

СЕКЦИЯ 4
“ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И ЭЛЕКТРОНИКА”

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ШИРОКОДИАПАЗОННОЙ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ В 3ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН	ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕСТРОЙКИ ОРОТРОНА СО СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИМ	ВОЗМОЖНОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИМ
Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев 4		
ИМПУЛЬСНЫЙ СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ	ОРОТРОН 2ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН СО	
Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев 6		
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСИЛИТЕЛЯ 8 ММ ДИАПАЗОНА	2-Х КАСКАДНОГО ОРОТРОННОГО	
В.В. Евдокимов, Е.А. Мясин 8		
ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ	РАБОТЫ ПОЛЕЙ	ПРОГРАММЫ В РАСПРЕДЕЛЕННОЙ
М.А. Каменщиков, В.Н. Корниенко, А.Я. Олейников 10		
2D2V ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТОНКИМ ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ	ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРОТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТОНКИМ ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ	
В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин 12		
МЕТОД МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ РЕКУПЕРАТОРА ЭЛЕКТРОНОВ	ГРИНА В ЗАДАЧАХ РАСЧЕТА	
А.С. Парфенова, В.М. Пикунов 14		
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА В МОДУ ПРОСТЕЙШЕЙ СТРУКТУРЫ	ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ВЫСШЕЙ МОДЫ	
А.А. Богдашов, Г.Г. Денисов, Ю.В. Родин 16		
ПРОТОТИП КОЛЬЦЕВОГО ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ СВЧ И КОМПОНЕНТОВ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧ	РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ УЗЛОВ	
А.А. Богдашов, Г.Г. Денисов, Д.А. Луковников, Ю.В. Родин, Дж. Хиршфельд 18		
ПОСТРОЕНИЕ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНЫХ СХЕМ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ		
А.Л. Делицин, И.В. Степанов 20		

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ НА МОДУЛЯЦИЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПУЧКОМ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ	
Ю.К. Алексеев, В.В. Ачкасов, Д.С. Кулида, А.П. Сухоруков	22
ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД ВОЛНОВОДА С ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВСТАВКОЙ	
А.В. Тихонов	24
МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ	
Я.Л. Богомолов, М.И. Петелин, Е.С. Семенов, А.Д. Юнаковский	26
ИЗЛУЧЕНИЕ МНОГОЛУЧЕВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА НА ПОТОКАХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ПРИ ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ	
В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин	28
ФАЗОВАЯ САМОФОКУСИРОВКА И ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ПОТОКАХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ	
В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин	30
О ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ КСЕНОНА В МНОГОСТУПЕНЧАТОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	
С.С. Бугаев, В.Л. Саввин	32
САМОВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛБВ ВБЛИЗИ ЧАСТОТЫ π -ВИДА В УСЛОВИЯХ РАЗРЫВА ДИСПЕРСИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ	
Е.В. Блохина, А.Г. Рожнев	34
ГИПЕРХАОС В ПРОСТОЙ МОДЕЛИ ГИРОТРОНА	
Е.В. Блохина	36
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В МНОГОВОЛНОВОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ	
Я.Ш. Гранит, А.С. Нифанов, А.И. Слепков	38
ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА	
Л.А. Мельников, И.А. Хромова	40
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ	
А.В. Козарь	42

СОБСТВЕННОЕ ЗНАЧЕНИЕ КАК ФУНКЦИЯ ПОТЕНЦИАЛА В.А. Винокуров, В.А. Садовничий	44
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ СИНТЕЗИРОВАННЫХ И РЕАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ А.А. Потапов, В.А. Герман	45
ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ДИАГРАММЫ ПИРСОНА А.А. Потапов, В.А. Герман	47

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ШИРОКОДИАПАЗОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ ЭФФЕКТИВНОГО ИМПУЛЬСНОГО ОРОТРОНА СО СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ В 3ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН

Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев

В последнее время наметился всё возрастающий интерес к разработке и созданию источников коротковолновой части миллиметрового диапазона волн (КВЧММДВ) с повышенным уровнем мощности излучения, в том числе импульсного действия с не слишком высоким рабочим напряжением. Это обусловлено тем, что источники непрерывного излучения этого диапазона имеют недостаточный уровень мощности для целого ряда применений. Из современных импульсных источников КВЧММДВ "рекордсменом" являются генераторы с распределённым взаимодействием фирмы Varian. Так в работе [1] приведены параметры генератора на частоту 225,445 ГГц, используемого в качестве источника излучения для РЛС, с выходной мощностью 60 Вт в импульсе длительностью 50-500 нсек, напряжением 12 кВ. Однако, эти приборы не могут перестраиваться в широкой полосе частот и к тому же дороги. Поэтому в данной работе была предпринята первая попытка на пути продвижения в этот диапазон импульсного эффективного оротрона со слаборелятивистским электронным потоком.

Многолетний опыт по созданию экспериментальных макетов таких приборов в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн, [2], отражен в полученных результатах, которые представлены в Таблице 1.

Табл. 1.

$f, ГГц$	$P, кВт$	кпд%	$U, кВ$	$I, А$
10	53	35	13	11.6
35.3	11.6	18.3	20.1	3.15
94	1.2	6	20	1

Мы начали с исследования диапазона механической перестройки мощного оротрона 3 мм диапазона, чтобы одновременно ещё раз сопоставить теоретические прогнозы с экспериментом. Но при этом наряду с максимальным диапазоном перестройки стремились получить энергетические параметры не хуже приведенных в Таблице 1. Для достижения этой цели должна была использоваться двухрядная периодическая структура (ПС) [2]. Как следует из теории [2], для реализации эффективных режимов работы оротрона необходимо выполнить ряд условий: короткая длина ПС $L \sim 20l \sim 4r_k$, где r_k - радиус каустики колебания ОР, l - период ПС, в открытом резонаторе (ОР) должен возбуждаться основной тип колебаний TEM_{00q} , высота ОР не более $10q$, где q - число полуволн между зеркалами ОР, при этом достаточно большая величина нагруженной добротности, пролётный канал $2H < 1/\pi$ и, наконец, по возможности большая крутизна нарастания ВЧ поля, т.е. $r_k \sim \lambda$. Однако по мере укорочения длины волны приходится увеличивать L до $5r_k$ и более, делать r_k

$\sim 2\lambda$ и т.д. Наибольший интерес представляет зависимость эффективности электронно-волнового взаимодействия от отношения $l/2H$ и оценка предельного значения этого отношения. Поэтому 3мм прибор имел период $l=0,85$ мм, число периодов $N=30$ и первоначально $2H=0,3$ мм, а $l/2H=2,8$. Затем $2H$ изменялся до $0,25$ мм и, наконец, до $0,2$ мм, а $l/2H$ до $3,4$ и $4,25$ соответственно. Высота катода h , определяющая толщину плоского электронного потока, была во всех экспериментах $0,2$ мм. При этом эксперименты были проведены с разными сферическими зеркалами, имеющими апертуры $D_1=32$ мм, $D_2=26$ мм и радиусы кривизны $R_1=65$ мм, $R_2=93$ мм. Наилучшие результаты были получены с первым зеркалом и $2H=0,2$ мм в диапазоне перестройки от 78 ГГц до 100 ГГц при изменении напряжения от 12 кВ до $14,5$ кВ при токе на коллектор $0,75 - 0,8$ А. Результаты экспериментов представлены в виде амплитудно-частотных характеристики (АЧХ) для различных значений q .

Если сравнить полученные результаты с результатами, приведенными в третьей строке Таблицы 1, то следует отметить, что максимальная выходная мощность $P=430$ Вт на частоте $f=87$ ГГц в $2,5$ раза меньше. Однако, она получена при меньшем рабочем токе и, что ещё более важно, при существенно меньшей плотности тока с катода, всего порядка 30 А/см². Последнее обстоятельство даёт весьма серьёзную надежду на возможность создания эффективного 3мм прибора при более низком напряжении и с квазинепрерывным режимом работы.

Как показали эксперименты с 2мм прибором, которые будут представлены в следующем докладе, рабочий ток в этом пролётном канале ($2H=0,2$ мм) можно увеличить до 1 А – $1,2$ А. Поэтому выходную мощность и одновременно КПД 3мм прибора можно, в принципе, увеличить.

Как показали эксперименты, верхняя граница перестройки ограничена частотой 100 ГГц, которая достигается при напряжении $24,5$ кВ. Столь высокое напряжение приводит к тому, что пусковой ток генерации оказывается лишь незначительно меньше достижимого рабочего тока, что и ограничивает диапазон. Изменения выходной мощности по диапазону не монотонно и определяется параметрами ПС и ОР.

Таким образом, показана возможность широкодиапазонной перестройки эффективного оротрона 3мм диапазона и получена важная информация относительно некоторых элементов конструкции прибора, необходимая для создания оротрона КВЧММДВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Robert W. McVillan, C. Ward Nrusse et al // IEEE Transaction on microwave theory and techniques, 1991, V. 39, № 3, P. 555.
2. Е.А. Мясин // Радиотехника, 2004, № 2, С. 22.

ИМПУЛЬСНЫЙ ОРОТРОН 2ММ ДИАПАЗОНА ВОЛН СО СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев

На основе результатов, полученных при исследовании импульсного оротрона 3мм диапазона волн [1], был сделан следующий шаг в направлении укорочения длины волны: разработан и создан макет оротрона для работы в диапазоне 100 - 140 ГГц.

В качестве конструкции нами взята конструкция оротрона с полусферическим открытым резонатором (ОР) и того же типа двухрядной ПС, что и в 3мм приборе. Предполагается также, что прибор будет работать на основном типе TEM_{00q} колебаний ОР и 1ой пространственной гармонике ПС. Оптимизация параметров оротрона в диапазоне 100ГГц - 140ГГц была проведена на основе приближённой нелинейной аналитической теории [2]. Однако для того, чтобы двигаться дальше в выбранном направлении необходимо было осуществить разработку новой технологии создания двухрядных ПС, которая позволяла бы создавать такие ПС с ещё меньшим периодом. Эта технология была разработана и на её основе была изготовлена ПС с периодом $l=0,6$ мм для оротрона, перестраиваемого в диапазоне 100-140ГГц, при работе с электронным потоком толщиной 0,2мм и пролётным каналом $2H=0,2$ мм при напряжении от 12кВ до 24кВ. Сферическое зеркало ОР имело апертуру $D=26$ мм и радиус кривизны $R=93$ мм. Однако, поскольку величина $2H=0,2$ мм, то отношение $l/2H=3$, т.е. было чуть больше, чем у 3мм оротрона с $2H=0,3$ мм. Кроме того, ПС имела большую длину, так как число периодов $N=36$. В этой связи ожидаемая мощность на выходе прибора должна была быть меньше, чем оптимального оротрона 3мм диапазона с $2H=0,2$ мм. Так и оказалось. Как показали эксперименты по исследованию амплитудно-частотных характеристик (АЧХ), для различных типов колебаний q , максимальная мощность достигается на низкочастотном краю диапазона перестройки (100ГГц) и составляет десятки ватт (в 3мм приборе только 1Вт), что показывает существенную зависимость пускового тока прибора от напряжения. Следует отметить, что за счёт оптимизации электронно-оптической системы на коллектор в этом приборе удавалось провести ток в тот же канал до 1А и более. Однако, поскольку величина фокусирующего магнитного поля оказалась недостаточной, поднять напряжение выше 20,5кВ при этой величине тока было невозможно. Поэтому диапазон перестройки ограничен частотой 130ГГц. Чтобы увеличить диапазон перестройки до 140ГГц и вместе с тем избежать ситуации, возникающей из-за недостаточной величины магнитного поля, была изготовлена ПС с периодом $l=0,55$ мм, числом периодов $N=39$ и с ней проведены измерения АЧХ для различных q при том же пролётном канале $2H=0,2$ мм. Как и ожидалось, выходная мощность упала. При

рабочем токе 0,8А на коллектор она составляла единицы ватт на низкочастотной (н.ч.) границе перестройки (118ГГц) и сотни милливатт на высокочастотной (в.ч.) границе (144,5ГГц). Н.ч. граница достигалась при напряжении 12,6кВ, что соответствовало наименьшему напряжению нашего модулятора. В.ч. граница достигалась при напряжении 21,2кВ и определялась рабочим током, который в этих первых экспериментах нельзя было поднять до 1А из-за возбуждения паразитных колебаний в ПС. Очевидно, что увеличение тока приведёт к увеличению генерируемой мощности, но сдвинет в.ч. границу перестройки из-за недостаточного магнитного поля к частоте 140ГГц.

Как показано в [2], в оротроне при увеличении рабочего напряжения возрастает не только мощность, но и КПД. Это иллюстрирует Таблица 2, в которой дано сравнение экспериментальных результатов по ГДИ непрерывного режима [3] с результатами, полученными в [1] и в настоящем докладе. Причём в 3мм приборе есть реальная возможность увеличения выходной мощности за счёт увеличения рабочего тока до 1А и более, как это имеет место в 2мм приборе.

Табл. 2.

ГДИ [1]				Оротрон			
$f, ГГц$	$P, Вт$	$I, А$	$U, кВ$	$f, ГГц$	$P, Вт$	$I, А$	$U, кВ$
77	5	0.1-0.15	2.4–3.9	78	170	до 1.1	14 -20,5
120	0.6	0.1-0.15	2.4–3.9	127	14	до 1.1	12,5-20,5

Таким образом, показана возможность продвижения оротрона в КВЧММДВ в качестве эффективного импульсного источника излучения повышенной мощности с одним электронным потоком, по крайней мере, для всего 2мм диапазона при рабочем напряжении не более 25кВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Мясин, А.Ю. Ильин, В.В. Евдокимов, С.Г. Чигарев // Труды X Всероссийской школы - семинара "Физика и применение микроволн", Звенигород, Московская область, 24 - 29 мая 2004г.
2. Ye.A. Myasin, M.B. Tseitlin, L.M. Nutovich // IEEE Transactions on ED, 1990, V. 37, № 12, P. 2634.
3. А.И. Цвык // Успехи современной радиоэлектроники, 2000, № 10, С. 45.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ 2-Х КАСКАДНОГО ОРОТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ 8 ММ ДИАПАЗОНА

В.В. Евдокимов, Е.А. Мясин

В работе [1] была представлена строгая релятивистская нелинейная теория работы двухкаскадного оротронного усилителя, в которой предполагалось, что первый каскад работает в линейном режиме. Однако, в процессе предварительного экспериментального исследования такого усилителя, описанного в [2], было установлено, что линейное приближение для описания работы первого каскада усилителя применимо для ограниченной области параметров реального прибора и в более общем случае необходимо использовать нелинейную модель электронно-волнового взаимодействия, адекватно описывающую режим больших амплитуд входного сигнала. С этой целью была построена теоретическая модель двухкаскадного усилителя, процессы электронно-волнового взаимодействия в обоих каскадах которой описывались нелинейными уравнениями, выведенными впервые в [3].

Уравнения теоретической модели двухкаскадного усилителя решались численно методом крупных частиц, число которых для расчетов было взято равным 50. Нелинейные уравнения интегрировались методом Рунге-Кутты 4 порядка. Программа, составленная для работы в среде MATLAB, позволяла варьировать длины секций и пространства дрейфа, параметр пространственного заряда, учитывать неоднородность распределения ВЧ электрического поля по длине и ширине электронного пучка а также произвольно изменять отношение рабочего тока к пусковому в обоих каскадах усилителя. Программа позволяла определить электронный КПД на выходе каждого каскада усилителя и построить фазовые траектории крупных частиц на протяжении всей области взаимодействия усилителя. Последнее обстоятельство позволяло наглядно представить процесс группировки электронов пучка по длине системы и оптимизировать исходные параметры при сопоставлении расчетных и экспериментальных данных.

На данном этапе работы экспериментальные результаты и соответствующие им расчеты были проведены для одной фиксированной частоты, определяемой имеющимся в распоряжении задающим генератором.

Результаты расчетов электронного КПД приведены на рис. 1. (кривые 1 и 2) вместе с экспериментальными значениями, пересчитанными с учетом значений КПД ОР-2 (кривая 3). Видно, что численный расчет дает совпадающую с экспериментом область значений входной мощности, в которой величина КПД максимальна, но его абсолютные значения отличаются от экспериментальных в несколько раз.

Следует отметить, что теоретические расчеты проводились для случая, когда настройка обоих резонаторов оптимальна, т.е. усиливаемый сигнал на

частоте f_0 соответствует максимуму резонансной кривой. В эксперименте настройка системы производилась с целью оптимизации выходной мощности. При этом "холодную" настройку, соответствующую теории, приходилось изменять. На рис. 2 проведено сравнение экспериментальных значений электронного КПД двухкаскадной системы (кривая 4) с расчетными, построенными для случаев, когда резонансная частота первого резонатора (f_{01}) в горячем режиме равна (кривая 1), меньше (кривая 2) или больше (кривая 3) частоты второго резонатора. Видно, что наибольшее совпадение теории с экспериментом происходит в случае, соответствующем кривой 3.

Таким образом, проведенное сравнение результатов численного расчета КПД и коэффициента усиления с экспериментальными данными для двухкаскадной схемы усилителя оротронного типа с уровнем выходной мощности 2.5 кВт в 8 мм диапазоне длин волн показало, что теоретическая база, заложенная в работе [1], и разработанные на ее основе программы расчета позволят с достаточной точностью производить оценку этих величин в приборах данного типа и в более коротковолновом диапазоне длин волн.

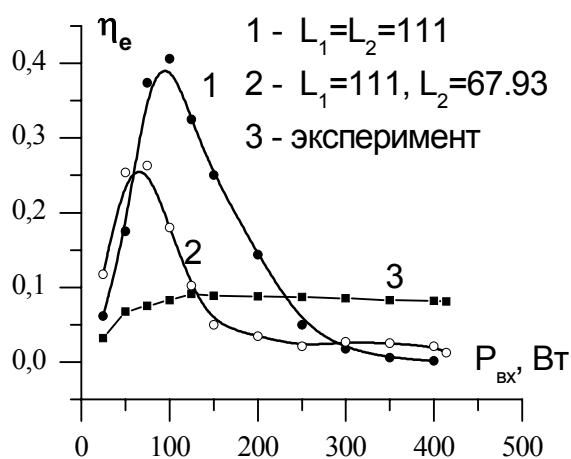


Рис.1.

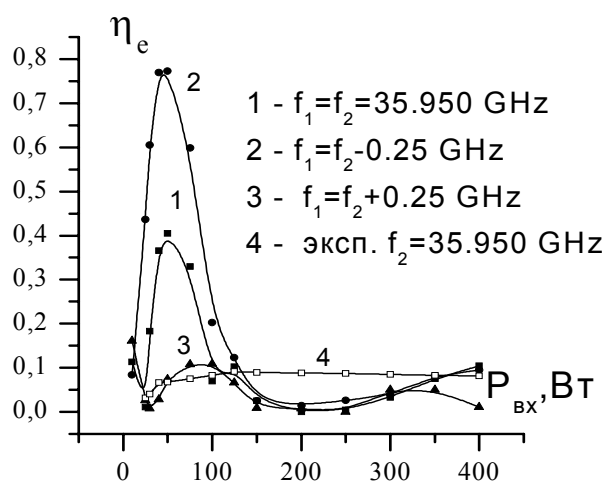


Рис.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Цейтлин, Е.А. Мясин, Т.А. Мазур // Радиотехника и электроника, 1996, Т. 41, № 2, С.223.
2. Е.А. Мясин, С.Г. Чигарев, В.В. Евдокимов и др // Известия АН, сер. Физическая, 2001, Т. 65, № 12, С.1699.
3. М.Б. Цейтлин, Г.А. Бернашевский, В.Д. Котов, И.Т. Цицонь // Радиотехника и электроника, 1977, Т. 22, № 7, С. 1515.

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПРОГРАММЫ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

М.А. Каменщиков, В.Н. Корниенко, А.Я. Олейников

В последнее время быстро увеличивается число работ, посвященных проведению вычислений и обработке информации в распределенной среде - так называемой GRID-структуре. Наиболее характерными свойствами этой информационно-вычислительной структуры являются: масштабы вычислительного ресурса (объем оперативной памяти, количество процессоров и пр.), которые многократно превосходят ресурсы отдельного компьютера или вычислительного комплекса; гетерогенность среды (в ее состав могут входить компьютеры различной мощности, работающие под управлением различных операционных систем (ОС)); пространственное распределение информационно-вычислительного ресурса. Предполагается, что все компьютеры (как их элементная база, так и ОС, на них установленные), образующие GRID-структуру, удовлетворяют набору соответствующих стандартов [1].

В свою очередь, любая прикладная программа (ПП), выполняемая на вычислительном ресурсе типа GRID-структуры, также должна удовлетворять определенным требованиям. Прежде всего, для взаимодействия с ядром ОС, ПП должна использовать стандартные функции интерфейса прикладных программ (API), а для осуществления обмена информацией между автономно исполняемыми частями (процессами) - функции принятого в данной GRID-структуре интерфейса обмена сообщениями. В большинстве случаев в качестве такого интерфейса используется MPI.

Разработанные к настоящему моменту системы, позволяющие создавать из компьютеров, объединенных в сеть, GRID-структуры, к сожалению, несовершенны. По этой причине ПП должна учитывать специфику ресурса GRID-структуры: ее гетерогенность, относительно низкую степень надежности (в процессе счета часть узлов могут быть по тем или иным причинам исключены из вычислительного поля задачи), строгое ограничение на время выполнения программы. Для этого в ПП необходимо ввести ряд сервисных функций, реализующих следующие свойства:

- определение быстродействия каждого узла вычислительного поля. На основании полученных данных программа должна сбалансировать загрузку узлов таким образом, чтобы время выполнения одного кванта вычислений было приблизительно одинаковым;

- определение доступного объема оперативной памяти на каждом узле. Перед началом проведения вычислений ПП, по возможности, должна блокировать такое количество этого ресурса, который может ей понадобится на протяжении всего времени работы, динамическое же выделение памяти в

процессе счета крайне нежелательно (это связано с многопользовательским режимом работы системы);

- определение дискового пространства, доступного ПП. Требуемый для нормального функционирования ПП объем дискового пространства определяется как размером получаемых файлов данных, так и объемом переменных задачи, сохранение которых необходимо для продолжения вычислений в случае аварийной остановки программы;

- получение оценочного значения времени выполнения всей задачи. Зная это время, ПП перед началом основных вычислений может определить шаг формирования так называемой "контрольной точки";

- сохранение промежуточных результатов и значений переменных задачи (формирование контрольной точки);

- повторный запуск вычислений с использованием промежуточных (ранее сохраненных) результатов (рестарт с контрольной точки);

- идентификация окончания выполнения программы с указанием признака причины окончания (нормальное завершение, аварийный останов, окончание выделенного времени счета). Наличие такой информации о завершении выполнения позволяет при следующем запуске ПП выбрать нужную ветвь алгоритма (начать расчет с новыми параметрами или выполнить рестарт с контрольной точки).

К вычислительным задачам, требующих для своего решения ресурсов GRID-структур, можно отнести задачу расчета нестационарной динамики электромагнитных полей в трехмерных областях, содержащих границы различной природы (диэлектрические и металлические тела, границы со свободным пространством). Программа, реализующая параллельный алгоритм решения такой задачи ([2]), была дополнена авторами доклада рядом функций, обеспечивающих выполнение свойств, необходимых для ее функционирования в распределенной вычислительной среде.

Проверка работоспособности программы была осуществлена на различных вычислительных комплексах: кластере ИРЭ РАН, суперкомпьютерах МВС-1000М и HP SUPERDOM (МСЦ).

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 03-07-90399.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Каменщиков, В.Н. Корниенко // Информационные технологии и вычислительные системы, 2003, № 3, С.45.
2. В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин // Радиотехника и Электроника, 2003, Т. 48, № 6, С. 758.

2D2V ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТОНКИМ ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ

В.Н. Корниенко, В.А. Черепенин

В последние годы появились методы получения плотных электронных сгустков путем ионизации твердых тонкопленочных мишеней сверхкороткими лазерными импульсами [1], причем концентрация электронов в таких сгустках может быть порядка концентрации в твердом теле. В рамках 1D3V модели [2] было показано, что при напряженности полей падающего излучения, соответствующей значению ускорительного параметра $\alpha_0 = eE / mc\omega \gg 1$ (здесь E - напряженность электрического поля, e, m - заряд и масса электрона, c - скорость света, ω - круговая частота), возможно получить ускорение образовавшихся сгустков до релятивистских скоростей. Однако в рамках предположения об одномерном движении заряженных слоев, невозможно изучение роли краевых эффектов, возникающих на границах лазерного импульса. В данной работе предложена и реализована в виде компьютерной программы 2D2V численная модель, основанная на самосогласованном решении уравнений Максвелла и уравнений движения заряженных частиц, позволяющая проводить исследования динамики электронов и ионов плазменного слоя с учетом конечной ширины падающего на него лазерного пучка.

Будем рассматривать динамику заряженных частиц в поле линейно поляризованной электромагнитной волны, падающей из вакуума на тонкий (порядка длины волны) плазменный слой. Форма волновой поверхности, зависимость амплитуды от времени и частота волны считаются заданными. Предположим также, что по одному из направлений система однородна (двумерный случай). Тепловое движение электронов обладает малой энергией по сравнению с энергией, приобретаемой электронами в процессе взаимодействия с падающей волной. Это позволяет положить начальную скорость заряженных частиц равной нулю.

Решение уравнений Максвелла в пространственно-временном представлении для прямоугольной области проводится методом конечных разностей. Значения компонент поля на новом шаге по времени определяются из следующих соотношений:

$$B_{z,(i,j)}^{l+1} = B_{z,(i,j)}^l + \frac{c \Delta t}{\Delta R} \left(E_{y,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}} - E_{y,(i+1,j)}^{l+\frac{1}{2}} + E_{x,(i,j+1)}^{l+\frac{1}{2}} - E_{x,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}} \right)$$

$$E_{x,(i,j)}^{l+\frac{3}{2}} = E_{x,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}} + \frac{c \Delta t}{\Delta R} \left(H_{z,(i,j)}^{l+1} - H_{z,(i,j-1)}^{l+1} \right) - 4\pi \Delta t J_{x,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}}$$

$$E_{y,(i,j)}^{l+\frac{3}{2}} = E_{y,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}} + \frac{c \Delta t}{\Delta R} \left(-H_{z,(i,j)}^{l+1} - H_{z,(i-1,j)}^{l+1} \right) - 4\pi \Delta t J_{y,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}}$$

Здесь верхний индекс обозначает момент времени, нижние - компоненту поля и пространственную координату узла.

На границах рассматриваемой области ставятся условия излучения плоской электромагнитной волны. Для левой и правой границы они имеют вид

$$E_{y,(i,j)}^{l+1} = \frac{\left(1 - \frac{c \Delta t}{\Delta R}\right) E_{y,(i,j)}^l - \frac{2c \Delta t}{\Delta R} H_{z,(i,j)}^{l+\frac{1}{2}}}{1 + \frac{c \Delta t}{\Delta R}}, \quad E_{y,(i,j)}^{l+1} = \frac{\left(1 - \frac{c \Delta t}{\Delta R}\right) E_{y,(i,j)}^l + \frac{2c \Delta t}{\Delta R} H_{z,(i-1,j)}^{l+\frac{1}{2}}}{1 + \frac{c \Delta t}{\Delta R}}$$

соответственно.

Плазменный слой моделируется набором макрочастиц, размеры которых соответствуют линейным размерам ячейки пространственной сетки, вводимой для компонент электромагнитного поля. Уравнения движения решаются модифицированным методом "с перешагиванием". Для определения плотности тока по известным координатам и скоростям макрочастиц используется метод "облако в ячейке".

В качестве примера было рассмотрено взаимодействие импульса прямоугольного профиля по времени (длина волны 1 мкм, амплитуда - 10^{10} Гс) с плазменным слоем толщиной 1 мкм и плотностью 10^{21} см⁻³

На рис.1. показано распределение плотности заряда в начальный момент взаимодействия (а) и через 20 фс (б) (при этом средняя энергия электронов в сгустке ~30 МэВ).

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ 03-07-90399.

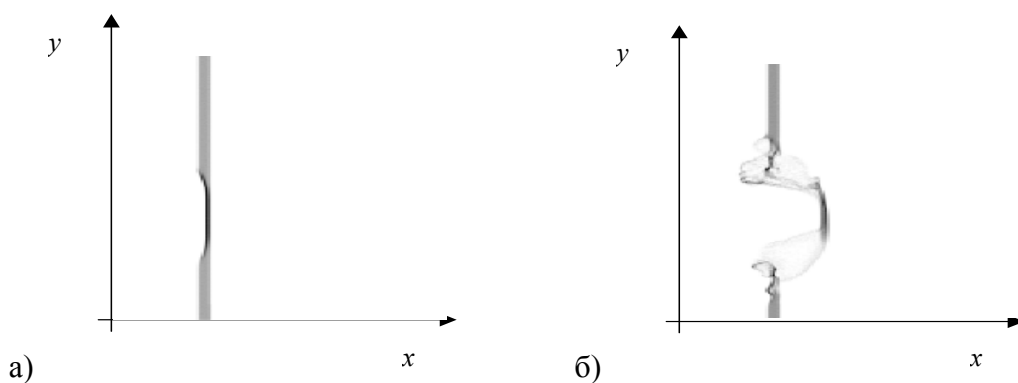


Рис.1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.В. Волков, В.М. Гордиенко, М.С. Джиджоев и др. // Квантовая электроника, 1997, Т. 24, № 12, С. 1114.
2. А.С. Ильин, В.В. Кулагин, В.А. Черепенин // Радиотехника и Электроника, 1999, Т. 44, № 4, С. 389.

МЕТОД МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ ГРИНА В ЗАДАЧАХ РАСЧЕТА РЕКУПЕРАТОРА ЭЛЕКТРОНОВ

А.С. Парфенова, В.М. Пикунов

В работе были построена матричная форма функции Грина для уравнения Пуассона. И с ее помощью найдено распределение потенциала в рекуператоре электронов лампы бегущей волны.

Для исследования многоступенчатого рекуператора электронов микроволновых устройств в динамическом режиме и расчета вторичной электронной эмиссии необходимо находить кулоновские поля, создаваемые пространственным зарядом, на сотнях и тысячах временных шагов. Для этого требуются быстрые методы расчета уравнения Пуассона в сложных областях с краевыми условиями 1-го и 2-го рода. Удобным является использование метода функции Грина, который позволяет сэкономить машинные ресурсы и время расчета задачи на ЭВМ при решении уравнения Пуассона[1]. Траекторный анализ электронного потока необходимо проводить методом крупных частиц, который обеспечивает выполнение закона сохранения заряда[2].

Рассмотрим аксиально-симметричную область D , ограниченную поверхностью электродов S , которая имеет объем V . В этой области распространяется пучок электронов и оседает на электродах коллектора. В аксиальном случае можно свести задачу к двумерной в меридиональной плоскости, рассматривая образующую исходной поверхности и двумерную область для описания электронного потока. Разобьем образующую одномерной сеткой размерностью N , а область пучка двумерной сеткой размером K и J по координатам z и r соответственно. Входящая в уравнение Пуассона плотность объемного заряда ρ считается известной функцией координат на каждом временном шаге при расчете полей. Распределение плотности поверхностного заряда $\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_0 + \bar{\sigma}_{beam}$, индуцированного электронным потоком $\bar{\sigma}_{beam}$ и потенциалами электродов $\bar{\sigma}_0$, неизвестно. На первом шаге необходимо найти распределение плотности поверхностного заряда. Для этого разобьем нашу задачу на две задачи: 1)-ая однородная задача с ненулевыми граничными условиями и 2)-ая неоднородная задача с нулевыми граничными условиями. Тогда полное решение задачи \bar{U}_{beam} представимо в виде суммы решений задач 1) и 2) $\bar{U}_{beam} = \bar{U}_{V0} + \bar{U}_V$. \bar{U}_{beam} – вектор потенциала длиной $K \cdot J$ в узлах объемной сетки, который представляется в виде суммы двух слагаемых, первое слагаемое \bar{U}_{V0} связано с наведенными зарядами на поверхности электродов в отсутствие электронного пучка, второе слагаемое \bar{U}_V связано с объемными зарядами, создаваемыми пучком.

Распределение потенциала в отсутствие электронного потока представимо в виде $\bar{U}_{V0} = g^{\wedge(VS')} \cdot \bar{\sigma}_0 = g^{\wedge(VS')} \cdot (g^{\wedge(SS')})^{-1} \cdot \bar{U}_{S0}$, где \bar{U}_{S0} – заданный вектор значений

потенциала в точках разбиения поверхности длины N . $\hat{g}^{(VS)}$ - прямоугольная матрица размера $(K-1) \cdot (J-1) \times N$, связанная с влиянием поверхностных зарядов на потенциал внутри области. $\hat{g}^{(SS)}$ - квадратная матрица размера $N \times N$, связанная с наличием поверхностных зарядов из-за потенциалов на электродах. Решение неоднородной задачи может быть записано в виде $\bar{U}_V = \hat{G} \cdot \bar{\rho}'$, где $\bar{\rho}'$ - вектор пространственного заряда длиной $(K-1) \cdot (J-1)$, \hat{G} - матричная функция Грина неоднородной задачи, которая определяется как $\hat{G} = [\hat{g}^{(VV)} - \hat{g}^{(VS)} \cdot (\hat{g}^{(SS)})^{-1} \cdot \hat{g}^{(SV)}]$, где $\hat{g}^{(VV)}$ - квадратная матрица размера $(K-1) \cdot (J-1) \times (K-1) \cdot (J-1)$, связанная с взаимодействием пространственных зарядов, если не учитывать наличие электродов. $\hat{g}^{(SV)}$ - прямоугольная матрица размера $N \times (K-1) \cdot (J-1)$, связанная с наличием ограничивающей металлической поверхности электродов. Матрицы $\hat{g}^{(SS)}$, $\hat{g}^{(VS)}$, $\hat{g}^{(SV)}$, $\hat{g}^{(VV)}$, \hat{G} определяются только геометрическими характеристиками коллектора.

При характерных размерах 4-х ступенчатого коллектора $j = \bar{1},4$ размерность данных матриц Грина является достаточно большой, что создает значительные трудности при их расчете и работе с ними, поэтому удобно записывать их на диск до начала траекторного анализа. А при его проведении обращаться к ним, как к уже рассчитанным и сохраненным массивам. Соответственно, размер этих массивов, содержащих, например, матрицу Грина \hat{G} может достигать нескольких Гб. Таким образом, вычислив однажды компоненты матрицы Грина, мы можем ее далее использовать на каждой временной итерации, что заметно сокращает объем требуемых вычислений и машинных ресурсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков “Интенсивные электронные и ионные пучки” Москва, 1991.
2. А.С. Парфенова, В.М. Пикунов // Электромагнитные волны и электронные системы, 2004, Т. 9, №6 (в печати).

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ВЫСШЕЙ МОДЫ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА В МОДУ ПРОСТЕЙШЕЙ СТРУКТУРЫ

А.А. Богдашов, Г.Г. Денисов, Ю.В. Родин

Задача преобразования высших мод круглого волновода в волны простейшей структуры с собой остротой встала при разработке квазиоптического преобразователя гиротрона. Гиротроны являются самыми мощными источниками излучения мм-диапазона длин волн [1]. Они широко используются для технологических приложений, а также в экспериментах по электронно-циклотронному нагреву плазмы. Уменьшение дифракционных потерь (рассеянного излучения) внутри прибора достигается преобразованием рабочей моды гиротрона в волну простейшей структуры (Гауссов волновой пучок) квазиоптическими методами с помощью волноводного преобразователя и системы фазовых корректоров (квазиоптических зеркал) [2]. Преобразование рабочей моды гиротрона (например, $TE_{12.5}$, $TE_{25.10}$, $TE_{31.8}$) в Гауссов волновой пучок с максимальной эффективностью достигается предварительным формированием в области излучателя специальной смеси мод, имеющей Гауссову структуру [3]. Такая смесь мод образуется в волноводе с малой деформацией стенки ($l_1, l_2 \ll \lambda$).

$$R(z, \varphi) = R_0 + l_1 \sin(H_1 z + m_1 \varphi) + l_2 \sin(H_2 z + m_2 \varphi)$$

z -координата вдоль преобразователя, φ - азимутальная.

Модуляция поля представляет собой интерференцию вспомогательных и основной мод в смеси. Расчёт преобразователей такого типа основан на приближённой теории связанных волн. Деформация волновода сводится к введению магнитных токов на недеформированном волноводе и связи мод недеформированного волновода полученными токами.

В докладе представлены результаты экспериментального исследования высокоэффективного преобразователя моды $TE_{12.5}$ круглого волновода в гауссов волновой пучок на мВт уровне мощности. Представленным выше методом был рассчитан, а затем изготовлен волноводный преобразователь. Возбуждение моды $TE_{12.5.1}$ осуществлялось в перфорированном резонаторе гиротронного типа. Возбуждение производилось стандартным генератором Г4-161 гауссовым пучком от рупора через систему фокусирующих зеркал и квазипараболическое зеркало. Общая добротность резонатора ~ 2100 . Структура выходной вращающейся моды $TE_{12.5}$ измерялась с помощью двухкоординатного сканирующего устройства и представлена на Рис.1,а. Содержание моды встречного вращения составило по мощности 0.5-1%. В диапазоне рабочих частот генератора исследован спектр возбуждения резонатора для обеих поляризаций (Рис.1,б). Смесь мод, излучаемая волноводным преобразователем, трансформируется с помощью квазипараболического зеркала в линейно-поляризованный волновой пучок с высоким гауссовым содержанием.

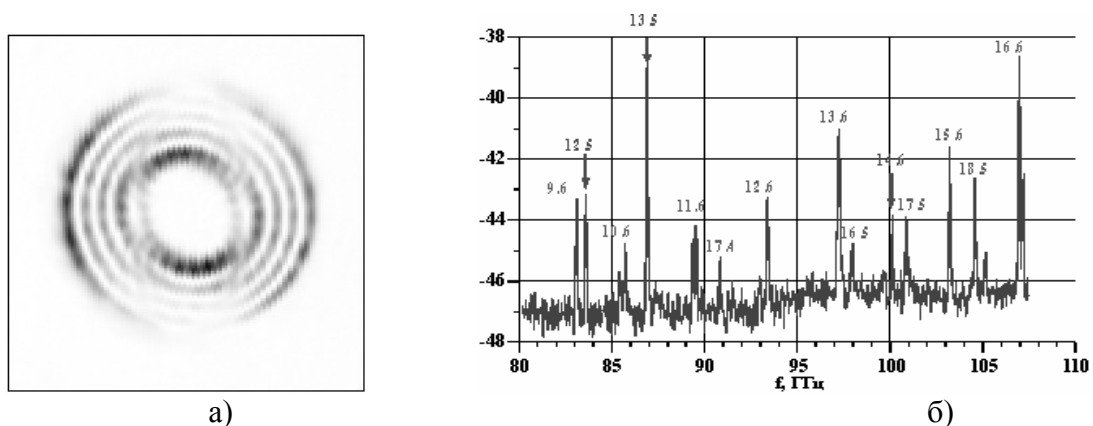


Рис.1. а) Измеренное распределение E_y^2 поля моды TE_{12.5}, 83.80ГГц,

б) Спектр возбуждения TE-мод.

Для сравнения выполнены измерения пространственных распределений поля выходного пучка как с волноводным преобразователем, так и с гладким волноводом вместо него. Результаты измерений представлены на Рис.2.

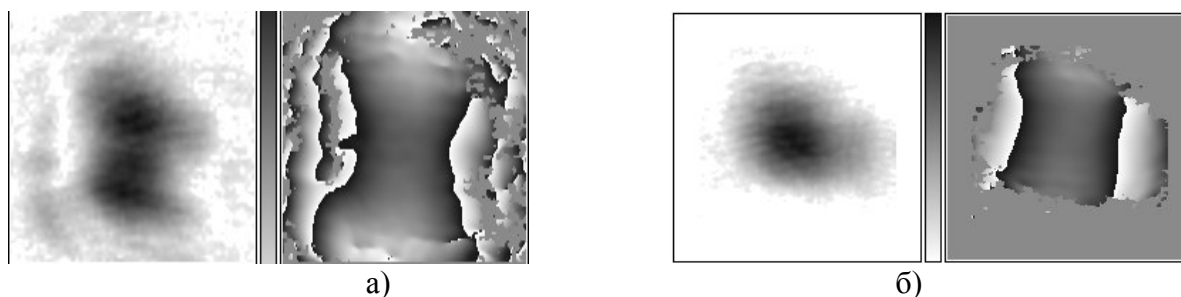


Рис.2. Измеренные амплитуда и фаза выходного пучка а) без волноводного преобразователя, содержание гауссовой компоненты $\eta=82\%$, б) с волноводным преобразователем $\eta=97.5\%$.

Использование встроенного в гиротрон волноводного преобразователя позволяет повысить гауссово содержание в выходном волновом пучке с 82% до 97.5%. На основании полученных результатов ведётся разработка промышленного гиротрона.

ЛИТЕРАТУРА

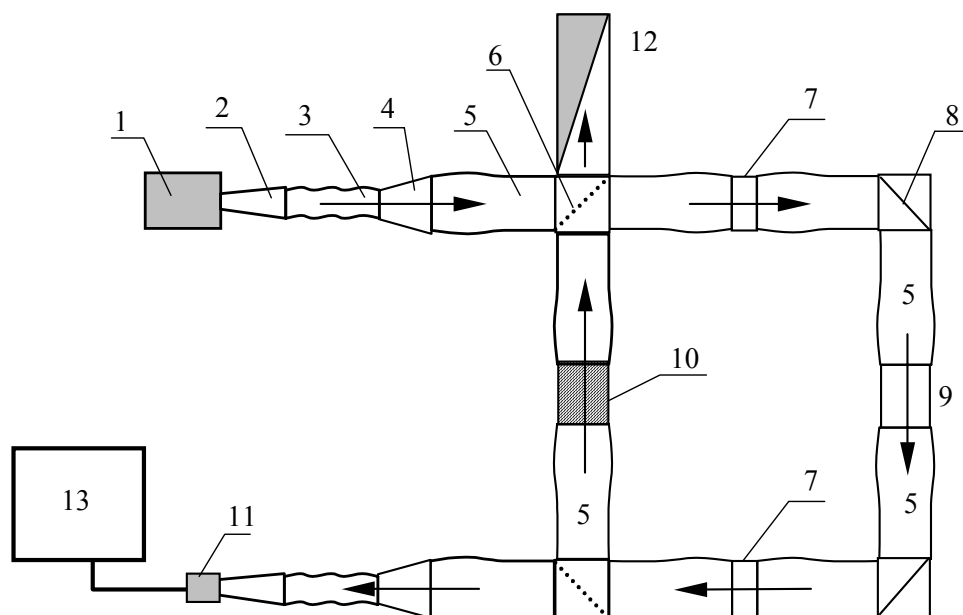
1. Г.Г. Денисов, В.Е. Запевалов, А.Г. Литвак, В.Е. Мясников // Изв. вузов. Радиофизика. 2003, Т. 46, № 10, С.845.
2. А.А. Bogdashov, А.В. Chirkov, G.G. Denisov et al. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1995, V. 16, № 4, P. 735.
3. Д.В. Виноградов, Г.Г. Денисов, М.И. Петелин // Труды 10 школы-семинара по дифракции и распространению волн. М.: ИИРФ. Москва, 1993. С. 96-128.

ПРОТОТИП КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ УЗЛОВ
ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ СВЧ И КОМПОНЕНТОВ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧ

А.А. Богдашов, Г.Г. Денисов, Д.А. Луковников, Ю.В. Родин,
Дж. Хиршфельд

В последнее время продемонстрированы значительные результаты по увеличению выходной мощности электронных приборов миллиметрового диапазона излучения (гиротроны – 80 - 170 ГГц, свыше 1 МВт в непрерывном режиме), (релятивистские карсинотроны – 34ГГц, >1.5ГВт, 50 - 60нс), (магникон – 34ГГц, 40МВт, 500нс). К практическим приложениям данных приборов можно отнести: управляемый термоядерный синтез (УТС), ускорительную технику, радиолокацию и связь, обработку материалов и плазмохимию. Для обеспечения технических параметров современных электронных приборов и линий передач проводятся тестовые испытания различных узлов и компонентов, таких как: барьерные окна, преобразователи мод, волноводы, уголки, откачные порты, фазовращатели, и т. п.

Основным требованием, предъявляемым к данным элементам, является высокий коэффициент передачи (90...99.5%) на высоком уровне проходящей мощности. Достижение высокой интенсивности поля для тестирования элементов возможно в кольцевом резонаторе [1].



- 1 – синтезатор частоты РГ5-29; 2 – TE10 ⇒ TE11 волноводный преобразователь;
3 – TE11 ⇒ TE01 волноводный преобразователь; 4 – TE01 волноводный переход;
5 – TE01 ⇒ TE01+TE02 волноводные преобразователи; 6 – ответвляющее зеркало;
7 – устройство для настройки частоты; 8 – плоское зеркало волноводного уголка;
9 – TE01 круглый волновод; 10 – тестируемый компонент; 11 – СВЧ детектор;
12 – СВЧ нагрузка; 13 – цифровой вольтметр.

Рис. 1. Схема резонансного кольца.

В кольцевом резонаторе реализован режим бегущей волны, когда уровень мощности которой значительно превышает уровень мощности питающего СВЧ генератора. Коэффициент увеличения мощности поля внутри резонатора определяется по формуле[3]:

$$G = \frac{r^2}{\left(1 - \sqrt{1 - r^2} \cdot e^{-\alpha/2}\right)^2},$$

где r^2 – коэффициент отражения от зеркала связи; $e^{-\alpha}$ – потери в резонаторе за проход.

В докладе представлен прототип кольцевого резонатора (рабочая частота 34.272 ГГц), для тестовых испытаний СВЧ компонентов. Схема кольцевого резонатора показана на Рис. 1. Результаты измерений параметров кольцевого резонатора представлены на Рис. 2.

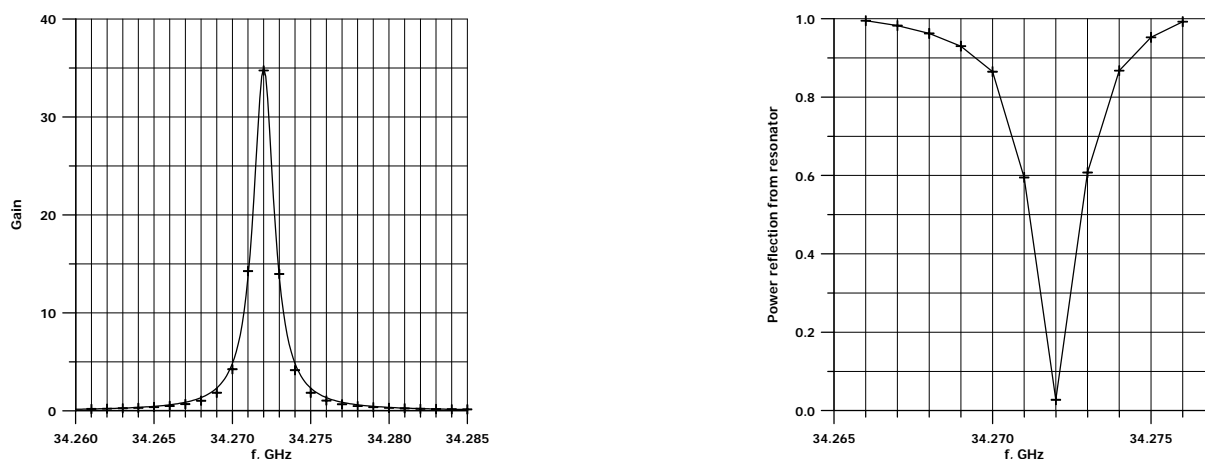


Рис. 2. Измеренные коэффициент увеличения мощности в кольцевом резонаторе и коэффициент отражения от него.

В перспективе предполагаются испытания кольцевого резонатора на высоком уровне проходящей мощности. В качестве запитывающего СВЧ генератора будет использован магмикон с указанными выше параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Альтман “Устройства сверхвысоких частот” М.: Мир, 1968.
2. V.L. Belousov, A.A. Bogdashov, G.G. Denisov, A.V. Chirkov, S.V. Kuzikov // Proc. Int. Workshop Strong Microwaves in Plasmas, Nizhny Novgorod, August 2-9, 1999, V. 2, P. 943.
3. G.G. Denisov, M.Yu. Shmelev // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, 1991, V. 12, № 10, P. 1187.

ПОСТРОЕНИЕ КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНЫХ СХЕМ ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТИ
ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

А.Л. Делицин, И.В. Степанов

При применении метода конечных элементов к задаче расчета диэлектрического волновода в цилиндрической системе координат возникает две известные проблемы: аппроксимация поля в начале координат и аппроксимация нулевого собственного значения бесконечной кратности. Одним из способов, позволяющих решить первую из них, может служить введение фиктивной дополнительной границы в окрестности начала цилиндрической системы координат, соответствующей идеально проводящему стержню малого радиуса. При стремлении этого радиуса к нулю, по теореме Самарского [1] собственные значения полученной задачи будут стремиться к собственным значениям исходной задачи. Написана программа вычисления собственных значений цилиндрического волновода с внутренним идеально проводящим стержнем методом смешанных конечных элементов. Проведено сравнение полученных собственных значений с точными собственными значениями полого цилиндрического волновода при стремлении к нулю радиуса этого стержня.

Постановка задачи.

Рассматривается задача поиска собственных значений полого цилиндрического волновода с круговым поперечным сечением Ω единичного радиуса и проводящей границей $d\Omega$:

$$\text{rot}_{\perp} \text{rot}_{\perp} E_{\perp} = k^2 E_{\perp}, \quad E_{\perp} \times n|_{d\Omega} = 0. \quad (1)$$

В некоторую точку на его оси поместим цилиндрическую систему координат, ось Oz которой направим по оси цилиндра. Решение будем искать в виде нормальных волн $E \sim e^{-in\varphi}$.

Подстановка $E_{\perp} = \text{rot} X \tilde{e}_z$ приводит к задаче:

$$-\Delta_{\perp} X = k^2 X, \quad \frac{dX}{dr}|_{r=0} = 0, \quad \frac{dX}{dr}|_{r=1} = 0$$

Таким образом, собственные значения k находятся из уравнения:

$$J_{n-1}(k) - J_{n+1}(k) = 0$$

Перепишем задачу (1) в вариационной постановке:

$$\left(\frac{dE_{\varphi}}{dr} - nE_r, \frac{1}{r} \left(\frac{d\tilde{E}_{\varphi}}{dr} - n\tilde{E}_r \right) \right) = k^2 \left((rE_r, \tilde{E}_r) + \left(\frac{1}{r} E_{\varphi}, \tilde{E}_{\varphi} \right) \right) \quad (1B)$$

$$E_{\varphi}|_{r=0} = 0, E_{\varphi}|_{r=1} = 0$$

для E_r граничные условия являются естественными.

Поскольку данная задача имеет особенность в нуле, заменим ее на задачу (2), в которой в окрестности нуля расположим проводящий цилиндр малого радиуса **a**.

$$\left(\frac{dE_{\varphi}}{dr} - nE_r, \frac{1}{r} \left(\frac{d\tilde{E}_{\varphi}}{dr} - n\tilde{E}_r \right) \right) = k^2 \left((rE_r, \tilde{E}_r) + \left(\frac{1}{r} E_{\varphi}, \tilde{E}_{\varphi} \right) \right) \quad (2B)$$

$$E_{\varphi}|_{r=a} = 0, E_{\varphi}|_{r=1} = 0$$

Вычисляются собственные значения, зависящие от параметра a , которые при стремлении a к нулю должны стремиться к собственным значениям задачи (1).

Решение методом конечных элементов.

Задача решается методом смешанных конечных элементов [2]. Программа позволяет задавать количество конечных элементов, их порядок (до третьего включительно) и граничные значения. Для радиальной части поля берутся разрывные элементы, а для угловой непрерывные и на порядок выше.

Получены результаты:

Для E_r берутся элементы 1-ого порядка, а для E_f - 2-ого.

$n=2, a=0.0000001$

Точные собственные значения.	Приближенные собственные значения, полученные при данном числе конечных элементов.					
	1	2	5	10	20	40
9.32692	10.16713	9.39197	9.32956	9.32843	9.32837	9.32835
44.97044	119.97555	46.52583	45.10704	44.98010	44.97264	44.97188
99.38096	-	128.49289	100.93634	99.48743	99.39597	99.38996
173.4489	-	4745.6530	181.55886	174.00381	173.49266	173.45821

Как видно из таблицы, хорошая точность для первого собственного значения достигается уже на 5 конечных элементах.

Далее подробно исследуется зависимость собственных значений от малого радиуса a .

$n=2$, количество элементов = 5

Точные собственные значения.	Радиус внутреннего цилиндра a					
	0.000000001	0.00001	0.01	0.071	0.2	0.5
9.32692	9.32956	9.32954	9.32941	9.32699	9.20950	7.18883
44.97044	45.10803	45.10507	45.08790	44.98630	42.20883	49.89160
99.38096	100.94755	100.91240	100.70912	99.85300	91.54206	168.23376
173.4489	181.61559	181.43528	180.32892	175.94140	169.06930	370.4272

Результаты численных экспериментов показали две интересные особенности задачи, требующие теоретического объяснения. Существуют значения параметра a , при котором достигается максимальная точность. Дальнейшее уменьшение радиуса не увеличивает точность. Высшие моды рассчитываются с точностью, не намного отличающейся от точности определения младших собственных значений.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Самарский // Докл. АН СССР, 1948, № 1, С. 631.
2. “Handbook on numerical analysis” Springer. 1991.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОГО РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ НА МОДУЛЯЦИЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПУЧКОМ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Ю.К. Алексеев, В.В. Ачкасов, Д.С. Кулида, А.П. Сухоруков

Модуляция электронного потока электромагнитным пучком в свободном пространстве представляет собой интересную как с теоретической, так и с практической точки зрения задачу. Например, при повышении частоты клистронный тип модуляции потока становится все менее эффективным из-за понижения добротности клистронных резонаторов на высоких частотах, тогда как открытое пространство лишено таких недостатков. Модуляция в свободном пространстве требует высоких интенсивностей модулирующего пучка. Для повышения эффективности модуляции существует ряд приемов. Одним из них является применение квадрупольного конденсатора для снижения скорости электронного потока на участке группировки. За счет такого понижения скорости увеличивается время группировки электронов в сгустки, а также из-за квадратичной зависимости кинетической энергии от скорости увеличивается разброс скоростей электронов на участке группировки.

В данной работе рассматривается влияние теплового разброса скоростей на группировку электронов потока, претерпевшего модуляцию скорости электромагнитной волной в свободном пространстве. Следует особо отметить, что влияние теплового разброса, как это будет показано далее, оказывает все большее влияние с увеличением частоты.

Уравнение движения электрона в поле линейно поляризованной электромагнитной волны записывается следующим образом:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eE(x)}{m_e} \cos(\omega t),$$

где $E(x)$ – амплитуда поля электромагнитной волны, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, ω – циклическая частота модулирующей волны.

Считая ширину модулирующего пучка большой по сравнению с длиной волны этого пучка, примем, что величина изменения амплитуды поля за период мала по сравнению с ее абсолютным значением, и будем считать ее постоянной на этом отрезке времени: $E(x) \approx E_0$. После интегрирования получаем:

$$\frac{dx}{dt} = v_0 + \frac{eE_0}{m_e \omega} \sin(\omega t),$$

где v_0 – скорость электронов на влете в поле модулирующей волны.

Тогда максимальный модуляционный разброс скоростей электронов будет выражаться следующей формулой:

$$\Delta v = \frac{eE_0}{m_e \omega}.$$

Оценим теперь тепловой разброс скоростей электронов. Считая энергию разброса близкой к величине kT , где k – постоянная Больцмана, T – температура катода, получаем:

$$kT = \frac{m_e (v_0 + \Delta v_t)^2}{2} - \frac{m_e v_0^2}{2},$$

откуда, считая $\Delta v_t \ll v_0$, получаем: $\Delta v_t \approx kT / (m_e v_0)$.

Запишем отношение теплового разброса скоростей к модуляционному:

$$\eta = \frac{kT\omega}{eE v_0}.$$

Таким образом, имеется три принципиальных возможности снизить это соотношение: уменьшить температуру катода, увеличить амплитуду поля модулирующего пучка и увеличить начальную скорость электронов (изменение частоты пучка в расчет брать не будем).

Наиболее приемлемым с практической точки зрения будем считать последний способ – изменение энергии электронного пучка на влете в модулирующую волну.

Будем считать, что если выполняется условие:

$$\eta < \eta_{\text{крит}} \approx 0.1,$$

тогда группировка пучка будет нарушаться слабо. На рис. 1

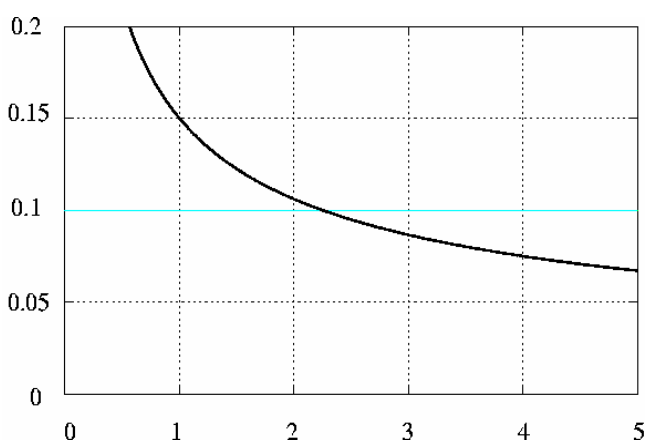


Рис. 1. График зависимости η от энергии пучка в кЭв.

представлен график зависимости η от начальной энергии пучка для автокатода с температурой 300К. График построен в предположении, что модуляция производится рубиновым лазером с энергией импульса 7.8 Дж и длительностью импульса 10 мкс (эти данные взяты из характеристик лазера, с которым предполагается проводить эксперимент). Из графика следует, что электронная пушка в эксперименте должна обеспечивать потенциал потока электронов не менее 2.5-3 кВ.

Таким образом, получаем, что при модуляции и группировке электронного пучка в свободном пространстве на оптических или инфракрасных частотах необходимо учитывать не только модуляционный разброс скоростей, но и тепловое движение электронов, ослабляющее группировку, а порой и полностью разрушающее ее.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Миллиметровые и субмиллиметровые волны», под ред. Р.Г. Мириманова, М.: Изд. Иностранной Литературы, 1959, 607с.
2. M. Paroular // Ann. Phys., 1956, V. 1, P. 914.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЛОВУШЕЧНЫХ МОД ВОЛНОВОДА С
ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВСТАВКОЙ

А.В. Тихонов

Рассматривается задача о волноводе с локальной неоднородностью в двумерном случае. Волновод представляет собой область $\Omega = (z \in (-\infty, +\infty), y \in [0, 1])$. Поле в волноводе удовлетворяет спектральной задаче:

$$\begin{aligned} \Delta u &= -k^2 q(z, y)u \\ \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{\partial\Omega} &= 0, u \in L_2(\Omega) \end{aligned} \quad (1)$$

$q(z, y) \equiv 1$ при $z < z_1, z > z_2$ и $q(z, y) > 1$ при $z_1 < z < z_2$, а также эта функция является симметричной относительно оси $y = 1/2$. На линиях разрыва выполняется условие сопряжения $[u]_{\sigma_i} = 0, \left[\frac{\partial u}{\partial n} \right]_{\sigma_i} = 0$, где σ_i - линии разрыва, а в угловых точках - $\|\nabla u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 + \|u\|_{L_2(\Omega_\varepsilon)}^2 < \infty$.

Обозначим через S_1, S_2 сечение полос прямыми $z = z_1, z = z_2$.

Будем рассматривать внутреннюю краевую задачу, эквивалентную задаче (1).

$$\begin{aligned} -\Delta u &= k^2 q(z, y)u \\ \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{y=0} &= 0, \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_{y=1} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_1} &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_1)} \cos(\pi n y) \\ \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=z_2} &= -2 \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_2)} \cos(\pi n y) \\ (u, 1) \Big|_{L_2(S_i)} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

При этом спектральный параметр входит нелинейный образом в краевые условия.

Введем скалярное произведение

$$(u, v)_W = (\nabla u, \nabla v)_{L_2(\Omega_2)} + 2 \sum \sum \gamma_n(u, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} (v, \cos(\pi n y))_{L_2(S_i)} \quad (4)$$

Будем искать решение задачи

$$(u, v)_W = k^2 (qu, v)_{L_2(\Omega_2)} \quad (5)$$

Эквивалентной задаче (2).

Рассмотрим вспомогательную спектральную задачу

$$(u, v)_W = \lambda(k)(qu, v)_{L_2(\Omega_2)} \quad (6)$$

в качестве собственного значения которой выступает спектральный параметр $\lambda(k)$.

Существует такое k , что $\lambda(k) = k^2$. На основе этого строится алгоритм численного вычисления собственных значений задачи (3). Для решения задачи (6) используется метод конечных элементов. Решение задачи ищется в виде разложения по системе базисных функций $u = \sum_{ij} u_{ij} N_{ij}$, а в качестве v используются функции N_{ij} . В данном сообщении используются линейные базисные функции, представимые в виде $N_{ij}(z, y) = N_i(z)N_j(y)$ [4]. Носителем базисных функций являются прямоугольники. Подставив представления u , v и N_{ij} в (6) получим матричное уравнение

$$Au = \lambda Bu, \quad (7)$$

где элемент матрицы B есть $B_{ij} = (qN_i, N_j)$. Матрица A разбивается на две матрицы: A_1 и A_2 , элементы которых вычисляются следующим образом

$$A_{1ij} = (\nabla N_i, \nabla N_j), A_{2ij} = 2 \sum_{k=1}^2 \sum_{n=1}^N \gamma_n (N_i, \cos(\pi n y))_{L_2(S_k)} (N_j, \cos(\pi n y))_{L_2(S_k)}$$

Уравнение (7) является обобщенной задачей на собственные значения. Матрицы A и B – симметричные и разреженные. Для перехода к обыкновенной задаче на собственные значения, к правой части уравнения (7) применяется разложение Холецкого. После этого получаем задачу $C(k)z = \lambda z$, где матрица C остается симметричной. Таким образом, для нахождения собственных значений задачи (3), будем изменять k от 0 до π , и для каждого k находим собственное значение $\lambda_1(k)$. Далее, находим точку пересечения функций k^2 и $\lambda_1(k)$, которая и будет решением задачи (2).

Приведем пример вычисления на основе предложенного метода.

	q3	0,27	
q=1	q2	0,45	q=1
0,27	q1	0,45	0,27

Рис.1. Вид вставки.

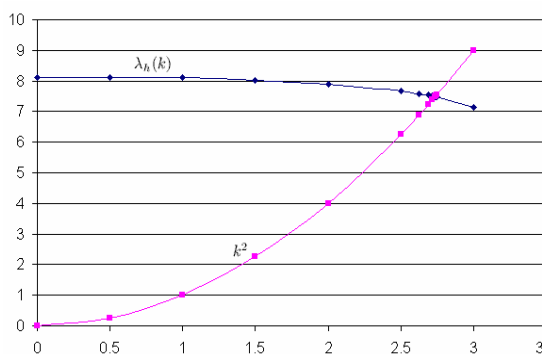


Рис.2. Графики функций k^2 и $\lambda_1(k)$.

ЛИТЕРАТУРА

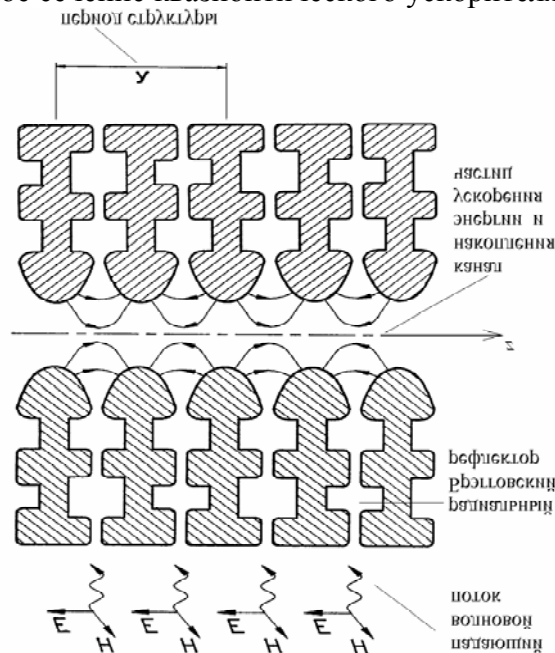
1. Д. Норри, Ж. Фриз “Введение в метод конечных элементов” М.: Мир, 1981.
2. W. Press “Numerical recipes” NY: Cambridge University Press, 1992.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ

Я.Л. Богомолов, М.И. Петелин, Е.С. Семенов, А.Д. Юнаковский

Основные идеи синтеза квазиоптических структур для электрон-позитронных коллайдеров были сформулированы в [1]. Такого рода структура может представлять собой периодический набор коаксиальных радиально-гофрированных металлических дисков, облучаемых сходящимся на ось квазицилиндрическим волновым потоком (рис. 1). Эта электродинамическая система в параксиальной области должна являться резонатором с π -модой E-типа. Необходимо оптимизировать параметры системы с целью аккумуляции минимальной энергии электромагнитного поля в приосевой области при заданных величинах ускорительного градиента, задающей частоты (частоты возбуждения) и внутреннего диаметра ускорительного канала.

Рис. 1. Продольное сечение квазиоптического ускорителя электронов.



В приосевой области стоячая волна должна иметь экстремумы противоположных знаков на выходах из соседних междисковых каналов. Уравнение нелинейного профиля металлической поверхности, способствующего формированию такого поля, впервые было представлено в [2]. Кроме того, система каналов, связывающая приосевую и внешнюю области, должна обеспечивать соответствующий переворот фаз падающего на систему волнового потока. Следовательно, металлические диски должны иметь различные профили боковых поверхностей.

Распространение электромагнитных волн в рассматриваемой электродинамической системе в азимутально-симметричном случае описывается скалярным уравнением типа Гельмгольца для азимутальной компоненты магнитного поля. При этом радиальная и продольная компоненты электрического поля выражаются явным образом через нее. Граничные условия выражают собой равенство нулю тангенциальной компоненты электрического поля на металлической поверхности и условия излучения на бесконечности. Задачу можно рассматривать на полупериоде по продольной координате. Приближенное решение искалось методом дискретных источников, в качестве которых бралась функция Грина рассматриваемого оператора в объемлющей поперечное сечение диска полуполосе. Основные идеи схем размещения источников представлены в [2]. Для синтезирования структур с резонансными свойствами (нахождения собственных функций, соответствующих нулевому дискретному собственному значению рассматриваемого оператора) используется численный алгоритм, основанный на процедуре сингулярного разложения матриц.

Рассматривались различные типы профилей граничной поверхности. В численных экспериментах найдено несколько типов поверхностей дисков, обеспечивающих создание требуемых структур полей. Исследована возможность возникновения паразитных мод (аномалии Вуда) и предложен профиль внешней области, обеспечивающий их подавление. Найден профиль дисков, формирующий устойчивую (по отношению к возмущениям параметров профиля) структуру электромагнитного поля. В частности, данный профиль имеет на противоположных боковых сторонах дисков канавки различной ширины, оптимальные параметры расположения которых в случае плоской геометрии представлены в [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Петелин // Труды межд. семинара «Сильные микроволны в плазме» (Нижний Новгород, Россия, 1-9 августа, 2002), Т. 1. Сильные микроволны в плазме, С. 82.
2. Я.Л. Богомолов, А.Д. Юнаковский // Труды весенней мат. школы (Воронеж, Россия, 3-9 мая, 2000), Ч. 1. Современные методы для граничных задач, С. 18.
3. Я.Л. Богомолов, М.И. Петелин, М.Л. Тай, А.Д. Юнаковский // Известия вузов. Радиофизика, 2003, Т. XLVI, № 5-6, С. 472.

ИЗЛУЧЕНИЕ МНОГОЛУЧЕВОГО МИКРОВОЛНОВОГО ГЕНЕРАТОРА НА ПОТОКАХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ПРИ ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин

Пространственно-развитые многолучевые генераторы на потоках электронных осцилляторов при центробежной электростатической фокусировке перспективны для получения мощного микроволнового излучения. Устройства отличаются самовозбуждением колебаний на каждом из лучей. Прямые расчеты генератора на одном луче проводятся с использованием многих ансамблей осцилляторов с большим числом электронов. Эти расчеты требуют значительного машинного времени и мало пригодны для анализа пространственно-развитых генераторов с большим числом лучей [1].

Возможность упрощения расчетов связана с переходом к эквивалентным парциальным генераторам с медленно меняющимися амплитудами и фазами. Амплитуды и фазы каждого эквивалентного генератора в установившемся режиме соответствуют усредненным значениям амплитуд и фаз генераторов на ансамблях осцилляторов, несмотря на влет и вылет ансамблей осцилляторов на границах области взаимодействия.

Приближенный анализ процессов в генераторах особенно важен при переходе к двумерным и трехмерным пространственно-развитым системам с большим числом лучей. Упрощение достигается в одночастичном приближении, заключающемся в замене генерирующего малого объема, содержащего большое число осцилляторов, эквивалентным генератором в виде колеблющейся частицы, причем в эквивалентном уравнении колебаний учитываются отрицательные потери, параметр внешнего воздействия и нелинейная зависимость частоты от амплитуды. Сравнение основных характеристик эквивалентного генератора и генератора на ансамблях нелинейных электронных осцилляторов позволило определить параметр нелинейных отрицательных потерь, найти нелинейную зависимость частоты от амплитуды колебаний и исследовать режим принудительной синхронизации генераторов.

При использовании в многолучевом устройстве сверхразмерных электродинамических систем с малыми отражениями, роль запаздывания рассматривается с учетом диаграммы направленности излучения каждого генератора. В первом приближении излучение можно считать дипольным. Поскольку в общем случае диаграмма является трехмерным образованием, то такой подход удобен для перехода от двумерной к трехмерной модели активной резонансной электронной среды. Исследование антенных свойств многолучевой системы проводилось в режиме принудительной синхронизации, причем исследование направленности излучения в дальней зоне осуществлялось с помощью диаграммы направленности.

В одноволновом приближении двумерная модель электродинамической системы многолучевого устройства может быть представлена в виде плоского волновода, образованного двумя близко расположенными параллельными проводящими плоскостями, содержащими периодические отверстия для

прохождения лучей и вывода микроволнового излучения. В пределах области синхронизации каждый из генераторов ведет себя как эквивалентный линейный колебательный контур. В полосе прозрачности могут возбуждаться различные моды двумерных колебаний.

Диаграмма направленности излучения многолучевого генератора существенно зависит от количества и расположения лучей. Исследуемый многолучевой генератор может иметь различные конфигурации лучей: расположение лучей в одну линию, расстановка лучей генератора в виде одного или нескольких колец, расположение лучей в виде двумерной сетки типа фазированной решетки. Для управления направленным излучением многолучевого генератора в режиме принудительной синхронизации большой интерес представляет изменение амплитуд и фаз внешнего воздействия, позволяющее изменять частоту и фазу генерации в пределах области синхронизации.

Для пояснения физики процессов полезно установление связи между рассматриваемой двумерной электронной моделью электронных генераторов и двумерной системой малых объемов, взаимодействующих с двумерной электродинамической системой, образованной двумя плоскостями. Основную роль в волновых процессах в активной резонансной среде играет изменение дисперсионных характеристик под влиянием электронного потока и нелинейная зависимость частоты от амплитуды. При принудительной синхронизации эффекты излучения и синхронизации колебаний малых объемов активной среды приводят к изменению диаграммы направленности.

На примерах линейной и кольцевой системы излучателей, а также двумерной системы типа фазированной решетки показана возможность управления диаграммой направленности. Изменением амплитуды и фазы внешнего сигнала получено направленное излучение для одномерных и двумерных систем излучателей. Трехмерная картина диаграммы направленности излучаемой системы зависит от длины системы, периода, сдвига фаз и расположения системы излучателей. Исследованы изменения угла раствора и смещения лепестков диаграммы направленности в зависимости от сдвига фаз между ячейками.

При заданном периоде и нулевом фазовом сдвиге между соседними излучателями устанавливается картина излучения, содержащая два противоположно направленных лепестка на диаграмме направленности. В зависимости от соотношения между фазовой скоростью излучаемой волны и скоростью света изменяется расположение лепестков. Подбором параметров двумерной или трехмерной системы излучателей удастся осуществить требуемую трехмерную “регулировку” лепестков диаграммы направленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника, 2003, Т. 48, № 6, С. 753.

ФАЗОВАЯ САМОФОКУСИРОВКА И ВЗАИМНАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ПОТОКАХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин

Радиационное взаимодействие нелинейных осцилляторов в электронных потоках многолучевого микроволнового генератора, удерживаемых центробежной электростатической фокусировкой, приводит к фазовой самофокусировке в ансамблях осцилляторов и нарастанию во времени дипольного момента системы. При наличии обратной связи по полю этот процесс ведет к самовозбуждению малых объемов активной резонансной среды и получению стационарной генерации. Влияние шумов на входе потока определяет ширину спектральной линии излучения. Радиационная связь отдельных генераторов сопровождается их взаимной синхронизацией и сужением спектра излучения [1].

Медленное изменение во времени амплитуд и фаз суммарных дипольных моментов генерирующих малых объемов позволяет ввести для каждого из лучей эквивалентные автогенераторы с медленно меняющимися амплитудами и фазами. Единичный электронный поток заменяется автогенератором с нелинейными потерями и нелинейной зависимостью частоты от амплитуды. Сравнение полученных двумя методиками характерных временных зависимостей на различных стадиях процесса установления генерации позволяет определить эквивалентные параметры потерь и нелинейной зависимости частоты от амплитуды.

Обсудим области применения указанных методик. Прямые расчеты самовозбуждения и взаимной синхронизации генератора пригодны для малого числа лучей. Физические процессы иллюстрируются фазовыми диаграммами, которые строятся для электронов выбранных ансамблей различных лучей. Многолучевой генератор с числом лучей 10 и более исследуется с помощью эквивалентных автогенераторов. Процессы синхронизации иллюстрируются также фазовыми диаграммами, однако, теперь каждая кривая относится к отдельному генератору. Процесс взаимной синхронизации иллюстрируется фазовыми кривыми, сходящимися в фазовый сгусток различной протяженности. Фазовая самофокусировка считается удовлетворительной, если протяженность фазового сгустка меньше $\pi / 2$.

С помощью эквивалентных генераторов можно получить фазовые диаграммы, характеризующие взаимную синхронизацию широкой двумерной или трехмерной системы дискретных объемов активной резонансной среды. Для дальнейших расчетов будем считать эти объемы эквивалентными автогенераторами и расположим их в узлах различного типа сеток: прямоугольной плоской сетки (на поперечной плоскости x, y), прямоугольной объемной с выделенным продольным направлением (вдоль оси z), сетки на

поверхности цилиндра с поперечными размерами в несколько длин волн и т.д. Расстояние между автогенераторами много меньше длины волны.

Взаимодействие автогенераторов происходит путем возбуждения вихревого поля излучения, зависящего от запаздывания. В случае малых поперечных размеров получаем связь без запаздывания, приводящую к сужению спектральной линии взаимно синхронизованных генераторов. Учет запаздывания взаимодействия приводит к сдвигу фаз автогенераторов. Если сдвиг фаз в одном из направлений соответствует распространению медленной волны, то в дальней зоне получаем диаграмму направленности антенны медленной волны. Если сдвиг фаз соответствует быстрой волне, то имеем диаграмму антенны быстрой волны. В случае бесконечно больших фазовых скоростей в x - и y - направлениях широкой плоской антенны получаем узконаправленное игольчатое излучение в z - направлении.

Пусть автогенераторы расположены в кольцевой области на поверхности цилиндра. Диаметр цилиндра и ширина кольца больше длины волны. Фазовая скорость в тангенциальном направлении существенно больше скорости света. В продольном направлении реализуется замедленная волна. Поле излучения в дальней зоне характеризуется круговой диаграммой. На меньших расстояниях поле имеет минимум на оси системы и в поперечной плоскости сосредоточено в кольце. При нарушении симметрии кольцо распадается на дуги.

Пусть на плоскости или в объеме заданы медленно меняющиеся во времени протяженные пространственные распределения параметров нелинейных потерь и нелинейной зависимости частоты от амплитуды, причем условия самовозбуждения и взаимной синхронизации выполняются вблизи максимума отрицательных потерь. По мере удаления от максимума за область взаимной синхронизации в системе выделяются области несинхронной генерации, вынужденных колебаний и шумовых колебаний. Эти области изменяются во времени и могут перемещаться по координате.

Отметим, что при малых потерях взаимная связь многих автогенераторов уширяет спектральную линию, в соответствии с числом частот возбуждаемых собственных колебаний связанной системы. Спектральная линия сужается только при связи через поле общих необходимых для синхронизации радиационных потерь или посредством введения сопротивления нагрузки в низкочастотном случае [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Канавец, Ю.Д. Мозговой, С.А. Хриткин // Радиотехника и электроника, 2003, Т. 48, № 6, С. 753.
2. В.И. Канавец, Е.В. Галузо // Вестник МГУ, Сер. Физика, астрономия. 1983, № 6, С. 3.

О ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ КСЕНОНА В МНОГОСТУПЕНЧАТОМ УСКОРИТЕЛЕ С ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С.С. Бугаев, В.Л. Саввин

Растущий интерес к электрореактивным и плазменным двигателям для космических применений можно объяснить тем, что:

- можно реализовать экономичные режимы с меньшим расходом (почти вдвое) массы рабочего тела по сравнению с химическими двигателями;
- можно рассчитывать на значительный уровень мощности электроэнергии на борту космических аппаратов (на сегодня - более 10 кВт);
- реальная продолжительность работы электрореактивных двигателей различных типов в космосе достигает 10 лет и больше.

Эти причины, а также возникновение эрозии поверхности ускоряющих электродов и рабочих каналов у существующих электрореактивных двигателей, приводят к необходимости поиска новых методов ускорения ионизированного рабочего тела [1-3]. В частности, применение магнитных периодических фокусирующих систем (МПФС) широко используемых при разработке микроволновых усилителей (ламп бегущей волны), может значительно облегчить пути преодоления проблем эрозии и фокусировки потоков ионов рабочего тела.

Использование МПФС и методов микроволновой электроники по созданию многоступенчатых коллекторов применительно к ускорению плазменных потоков позволяет осуществлять эффективную ионизацию нейтрального газа (рабочего тела) в последовательно расположенных ступенях секционированного ускорителя (электрореактивного двигателя), эффективное ускорение и транспортировку потока заряженной плазмы в канале ускорителя, фокусировку зарядово-нейтрализованного потока ионов на выходе из ускорителя.

Принцип действия предлагаемого многоступенчатого электрореактивного двигателя иллюстрируется на Рис.1.

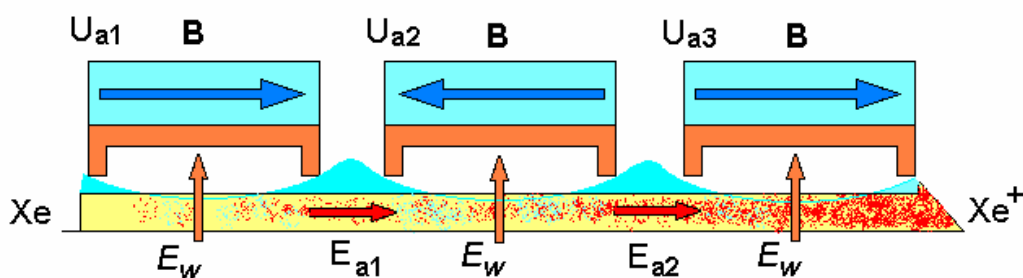


Рис.1. Схема многоступенчатого электрореактивного двигателя (показаны три ускорительные секции с потенциалами U_{a1} , U_{a2} , U_{a3}).

Поток нейтрального газа (Xe) ионизируется электронами и удерживается в рабочем канале ускорителя фокусирующим магнитным полем МПФС, предотвращая тем самым оседание ионов и эрозию стенок канала. Потенциалы ускорительных секций U_{a1}, U_{a2}, U_{a3} отрицательны и нарастают к выходу системы, вызывая ускорение положительно заряженных ионов ксенона. Важная роль в процессе ионизации потока рабочего тела (чаще всего нейтрального газа - ксенона) отводится электронам, рождающимся при ионизации нейтральных атомов. Эти электроны ускоряются в обратном направлении, но под действием скрещенных электрических и магнитных полей приобретают вращательную скорость и задерживаются в области реверсов магнитного поля в промежутках между секциями ускорителя. Поперечное высокочастотное поле E_w резонаторов, расположенных в секциях ускорителя, может вызывать дополнительное вращение электронов и обеспечивать более полное отражение электронов в областях реверсивных магнитных полей, сохраняя квази-нейтральное распределение пространственного заряда в рабочем канале ускорителя и существенно повышая, тем самым, эффективность ионизации потока ксенона.

Анализ динамики электронов в поперечном высокочастотном поле резонаторов и ускоряющих промежутках между секциями проведен с использованием развитой модели электронного потока [4]. Поле пространственного заряда, создаваемого потоком ионов ксенона, аппроксимировалось полем заряженного цилиндра с нарастающей вдоль длины плотностью. Проведенные расчеты показали на заметную концентрацию электронов в промежутках между секциями ускорителя вследствие их отражений от реверса магнитного поля МПФС. Проведены оценки влияния отраженных электронов на эффективность ионизации атомов ксенона в пролетном канале высокочастотного резонатора с поперечным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Д. Гришин, Л.В. Лесков, Н.П. Козлов “Плазменные ускорители” М.: Машиностроение, 1983.
2. Морозов “Физические основы электрореактивных двигателей” М.: Машиностроение, 1983.
3. G. Kornfeld, N. Koch, G. Coustou // Proc. IY IVEC Conf. , Seoul, 2003, P. 187.
4. V. Savvin, S. Bugaev, G. Kazarjan, A. Peklevskiy // Proc. IY IVEC Conf., Seoul, 2003, P. 283.

САМОВОЗБУЖДЕНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛБВ ВБЛИЗИ ЧАСТОТЫ π -ВИДА В УСЛОВИЯХ РАЗРЫВА ДИСПЕРСИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Е.В. Блохина, А.Г. Рожнев

Существует несколько механизмов, ответственных за возникновение побочных колебаний [1]. Одним из них является генерация побочных колебаний на частоте π -вида (частота синхронизма основной пространственной гармоники прямой волны и (-1) -ой гармоники обратной волны) [2,3]. Связь между прямой и обратной волнами, например, за счет нарушения симметрии в расположении диэлектрических опор. Эта связь приводит к разрыву дисперсионной характеристики замедляющей системы вблизи точки синхронизма. В настоящей работе рассматривается линейная теория самовозбуждения ЛБВ с учетом механизма паразитной генерации, связанной с разрывом дисперсионной характеристики вблизи частоты π -вида.

Влияния разрыва дисперсионной характеристики на самовозбуждение ЛБВ была рассмотрена в работе [4]. В ней были предложены уравнения для амплитуд прямой и обратной гармоник и амплитуды сгруппированного тока, но не учитывалась различная поперечная структура полей прямой и встречной волн. Если учесть различную поперечную структуру полей, оказывается, что уравнения следует записать в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{dF_1}{d\xi} + i\Omega F_1 + i\varepsilon F_2 = -\kappa I_1, & \quad \left[\left(\frac{d}{d\xi} - i\Theta \right)^2 + q_1^2 \right] I_1 = i\kappa F_1, \\ \frac{dF_2}{d\xi} - i\Omega F_2 - i\varepsilon^* F_1 = I_2, & \quad \left[\left(\frac{d}{d\xi} - i\Theta \right)^2 + q_2^2 \right] I_2 = iF_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $F_1 = E_1 e^{i\beta_0 \xi / \beta_e C} / (2\kappa V_0 \beta_e C^2)$, $F_2 = E_2 e^{i\beta_0 \xi / \beta_e C} / (2V_0 \beta_e C^2)$ - амплитуды гармоник поля, $I_{1,2} = J_{1,2} e^{i\beta_0 \xi / \beta_0 C} / I_0$ - амплитуды сгруппированного тока, $\Omega = (\omega - \omega_0) / (C\beta_e v_{gr})$ - безразмерная частота, $\Theta = (\beta_e - \beta_0) / (\beta_e C)$ - параметр рассинхронизма, $\xi = \beta_e C x$ - безразмерная координата вдоль пространства взаимодействия, $q_{1,2} = \beta_{q_{1,2}} / (\beta_e C)$ - параметры пространственного заряда, κ определяется через сопротивления связи $K_1(\beta_0)$ и $K_2(\beta_0)$ прямой и обратной гармоник на частоте синхронизма: $\kappa = \sqrt{\beta_1^2 K_1 / (\beta_2^2 K_2)}$, β_1 и β_2 волновые числа гармоник, ω_0 и β_0 частота и волновое число в точке синхронизма, C - параметр усиления Пирса, ε - параметр связи между гармониками.

Уравнения взаимодействия должны быть дополнены граничными условиями для амплитуд поля и тока:

$$\begin{aligned} F_1(0) = 0, & \quad I_1(0) = 0, & \quad dI_1 / d\xi \Big|_{\xi=0} = 0, \\ F_2(L) = RF_1(L), & \quad I_2(0) = 0, & \quad dI_2 / d\xi \Big|_{\xi=0} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где R - коэффициент отражения от правого конца пространства взаимодействия (предполагается, что отражения от левого конца пренебрежимо малы), $L = \beta_e Cl$ - безразмерная длина системы. Уравнения (1), (2) представляют собой линейную краевую задачу, решение которой определяет стартовые условия возникновения генерации в системе.

Результаты расчета пусковых условий генерации представлены на рис. 1. Для расчетов использовались фиксированные значения некоторых параметров: $\alpha = 0.95$, $q_1 = q_2 = 0.01$, $\kappa = 2.0$, $R = 0.2$. Результаты будем представлять, используя безразмерные параметры $\Phi = (\beta_0 - \beta_e)l$ и $\Omega L = (\omega - \omega_0)l / v_{gr}$. Параметр Φ представляет собой относительный угол пролета электронов и волны, имеющей фазовую скорость ω_0 / β_0 , ΩL определяет безразмерную отстройку частоты генерации от частоты π -вида.

В случае, если $\varepsilon = 0$ и $R = 0$, пусковые условия совпадают со стартовыми условиями ЛОВ, это соответствует горизонтальной пунктирной линии на рис. 1. При отличном от нуля параметре связи ε в дисперсионной характеристике системы появляется полоса непропускания, что приводит к изменению качественного вида зависимостей $L_{st}(\Phi)$ и $\Omega L_{st}(\Phi)$. Нужно отметить, что поскольку пусковой ток пропорционален L_{st}^3 , то небольшие различия в значениях пусковой длины может приводить к существенному отличию в значениях токов от тока, посчитанного по теории ЛОВ.

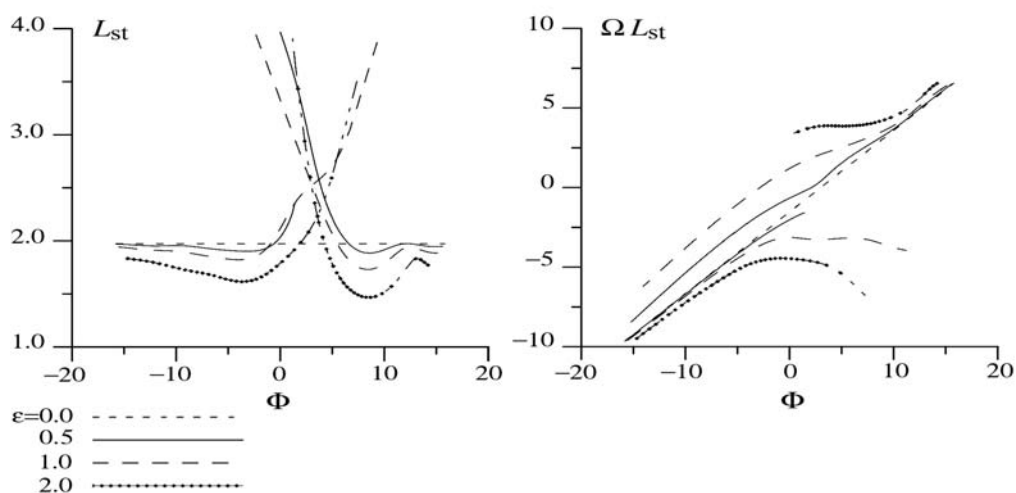


Рис. 1.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-16192 и 02-02-17317.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Бецкий, К.И. Палатов, М.Б. Цейтлин, Ю.Д. Ильин “Побочные колебания в электронных приборах СВЧ” М.: Радио и связь, 1984, 152 с.
2. T. Antonsen, P. Safier, D. Chernin, V. Levush // IEEE Transactions on Plasma Science, V. 30, № 3, 2003.
3. Н.А. Бушуев // Труды пятого рабочего семинара IEEE Saratov-Penza Chapter, Саратов, изд-во ГосУНЦ «Колледж», 2001, С.4.

ГИПЕРХАОС В ПРОСТОЙ МОДЕЛИ ГИРОТРОНА

Е.В. Блохина

В работе рассмотрены некоторые особенности сложной динамики, в частности, динамика при переходе к хаосу в распределенной системе, описывающей нестационарную динамику гиротрона с нефиксированной структурой поля.

Нестационарные режимы в гиротроне исследуются на основе численного решения системы уравнений с начальными и граничными условиями [1]:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - i \frac{\partial F}{\partial t} = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\varphi) d\varphi_0, \quad \frac{dp}{dx} + ip(|p|^2 + \Delta - 1) = iF,$$

$$p|_{x=0} = \varphi_0, \quad \varphi_0 \in [0, 2\pi], \quad F(x, 0) = F_0(x), \quad (1)$$

$$F(0, t) = 0, \quad \frac{dF(L, t)}{dx} + ik_0 F(L, t) = 0.$$

здесь F - функция, описывающая продольное распределение поля, p - поперечный импульс электронов, Δ - параметр рассинхронизма, определяющий отстройку частоты от критической, I_0 - параметр тока пучка. Граничные условия выбраны таким образом, что поле во входном сечении системы подчиняется условию полного отражения, а второе граничное условие учитывает отражение поля рабочей моды на выходе резонатора.

Исследовались сложные режимы, которые наблюдались в областях $\Delta \approx 0.0$ и $\Delta > 0.6$ (при этих значениях Δ возможны переходы от периодической автомодуляции к хаотическим колебаниям) [2]. Анализ режимов, демонстрируемых системой, проводился на основе оценки временной реализации, фазового портрета, восстановленного по реализации, спектра

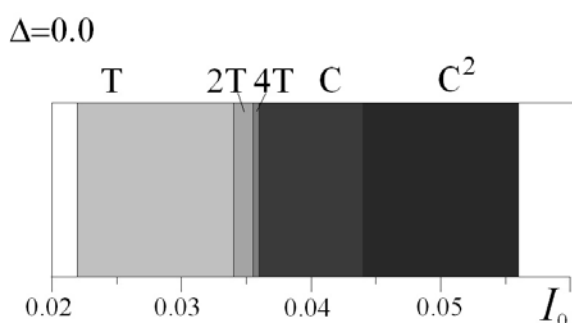


Рис. 1. Режимы, реализующиеся в гиротроне при $\Delta = 0.0$ в зависимости от параметра I_0 . T - автомодуляция периода 1, $2T$ - автомодуляция периода 2, C - хаотические колебания, C^2 - режимы развитого хаоса (гиперхаос).

выходного сигнала и оценки характеристических показателей Ляпунова [3].

В области $\Delta = 0.0$ (при фиксированном значении Δ бифуркационным параметром является ток пучка I_0 , рис. 1) при увеличении I_0 происходит переход от периодической автомодуляции к хаотическим колебаниям на основе бифуркаций удвоения периода. Реализующийся хаотический режим является «не развитым», т.е. характеризуется

присутствием одного положительно показателя Ляпунова. При дальнейшем увеличении параметра I_0 , колебания становятся более интенсивными,

структура хаотического аттрактора становится более сложной, аттрактор режима характеризуется двумя положительными показателями Ляпунова и, с точки зрения нелинейной динамики, классифицируется как гиперхаос.

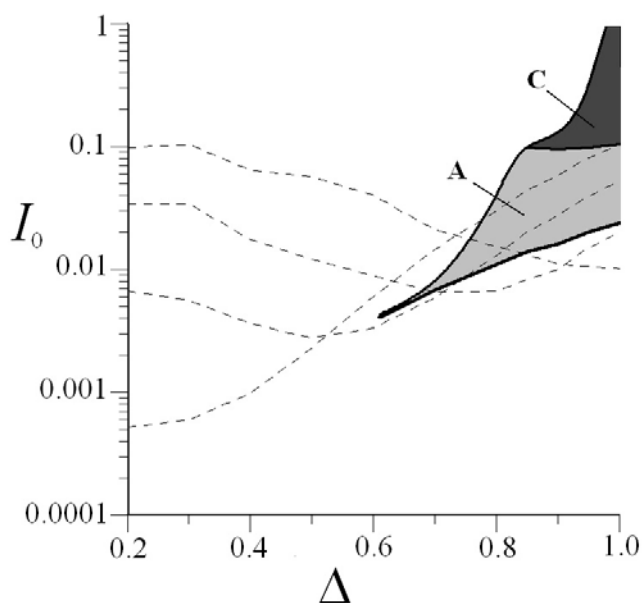


Рис. 2. Режимы, реализующиеся в гиротроне на плоскости (Δ, I_0) . *A* - режимы периодической и квазипериодической модуляции, *C* - режимы хаотических колебаний, в том числе режимы гиперхаоса.

Для больших положительных значений параметра рассинхронизма на основе оценки спектра характеристических показателей Ляпунова была выделена область, в которой наблюдаются хаотические режимы (рис. 2). В области, отмеченной буквой *A*, наблюдается периодическая и квазипериодическая автомодуляция. Режимы гиперхаоса, наблюдающиеся в области *C*, характеризуются присутствием в спектре показателей двух положительных ляпуновских показателей.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-16192 и 02-02-17317.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Гинзбург, Н.А. Завольский, Г.С. Нусинович, А.С. Сергеев, и др. // Изв. Вузов. Радиофизика, 1986, Т. 29, № 1, С.106.
2. Е.В. Блохина, А.Г. Рожнев // в сб. Труды IX Всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн», 2003, С. 15.
3. С.П. Кузнецов «Динамический хаос», М.: Изд-во Физико-математической литературы, 2001, 296 С.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В МНОГОВОЛНОВОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Я.Ш. Гранит, А.С. Нифанов, А.И. Слепков

Принципиальными трудностями при создании мощных микроволновых генераторов с поперечными размерами порядка длины генерируемой волны является ограничение величины и длины импульса излучения, связанное с «напряженными» условиями работы, в том числе с влиянием высокочастотного пробоя. В последние годы активно изучаются микроволновые источники излучения, использующие электродинамические системы с поперечными размерами значительно превышающими длину волны излучения [1].

Взаимодействие потока и поля в таких системах, а также диаграмма направленности излучения в значительной мере определяются возможностью возбуждения объемных полей электродинамической системы. Работа посвящена изучению взаимодействия волн в перспективных для получения сверхвысоких уровней мощности выходного излучения многоволновых черенковских генераторах.

При теоретических исследованиях используются методы анализа слабонестационарных и стационарных (на частоте ω) процессов, основанные на разложении вихревых полей электродинамических структур по системам собственных функций выделенных объемов и дальнейшем сшивании этих полей с учетом непрерывности потока вектора Умова-Пойнтинга [2]. Аксиально-симметричный нерегулярный волновод представляется в виде последовательности участков гладких волноводов с фиксированным диаметром. Для каждого выделенного участка записываются уравнения возбуждения вихревого электрического и магнитного полей. В пределах каждого участка вихревое электрическое и магнитное поля рассматриваются в виде суперпозиции прямых и обратных мод гладкого волновода.

В рамках конкретной реализации используется осевая симметрия задачи, и рассматриваются только аксиально-симметричные моды электрического типа. Для произвольного участка с номером s разложение имеет вид:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{e,s} &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{E}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{E}_{n,s}^-], \\ \vec{H}_s &= \sum_{n=1}^N [C_{n,s}^+(z,t)\vec{H}_{n,s}^+ + C_{n,s}^-(z,t)\vec{H}_{n,s}^-],\end{aligned}$$

где $C_{n,s}^\pm(z,t)$, $\vec{E}_{n,s}^\pm(r,z,t)$, $\vec{H}_{n,s}^\pm(r,z,t)$ - комплексные коэффициенты разложения, а также векторы электрического и магнитного полей для моды E_{0n} -типа.

Специальная запись уравнений возбуждения электромагнитных полей вихревым электрическим током позволяет ввести в рассмотрение матрицы трансформации полей на отдельном участке неоднородного волновода.

Дальнейший анализ сводится либо к решению дисперсионного уравнения и решению граничной задачи, когда электронный поток представляется волнами пространственного заряда, либо проводится анализ установления колебаний в системе (слабонестационарное приближение). В последнем случае электронный поток представляется в виде набора крупных частиц.

Для численного анализа был выбран вариант источника, исследованного в [3]. Отношение диаметра волновода к длине волны генерации составляло $D/\lambda \sim 4.5$. Численные исследования проводились для электродинамических систем, отличавшихся количеством секций (односекционная или двухсекционная системы различной длины), а также высотой и формой периодических неоднородностей. Синхронизм сильнооточного потока и поля на частотах вблизи « π » - вида колебаний низшей аксиально-симметричной моды структуры обеспечивался при ускоряющих напряжениях 500кВ - 1МВ.

Особенностью рассматриваемой электродинамической системы является наличие в ней четырех распространяющихся аксиально-симметричных мод так же, как это наблюдалось для структуры, использованной в генераторе с рекордным уровнем мощности 15 ГВт [1]. При проведении расчетов методами линейной и нелинейной теории ставилась задача оценки эффективности влияния таких факторов, как геометрия периодической неоднородности, длина секции и параметры потока для получения длительной генерации излучения при минимальной ширине спектра излучения.

Рассматривались дисперсия волн, а также резонансные свойства отдельной секции электродинамической системы. Показано, что амплитуда возбуждения ближайшей к « π » - виду продольной моды структуры, как правило, значительно превышает амплитуды остальных мод колебаний электромагнитного поля. Анализ процессов установления колебаний в двухсекционной системе показал, что возбуждение этой моды играет существенную роль в формировании спектра излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.П. Бугаев, В.И. Канавец, В.И. Кошелев, В.А. Черепенин “Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы” Новосибирск: Наука. Сиб.отд-ние, 1991.- 296 с.
2. А.И. Слепков // Известия АН. Сер.Физическая. 2003, Т. 67, № 12.
3. М.Р. Deichuly, V.I. Koshelev, V.M. Pikunov, V.A. Popov, A.A. Petkun // Proc. of 14th int. conf. on High-Power Particle Beams. Albuquerque. New Mexico. 2002, P. 287.

ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ ОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИКА И ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Л.А. Мельников, И.А. Хромова

Данная работа посвящена изучению преломления света на границе однородного диэлектрика и двумерного фотонного кристалла (ФК).

ФК – структуры с периодически меняющимся в пространстве показателем преломления (период структуры порядка длины волны оптического диапазона). Одним из важнейших свойств ФК является существование запрещенных зон: интервалов частот, при которых волна не может распространяться в ФК структуре. Кроме того, такие среды обладают существенной чувствительностью к параметрам падающей волны, то есть к ее частоте, углу падения, поляризации моде. Перечисленные свойства ФК позволяют наблюдать ряд важных и интересных эффектов, таких как отрицательная и многоволновая рефракция. Данная работа посвящена изучению этих явлений, а именно эффектов, связанных с преломлением света на границе однородного диэлектрика и двумерного ФК.

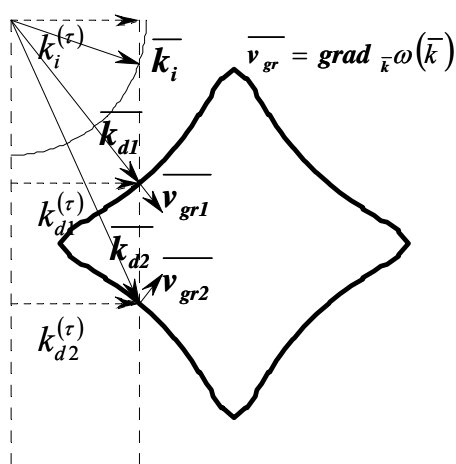


Рис.1. Метод изочастот. Жирная кривая соответствует изочастоте фотонного кристалла, тонкой кривой обозначена изочастота внешней однородной среды. При прохождении электромагнитной волны через границу двух сред тангенциальная компонента волнового вектора сохраняется $k_i^{(\tau)} = k_{d1}^{(\tau)} = k_{d2}^{(\tau)}$.

В работе рассматривались квадратная и гексагональная фотонно-кристаллические решетки. Для получения закона преломления был использован метод изочастот, проиллюстрированный на Рис.1. Каждая изочастота (линия уровня дисперсионной характеристики), построенная для некоторой среды, характеризует разрешенные направления распространения волны с соответствующим значением частоты. Согласно граничным условиям тангенциальная компонента волнового вектора не претерпевает изменений при преломлении волны на границе двух сред $k_i^{(\tau)} = k_d^{(\tau)}$. Нормальная компонента волнового вектора находится из дисперсионного уравнения.

Заданным частоте и тангенциальной компоненте волнового вектора могут соответствовать несколько значений $k_d^{(n)}$. Их

число зависит от взаимной ориентации границы раздела сред и векторов трансляции ФК и угла падения волны. В частности, если граница ФК параллельна одному из векторов трансляции кристалла, то существуют два решения дисперсионного уравнения $k_{d1}^{(n)}$ и $k_{d2}^{(n)}$. Однако, физический смысл

имеет лишь решение, соответствующее прямой волне, в которой вектор групповой скорости ответственный за перенос энергии, сонаправлен либо образует положительный угол с волновым вектором. Второе решение отвечает нераспространяющейся волне.

Таким образом, был получен полностью определенный закон преломления, включая значения фазовой и групповой скоростей преломленной волны.

В ходе работы с помощью приведенного выше метода были построены различные картины преломления света на границе однородного диэлектрика и ФК. Исследованы случаи как для диапазона низких частот, где характер преломления аналогичен преломлению на границе однородных сред, так и для областей частот вблизи запрещенной зоны ФК, где за счет деформации профиля изочастот образуется угол между векторами фазовой и групповой скоростями волны. Важным следствием такой деформации является появление отрицательной рефракции даже при относительно малых показателях преломления внешней среды, что также продемонстрировано в работе.

Кроме того, был рассмотрен случай расположения поверхности раздела под углом к выбранному вектору трансляции кристалла. Даже небольшой наклон приводит к качественному изменению картины преломления. За счет приведения векторов к первой зоне Бриллюэна, образуется несколько решений дисперсионного уравнения. При этом часть волн будут появляться как следствие отрицательной рефракции. Порядок многоволновой рефракции, то есть количество направлений распространения волны, зависит от угла наклона поверхности раздела по отношению к оси ФК, показателя преломления внешней среды, частоты и угла падения исходной волны.

Таким образом, в ходе работы были показаны нетривиальные дисперсионные свойства ФК, наблюдающиеся вблизи запрещенной зоны. Данные свойства интересны с практической точки зрения, так как позволяют использовать ФК для решения широкого спектра задач по управлению параметрами световых пучков и импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, Sh. Fan // *Nature*, 1997, V. 386, P. 143.
2. Л.А. Мельников, О.Н. Козина // *Опт. и спектр*, 2003, Т. 95, № 1, С. 68.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ

А.В. Козарь

Практически во всех процессах взаимодействия электромагнитных волн с материальными средами исключительно важную роль играет такое фундаментальное физическое явление, как интерференция. Это обусловлено прежде всего тем, что явление интерференции по своей природе связано и формируется не только при взаимодействии электромагнитного поля с носителями заряда в веществе, т.е. определяется его внутренним строением, но и размерами, формой и макроструктурой объекта взаимодействия.

С целью оптимального решения задач приема и преобразования оптических, субмиллиметровых, миллиметровых и СВЧ сигналов, а также диагностики электрофизических параметров сред нами было проведено комплексное теоретическое, численное и экспериментальное исследование формирования интерференционной картины при взаимодействии электромагнитных волн со слоисто-неоднородными средами.

Анализ показал, что с точки зрения чувствительного приема и эффективного преобразования сигналов реализация оптимального условия взаимодействия волна-среда в режиме полного поглощения (максимальной концентрации) волновой энергии в среде возможна лишь при условии выполнения общего требования: волновые характеристики граничных с “рабочей средой” сред должны быть различны. В качестве конкретного способа решения такого класса задач в оптике и радиофизике предложено использовать для обрамления “рабочего слоя” многослойные диэлектрические резонансные структуры с различным числом четвертьволновых слоев. Полученные аналитические соотношения позволяют синтезировать такие многослойные интерференционные поглотители (МИП) для получения полного поглощения волновой энергии в слабопоглощающих тонких пленках в заданном спектральном интервале [1].

В результате теоретического анализа общих условий формирования интерференционной картины при взаимодействии электромагнитных волн с произвольной слоисто-неоднородной средой, была показана возможность создания, найден алгоритм синтеза и исследованы свойства нового класса нерезонансных многослойных структур – тонкослойных интерференционных структур (ТИС), обладающих целым рядом уникальных, присущих только структурам такого класса свойств [2 - 3]. К основным из них можно отнести инвариантность согласующей (отражательной) способности таких структур по отношению к числу и порядку чередования слоев; обратно пропорциональную зависимость толщины слоев от их числа; возможность плавного изменения согласующей (отражательной) способности ТИС за счет изменения соотношения толщин слоев в периоде структуры при фиксированной фазовой характеристике; меньшая четвертьволновой полная оптическая толщина всей

структуры и инвариантность ее по числу слоев; возможность одновременного “просветления” нескольких различных по оптическим характеристикам сред на различных длинах волн.

Исследование свойств апериодических многослойных ТИС позволило установить длинноволновую границу интерференционных явлений в пространственно неоднородных средах, начиная с которой влияние интерференционных процессов внутри пространственно-неоднородного слоя практически отсутствует и он может быть адекватно представлено как пространственно-однородное с эквивалентным показателем преломления. Найденные эквивалентные представления являются оптимальными в качестве начального приближения при решении обратных задач диагностики электрофизических параметров неоднородных сред.

Анализ нестационарных процессов в слоисто-неоднородных средах показал, что при распространении коротких оптических импульсов с амплитудой или (и) фазовой модуляцией через “просветляющие” структуры наблюдается эффект нестационарного отражения, обусловленный нарушением баланса интерферирующих компонент с длительностью, равной времени изменения амплитуды или фазы волны. Это явление может быть использовано как для получения коротких и сверхкоротких оптических импульсов, так и для управления их характеристиками (сжатие импульсов и преобразование фазовой модуляции в амплитудную).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Козарь // Оптика и Спектроскопия, 1985, № 59, Вып. 5, С. 1132.
2. А.В. Козарь // Оптика и Спектроскопия, 1988, № 64, Вып. 5, С. 1130.
3. Ю.А. Бобровников, П.Н. Горохов, А.В. Козарь // Квантовая электроника, 2003, Т. 33, № 11, С. 1019.

СОБСТВЕННОЕ ЗНАЧЕНИЕ КАК ФУНКЦИЯ ПОТЕНЦИАЛА

В.А. Винокуров, В.А. Садовничий

Математическим аппаратом изучения волновых процессов являются дифференциальные уравнения в частных производных. Ведущим методом исследования решений линейных дифференциальных уравнений в частных производных является метод Фурье спектральных разложений. Первоначально метод спектральных разложений был применен Фурье в 1811 году для решения уравнения теплопроводности — линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами. В 1831 году Лиувилль и Штурм ввели и изучили задачу на собственные значения и собственные функции на конечном отрезке $[0, 1]$ для линейного дифференциального уравнения второго порядка с переменными коэффициентами в следующей форме Лиувилля

$$y'' + (\lambda - q(x))y = 0 \quad (1)$$

и с линейными краевыми условиями вида Штурма

$$y'(0)\cos(\alpha) + y(0)\sin(\alpha) = 0, \quad y'(l)\cos(\beta) + y(l)\sin(\beta) = 0. \quad (2)$$

Здесь $q(x)$ — заданная функция, α, β — заданные вещественные параметры. При достаточно гладких коэффициентах заменой переменных общее линейное дифференциальное уравнение второго порядка с переменными коэффициентами может быть сведено к нормальной форме Лиувилля (1).

Решением краевой задачи Штурма-Лиувилля называется пара $(\lambda, y(x))$, где λ — число, (вообще говоря, комплексное) называемое *собственным значением*, а $y(x)$ — искомая функция, не равная тождественно нулю, называемая *собственной функцией*. В случае суммируемой по Лебегу вещественной функции $q(x)$ краевая задача Штурма-Лиувилля имеет бесконечную строго монотонно возрастающую к бесконечности последовательность собственных значений $\lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_n < \infty$ кратности единица, причём соответствующая последовательность нормированных в пространстве L_2 собственных функций $\{y_n(x)\}_{n=1}^{\infty}$ образует ортонормированный базис в гильбертовом пространстве L_2 . Таким образом, если мы зафиксируем краевые условия (2) и номер n , то мы получим функциональную зависимость $\lambda_n = \lambda_n(q)$ n -ного собственного значения λ_n от потенциала $q(x)$ как элемента банахова пространства функций L_1 , т.е. отображение $\lambda_n: L_1 \rightarrow \mathbf{R}$. Возникает вопрос об исследовании этого отображения на языке современного функционального анализа.

В настоящем докладе, следуя работе [1], (Интернет-вариант [2]) устанавливаются топологические и аналитические свойства функции $\lambda_n(q)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Винокуров, В.А. Садовничий // Доклады АН, 2003, Т. 392, № 5, С. 592.
2. В.А. Винокуров, В.А. Садовничий // <http://vinokurov.150m.com/eval.html>.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ РАЗМЕРНОСТЕЙ СИНТЕЗИРОВАННЫХ И РЕАЛЬНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А.А. Потапов, В.А. Герман

В докладе приведены экспериментальные результаты по определению распределений фрактальных размерностей D синтезированных и реальных изображений. Для получения эмпирических распределений в компьютерных экспериментах авторами использовались изображения синтезированных фрактальных сцен; фотографии, полученные с помощью электронного микроскопа; фотографии, полученные с помощью аэрофотосъемки; а также радиолокационные изображения на длине волны 8,6 мм. Синтез фрактальных сцен производился по усовершенствованным вариантам ранее разработанных алгоритмов [1 - 3].

Часть экспериментального материала была получена на сканирующем зондовом микроскопе (SPM) компании NT - MDT (г. Зеленоград), позволяющем учесть свойства поверхности материалов с высоким пространственным разрешением, вплоть до атомарного [3]. В нанометровом диапазоне были сформированы 3D - изображения образцов с последующей их цифровой обработкой. Полученные изображения поверхностей были представлены с *bmp* - расширением в формате 512×655×256. Подавляющее большинство экспериментальных результатов указывает на фрактальность исследуемых поверхностей. Отсюда, в частности, следует вывод о необходимости введения иных способов обработки поверхностей изделий и возможности прогнозирования кластерных свойств шероховатости поверхностей. В этом случае подтверждается теоретическая модель кристаллизации А.Н. Колмогорова, опубликованная в 1937 г. Используемые в экспериментах образцы фрактальных поверхностей [1 - 3] и их фрактальные сигнатуры (пример - см. рис. 1) представлены в докладе.

Для получения эмпирических распределений использовались одномерные разрезы исходных сцен. При этом оказалось, что имеется сильная зависимость полученных значений от выбора места разреза, что препятствует объективной оценке распределения фрактальной размерности. Однако, этот факт может играть роль детектора анизотропии поверхности в новом методе ее измерения.

Трудности, связанные с неоднозначностью анализа разрезов изображений привели к необходимости анализа распределений фрактальных размерностей по всему двумерному изображению.

В дальнейших экспериментах проводилось измерение распределений фрактальных размерностей D указанных выше типов изображений в условиях гауссовых шумов с различными среднеквадратичными значениями σ . При фрактальной обработке реализаций сигналов в шумах показано, что при отношении сигнал / шум $q_0^2 = +10$ дБ мы точно измеряем статистику сигнала. С

уменьшением значения q_0^2 в сторону отрицательных значений (например, $q_0^2 = -3$ дБ) происходит смещение максимума (моды) итогового фрактального распределения в сторону значения фрактальной размерности шума или помехи. При этом всегда в окрестности значения фрактальной размерности полезной составляющей присутствует "тяжелый хвост" фрактального распределения (паретиана), достигающий стабильной величины, порядка 10 - 20 %. Данная тенденция сохраняется и при гораздо меньших значениях q_0^2 , равных - 10 дБ и - 20 дБ. Частный пример эмпирических распределений D для синтезированных фрактальных сцен показан на рис. 2. Таким образом, как и ранее [1, 2], во всех без исключения проведенных экспериментах наблюдалась устойчивая работа предложенных авторами фрактальных алгоритмов при малых отношениях сигнал/шум (сигнал/фон).

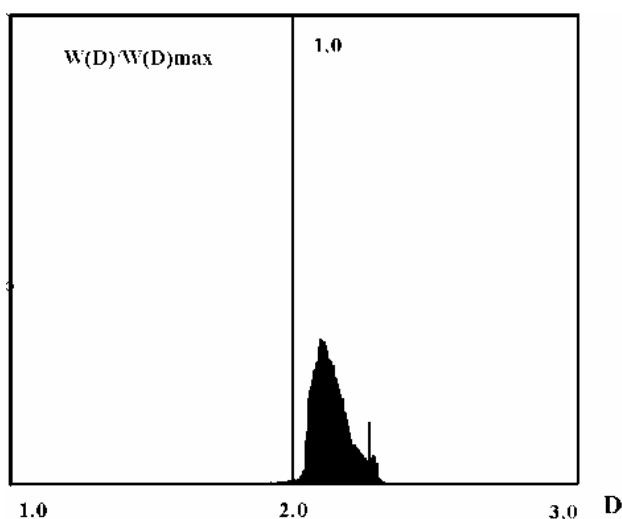


Рис.1. Распределение D для синтезированной фрактальной двумерной сцены.

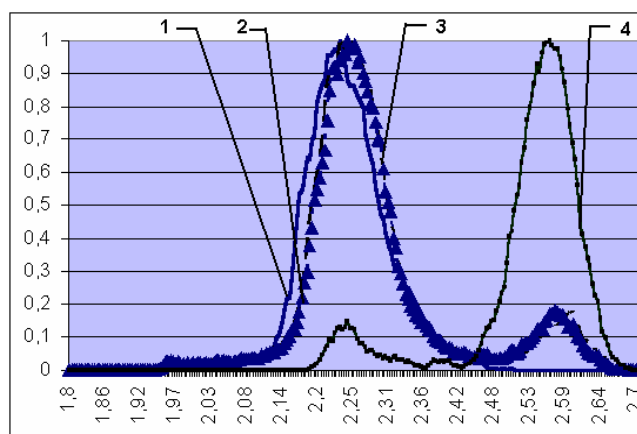


Рис.2. Распределения D для синтезированной сцены при $q_0^2 = \infty$ дБ (1), $q_0^2 = 10$ дБ (2), $q_0^2 = 3$ дБ (3), $q_0^2 = -3$ дБ (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Потапов, В.А. Герман // Радиотехника и электроника, 2000, Т. 45, № 8, С. 946.
2. А.А. Потапов "Фракталы в радиофизике и радиолокации".- М.: Логос, 2002. - 664 с.
3. А.А. Потапов, В.А. Герман // Труды X Межд. науч. – техн. конф. "Радиолокация, навигация, связь".- Воронеж: Изд. НПФ "Саквоее", 2004, Т. III, С. 1869.

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАКТАЛЬНОЙ
РАЗМЕРНОСТИ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ДИАГРАММЫ ПИРСОНА

А.А. Потапов, В.А. Герман

Задача оценивания неизвестных законов распределений обычно подразделяется на два класса: параметрическое и непараметрическое оценивание распределений [1,2]. Для преодоления априорной неопределенности используют методы адаптации, подобия и инвариантности, знаковые и ранговые критерии, а также другие робастные алгоритмы.

В докладе рассмотрен параметрический подход к оцениванию распределений фрактальных размерностей D , сводящийся к подбору из некоторого класса распределений такого, которое наилучшим образом соответствует полученным выборкам. Оптимальным вариантом является в этом случае использование диаграммы Пирсона [3] в плоскости переменных $\beta_1 = K_a^2$ и $\beta_2 = K_3 + 3$, где $K_a = \frac{\mu_3}{\sigma^3}$ - коэффициент асимметрии, $K_3 = \frac{\mu_4}{\sigma^4} - 3$ - коэффициент эксцесса (здесь μ_3 и μ_4 - третий и четвертый центральные моменты соответственно, σ^2 - дисперсия). Для симметричного распределения с конечным третьим моментом $K_a = 0$. При $K_a > 0$ распределение имеет положительную (правостороннюю) асимметрию, с "хвостом" справа, а при $K_a < 0$ - отрицательную (левостороннюю) асимметрию с "хвостом" слева. Для нормального распределения $K_3 = 0$. При $K_3 > 0$ ($K_3 < 0$) кривая плотности вероятности в окрестности моды имеет более высокую и острую (соответственно более низкую и плоскую) вершину, чем график нормальной плоскости. Впервые диаграмма Пирсона с семейством распределений Джонсона была использована для описания негауссовых вероятностных распределений удельных ЭПР растительности в миллиметровом диапазоне волн [4].

Для большинства непрерывных распределений вероятностей функция плотности $p = p(x)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению вида

$$\frac{dp}{dx} = \frac{(x+a)p}{b_0 + b_1x + b_2x^2}, \quad (1)$$

где a, b_0, b_1, b_2 — действительные числа.

Дифференциальное уравнение (1) определяет систему кривых Пирсона, введенную в 1894 году [3]. Распределения, являющиеся решениями (1), являются предельными формами гипергеометрического распределения. В зависимости от характера корней уравнения в знаменателе (1) семейство распределений Пирсона составляют 12 типов и нормальное распределение.

Коэффициенты уравнения (1) выражаются через первые четыре момента распределения при условии конечности этих моментов.

В компьютерных экспериментах использовались многочисленные изображения разной физической природы; причем обрабатывались, как «чистые» изображения, так и изображения с наложенным на них аддитивным шумом различной интенсивности. По полученным массивам значений фрактальной размерности строились точки на диаграммах Пирсона.

Кроме этого, на фрактальные сцены накладывалась нефрактальная «цель» - прямоугольник с относительной площадью $S_1/S_0=1/9$, где S - площадь цели, S_0 - площадь фрактальной сцены. В таблице приведены обобщенные численные значения коэффициентов асимметрии и эксцесса распределений фрактальной размерности.

Таблица

Коэффициенты асимметрии и эксцесса для распределения фрактальной размерности сцен с гауссовой помехой

	1	2	3	4	5	6	7	8
Асимметрия	17,533	19,189	14,831	12,543	22,494	13,301	14,955	14,599
Эксцесс	4,2680	4,3709	3,9294	3,6351	4,6437	3,7574	4,0109	3,8899

Здесь: 1 – гауссова помеха с $\sigma=0,1$ (10дБ) без нефрактальной цели; 2 – гауссова помеха $\sigma=0,1$ с нефрактальной целью; 3 – гауссова помеха с $\sigma=0,3$ (5 дБ) без нефрактальной цели; 4 – гауссова помеха $\sigma=0,3$ с нефрактальной целью; 5 – гауссова помеха с $\sigma=0,5$ (3 дБ) без нефрактальной цели; 6 – гауссова помеха $\sigma=0,5$ с нефрактальной целью; 7 – гауссова помеха с $\sigma=2,0$ (-3 дБ) без нефрактальной цели; 8 – гауссова помеха $\sigma=2,0$ с нефрактальной целью.

Полученные данные полностью определяют характерный вид фрактального распределения (паретиана) и его тяжелый или утолщенный хвост, который и несет всю полезную информацию при различных отношениях сигнал/помеха q_0^2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Потапов, В.А. Герман // Письма в ЖТФ, 2002, Т. 28, № 14, С. 19.
2. А.П. Реутов, А.А. Потапов, В.А. Герман // Нелинейный мир, 2003, Т. 1, № 1 - 2, С. 12.
3. К. Pearson // Philosoph. Trans. Royal Society (London), 1894, V.185, Ser. A, P. 71.
4. А.А. Потапов // Радиотехника и электроника, 1991, Т. 36, № 2, С. 239.