=ALM/ (2.*HXONI)+2
      GO TO 4
3    CONTINUE
      HM=ALM/140
      NH=1
      HXONI=HM
      N1K=72
      HXO(2)=FLOAT(NH)
4    CONTINUE
      L2=80
C    WRITE(51,583)N1K,L2,ALM,AKK,PVV
C 583 FORMAT(2I5/3F10.6)
      PI=3.1415926
      Z6=40.0
      TP=1.E-8
      Q(1)=2.4048
      Q(2)=5.5201
      Q(3)=8.6537
      Q(4)=11.7915
      Q(5)=14.9309
      DO 599 JS=6,L2
      Q(JS)=PI*(JS-0.25+0.050661/(4.*JS-
31.)-0.053041/(4.*JS-1.)**3+
30.262051/(4.*JS-1.)**5)
599 CONTINUE
      R1S=SQRT((1.+AKK**2)/2.)
      PX1=HXONI
      R2=PVV
      R22=R2*AKK/R1S
      R21=R2/R1S
      RI1=R2
587 IF(R22-1.)46,47,47
46  R21=R2/R1S
      R22=R21*AKK
      RI1=R2
      GO TO 45
47  R22=1.
      R21=R2/R1S
      RI1=SQRT((1.+R21**2)/2.)
45  GA1S=1.
      R1=PVV
      R12=R1*AKK/R1S
      R11=R1/R1S
      RN1=R1
588 IF(R12-1.)43,44,44
43  R11=R1/R1S
      R12=R11*AKK
      RN1=R1
      GO TO 48
44  R12=1.
      R11=R1/R1S
      RN1=SQRT((1.+R11**2)/2.)
48  GA2S=1.
      PX1=PX1-HXONI
      PX=HXONI*(NH-1)
      IF(DHX.EQ.0.)GO TO 5
      PX=HXONI*(NH-1)
      IN=NH+1
      GO TO 6
5    IN=NH
      PX=-HXONI
6    CONTINUE
      DO 502 N1=IN,N1K
      PX=PX+HXONI

```

```

584 Z1=PX
    EZU=0.
    ERU=0.
    DO 547 NS=1,L2
    X3=Q(NS)
    Z3=X3*Z1
    X11=X3*R11
    X12=X3*R12
    X21=X11
    X22=X12
    ZP1=(Z1+ALM)*X3/B22
    ZP2=Z1*X3/B22
    ZP3=ABS((ALM-Z1)*X3)/B22
    ZP4=ABS((ALM*2.-Z1)*X3)/B22
    IF(ZP1-Z6) 61,54,54
54 E1Z=0.
    GO TO 51
61 E1Z=EXP(-ZP1)
51 IF(ZP4-Z6) 62,55,55
55 E4Z=0.
    GO TO 52
62 E4Z=EXP(-ZP1)
52 IF(ZP3-Z6) 63,56,56
56 E3Z=0.
    GO TO 53
63 E3Z=EXP(-ZP3)
53 IF(ZP2-Z6) 64,57,57
57 E2Z=0.
    GO TO 32
64 E2Z=EXP(-ZP2)
32 A4=BESD1(X3)
    A11=BESD1(X11)
    A12=BESD1(X12)
    A21=A11
    A22=A12
    A01=BESD0(X11)
    A02=BESD0(X12)
    AZU=(R22*A22-R21*A21)/
1(X3*X3*A4*A4*(R22*R22-R21*R21)*
1(R12*R12-R11*R11))
    EZS1=4.*(R12*A12-R11*A11)*AZU
    EZS=(E1Z+E2Z-E3Z-E4Z)*EZS1
    EZU=EZU+EZS
547 CONTINUE
    RR=PI*EZU
589 EXZ(N1)=RR
502 CONTINUE
    HZO=HXONI
    IF(DHX.EQ.0.)GO TO 7
    EXZ(1)=0.
    EM=EXZ(IN)
    GR=EM/HM
    PX=0.
    I=1
100 EXZ(I)=PX*GR
    PX=PX+HXONI
    I=I+1
    IF(I.LE.NH)GO TO 100
7 CONTINUE
    RETURN
    END
    FUNCTION BESD1(X)
    IF(X-3.)1,1,2
1 D=(X/3.)**2

```

```

    BESD1=X* ((( (( (0.00001109*D-
30.00031761)*D+0.00443319)*D-
30.03954289)*D+0.21093573)*D-
30.56249985)*D+0.5)
    RETURN
2 D=3./X
    AFL= ((( (( (-0.00020033*D+0.00113653)*D
4-0.00249511)*D+0.00017103)*D+
40.01659667)*D+0.00000156)*D+
40.79788456
    AL=X+ ((( (( (-0.00029166*D+
50.00079824)*D+0.00074348)*D-
50.00637879)*D+0.00005650)*D+
50.12499612)*D-2.35619449
    BESD1=AFL*COS(AL)/SQRT(X)
    RETURN
END
FUNCTION BESD0(X)
    IF (X-3.0) 1,1,2
1 D=(X/3.0)**2
    BESD0= ((( (( (0.0002100*D-0.0039444)*D+0.0444479)*D-
10.3163866)*D+1.2656208)*D-2.2499997)*D+1.0
    RETURN
2 D=3.0/X
    AFL= ((( (( (0.00014476*D-0.00072805)*D+0.00137237)*D-
1 0.00009512)*D-0.00552740)*D-0.00000077)*D+0.79788456
    AL=X- ((( (( (-0.00013558*D+0.00029333)*D+0.00054125)*D-
1 0.00262573)*D+0.00003954)*D+0.04166397)*D+0.78539816)
    BESD0=AFL*COS(AL)/SQRT(X)
    RETURN
END
FUNCTION EXP1(X)
COMMON/CEXP1/SH2(65),ALN2,ALN2O
    IF(X.LT.0.)GOTO 1
    Y=X*ALN2O
    J=Y
    T=(Y-J)*ALN2
    J=J+1
    A=T*T
    B=12.*(10.+A)
    C=T*(60.+A)
    EXP1=((B+C)/(B-C))*SH2(J)
    RETURN
1 Y=-X*ALN2O
    J=Y
    T=(Y-J)*ALN2
    J=J+1
    A=T*T
    B=12.*(10.+A)
    C=T*(60.+A)
    EXP1=((B-C)/(B+C))/SH2(J)
    RETURN
END
SUBROUTINE TTTF4(QPDE,AL)
COMMON PI,PI2,I1,I2,I3,OM,NL,NK,SID,NGN,
1LW3,NE,NM,NWR,NS,ANE,BO,BO2,SIG,SIG2,RO,IS,
2YA,GOE,BR,PM,XN,XK,XS(60),DXK(60),ZA(60),ZR(60),
3DP(140),EXZ(75),EZO(3600),HZQ(60),N5J(60),N6,
4AL2,HZO,DE(60),NATI,NLUCH,XSR,NN(11)
COMMON/TNPS/TN(300),FTN(300),PSI(60),FPS(60)
COMMON/ATT/Y(160),DY(160),AUX(16,160),A333(578),IK(64)
*,IIKK(205)
DIMENSION PRMT(11),AL(1)
EXTERNAL TFCTF8,TOUTF8

```

```

EQUIVALENCE (NUP, DP(37)), (KD, DP(38)),
*(BET, DP(39)), (ALF, DP(40)), (EXBP,
*DP(41)), (EXBM, DP(42)),
*(NUPT, DP(44)), (SPAL, DP(45))
ADA=DP(51)
NKG=NN(3)
NN(5)=0
PXN=1.3
PXX=1.3
NUPT=0
ROO=SQRT(1.-BO2)
SPAL=SIG2*ALF/ANE
NKK=1
DP11=DE(NKK)
C NN(1) ДВУХЗАЭ. ИЛИ ОДНОЗАЭ.
IF(NK-1) 490, 490, 491
490 IF(NN(1)) 492, 491, 492
492 DXK(1)=(DP11+ADA)*YA+0.5*ABS(DP(1))
GOTO 494
491 DXK(1)=(0.5*DP11+ADA)*YA
494 XS(1)=DXK(1)
NK10=NK
IF(NK-1) 54, 54, 53
53 DO 3 K=2, NK10
IF(K-NK) 1, 2, 2
1 DXK(K)=(0.5*DE(K)+ADA)*YA
GO TO 3
2 IF(NN(1)) 51, 52, 51
52 DXK(K)=(0.5*DE(K)+ADA)*YA
GOTO 3
51 DXK(K)=(DE(K)+ADA)*YA+0.5*ABS(DP(1))
3 XS(K)=XS(K-1)+AL(K-1)
54 IF(NK) 535, 535, 536
535 NK1=1
GO TO 537
536 NK1=NK
537 XN=XS(NK1)-DXK(NK1)*PXN
XK=XS(NK1)+DXK(NK1)*PXX
Q1H=DP(33)
M=1
PM=1.
DO 6 I=1, I3
Y(I)=0.0
6 DY(I)=0.0
DXO=1.0
TO=0.0
HH=PI2/NE
TOI=HH*0.5
DO 14 I=1, NE
XX=DXO*(TO-TOI)
Y(I)=XX
Y(I+NE)=1.0
IK(I)=0
14 TOI=TOI+HH
C НАЧАЛО ИНТЕГРИРОВАНИЯ
NA=2*NK*(M-1)
NK10=NK
DP(63)=0.
DP(64)=0.
E1=1./FLOAT(I3)
K=NK
DP(36)=FLOAT(K)
XEE=AL(NK-1)
IF(K.EQ.NK10) XEE=PI2

```

```

XK=XS (K) +DXK (K) +XEE
XN=XS (K) -DXK (K) *PXN
DO 574 I=1, I3
574 DY (I) =E1
IS=0
DO 9 K1=1, NK
K2=K1
DEY=2. *YA*DE (K1)
I=NA+2*K1
ZA (K1) =PSI (K2) *COS (FPS (K2) ) /DEY
9 ZR (K1) =PSI (K2) *SIN (FPS (K2) ) /DEY
C PRINT 445, (Y (I) , I=1, I3)
C 445 FORMAT (2X, 10 (2X, 10F10.5/))
DO 8 I=1, 4
8 PRMT (I) =DP (I+12)
DP (68) =-4.
DP (67) =Y (NE+1)
DP (70) =0.
DP (50) =0.
NWRR=NWR
CALL HPCG (PRMT, Y, DY, I3, IHLE, TFCTF8,
*TOUTF8, AUX)
NWR=NWRR
DO 10 I=1, I3
DY (I) =Y (I)
10 CONTINUE
NK20=2*NGN*NKG
DO 636 I=1, NK20
636 Y (I1+I) =0.
DO 139 K=1, NK
NLK=K
C !!!! ДОБРОТН., ОК- РАССТРОЙКА К-ГО РЕЗОНАТОРА
DO 573 I=1, NGN
L1=(K-1) *NGN+I
K1=I1+L1
K2=I2+L1
EAK=TN (L1)
ERK=FTN (L1)
XAK=ZA (K)
XRK=ZR (K)
QPD=(XAK*EAK+XRK*ERK) /SIG2
IF (I.EQ.1) QP1=QPD
DP11=DE (K)
TN (L1) =SQRT (EAK**2+ERK**2) / (SIG2*YA*DP11)
FTN (L1) =ATAN (ERK/ (EAK+1.E-7) ) + (1.-SIGN (1., EAK) ) *PI*0.5
IF (NWR.LE.1.OR.NWR.GE.4) GO TO 573
WRITE (LW3, 630) K, I, TN (L1) , FTN (L1) , QPD, XK
630 FORMAT (2X, '<<>> KASK N=', I2, ' ГАРМОНИКА N=', I2, 3X, ' ТОК=', F9.6,
*3X, ' ФАЗА ТОКА=', F8.5, ' QPD=', F8.5, 4X, 'XK=', F8.4)
573 CONTINUE
261 IF (NWR-2) 19, 17, 17
17 L=K
K1=NGN* (K-1) +1
DP11=DE (L)
PZS=PSI (L) / (2. *YA*DP11)
PZZ=0.0
FZ1=0.0
DDZ=FPS (L) -FTN (K1)
IF (DDZ.LT.-PI) DDZ=DDZ+2. *PI
WRITE (LW3, 18) M, L, QP1, PSI (L) , FPS (L) , PZZ, FZ1,
1TN (K1) , FTN (K1) , XS (K) , PZS, DDZ
18 FORMAT (1X, ' FO=', I2, ' K=', I2, ' QPD=',
*F9.6, ' UZ=', 2F8.5, ' UR=', 2F7.4, ' TN=', F8.5, ' FTN=', F7.4,
*' XS=', F7.3, ' ZZ=', F7.4, ' Z-I=', F8.5)

```

```

19 CONTINUE
139 CONTINUE
22 E1=0.
   DO 614 I=1,NE
     J=NE+I
     DXI=DY(J)
614 E1=E1+1./SQRT(ABS(1.-BO2*DXI*DXI))
     QPDE=(1.-ROO*E1/NE)/(1.-ROO)
     QPDS=QP1
     DP(32)=QPDE
27 IF(NWR-2)26,24,24
24 WRITE(LW3,25)
   *QPDE,QP1
25 FORMAT(3X,' ЭЛЕКТРОННЫЙ QPDE=',
   *F10.6,' ВОЛНОВОЙ КПД=',F10.6)
   PRINT 822,DP(70),DP(67),QPDS
822 FORMAT(8X,'!!!! ',F5.1,'-ЭЛЕКТРОН.----- МИН. СКОР.=' ,F9.6,
   *' //// QPDW=',F10.6)
   GO TO 31
26 E1=1./FLOAT(I1)
31 CONTINUE
34 RETURN
   END

```

□

ЛИТЕРАТУРА

1. Arsenjeva-Heil A. O., Heil O. A New Method for the Generation of Short Undamped Electromagnetic Oscillations of High Intensity // Z. Physik. 1935. Bd 95. P.752–762.
2. Varian R.H. and Varian S.F. A High Frequency Oscillator and Amplifier // J.Apple. Physics. 1939. Vol. 10. № 3. P. 321–327.
3. Савельев В.Я. К теории клайстрона // ЖТФ, 1940. Т. 10. № 16. С. 1365–1371.
4. Савельев В.Я. Теория электроннолучевого диода // ЖТФ, 1941. №11, С. 1340–1345.
5. Webster D.L. Cathod ray bunching // J. Appl. Physik. 1939. V.10. № 7. P. 501–508.
6. Webster D.L. The theory of klystron oscillations // J. Appl. Physik. 1939. V. 10, № 12. P. 864–872.
7. Hahn W.C. A small-signal theory of velocity modulated electron beams // Gen. Elect. Rev. 1939. № 6. P. 258–270.
8. Hahn W.C. Wave energy and transconductance of velocity electron beams // Gen. Elect. Rev. 1939. № 11. P. 497–502.
9. Девятков Н.Д., Данильцев Е.Н. О колебательных режимах клистрона // ИЭСТ. 1940. С. 2–9.
10. Кацман Ю.А. Расчет физических процессов в электроннолучевых лампах и результаты их экспериментального исследования // Изв. АН СССР. 1940. Сер. физика 4. № 3. С. 506–510.
11. Кацман Ю.А. Вопросы теории многорезонаторных клистронов. М.: Связьиздат, 1958. 176 с.
12. Кацман Ю.А. Приборы сверхвысоких частот. Теория, основы расчета и проектирования электронных приборов. М.: Вышш. шк., 1973. Т. II. 384 с.
13. Webber S.E. Ballistic analysis of a two-cavity finite beam klystron // IRE Trans. 1958. V. ED-5. April. P. 98–108.
14. Роу Дж. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ. М.: Сов. радио, 1969. 616 с.
15. Mihran T.G., Branch G.M., Griffin G.J. Disign and demonstration of a klystron with 62 percent efficiency // IEEE Trans. 1971. ED-18. № 2. P. 124–134.
16. Хайков А.З. Мощные усилители на многорезонаторных клистронах. М.: Связь, 1964. 168 с.
17. Хайков А.З. Клистронные усилители. М.: Связь, 1974. 391 с.
18. Акменьтыньш Я.Я. К нелинейной теории группирования электронов в клистроне // Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ, 1966. Вып. 4. С. 32–45.
19. Овчаров В.Т., Солнцев В.А. Применение упрощенных нелинейных уравнений лампы бегущей волны для расчета ламп типа О // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7. № 12. С. 2013–2023.

20. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. М.: Сов. радио, 1971. 600 с.
21. Победоносцев А. С., Малькова Н.Я., Бороденко В.Г. О предельных к.п.д. приборов типа О // Электронная техника, Сер. Электроника СВЧ. 1969. Вып. 7. С. 3–11.
22. Малыхин А.В., Петров Д.М. Некоторые особенности решений уравнения колебаний для электронного потока // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 1. С. 122–131.
23. Малыхин А.В., Петров Д.М. К синтезу электронного сгустка в пролетном клистроне // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 7. С. 1389–1395.
24. Канавец В.И. Возбуждение электронным потоком вихревых полей электродинамических систем // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 2. С. 402–406.
25. Квазитрехмерная теория электронных приборов с продольным дискретным взаимодействием / С.В. Журавлев, В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, А.Н. Сандалов // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 7. С. 1557–1561.
26. Малькова Н.Я., Победоносцев А.С., Бороденко В.Г. Оптимизация на ЭЦВМ выходных параметров электронных приборов СВЧ // Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ. 1969. Вып. 1. С. 3–16.
27. Бороденко В.Г., Закурдаев А.Д., Малькова Н.Я., Победоносцев А.С. Опыт проектирования с помощью ЭЦВМ усилительного клистрона сантиметрового диапазона // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 8. С. 18–20.
28. Голант М.Б., Елагин Е.М., Малькова-Хаимова Н.Я., Победоносцев А.С. Приложение метода поиска глобального экстремума к задачам расчета электронных приборов СВЧ // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1973. Вып. 5. С. 24–35.
29. Захарова А.Н., Зырин С.С., Петров Д.М., Самородова Г.А. Комплекс программ для расчета усилительных многорезонаторных систем СВЧ приборов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1974. Вып. 9. С. 83–94.
30. Канавец В.И., Васильев Е.И., Лопухин В.М. Об оптимизации параметров выходного однозачорного резонатора клистрона // Радиотехника и электроника. 1970. Т. 15. № 6. С. 1189–1195.
31. Солнцев В.А., Ведяшкина К.А. Двумерные модели и нелинейные уравнения аксиально-симметричных электронных потоков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 2. С. 34–47.
32. Карнаух А.И., Карнаух В.А., Нетребко С.Я., Петров Д.М. Применение ЭВМ для расчета многорезонаторного усилительного клистрона с сильной магнитной фокусировкой // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1972. Вып. 5. С. 36–46.
33. Овчаров В.Т., Солнцев В.А. Упрощенные нелинейные уравнения лампы бегущей волны // Радиотехника и электроника. 1962. Т. 7. № 11. С. 1931–1940.

34. Кочетова В.А., Малыхин А.В., Петров Д.М. Критерии оптимальности и форма оптимального сгустка электронов в пролетном клистроне // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25. № 9. С. 1936–1944.
35. Ведяшкина К.А., Солнцев В.А. Численный анализ двумерных моделей аксиально-симметричных электронных потоков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 4. С. 60–72.
36. Канавец В.И., Лебединский С.В. и др. Мощные многорезонаторные клистроны с высоким к.п.д. (оптимизация группирователя и энергообмена) // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 11. С. 33–45.
37. Лебединский С.В., Канавец В.И. и др. Мощные многорезонаторные клистроны с высоким к.п.д. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1977. Вып. 1. С. 41–51.
38. Программа двумерного расчета ЛБВО и пролетных клистронов / К.А. Ведяшкина, В.А. Солнцев, В.Г. Бороденко, А.С. Победоносцев // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 9. С. 110–118.
39. Галактионов С.В., Зотова В.В. Программа расчета приборов О-типа на основе двумерной модели электронного пучка // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 8. С. 112–115.
40. Галактионов С.В. Алгоритмы и программа оптимизации АЧХ усилительного клистрона с резонаторами, настроенными на гармоники сигнала // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 7. С. 103–109.
41. Программа расчета выходных характеристик многорезонаторных ускорителей электронов и пролетных клистронов методом самосогласованного поля на основе одномерной дисковой модели электронного потока / Е.Н. Беляев, Г.Д. Кабанова, Д.М. Петров, Г.А. Семафорова // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 12. С. 110–111.
42. Универсальная программа для расчета приборов типа О / В.Г.Бороденко, Д.И. Казаринова, Н.Я. Малькова-Хаимова, А.С. Победоносцев // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 10. С. 116–122.
43. Захарова А.Н., Зырин С.С., Рыбакова Г.С. Программа оптимизации многорезонаторного преобразовательно-усилительного клистрона в полосе частот // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 11. С. 108–114.
44. Некоторые вопросы теории и эксперимент. (Оптимизация АЧХ, сопоставление расчетных и экспериментальных характеристик) / В.А. Кочетова, В.И. Кучугурный, С.В. Лебединский, А.В. Малыхин, Д.М. Петров // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 1. С. 132–138.
45. Пролетный клистрон с высоким КПД. Некоторые вопросы теории и эксперимент. (Упорядоченное группирование, слетающийся сгусток, гармоники конвекционного тока) / В.А. Кочетова, В.И. Кучугурный, С.В. Лебединский, А.В. Малыхин, Д.М. Петров // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 1. С. 133–145.

46. Малыхин А.В., Петров Д.М. О взаимодействии электронного потока с СВЧ-полем плоского зазора // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 5. С. 1004–1010.
47. Малыхин А.В., Петров Д.М. О вихревом движении электронных потоков. Постановка задачи. Основные уравнения // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 1. С. 161–166.
48. Кочетова В.А., Малыхин А.В., Петров Д.М. О вихревом движении электронного потока. Простейший пример "слоистого" движения // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 2. С. 377–386.
49. Малыхин А.В., Петров Д.М. К теории потенциального движения заряженных частиц. Однопоточное состояние // Радиотехника и электроника. 1981. Т. 26. № 2. С. 387–391.
50. Малыхин А.В., Петров Д.М. К теории взаимодействия заряженной среды с электромагнитным полем // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 1. С. 158–162.
51. Канавец В.И., Сандалов А.Н., Пикунов В.М. Приближенная нелинейная теория многочастотных процессов в электронных приборах с продольным взаимодействием // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 1. С. 132–144.
52. Группирование электронов в мощных широкополосных клистронах с высоким КПД / В.И. Канавец, А.Н. Сандалов, А.И. Слепков, А.В. Теремилев // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 11. С. 2379–2390.
53. Канавец В.И. Уравнения электроники для дискретной модели и кулоновской "калибровки" потенциалов // Вестник МГУ. Серия Физика. 1975. Т. 2. Вып. 159. С. 36–42.
54. Канавец В.И., Павлов О.И., Сандалов А.И. Эффект расслоения и максимальный КПД мощного многорезонаторного клистрона // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1974. Вып. 3. С. 13–24.
55. Канавец В.И., Сандалов А.М. Компенсация эффекта расслоения в клистронном группирователе при дополнительной модуляции на двойной частоте // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 3. С. 33–39.
56. Канавец В.И., Сандалов А.Н. Исследование одномерной модели многорезонаторного группирователя электронов при дополнительном воздействии на частоте второй гармоники // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 8. С. 11–17.
57. Канавец В.И., Сандалов А.Н. Исследование многорезонаторных группирователей с дополнительной модуляцией на частоте второй гармоники при учете эффекта расслоения // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 9. С. 64–72.
58. Исследование широкополосных многорезонаторных клистронов / И.Г. Артюх, В.А. Вдовин, В.И. Канавец и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 11. С. 3–13.

59. Артюх И.Г., Журавлев С.В., Канавец В.И. Влияние пульсации потока на оптимальное группирование в широкополосном клистроне // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. Вып. 2. С. 3–14.
60. Захарова А.Н., Петров Д.М., Самородова Г.А. Расчет ускорителей клистронного типа и пролетных клистронов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 4. С. 47–62.
61. Галактионов С.В. Программа расчета электронной проводимости бессеточных многозазорных резонаторов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 12. С. 112–119.
62. Зырин С.С., Петров Д.М. Электронная нагрузка зазора резонатора немодулированным потоком при больших амплитудах СВЧ напряжения // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1969. Вып. 5. С. 26–34.
63. Кравцов И.А., Трофимов А.В. О влиянии величины отношения радиуса потока к радиусу трубы на КПД пролетного клистрона // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981. Вып. 5. С. 60–61.
64. Любомиров А.М. Программа поиска глобального экстремума с применением классификации образцов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. Вып. 9. С. 24–35.
65. Малькова Н.Я., Бороденко В.Г., Победоносцев А.С. Библиотека программ оптимизации для задач проектирования приборов СВЧ // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 10. С. 89–94.
66. Голеницкий И.И., Захарова А.Н., Хомич В.Б. Моделирование на ЭВМ процессов формирования электронных пучков и их взаимодействия с высокочастотными полями в приборах СВЧ типа О // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1972. Вып. 12. С. 7–17.
67. Голеницкий И.И., Захарова А.Н., Хомич В.Б. Анализ работы приборов типа О в режиме больших амплитуд с учетом формирования аксиально-симметричных пучков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1971. Вып. 3. С. 3–15.
68. Машинные методы проектирования электровакуумных приборов СВЧ / И.М. Блейвас, В.С. Лукошков, Ф.Ф. Михаилус и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1970. Вып. 4. С. 74–97.
69. Канавец В.И., Лопухин В.М., Сандалов А.Н. Нелинейные процессы в мощных многорезонаторных клистропах и оптимизация их параметров // В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа–семинар инженеров). СГУ, 1974. 121 с.
70. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Мн.: Наука и техника, 1971. 312 с.
71. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Мн.: Наука и техника, 1975. 296 с.
72. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Мн.: Наука и техника, 1979. 336 с.
73. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ: Методы анализа и оптимизация параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.

74. Кураев А.А., Байбурин В.Б., Ильин Е.М. Математические модели и методы оптимального проектирования СВЧ приборов. Мн.: Наука и техника, 1990. 392 с.
75. Гвоздовер С.Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М.: Гостехиздат, 1956. 527 с.
76. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с.
77. Лебедев И.В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Том II, М.: Высш. шк., 1972. 376 с.
78. Программа расчета и оптимизации многорезонаторных О и МЦР - клистронов с аксиальной симметрией / А.В. Аксенчик, А.Ф. Божаткин, С.В. Колосов и др. // Москва, 31 Всесоюз. Науч. сессия НТО РЭС им. А.С. Попова: Тезисы докладов / М. 1976. С. 29.
79. Аксенчик А.В., Артюх И.Г. Колосов С.В. Оптимизированные по КПД релятивистские многорезонаторные клистроны с распределенным отбором энергии // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 6. С. 1255–1263.
80. Аксенчик А.В., Колосов С.В., Кураев А.А., Парамонов Б.М. Восьмирезонаторные оптимизированные по КПД релятивистские многорезонаторные клистроны // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 7. С. 1368–1374.
81. Аксенчик А.В., Колосов С.В., Кураев А.А., Парамонов Б.М. Моделирование и исследование оптимальных по КПД процессов взаимодействия в многорезонаторных клистропах // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 2. С. 336–345.
82. Аксенчик А.В., Колосов С.В., Кураев А.А., Шестакович В.П. Результаты оптимизации КПД многорезонаторных клистронов // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 12. С. 2426–2434.
83. Аксенчик А.В., Кураев А.А. Двумерные эффекты в оптимизированных по КПД многорезонаторных клистропах // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 32. № 6. С. 1240–1249.
84. Аксенчик А.В., Ковалев И.С., Колосов С.В., Кураев А.А., Шестакович В.П. Исследование оптимальных по КПД режимов и конструкций многорезонаторных клистронов // Изв. АН БССР. Сер. Физ.-техн. наук. 1981. Вып. 3. С. 111–115.
85. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
86. Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. М.: Сов. радио, 1971. 664 с.
87. Федяев В.К., Козлов В.Н., Буланкин В.А. Исследование коэффициента редукиции поля пространственного заряда в клистроне в нелинейном режиме // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 3. С. 540–545.
88. Требич В.Д. Исследование рядов, определяющих поля объемного заряда в нелинейной аналитической теории группирования // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 3. С. 546–553.

89. Требич В.Д. Расчет коэффициента редукции при нелинейном многочастотном группировании в пролетном клистроне // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. № 3. С. 554-558.
90. Федяев В.К., Козлов В.Н. Исследование моделей потоков конечного диаметра для расчета группирования электронов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1978. Вып. 9. С. 100–102.
91. Солнцев В.А. Основы единой нелинейной теории электроннолучевых приборов СВЧ. В кн.: Лекции по электронике СВЧ. Саратов, 1972. Кн. 1. С. 46–89.
92. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики. М.: Наука, 1974. 202 с.
93. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. 456 с.
94. Белов Ю.А., Пителин А.П. Расширение полосы пропускания выходных резонаторов усилительных клистронов // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1978. Вып. 6. С. 16–28.
95. Исследование широкополосных многорезонаторных клистронов / И.Г. Артюх, В.А. Вдовин, В.И. Канавец и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 11. С. 3–13.
96. Гельвич Э.А., Лопин М.И. СВЧ-усилители средней и большой мощности нового поколения // Радиотехника. 1999. № 4. С. 18–31.
97. Аксенчик А.В., Колосов С.В., Кураев А.А. Метод разделения параметров в задачах оптимизации электронных приборов СВЧ // В сб.: Радиотехника и электроника. Мн., 1982. Вып. 11. С. 86–91.
98. Кухаркин Е.П., Сестрорецкий Б.В. Электрическая прочность волноводных устройств. М.: Высш. шк., 1963. 450 с.
99. Кураев А.А., Парамонов Б.М. Эффективные механизмы взаимодействия релятивистских электронных потоков с электромагнитными полями // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27. №7. С. 1403–1407.
100. Мэзон С., Циммерман Г. Электронные цепи, сигналы и системы. М.: Изд. иностр. лит., 1963. 620 с.
101. Шевчик В.Н., Кураев А.А. Общее дисперсионное уравнение лампы с бегущей волной с периодической замедляющей системой // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 5. № 9. С. 1519–1526.
102. Земсков Ю.Б. ЛБВ с неоднородными замедляющими системами // Обзоры по электронной технике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1983. Вып. 13(987). 68 с.
103. Осин А.В., Солнцев В.А. Электронные лампы в запредельных периодических структурах // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 7. С. 1386–1391.
104. Аксенчик А.В., Кураев А.А. Моделирование дискретного электронно-волнового взаимодействия в лампах бегущей волны // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. № 9. С. 1654–1658.
105. Теория приборов О-типа на цепочке связанных неидентичных резонаторов / Л.Г. Гассанов, А.И. Денисов, Г.Н. Раппопорт и др. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1974. Т. 17. № 11. С. 33–41.

106. Ruetz J., Kino G., Hiramatsu Y., Bates D., A lage-signal analisys for O-tipe microvave amplifiers // Proc. High-Power Microvave Tube Symp.(Fort Monmouth). 1965. N.J. May. P. 19–20.
107. Манькин И.А., Ушерович Б.Л., Шульман Л.И. Нелинейный расчет ЛБВ на ЦСР // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. Вып. 5. С. 97–104.
108. Взаимодействие электронного потока с полем запредельной секции ЛБВ / Л.П. Григоренко, В.И. Канавец, В.П. Копылов и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1974. Вып. 5. С. 26–32.
109. Наседкин А.А., Петров Д.М. К расчету прибора О-типа с цепочкой неидентичных активных и пассивных резонаторов при произвольной связи между ними // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1981. Вып. 2. С. 35–41.
110. Малыхин А.В., Сухолет В.Э. Выбор схемы с сосредоточенными элементами для моделирования свойств замедляющей системы типа цепочки связанных резонаторов // Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. 1987. Т. 30. № 10. С. 44–50.
111. Малыхин А.В., Сухолет В.Э. Модель секции цепочки связанных резонаторов с оконечными нагрузками // Изв. высш. учебн. заведений. Радиоэлектроника. 1990. № 11. С. 42–46.
112. Расчет трехсекционной ЛБВ на цепочке связанных резонаторов с учетом условий реального согласования секций / Г.М. Дмитриюков, А.В. Малыхин, В.Ф. Павловский и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1991. Вып. 8(442). С. 27–30.
113. Фишер В.Л., Гаврилов Н.В. Методика расчета "холодных" параметров замедляющих систем типа цепочек связанных резонаторов // Известия вузов СССР. сер. Радиоэлектроника. 1982. Т. XXV. № 11. С. 13–17.
114. Булгакова Л.В., Трубецков Д.И., Фишер В.Л., Шевчик В.Н. Лекции по электронике СВЧ приборов типа О. Изд-во Саратовского ун-та, 1974. С. 26–42.
115. Гаврилов М.В., Трубецков Д.И., Фишер В.П. Теория цепочек активных многополюсников с электронным возбуждением (модель взаимодействия электронного пучка с полями связанных резонаторов). В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар) изд-во Саратовского ун-та, 1981. С. 173–195.
116. Исследование однородных и неоднородных трехсекционных ЛБВ на цепочке связанных резонаторов ММ-диапазона, включая приборы с запредельной секцией / Е.М. Ильина, Т.Е. Колобаева, В.И. Роговин и др.// Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1993. Вып. 5–6 (459–460). С. 3–10.
117. Осин А.В., Солнцев В.А. Программа для расчета взаимодействия в приборах типа О с периодической структурой // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. Вып. 10. С. 69–70.

118. Программа расчета характеристик ЛБВ со связанными резонаторами / Л.В. Булгакова, М.В. Гаврилов, Д.И. Трубецков и др. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1982. Вып. 3. С. 70.
119. Лукошков В.С., Сазонов В.П. О подотраслевом фонде алгоритмов и программ машинного анализа и машинной оптимизации в СВЧ электронном приборостроении // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1974. Вып. 1. С. 3-9.
120. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. Киев: Техника, 1965. 308 с.
121. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Сеницын А.К. Высокоэффективные нерегулярные ЛБВ на ЦСР // Материалы 9-й Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиК'09, Севастополь, 1999. С. 125-126.
122. Aksenchuk A.V., Kurayev A.A., Sinitsyn A.K. Irregular Coupled-Cavity TWT with High Efficiency // International Vacuum Electronics Conference 2000, DoubleTree Hotel Monterey, California, May 2-4. 2000. P. 24-25.
123. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Навроцкий А.А., Сеницын А.К. Оптимизация ЛБВ-0 на нерегулярной цепочке связанных резонаторов // Электромагнитные волны и электронные системы. 2000. Т. 5. № 2. С. 28-34.
124. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Сеницын А.К. Оптимизация параметров нерегулярной ЛБВ на цепочке связанных резонаторов в полосе частот // Радиотехника. 2001. № 4. С. 21-26.
125. Аксенчик А.В., Кравченко В. Ф., Кураев А.А., Сеницын А.К. Оптимизация нерегулярных ЛБВ на цепочке связанных резонаторов ММ-диапазона с использованием атомарных функций. Электромагнитные волны и электронные системы. 2001. Т. 6. № 1. С. 43-47.
126. Кураев А.А., Навроцкий А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. Оптимизация нерегулярной лампы бегущей волны типа "О" на цепочке связанных резонаторов // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. № 2. С. 288-294.
127. Лосев А.К. Теория линейных электрических цепей. М.: Высш. шк., 1987.
128. Григорьев А.Д., Мейев В.А. Исследования зависимости параметров ЛБВ от геометрии замедляющей системы // Вопросы электроники СВЧ. 1984. Вып. 336. С. 54-59.
129. Канавец В.И., Мозговой Ю.Д., Слепков А.И. Излучение мощных электронных потоков в резонансных замедляющих системах М.: Изд-во МГУ, 1993. 208 с.
130. Microwave D.A.T.A. Book. 1985. Ed. 52. Vol. 30. B.18. P. 89-91.
131. Pond N.H., Twiggs R.J. Improvement of traveling wave tube efficiency through period tapering//IEEE Trans. 1966. Vol. ED-13. P. 961-966.
132. Wilson J.D. Computationally generated velocity taper for efficiency enhancement in a coupled - cavity traveling - wave tube //IEEE Trans. Electron Devices.1989. Vol. ED-36. № 4. P. 811-816.

133. Кравченко В.Ф., Рвачев В.А., Рвачев В.Л. Математические методы обработки сигналов на основе атомарных функций. Радиотехника и электроника. 1995. № 9. С. 1385–1406.
134. Атомарные функции в задачах оптимизации по КПД двухпучкового оротрона с нерегулярной сдвоенной гребенкой / В.Д. Еремка, В.Ф. Кравченко, А.А. Кураев и др. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2000. № 3. С. 58–62.
135. Оптимизация по КПД релятивистской ЛБВ-О с использованием атомарных функций / В.Ф. Кравченко, А.А. Кураев, Т.Л. Попкова и др. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2000. № 10. С. 58–71.
136. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Синицын А.К. Нерегулярные эффективные секционные ЛБВ на ЦСР // Материалы 10-й Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиК'о 2000, Севастополь, 2000. С. 181–182.
137. A.V.Aksenchyk, A.A.Kurayev, A.K.Sinitsyn Sectionalized Irregular Coupled-Cavity TWT // 2-nd IEEE International Vacuum Electronics Conference 2001, Huis ter Duin, Noordwijk The Netherlands, April 2–4. 2001. P. 24–25.
138. A.V.Aksenchyk Optimization Irregular Coupled-Cavity TWT // Fourth International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves"/Kharkov, Ukraine, June 4–9. 2001. P. 262–264
139. Аксенчик А.В. Моделирование эффективных нерегулярных ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных четырех- и шестиполосников // Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. Т. 7. № 3. С. 42–53.
140. Аксенчик А.В. Моделирование эффективных нерегулярных многосекционных ЛБВ на ЦСР // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Сер. Фізіка-тэхнічных навук. 2002. № 1. С. 55–63.
141. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука. 1973. 608 с.
142. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Математическое моделирование и оптимизация по КПД процессов взаимодействия в мощных многорезонаторных клистродах // Успехи современной радиоэлектроники. 1997. № 4. С. 45–58.
143. Аксенчик А.В., Кураев А.А. Многорезонаторные клистроны со скачком потенциала // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. №10. С. 2157–2165.
144. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с.
145. The ground station high-power traveling wave tube / R. J. Collier, G. D. Helm, J. P. Laico, K. M. Striny // BSTJ. 1963. V. 42. No. 7. P. 1829–1861.
146. Григорьев А.Д., Петров Е.В. Синтез замедляющих систем типа "диафрагмированный волновод" методом эквивалентных схем с распределенными параметрами. Изв. ЛЭТИ. Научн. тр./ Ленинградский электротехн. ин-т им. В. И. Ульянова (Ленина), 1973. Вып. 136. С. 14–19.
147. Григорьев А.Д., Янкевич В.Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ: Численные методы расчета и проектирования. М.: Радио и связь, 1984. 248 с.

148. Войнов Б.С. Эвристический метод синтеза структуры колебательных систем СВЧ. Некоторые вопросы проблемы ЭМС радиосистем / Гос. ун-т.-Горький, 1974. Вып. 171. С. 29–44.
149. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Сеницын А.К. Синтез оптимизированной нерегулярной цепочки связанных резонаторов ЛБВ-О // Материалы 11-й Междунар. Крымской микроволновой конф. КрыМиК'о 2001, Севастополь, 2001. С. 184–185.
150. Аксенчик А.В., Кураев А.А., Сеницын А.К. Синтез нерегулярной цепочки связанных резонаторов оптимизированных ЛБВ // Электромагнитные волны и электронные системы. 2002. Т. 7. № 6. С. 50–57.
151. Рамо С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. Пер. с англ.; Под. ред. Ю. Б. Кобзарева. М.-Л.: ГИТТЛ, 1948. 670 с.
152. Allen M. A., Kino I. S. On the Theory of Strongly Coupled Cavity Chains. IRE Transactions. 1960. Vol. MTT-8. No 5. P. 362–371.
153. Сухов В.А., Колобаева Т.Е., Рудакова А.Г. Расчет замедляющей системы типа диафрагмированный волновод с трубками дрейфа и индуктивной связью через щели // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1976. Вып. 11. С. 71–80.
154. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М: Сов. радио, 1966. 632 с.
155. Кравченко В.Ф., Кураев А.А., Рвачев В.А. Атомарные функции в задачах оптимального управления динамическими системами // Радиотехника. 1997. № 9. С. 4–12
156. Аксенчик А.В. Метод поиска глобального экстремума для решения задач оптимального управления с использованием теории атомарных функций // Электромагнитные волны и электронные системы. 2001. Т. 6. № 4. С. 27–32.
157. Fletcher R., Powell M. J. D. A rapidly convergent descent method for minimization, Computer J. 1963. № 6. P. 163-171.
158. Rosenbrock H. H. An automatic method for finding the greatest or least value of a function. Computer J., 1960. №3. P. 175-182.
159. Kravchenko V.F., Kurayev A.A., and Rvachev V.A. Gradient Iteration Method for Solving Dynamic System Optimal Control Problems Based on Atomic Functions. Electromagnetic Waves & Electronic Systems. 1998. Vol. 3. № 1. P. 21–25.
160. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: Наука, 1975. 534 с.
161. С.В. Колосов, А.А. Кураев. Система стандартных подпрограмм минимизации многопараметрических функций при наличии ограничений типа равенств и неравенств. Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1977. Вып. 12. С. 131–132.
162. Евтушенко Ю.Г. Методы поиска глобального экстремума // В сб.: Исследование операций. М., 1974. Вып. 4. С. 39–68.

163. Евтушенко Ю.Г. Численный метод поиска глобального экстремума функций (перебор на неравномерной сетке) // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1971. Т. II. № 6. С. 1390–1403.
164. Тарнопольский Ю.Я. Алгоритм глобальной оптимизации многопараметрических функций методом случайного поиска. В кн.: Алгоритмы и программы случайного поиска // Рига: Зинатне, 1969. С. 168–178.
165. Растрингин Л.А. Случайный поиск в задачах оптимизации многопараметрических систем. Рига: Зинатне, 1965. 211с.
166. Растрингин Л.А. Некоторые статистические алгоритмы глобального поиска // Автоматика и вычислительная техника. 1965. Вып. 10. С. 103–118.
167. Коротаева Л.Н., Панишев А.В. Программа нахождения глобального экстремума функции многих переменных // В кн.: Алгоритмы и программы случайного поиска. Рига: Зинатне, 1969. С. 179–189.
168. Короп В.Ф. Локально-глобальный поиск коллективом автоматов Буша-Мостеллера // Автоматика и вычислительная техника. 1975. Вып. 2. С. 26–29.
169. Растрингин Л.А. Статистические методы поиска. М.: Наука, 1968. 376 с.
170. Калинин Ю.С., Лифшиц А.Л. О некоторых модификациях алгоритма глобального статистического поиска по направляющей сфере // В сб.: Задачи статистической оптимизации. Рига: Зинатне, 1971. С. 197–202.
171. Кузьменков Д.М., Чернецкий В.И. Метод поиска глобальных экстремумов в задачах линейного и нелинейного программирования при произвольных ограничениях // В кн.: Алгоритмы и программы случайного поиска. Рига: Зинатне, 1969. С. 145–166.
172. Мелешко В.И. Поиск глобального экстремума перераспределением плотности вероятности // Автоматика и вычислительная техника. 1971. Вып. 5. С. 29–32.
173. Пискорский Л.Ф. Алгоритмы ГП-2 и ГП-3 глобальной оптимизации многопараметрических функций методом случайного поиска // В сб.: Вопросы вычислительной и прикладной математики. Ташкент, 1973. Вып. 20. С. 38–43.
174. Hartman James K. Some experiments in global optimization // Nav/ Res/ Log/ Quart. 1973. № 3. P. 569–576.
175. Разработка комплекса программ исследования и оптимизации технологического процесса изготовления ИС Отчет о НИР / МРТИ; Рук. темы А.А. Кураев. Мн., 1975. 116 с.
176. Разработка методов поиска глобального экстремума для оптимизации технологического процесса больших интегральных схем: Отчет о НИР / МРТИ; Рук. темы А.А. Кураев. Мн., 1977. 66 с.
177. Манькин И.А. Метод ускоренного счета поля пространственного заряда в двумерных моделях электронных потоков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1978. Вып. 2. С. 14–24.
178. Заездный А.М. Гармоничный синтез в радиотехнике и электросвязи. Л.: Энергия, 1972. 527 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
ГЛАВА 1. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В МОЩНЫХ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНАХ	7
1.1. Трехмерная модель процесса взаимодействия электронного потока с ВЧ-полями зазоров в многорезонаторных клистродах с неоднородным фокусирующим магнитостатическим полем	11
1.2. Нелинейная релятивистская двумерная модель процесса взаимодействия в многорезонаторных клистродах с учетом обратного движения электронов и динамического токооседания в полосе частот...	17
1.3. Одномерная нелинейная релятивистская модель процесса взаимодействия в МРК с учетом обратного движения электронов в системе t, t_0 в полосе частот.....	28
1.4. Аналитическая одномерная модель процесса взаимодей- ствия в МРК.....	32
1.5. Методы расчета трехмерных и двумерных полей простран- ственного заряда. Эффект "самодействия" частиц.....	39
1.5.1. Интерполяция между узлами трехмерной таблицы для двумерных полей пространственного заряда.....	48
1.6. Квазистатические электрические поля зазора резонатора.....	52
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПО КПД ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ В МОЩНЫХ МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНАХ	57
2.1. Исследование влияния тока электронного луча, ширины за- зоров резонаторов, резонаторов на второй гармонике на оптимальные по КПД процессы взаимодействия в многорезонаторных клистродах.....	57
2.2. Эффект догруппировки и исследование влияния ускоряю- щих напряжений и диаметров труб дрейфа на оптимальные процессы в многорезонаторных клистродах.....	73
2.3. Многорезонаторные клистроны, предназначенные для работы в полосе частот.....	84
2.4. Исследование влияния фокусирующего магнитного поля на процессы взаимодействия и выходные параметры многорезонаторного клистрода.....	88
2.5. Исследование влияния расслоения электронного потока на процессы взаимодействия в многорезонаторном клистроне и его выходные параметры.....	97

2.6. Исследование влияния формы зазора резонатора отбирателя и формы пучка электронов на динамическое токооседание и КПД многорезонаторного клистроны.....	108
2.7. Исследование релятивистских многорезонаторных клистронов....	111
2.7.1. Особенности оптимальных процессов взаимодействия в релятивистских многорезонаторных клистроны.....	111
2.7.2. Двумерные эффекты в релятивистском оптимизированном по КПД многорезонаторном клистроны.....	115
2.7.3. Исследование отбирателей на автономных резонаторах для распределенного отбора энергии в релятивистских многорезонаторных клистроны.....	119
2.7.4. Исследование скачков потенциала в релятивистских многорезонаторных клистроны.....	128
2.8. Сравнительный анализ результатов эксперимента и моделирования многорезонаторных клистронов. Конструкции оптимальных по КПД вариантов клистронов.....	139

ГЛАВА 3. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЛБВ НА ЦСР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ

145

3.1. Двумерная релятивистская многослойная модель многокаскадного взаимодействия электронного потока с ВЧ-полями зазоров в ЛБВ на ЦСР с учетом обратного движения электронов и динамического токооседания в статическом и динамическом режимах в приближении заданного поля.....	149
3.1.1. Двумерная нелинейная релятивистская модель процесса многокаскадного взаимодействия.....	149
3.1.2. Исследование влияния "самодействия" частицы на процессы группировки.....	150
3.2. Математическое моделирование ЛБВ-О на нерегулярной, согласованной ЦСР и оптимизация методом синхронного электрона...	154
3.2.1. Математическая модель.....	154
3.2.2. Итерационный алгоритм расчета параметров ЛБВ с учетом встречной волны.....	159
3.2.3. Исследование влияния встречной волны на процессы взаимодействия в ЛБВ в одночастотном режиме.....	159
3.3. Математическое моделирование нерегулярной ЛБВ на ЦСР в полосе частот и оптимизация параметров.....	163
3.3.1. Математическая модель ЛБВ на ЦСР и порядок расчета в полосе частот.....	164
3.3.2. Особенности оптимизации параметров нерегулярной ЦСР на опорной частоте.....	168
3.3.3. Исследование влияния встречной волны на процессы взаимодействия в ЛБВ в полосе частот.....	169

3.4. Применение атомарных функций в задачах оптимизации и исследование оптимальных по КПД процессов взаимодействия в нерегулярных ЛБВ на ЦСР ММ-диапазона волн.....	173
3.4.1. Математическая модель с использованием атомарных функций для оптимизации распределений параметров вдоль ЛБВ.....	174
3.4.2. Математическая модель ЛБВ на ЦСР с эквивалентными четырехполюсниками и применением обратной трансформации встречного излучения.....	177
3.4.3. Исследование полосовых свойств нерегулярных ЛБВ на ЦСР в ММ-диапазоне волн.....	179
3.5. Взаимодействие электронов с полем незамедленных волн волнообразно изогнутого прямоугольного волновода.....	182
3.5.1. Математическая модель.....	184
3.5.1.1. Уравнение возбуждения волновода.....	185
3.5.1.2. Уравнения движения электронов.....	188
3.5.2. Исследование частотных характеристик TWT WB для различных диапазонов длин волн.....	190
ГЛАВА 4. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ	
НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЛБВ И ЛОВ НА ЦСР С ИСПОЛЬ-	
ЗОВАНИЕМ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШЕСТИПОЛЮСНИКОВ	195
4.1. Математическое моделирование нерегулярной ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных шестиполюсников.....	195
4.1.1. Математическая модель ЛБВ на ЦСР с эквивалентными шестиполюсниками.....	197
4.1.2. Уравнения движения электронов и расчет наведенных токов.....	201
4.1.3. Алгоритм расчета нерегулярной ЛБВ и оптимизация параметров с использованием атомарных функций.....	203
4.1.4. Исследование частотных характеристик и анализ применимости четырех- и шестиполюсников для расчетов ЛБВ в полосе частот.....	208
4.2. Математическое моделирование нерегулярных много-секционных ЛБВ на ЦСР.....	213
4.2.1. Математическая модель многосекционной ЛБВ на ЦСР.....	214
4.2.2. Алгоритм расчета многосекционной ЛБВ на ЦСР.....	214
4.2.3. Исследование влияния числа секций на основные характеристики ЛБВ на ЦСР.....	218
4.3. Математическое моделирование нерегулярных ламп обратной волны на ЦСР с использованием эквивалентных шестиполюсников.....	226
4.3.1. Математическая модель ЛОВ-О.....	226
4.3.2. Результаты расчетов ЛОВ и гибридных приборов ЛОВ-ЛБВ.....	232

4.4. Сравнительный анализ результатов эксперимента и моделирования ЛБВ на ЦСР.....	235
ГЛАВА 5. СИНТЕЗ НЕРЕГУЛЯРНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ НА ЦЕПОЧКАХ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ..	246
5.1. Постановка задачи синтеза нерегулярных замедляющих систем.....	247
5.2. Алгоритм синтеза геометрических размеров резонаторов нерегулярной ЗС.....	250
5.3. Алгоритм синтеза геометрических размеров щелей связи.....	252
5.4. Исследование влияния угла поворота щелей связи, толщины диафрагмы на точность совмещения дисперсионных характеристик.....	255
ГЛАВА 6. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ОПТИМИЗАЦИИ В ПРИБОРАХ ДИСКРЕТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.....	258
6.1. Решение задач оптимального управления с использованием теории атомарных функций.....	258
6.1.1. Атомарные функции.....	258
6.1.2. Постановка задачи оптимального управления процессом взаимодействия.....	259
6.2. Основные модификации существующих методов поиска глобального экстремума функций многих переменных.....	264
6.3. Эффективный алгоритм поиска глобального экстремума многопараметрической функции при наличии ограничений типа равенств и неравенств.....	269
6.4. Система последовательной оптимизации многорезонаторных клистронов.....	279
6.4.1. Структура программы оптимизации многорезонаторного клистрона в полосе частот на основе одномерной модели.....	280
6.4.2. Структура программы оптимизации многорезонаторного клистрона с использованием двумерной релятивистской модели.....	284
6.5. Описание программы оптимизации ЛБВ на ЦСР.....	288
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ТРЕХМЕРНЫЕ ПОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА.....	290
П.1.1. Трехмерные поля пространственного заряда.....	290
П.1.2. Поля пространственного заряда для моделей с аксиальной симметрией.....	299
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ОПИСАНИЕ И ТЕКСТЫ НЕКОТОРЫХ ПРОГРАММ, РАЗРАБОТАННЫХ АВТОРАМИ.....	305
П.2.1. Программы оптимизации ЛБВ на ЦСР с использованием эквивалентных четырехполюсников и шестиполюсников.....	305

П.2.1.1. Виды форм с исходными данными для программы оптимизации <i>TWTAKS4</i> (экв. четырехполосники).....	306
П.2.1.2. Виды форм для программы оптимизации <i>TWTAKS6</i> (экв. шестиполосники).....	307
П.2.2. Программа синтеза <i>SINTEZ-1</i> нерегулярных замедляющих систем на ЦСР.....	313
П.2.3. Программа поиска глобального экстремума многопараметрической функции с ограничениями типа равенств и неравенств <i>GLOBAL-1</i>	314
П.2.4. Программа <i>KOKA-1</i> оптимизации многорезонаторных клистронов по одномерной модели.....	315
П.2.5. Программа <i>KOKA-2</i> оптимизации МРК по двумерной модели.....	324
П.2.6. Программа <i>GARMONIKA-2</i> расчета гармоник наведенного тока в зазорах прибора на основе двумерной модели.....	328
П.2.7. Программа <i>GARMONIKA-1</i> расчета гармоник наведенного тока в зазорах прибора на основе одномерной модели.....	332
ЛИТЕРАТУРА.....	359

Научное издание

Аксенчик Анатолий Владимирович, Кураев Александр Александрович

**МОЩНЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ С ДИСКРЕТНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ
(теория и оптимизация)**

Рекомендована к изданию ученым Советом БГУИР

Минск
Бестпринт
2003

